

ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ
ΑΘΗΝΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

Μελέτη των δυνατοτήτων ανίχνευσης
ενεργών γαλαξιακών πυρήνων με το
τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ

Διατριβή επί διδακτορία

ΣΟΦΟΚΛΗΣ Α. ΣΩΤΗΡΙΟΥ

ΑΘΗΝΑ
ΕΤΟΣ 1998

Εισαγωγικό Σημείωμα

Δυνατότητες ανίχνευσης ενεργών γαλαξιακών πυρήνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ

Στο αναπτυσσόμενο πρόσφατα πεδίο της Αστροφυσικής νετρίνων υψηλών ενεργειών, που συνδυάζει την Αστρονομία και τη Σωματιδιακή Φυσική, εντασσόμενη η παρούσα μελέτη επικεντρώνει το ενδιαφέρον της στο σχεδιασμό και στην κατασκευή του τηλεσκοπίου νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ, το οποίο πρόκειται να ποντιστεί στο Ιόνιο Πέλαγος, σε απόσταση 20 περίπου ναυτικών μιλίων Νοτιοδυτικά της Πύλου. Περιέχει επίσης σύντομη αναφορά στην πρόοδο των υπολοίπων τηλεσκοπίων νετρίνων, DUMAND, BAIKAL και AMANDA, που βρίσκονται επίσης σε στάδιο κατασκευής. Οι ανιχνευτές αυτοί αποτελούνται από διατάξεις φωτοπολλαπλασιαστών οι οποίοι καταγράφουν την ακτινοβολία Cherenkov που παράγουν τα προϊόντα των αλληλεπιδράσεων των νετρίνων με την ύλη κατά τη διέλευσή τους από το νερό (θαλασσινό ή γλυκό) ή τον πάγο. Τα χαρακτηριστικά των αλληλεπιδράσεων των νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών καθιστούν δυνατό τον εντοπισμό των περιοχών εκπομπής τους, δίνοντας μια μοναδική ευκαιρία για τη μελέτη των ισχυρών μηχανισμών επιτάχυνσης του Σύμπαντος. Παράλληλα δίνεται η ευκαιρία για μελέτη μιας σειράς προβλημάτων της Σωματιδιακής Φυσικής, όπως οι ταλαντώσεις των ατμοσφαιρικών νετρίνων και η αναζήτηση σκοτεινής ύλης (dark matter). Ο σχεδιασμός και η κατασκευή της βασικής ανιχνευτικής μονάδας του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ παρουσιάζεται στην εργασία αυτή. Επιπρόσθετα παρουσιάζεται το σύστημα συλλογής δεδομένων που αναπτύχθηκε για το πρώτο τμήμα του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ που δοκιμαστικά ποντίστηκε το Μάιο του 1997. Οι πηγές θορύβου που θα επηρεάσουν τη λειτουργία του τηλεσκοπίου περιγράφονται και τα αποτελέσματα των μετρήσεων εισάγονται στα προγράμματα προσομοίωσης που χρησιμοποιούνται για τη μελέτη της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες που θα λαμβάνουν χώρα στην ευρύτερη περιοχή εγκατάστασής του. Με βάση την ακριβή προσομοίωση των διαδικασιών απώλειας ενέργειας των μιονίων στη θάλασσα πραγματοποιείται εκτίμηση του αναμενόμενου αριθμού ατμοσφαιρικών νετρίνων, που θα καταγράφονται στη διάρκεια ενός έτους από το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ. Η κύρια πηγή θορύβου στην ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων είναι η ανακατασκευή τροχιών των ατμοσφαιρικών μιονίων ως ανερχομένων. Κύριος στόχος όμως της παρούσας εργασίας είναι η μελέτη της δυνατότητας ανίχνευσης νετρίνων από τους κοσμικούς επιταχυντές (π.χ. ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες) με την παρουσία του ισχυρού υποβάθρου των ατμοσφαιρικών νετρίνων. Περιγράφονται ενεργειακά κριτήρια που απομακρύνοντας τα χαμηλοενεργειακά γεγονότα καθιστούν δυνατή τη διάκριση των νετρίνων από εξωγήινες πηγές. Ο αναμενόμενος αριθμός των γεγονότων υπολογίζεται για διάφορα θεωρητικά μοντέλα που περιγράφουν τους μηχανισμούς επιτάχυνσης στους κοσμικούς επιταχυντές.

Η ερευνητική αυτή εργασία υποστηρίχθηκε από τα προγράμματα STRIDE II (1994-1995), ΕΠΕΤ και ΠΕΝΕΔ (1996-1998), της Γενικής Γραμματείας Ερευνας και Τεχνολογίας του Υπουργείου Βιομηχανίας Ενέργειας και Τεχνολογίας και το Ιδρυμα Μποδοσάκη (1996-1998).

Η συγγραφή πραγματοποιήθηκε με τη βοήθεια του λογισμικού Microsoft Word, Version 7 (Windows 95), ενώ οι περισσότερες γραφικές παραστάσεις και τα διαγράμματα έχουν πραγματοποιηθεί με τη βοήθεια των λογισμικών πακέτων PAW και PAW++ που διατίθενται από τη βιβλιοθήκη του CERN.

Ευχαριστίες

Ο κατάλογος με τα ονόματα των ανθρώπων που συνέβαλαν με διάφορους τρόπους στην ολοκλήρωση της εργασίας αυτής είναι αρκετά μεγάλος. Αυτό άλλωστε είναι και το χαρακτηριστικό κάθε ομαδικής προσπάθειας, όπως είναι η κατασκευή του τηλεσκοπίου νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ.

Πρώτα θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον καθηγητή μου Λ.Κ.Ρεσβάνη, ακούραστο πλοηγό της τεράστιας προσπάθειας εγκατάστασης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ στο Ιόνιο Πέλαγος. Λίγοι ίσως μεταπτυχιακοί φοιτητές τυγχάνουν της αμέριστης προσοχής και του ενδιαφέροντος που ευτύχησα να έχω σε όλα τα χρόνια της συνεργασίας μας. Είναι σίγουρο πως η αλληλεπίδραση μαζί του διαφοροποίησε σημαντικά τον τρόπο σκέψης μου απέναντι στην επιστήμη, αλλά και στη ζωή, αποδεικνύοντας πως όταν έχεις στόχους και οράματα δεν πρέπει να τα εγκαταλείπεις ποτέ, όσες αντιξοότητες και αν αντιμετωπίσεις. "Πάντα στον νου σου νάχεις την Ιθάκη, το φθάσιμον εκεί είν' ο προορισμός σου", αυτό ακριβώς βιώνει, όποιος στενά συνεργάζεται μαζί του. Τον ευχαριστώ επίσης θερμά για την φιλοξενία που μου παρείχε στην Πύλο και για τα ανεπανάληπτα λουκούλεια γεύματα στα οποία με προσκάλεσε.

Ευχαριστώ θερμά την καθηγήτρια μου Χρ. Κουρκουμέλη για τη συμπαράσταση και την καθοδήγηση από την αρχή της ερευνητικής μου προσπάθειας. Το μεγαλύτερο τμήμα της εργασίας προέκυψε από διαρκή συνεργασία μαζί της στον κώδικα προσομοίωσης και ανακατασκευής. Την ευχαριστώ επίσης διότι μου έδειξε τη μέθοδο που θα πρέπει να ακολουθεί κάποιος που θέλει να πείσει τους συναδέλφους του για την ορθότητα της άποψης του.

Ευχαριστώ θερμά τον καθηγητή Σ. Κατσανέβα για τη βοήθειά του στην ολοκλήρωση της έρευνας αυτής, με σειρά συζητήσεων και υποδείξεων που είχαν ως αποτέλεσμα την πλήρη κατανόηση των θεμάτων Φυσικής που φιλοδοξεί να καλύψει η λειτουργία του τηλεσκοπίου νετρίνων.

Ευχαριστώ θερμά τον καθηγητή ΑΙ Μανν που με στήριξε σε μια πολύ δύσκολη περίοδο της πορείας μου και σαν "από μηχανής θεός" μου έδωσε τη δύναμη να συνεχίσω την προσπάθειά μου με περισσότερη επιμονή από πριν.

Ευχαριστώ επίσης θερμά τον εξαιρετικό συνάδελφο James R. McNutt ο οποίος με βοήθησε σε όλα τα στάδια της εργασίας μου την περίοδο 1995-1997.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τα υπόλοιπα μέλη της ερευνητικής ομάδας του Εργαστηρίου Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών, Ε. Ανασοντζή, Γ. Βούλγαρη, Α. Μανουσάκη, Α. Αλούπη, Ι. Κονταξή, Σ. Νουνό και Π. Πρέβε για την εξαιρετική συνεργασία και υποστήριξη.

Ιδιαίτερες ευχαριστίες στην καλή φίλη και συνάδελφο Ρ. Νικολαΐδου για την υποστήριξη της τόσο κατά την περίοδο της εργασίας μου στο CERN αλλά και στην Ελλάδα.

Δεν υπάρχουν λόγια να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου στον πολύ καλό φίλο και συνάδελφο Π. Πραμαντιώτη για την ανιδιοτελή του βοήθεια όλα αυτά τα χρόνια σε όλα τα προβλήματα που αντιμετώπισα.

Ένα πολύ μεγάλο ευχαριστώ στο συνάδελφο S. Bottai για τη μεγάλη του βοήθεια στην ανάπτυξη του λογισμικού προσομοίωσης και ανακατασκευής και τη συμπαράσταση κατά την παραμονή μου στη Ρώμη.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τους Γ. Μαρκόπουλο και Ε. Fahrum για την άψογη συνεργασία στα πλαίσια της προετοιμασίας του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων την Άνοιξη του 1997. Θεωρώ αυτή την περίοδο σαν ίσως την ωραιότερη και την πιο εποικοδομητική της

πορείας μου τα τελευταία πέντε χρόνια. Επίσης ιδιαίτερες ευχαριστίες στον αγαπητό Ν. Χούμα για τη φιλία του όλη την περίοδο που εργάστηκα στην Πύλο.

Ευχαριστώ το Ίδρυμα Μποδοσάκη για την οικονομική υποστήριξη που μου παρείχε για την ολοκλήρωση της εργασίας αυτής.

Είναι πολύ σημαντικό για μια τέτοια προσπάθεια όπως είναι η ολοκλήρωση μιας διδακτορικής διατριβής να έχεις καλούς συνεργάτες. Είναι όμως επίσης πολύ σημαντικό οι δικοί σου άνθρωποι να βρίσκονται δίπλα σου και να σε στηρίζουν σε αυτό που κάνεις.

Κατατάσσοντάς τον στην κατηγορία των δικών μου ανθρώπων, αν και υπήρξαμε και συνεργάτες για αρκετό χρονικό διάστημα, ευχαριστώ τον καλό φίλο Ι. Χατζαντωνάκη για την συμπαράστασή του όλα αυτά τα χρόνια.

Εκφράζω την βαθιά μου ευγνωμοσύνη στην Ελπίδα Γιαλούρη για την ανεξάντλητη υπομονή της στην αντιμετώπιση των προβλημάτων που δημιουργεί σε μια σχέση η εκπόνηση μια εργασίας που απαιτεί συνεχείς μετακινήσεις και για την επιμονή της στη διατήρηση της σχέσης αυτής.

Ιδιαίτερα ευχαριστώ τους γονείς μου Αλέξανδρο και Φερενίκη που στάθηκαν δίπλα μου σε όλες τις αντιξοότητες και με βοήθησαν να ολοκληρώσω αυτή την προσπάθεια. Χωρίς αυτούς δεν θα είχα φτάσει στο τέλος.

Ο άνθρωπος που σηματοδότησε το δρόμο που ακολούθησα για να φτάσω ως εδώ δεν είναι σήμερα κοντά μου για να δει την προσπάθεια ολοκληρωμένη. Ο αγαπημένος φίλος Γ. Μιχαήλ χάθηκε πρόωρα σε αυτοκινητιστικό δυστύχημα στο Σικάγο των ΗΠΑ το Φθινόπωρο του 1996 δημιουργώντας ανεκπλήρωτο κενό. Στην καρδιά μου θα κατέχει πάντα ξεχωριστή θέση και σαν ελάχιστη ένδειξη της απέραντης ευγνωμοσύνης και αγάπης του αφιερώνω την εργασία μου αυτή.

Πηγα στα ραση για να ζησω με σκοπο,
για να ρουφήξω όλο το μεδούλι της ζωής
/ να αποδιώξω ότι δεν ήτανε ζωή
και όχι όταν πεθάνω να ανακαλύψω
ότι δεν είχα ζήσει.

ΣΥΝΕΡΓΑΣΙΑ "ΝΕΣΤΩΡ"

Χρ. Αθανασόπουλος, Ε. Ανασοντζής, Π. Ασημακόπουλος, Μ. Barone, Χ. Γούδης, Γ.
Γραμματικάκης, Σ. Κατσανέβας, Χρ. Κουρκουμέλη, Α. Μανουσάκης-Κατσικάκης, Α. Νικολαΐδης,
Π. Πραμαντιώτης, Α.Κ.Ρεσβάνης, Ι. Σιώτης, Σ.Α. Σωτηρίου, Γ. Βούλγαρης
**Πανεπιστήμιο Αθηνών, Ε.Κ.Ε.Φ.Ε."Δημόκριτος", Πανεπιστήμιο Κρήτης,
Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων, Πανεπιστήμιο Πατρών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης**

A.E. Ball, B. Langeset
CERN

H. Bradner
University of California, San Diego and Scripps Institute of Oceanography

M. Bonori, S. Bottai, A. Capone, A. Cartacci, G. De Marchis, F. Massa, B. Monteleoni, V.A. Naumov,
L. Piccari, L. Trasatti, E. Valente, V. Valente
**University of Florence, University La Sapienza, INFN Rome, INFN Frascati,
Fondazione Bordini, Rome**

J.G. Learned, V.J. Stenger
University of Hawaii

E. Fahrur, U.Keusen, P.Koske, J.Rathleu, G.Voigt
University of Kiel

L.B. Bezrukov, A.V. Butkevich, L.G. Dedenko, S.K. Karaevsky, A.A. Mironovich, A.A. Permyakov,
A.V. Trenikhin, L.M. Zakarov, I.M. Zheleznykh, V.A. Zhukov
Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences

T.A. Demidova, A.P. Ereemeev, V.T. Pasa, M.N. Platonov, V.K. Rucol, N.A. Sheremet, N.M. Surin
Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences

V.I. Albul, V.V. Ledenev
**Experimental Design Bureau of Oceanological Equipment, Russian Academy of
Sciences**

U. Camerini, R. March
University of Wisconsin

1 Κυνηγώντας το σωματίδιο “φάντασμα”	1
2 Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών	7
2.1 Παραγωγή νετρίνων υψηλών ενεργειών	14
2.2 Ατμοσφαιρικά νετρίνα	19
2.2.1 Ροή ατμοσφαιρικών νετρίνων	20
2.2.2 Ταλαντώσεις ατμοσφαιρικών νετρίνων	23
2.3 Γνωστές πηγές νετρίνων υψηλών ενεργειών	25
2.3.1 Η ατμόσφαιρα του Ήλιου	25
2.3.2 Το γαλαξιακό επίπεδο	26
2.4 Πιθανές γαλαξιακές πηγές νετρίνων	26
2.4.1 Δυναμικό σύστημα εκπομπής ακτίνων X	27
2.4.2 Υπολείμματα πρόσφατων εκρήξεων υπερκαινοφανών αστέρων	28
2.5 Πιθανές εξωγαλαξιακές πηγές νετρίνων	30
2.5.1 Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες (AGN)	30
2.5.2 Διάχυτη ροή νετρίνων από AGN	34
2.5.3 Blazars	36
2.6 Νετρίνα κοσμολογικής προέλευσης	39
2.7 Αναζήτηση σκοτεινής ύλης	39
2.8 Αλληλεπιδράσεις νετρίνων υψηλών ενεργειών	41
2.8.1 Αλληλεπιδράσεις νετρίνων-νουκλεονίων	42
2.8.2 Αλληλεπίδραση νετρίνων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών με ηλεκτρόνια	46
2.8.3 Διέλευση νετρίνων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών από τη Γη	49
2.8.4 Διέλευση νετρίνων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών από την ατμόσφαιρα	51
2.9 Τεχνική ανίχνευσης νετρίνων υψηλών ενεργειών	51
2.9.1 Ανιχνευτές νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών	51

2.9.2 Αναμενόμενος αριθμός γεγονότων στα τηλεσκόπια νετρίνων	57
3 Τηλεσκόπια νετρίνων	63
3.1 Το τηλεσκόπιο νετρίνων DUMAND II	63
3.1.1 Ο ανιχνευτής DUMAND II	66
3.1.2 Συλλογή και μετάδοση δεδομένων	70
3.1.3 Πόντιση του πρώτου string - Δεκέμβριος 1993	71
3.2 Το τηλεσκόπιο νετρίνων BAIKAL	72
3.2.1 Ο ανιχνευτής και η λειτουργία του	73
3.2.2 Τα αποτελέσματα Φυσικής	77
3.3 Το τηλεσκόπιο νετρίνων AMANDA	79
3.3.1 Ο ανιχνευτής AMANDA-A	81
3.3.2 Ο ανιχνευτής AMANDA-B	82
3.3.3 Τα αποτελέσματα Φυσικής	85
3.3.4 AMANDA II	87
3.4 Το πρόγραμμα ANTARES	87
4 Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ	90
4.1 Η περιοχή πόντισης	90
4.1.1 Διαπερατότητα του νερού	92
4.1.2 Μετρήσεις υποθαλασσίων ρευμάτων	101
4.1.3 Μετρήσεις θερμοκρασίας	104
4.1.4 Μορφολογία του πυθμένα	105
4.2 Το μηχανικό μέρος του τηλεσκοπίου	108
4.2.1 Διαμόρφωση της γεωμετρίας του τηλεσκοπίου	108
4.2.2 Η κατασκευή του πύργου	110
4.2.3 Κατασκευή πατωμάτων από αλουμίνιο	114
4.3 Τροφοδοσία του ανιχνευτή	118
4.3.1 Το ηλεκτροοπτικό καλώδιο	118

4.3.2 Η επιστροφή διαμέσου της θάλασσας	121
4.4 Σύστημα μετάδοσης δεδομένων	122
4.4.1 Optical link (Οπτική σύνδεση)	122
4.4.2 Σύστημα συλλογής δεδομένων	124
4.4.3 Σύστημα μετάδοσης δεδομένων	126
4.5 Αρχιτεκτονική του συστήματος επιλογής των δεδομένων	128
4.5.1 Πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού	129
4.5.2 Δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού	131
4.6 Σύστημα ελέγχου της λειτουργίας του ανιχνευτή	132
4.6.1 Το σύστημα ελέγχου	132
4.6.2 Σύστημα βαθμονόμησης	136
4.6.3 Σύστημα εντοπισμού	137
4.6.4 Σύστημα καταγραφής περιβαλλοντολογικών παραμέτρων	138
4.7 Η πόντιση του τηλεσκοπίου	140
4.7.1 Προσαיγιάλωση και πόντιση του ηλεκτροοπτικού καλωδίου	140
4.7.2 Πόντιση του ανιχνευτή	144
4.8 Σταθμός ξηράς	147
4.8.1 Σταθμός ξηράς	147
4.8.2 Σταθμός ελέγχου στον Κόλπο του Ναυαρίνου (Bay Station)	147
4.9 Το πρόγραμμα Φυσικής	149
4.9.1 Ανίχνευση νετρίνων από εξωγήινες πηγές	150
4.9.2 Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων	152
4.9.3 Ανίχνευση νετρίνων από εξαύλωση neutralinos στο κέντρο της Γης	153
5 Το Οπτικό Στοιχείο	154
5.1 Το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου DUMAND II	155
5.2 Το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου BAIKAL	158
5.3 Το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου AMANDA	160

5.4 Το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ	161
5.4.1 Η υάλινη σφαίρα BENTHOS	162
5.4.2 Ο φωτοπολλαπλασιαστής R2018-03 της Hamamatsu	165
5.4.2.1 Η διαδικασία ελέγχου των φωτοπολλαπλασιαστών	167
5.4.2.2 Το σύστημα ελέγχου και συλλογής δεδομένων	169
5.4.2.3 Αποτελέσματα από τον έλεγχο των φωτοπολλαπλασιαστών	171
5.4.2.4 Η θωράκιση του φωτοπολλαπλασιαστή	180
5.4.3 Η τροφοδοσία του φωτοπολλαπλασιαστή	183
5.4.4 Η τροφοδοσία του Οπτικού Στοιχείου	184
5.4.5 Η κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου	186
5.4.5.1 Η διαδικασία κατασκευής	186
5.4.5.2 Το Οπτικό Στοιχείο με χρήση γλυκερίνης	192
5.4.5.3 Συγκριτική ανάλυση των χαρακτηριστικών των δύο υλικών	194
5.4.6 Ο έλεγχος των Οπτικών Στοιχείων	196
5.4.7 Η εξέλιξη του Οπτικού Στοιχείου	200
5.4.8 Προσομοίωση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου	207
5.5 Το Οπτικό Στοιχείο για τον km-scale ανιχνευτή νετρίνων (Μελέτη και σχεδιασμός)	213
5.5.1 Τεχνικές απαιτήσεις για την κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου	213
5.5.2 Ο σχεδιασμός του ψηφιακού Οπτικού Στοιχείου	215
6 Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ	218
6.1 Ατμοσφαιρικά μόνια	219
6.1.1 Παραγωγή μιονίων στην ατμόσφαιρα	219
6.1.2 Αμεσα μόνια	220
6.1.3 Ενεργειακό φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων σε μεγάλα βάθη	221
6.2 Μετρήσεις της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων	226
6.2.1 Οι ανιχνευτικές διατάξεις	226
6.2.2 Ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων σε βάθη 3300mwe–4100mwe	233
6.2.3 Επίδραση στη λειτουργία του ανιχνευτή	235
6.3 Πηγές οπτικού θορύβου	237
6.3.1 Φυσική ραδιενέργεια	238

6.3.2 Δράση βιοφωταύγειας	242
6.4 Μετρήσεις οπτικού θορύβου	245
6.4.1 Η ανιχνευτική διάταξη	245
6.4.2 Αποτελέσματα των μετρήσεων	249
6.4.3 Επίδραση στη λειτουργία του ανιχνευτή	257
7 Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων	259
7.1 Περιγραφή του ανιχνευτή	259
7.2 Τροφοδοσία και σύστημα ελέγχου	263
7.3 Σύστημα συλλογής και ανάλυσης δεδομένων (DAQ)	271
7.4 Το σύστημα βαθμονόμησης	278
7.5 Η διαδικασία πόντισης	282
8 Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες	286
8.1 Διέλευση μιονίων από το νερό	286
8.2 Ηλεκτρομαγνητικοί καταιονισμοί	298
8.3 Αδρονικοί καταιονισμοί	304
8.4 Διάδοση του φωτός στο νερό	305
8.5 Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή	306
9 Αλγόριθμος ανακατασκευής	317
9.1 Διαδικασία φιλτραρίσματος	322
9.2 Αρχικός προσδιορισμός της τροχιάς	325
9.3 Τελικός προσδιορισμός της τροχιάς	328
10 Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ	334
10.1 Προσομοίωση των γεγονότων	334
10.1.1 Προσομοίωση ατμοσφαιρικών μιονίων	336
10.1.2 Προσομοίωση μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα	337
10.2 Αποτελέσματα της διαδικασίας ανακατασκευής	338
10.3 Ποιοτική ανάλυση των αποτελεσμάτων	339

10.4 Αναμενόμενη ροή μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα	357
11 Ανίχνευση νετρίνων από AGN με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ	362
11.1 Προσομοίωση των γεγονότων	362
11.2 Υπολογισμός της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή	363
11.3 Επιβολή ενεργειακών κριτηρίων	366
10.4 Αναμενόμενη ροή μιονίων από νετρίνα από AGN	374
12 Περίληψη και συμπεράσματα	384
Αναφορές	

Public letter to the group of the Radioactives at the district society
meeting in Tuningen:
Physikalisches Institut
der Eidg. Technischen Hochschule
Zurich

Zurich, 4. Dec. 1930
Gloriastr.

Dear Radioactive Ladies and Gentlemen,

As the bearer of these lines, to whom I graciously ask you to listen, will explain to you in more detail, how because of the "wrong" statistics of the N and ${}^6\text{Li}$ nuclei and the continuous β -spectrum, I have hit upon a desperate remedy to save the "exchange theorem" of statistics and the law of conservation of energy. Namely, the possibility that there could exist in the nuclei electrically neutral particles, that I wish to call neutrons, which have spin $\frac{1}{2}$ and obey the exclusion principle and which further differ from light quanta in that they do not travel with the velocity of light. The mass of the neutrons should be of the same order of magnitude as the electron mass and in any event not larger than 0.01 proton masses. - The continuous β -spectrum would then become understandable by the assumption that in β -decay, a neutron is emitted in addition to the electron such that the sum of the energies of the neutron and electron is constant. Now the question that has to be dealt with is which forces act on the neutrons? The most likely model for the neutron seems to me, because of wave mechanical reasons (the details are known by the bearer of these lines), that the neutron at rest is a magnetic dipole of a certain moment μ . The experiments seem to require that the effect of the ionization of such a neutron cannot be larger than that of a γ -ray and then μ should not be larger than $e \cdot 10^{-13}$ cm.

For the moment, however, I do not dare to publish anything on this idea and I put to you, dear Radioactives, the question of what situation would be if one such neutron were detected experimentally, if it would have a penetrating power similar to, or about 10 times larger than a γ -ray.

I admit that on a first look my way out might seem to be unlikely, since one would certainly have seen the neutrons by now if they existed. But nothing ventured nothing gained, and the seriousness of the matter with the continuous β -spectrum is illustrated by a quotation of my honored predecessor in office, Mr. Debey, who recently told me in Brussels: "Oh, it is best not to think about it, like the new taxes". Therefore one should earnestly discuss each way of salvation. - So, dear Radioactives, examine and judge it. - Unfortunately I cannot appear in Tübingen personally, since I am indispensable here in Zurich because of a ball on the night of 6/7 December. - With my best regards to you, and also to Mr. Back, your humble servant,

W. Pauli

Κυνηγώντας το σωματίδιο “φάντασμα”

[...τα έβαλα με την απερισκεψία μου να παρατήσω ένα τόσο βασικό αγαθό όπως η γαλήνη μου, για να κυνηγήσω ένα φάντασμα.]
Ισαάκ Νεύτων, “Στην κόψη της αλήθειας”

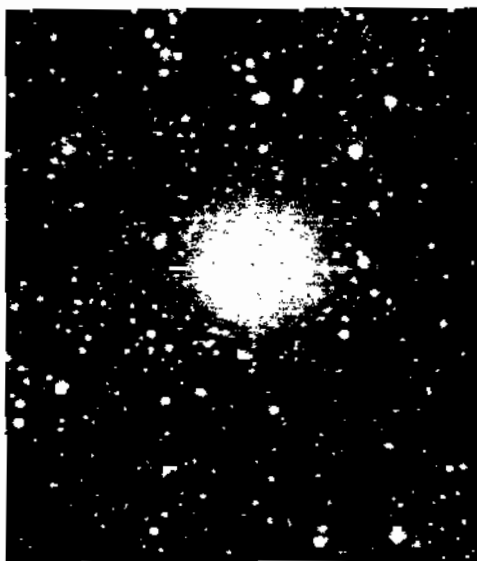
Μετά την ανακοίνωση του Pauli, περίπου πριν από εβδομήντα χρόνια, το νεutrίνο εξακολουθεί να κρατά καλά κρυμμένα τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά της φύσεώς του. Παρά το γεγονός ότι είναι το σωματίδιο που αλληλεπιδρά πιο αμυδρά από οποιοδήποτε άλλο μέχρι σήμερα γνωστό σωματίδιο, συνεχίζει να εξάπτει το ενδιαφέρον των επιστημόνων καθώς συνδέεται με θεμελιώδεις ανακαλύψεις στην πορεία της επιστήμης για την κατανόηση της Φύσης, όπως η μη διατήρηση της συμμετρίας της ομοτιμίας (parity) στη β-διάσπαση (1956-1957) και η ανίχνευση των ασθενών αλληλεπιδράσεων που πραγματοποιούνται διαμέσου του μποζονίου Z^0 , χωρίς να προκαλείται αλλαγή του φορτίου του λεπτονίου και του αδρονίου που συμμετέχουν σε αυτές (neutral currents, 1973). Η μελέτη της βαθιά ανελαστικής σκέδασης νετρίνων και ηλεκτρονίων με νουκλεόνια (deep inelastic electron-nucleon scattering) οδήγησε στη διαμόρφωση του parton model για την περιγραφή της δομής των νουκλεονίων. Τα τελευταία χρόνια, ομάδες επιστημόνων, φυσικών υψηλών ενεργειών, αστροφυσικών και κοσμολόγων έχουν αποσιωθεί στο κυνήγι των μυστικών του νετρίνου τοποθετώντας τους ανιχνευτές τους στα πιο αφιλόξενα μέρη του πλανήτη, όπως είναι ο πυθμένας των ωκεανών, ο πάγος της Ανταρκτικής και τα παγωμένα νερά της λίμνης Βαϊκάλης στη Σιβηρία, προσπαθώντας να ανοίξουν ένα νέο παράθυρο παρατηρήσης στο Σύμπαν.

Η Αστροφυσική νετρίνων αποτελεί τον πιο πρόσφατα αναπτυσσόμενο κλάδο της Αστροφωσφιδιακής Φυσικής. Τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά του νετρίνου, σε συνδυασμό με το γεγονός ότι η μάζα του είναι εξαιρετικά μικρή, ίσως και μηδενική, του προσφέρουν το μοναδικό χάρισμα να μεταφέρει την πληροφορία του σημείου δημιουργίας του, αναλλοίωτη, σε τεράστιες αποστάσεις. Τα ισχυρά διαστρικά μαγνητικά πεδία δεν είναι σε θέση να αλλοιώσουν την αρχική διεύθυνση της τροχιάς του. Επιπλέον τα νετρίνα διαπερνούν την πυκνή ύλη χωρίς να απορροφούνται. Έτσι η πληροφορία που μεταφέρουν μπορεί να προέρχεται από το εσωτερικό των ουρανίων σωμάτων. Τα φωτόνια δεν έχουν αυτή την ικανότητα. Επομένως η Αστροφυσική νετρίνων έρχεται να συμπληρώσει τη γνώση που έχουμε μέχρι σήμερα από την κλασική Αστροφυσική. Χαρακτηριστικά αναφέρουμε, ότι η ανίχνευση νετρίνων προερχομένων από τον Ήλιο αποτέλεσε την πρώτη πειραματική απόδειξη της πυρηνικής σύντηξης που πραγματοποιείται στο εσωτερικό του. Η ανίχνευση νετρίνων υψηλών ενεργειών μπορεί να δώσει απαντήσεις στο ερώτημα για την προέλευση και τους μηχανισμούς επιτάχυνσης των εξαιρετικά υψηλών ενεργειών κοσμικών ακτίνων που έχουν ήδη ανιχνευτεί.

Δύο είναι τα βασικότερα γεγονότα που έχουν σηματοδέψει την πορεία της Αστροφυσικής νετρίνων στη σύντομη πορεία της.

Πρώτα η ανίχνευση και η μελέτη των Ηλιακών νετρίνων για τουλάχιστον 20 χρόνια που οδήγησε στο μέχρι σήμερα άλυτο “Solar Neutrino Problem”. Η αναμενόμενη ροή νετρίνων από τον Ήλιο, σύμφωνα με το “Standard Solar Model”, το οποίο περιγράφει τις φυσικές διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του, είναι μεγαλύτερη από τη μετρούμενη ροή. Αντίστοιχα στην περίπτωση της μελέτης των ατμοσφαιρικών νετρίνων, ο πειραματικά μετρούμενος λόγος της ροής των νετρίνων ηλεκτρονίου προς τη ροή των νετρίνων μιονίου είναι

σχεδόν διπλάσιος του αναμενόμενου. Τα πειραματικά αποτελέσματα είναι πιθανόν να αποδεικνύουν τη μετατροπή φάσης των νετρίνων ηλεκτρονίου (ν_e) σε νετρίνα μιονίου (ν_μ) (ή νετρίνα τ , ν_τ), διαμέσου μιας διαδικασίας η οποία χαρακτηρίζεται ως "ταλάντωση των νετρίνων". Η πραγματοποίηση της διαδικασίας αυτής επιβάλλει το πεπερασμένο της μάζας του νετρίνου και η επιβεβαίωσή της αποτελεί έναν από τους μεγαλύτερους στόχους της σύγχρονης Φυσικής. Δύο ανιχνευτές σχεδιάστηκαν με στόχο τη λύση του προβλήματος αυτού. Ο πρώτος, ο Super-Kamiokande, ήδη σε λειτουργία, είναι ο μεγαλύτερος υπόγειος ανιχνευτής που έχει κατασκευαστεί ποτέ, με όγκο 50000m^3 και 11146 φωτοπολλαπλασιαστές διαμέτρου 20inch. Ο δεύτερος ανιχνευτής, στο Sudbury Neutrino Observatory (SNO), ο οποίος βρίσκεται στο στάδιο κατασκευής, θα είναι σε θέση να διακρίνει τα είδη των νετρίνων αλλά και να καθορίζει το ενεργειακό τους φάσμα ώστε να επιβεβαιώσει ή να απορρίψει την υπόθεση της "ταλάντωσης των νετρίνων".



Εικόνα 1.1: Ο βίαιος θάνατος ενός άστρου στο Μεγάλο Νέφος του Μαγγελάνου σηματοδότησε τη γέννηση της Αστροφυσικής νετρίνων. Η έκρηξη Υπερκαινοφανούς 1987A, όπως ονομάστηκε, έλαβε χώρα σε απόσταση 169000 ετών φωτός από τη Γη. Ένας τεράστιος αριθμός νετρίνων βομβάρδισε τη Γη, 169000 χρόνια μετά την έκρηξη, στις 23 Φεβρουαρίου 1987, με αποτέλεσμα σημαντικός αριθμός από αυτά να αλληλεπιδράσει με τη μάζα της. Από αυτά, μόνο 24 κατεγράφησαν στους ανιχνευτές Kamiokande II, IMB και στο Baksan. Η φωτογραφία της μεγαλειώδους έκρηξης έχει ληφθεί από το Anglo-Australian Observatory.

Το δεύτερο σημαντικό γεγονός ήταν η ανίχνευση νετρίνων προερχομένων από το βίαιο θάνατο ενός άστρου στο Μεγάλο Νέφος του Μαγγελάνου, σε απόσταση 169000 ετών φωτός από τη Γη. Η κατάρρευση του άστρου κάτω από το ίδιο του το βάρος οδήγησε στην έκρηξη Υπερκαινοφανούς που φαίνεται στην εικόνα 1.1. Το μεγαλειώδες αυτό γεγονός ανιχνεύτηκε στις 23 Φεβρουαρίου 1987¹, στις 7:35:35 UT ($\pm 1\text{min}$), από δύο ανιχνευτές, τον Kamiokande II και τον IMB, οι οποίοι κατέγραψαν 19 συνολικά γεγονότα νετρίνων ηλεκτρονίου με ενέργειες από 5MeV μέχρι 45MeV, σε χρόνο 13sec. Σημειώνουμε ότι οι ανιχνευτές ήταν εγκατεστημένοι για την ανίχνευση διασπάσεων πρωτονίου και νετρίνων προερχομένων από τον Ήλιο. Μετά την οπτική παρατήρηση του φαινομένου, τα δεδομένα που είχαν ληφθεί κατά τις προηγούμενες

¹ Η έκρηξη του Υπερκαινοφανούς παρατηρήθηκε για πρώτη φορά οπτικά από τον Ian Shelton (University of Toronto) στο Las Campanas Observatory, Chile, στις 24 Φεβρουαρίου 1987, 20 ώρες μετά την άφιξη των νετρίνων από την έκρηξη στη Γη. Η πρώτη οπτική παρατήρηση της έκρηξης πραγματοποιήθηκε 3 ώρες μετά την άφιξη των νετρίνων, στις 23 Φεβρουαρίου, όταν ο Robert McNaught φωτογράφησε το Μεγάλο Νέφος του Μαγγελάνου.

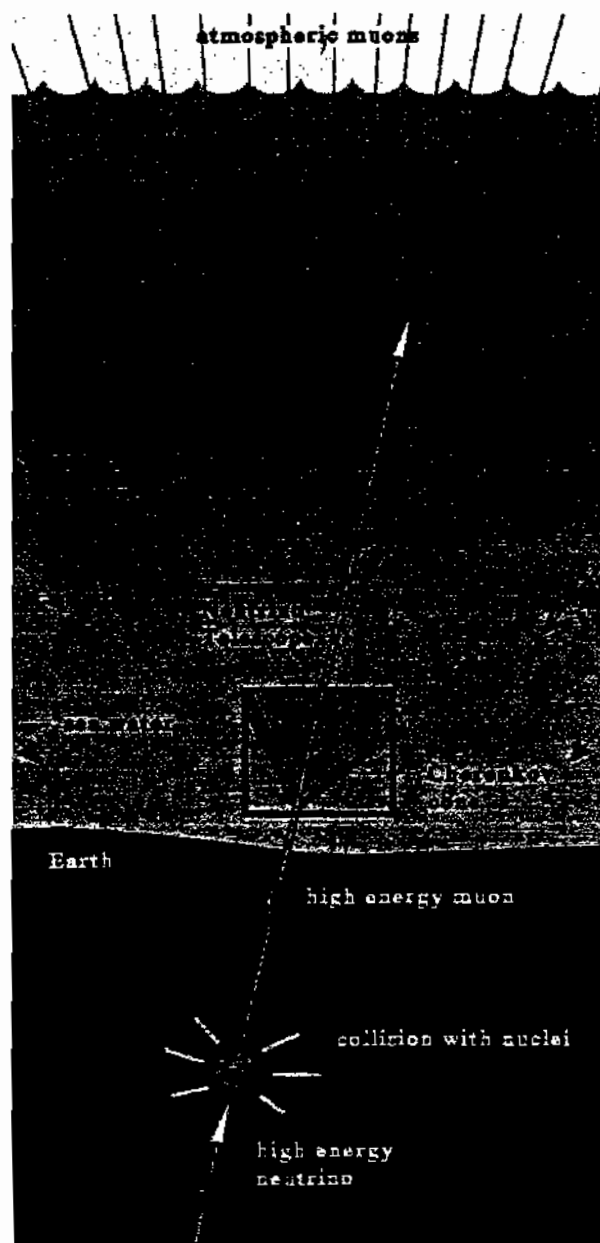
μέρες εξετάστηκαν αναλυτικά οδηγώντας στην ανίχνευση της αυξημένης ροής νετρίνων. Ο ανιχνευτής Baksan κατέγραψε επίσης 5 γεγονότα. Η ροή των νετρίνων που καταγράφηκε είναι σε συμφωνία με την αναμενόμενη από τη σύνθλιψη ενός αστέρα κάτω από το βάρος του, όταν πλέον όλα τα αποθέματα παραγωγής πυρηνικής ενέργειας έχουν εξαντληθεί και ακολουθεί η σταδιακή μετατροπή του σε αστέρα νετρονίων. Σε μια έκρηξη Υπερκαινοφανούς τύπου II, σχεδόν ολόκληρη η βαρυτική ενέργεια συνοχής ($\sim 3 \times 10^{53}$ erg) του αστέρα νετρονίων που προκύπτει ελευθερώνεται με τη μορφή 10^{58} νετρίνων όλων των ειδών με μέση ενέργεια μεταξύ 10–15 MeV. Η καταγραφή και η ανάλυση των γεγονότων αυτών έθεσε όρια στον υπολογισμό της μάζας των νετρίνων, της μαγνητικής τους ροπής αλλά και του χρόνου ζωής τους, συγκρίσιμα ή και αυστηρότερα από τα αντίστοιχα τα οποία είναι σε θέση να προσδιορίσουν πειράματα που χρησιμοποιούν νετρίνα προερχόμενα από επιταχυντές.

Οι ανιχνευτές Kamiokande και IMB αποτελούνται από μεγάλες δεξαμενές, οι οποίες γεμίζουν με καθαρό νερό. Μια πυκνή διάταξη μεγάλων φωτοπολλαπλασιαστών καταγράφει τα φωτεινά σήματα που δημιουργούνται μέσα στο νερό και συσχετίζονται στις περισσότερες περιπτώσεις με τη διέλευση υψηλοενεργειακών μιονίων και ηλεκτρονίων. Η διέλευση των σωματιδίων αυτών μπορεί να οδηγήσει σε πόλωση των μορίων του νερού στην περιοχή γύρω από την τροχιά και στη συνέχεια σε εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov, την οποία θα καταγράψουν οι φωτοπολλαπλασιαστές. Η ποσότητα του φωτός που θα ανιχνευθεί, θα οδηγήσει στη μέτρηση της ενέργειας του διερχομένου σωματιδίου, ενώ η εκπομπή της ακτινοβολίας Cherenkov σε συγκεκριμένη γωνία ως προς την τροχιά, θα οδηγήσει στον προσδιορισμό της διεύθυνσης του. Τα μόνια και τα ηλεκτρόνια προέρχονται από την αλληλεπίδραση του αντίστοιχου είδους νετρίνου με την ύλη.

Η πιθανότητα αλληλεπίδρασης των νετρίνων με την ύλη είναι εξαιρετικά μικρή, αν και αυξάνεται σημαντικά με την αύξηση της ενέργειας. Απαιτείται λοιπόν ο ανιχνευτής που θα χρησιμοποιηθεί για τη μελέτη τους να έχει μεγάλη ευαίσθητη επιφάνεια. Επιπλέον θα πρέπει ο ανιχνευτής να προστατευτεί από τα μόνια, που προέρχονται από τις κοσμικές ακτίνες, τα οποία είναι εξαιρετικά διεισδυτικά και μπορούν να φτάνουν βαθιά μέσα στο έδαφος αποτελώντας ένα ισχυρό υπόβαθρο στην ανίχνευση μιονίων που προέρχονται από νετρίνα. Για να επιτευχθεί αυτό επιβάλλεται η εγκατάσταση του ανιχνευτή σε μεγάλο βάθος μέσα στη Γη. Ο όγκος μιας κοιλότητας μέσα στο έδαφος δεν μπορεί να ξεπεράσει κάποια όρια, ανάλογα με το βάθος που βρίσκεται, περιορίζοντας κατά συνέπεια τον ευαίσθητο όγκο του ανιχνευτή που περικλείει. Οι υπόγειοι ανιχνευτές δεν είναι σε θέση να ανιχνεύσουν νετρίνα πολύ υψηλών ενεργειών προερχόμενα από εξωγήινες πηγές καθώς η αναμενόμενη ροή τους είναι μικρή και η ευαίσθητη επιφάνεια των ανιχνευτών αυτού του τύπου περιορίζεται από τα γεωμετρικά όρια της κοιλότητας όπου είναι εγκατεστημένοι. Από τη μελέτη των κοσμικών ακτίνων φαίνεται, ότι τα νετρίνα αυτά πρέπει να υπάρχουν. Η ανίχνευση των γεγονότων αυτών απαιτεί ανιχνευτές με πολύ μεγαλύτερη ευαίσθητη επιφάνεια.

Τοποθετώντας τον ανιχνευτή σε μεγάλο βάθος μέσα στη θάλασσα επιτυγχάνεται ιδανικός συνδυασμός των παραπάνω απαιτήσεων. Η ιδέα αυτή αποδίδεται στο M.A. Markov (1960) [1], ο οποίος πρότεινε την κατασκευή μεγάλων ανιχνευτών που θα χρησιμοποιούσαν την ακτινοβολία Cherenkov για την έμμεση ανίχνευση των νετρίνων. Τον ίδιο χρόνο ο F. Reines [2] και ο K. Greisen [3] αποφάνθηκαν, ότι απαιτείται ανιχνευτής ευαίσθητου όγκου τουλάχιστον ενός kton για την ανίχνευση των αλληλεπιδράσεων νετρίνων κοσμικών ακτίνων. Ο τεράστιος όγκος νερού που βρίσκεται πάνω από τον ανιχνευτή χρησιμοποιείται σαν φίλτρο για τα μόνια κοσμικών ακτίνων περιορίζοντας τη ροή τους σε χαμηλά σχετικά επίπεδα, ώστε ο ανιχνευτής να μπορεί να ξεχωρίσει το σήμα από το θόρυβο. Το νερό χρησιμοποιείται επίσης και σαν ανιχνευτικό μέσο (στόχος) για τη μελέτη των αλληλεπιδράσεων των νετρίνων με την ύλη. Οι εξαιρετικές οπτικές ιδιότητες του νερού στα βάθη αυτά, σε συνδυασμό με τη δυνατότητα για απεριόριστη επέκταση, αφού δεν τίθεται περιορισμός στο διαθέσιμο χώρο, μπορούν να οδηγήσουν σε πρώτη φάση σε αύξηση του ευαίσθητου όγκου των ανιχνευτικών διατάξεων τουλάχιστον κατά τρεις τάξεις μεγέθους σε σύγκριση με τους υπόγειους ανιχνευτές. Η αρχή λειτουργίας ενός υποβρυχίου τηλεσκοπίου νετρίνων παρουσιάζεται στην εικόνα 1.2. Κύριος

στόχος είναι η ανίχνευση μιονίων προερχομένων από νετρίνα πολύ υψηλών ενεργειών. Τα μίονια σε αυτές τις ενέργειες παρουσιάζουν μεγάλη εμβέλεια, με αποτέλεσμα ο ευαίσθητος όγκος του ανιχνευτή να αυξάνει ακόμη περισσότερο. Επιπλέον η γωνία με την οποία εκπέμπεται το παραγόμενο μιονίο ως προς την αρχική διεύθυνση του νετρίνου, περιορίζεται με την αύξηση της ενέργειας, καθιστώντας δυνατή την ανίχνευση σημειακών πηγών με μεγάλη διακριτική ικανότητα.



Εικόνα 1.2: Η αρχή λειτουργίας ενός υποβρυχίου τηλεσκοπίου νετρίνων. Νετρίνα πολύ υψηλών ενεργειών αλληλεπιδρούν με την ύλη που περιβάλλει τον ανιχνευτή και παράγουν μίονια πολύ υψηλής ενέργειας. Τα μίονια κατά τη διέλευσή τους από την ευρύτερη περιοχή του ανιχνευτή παράγουν ακτινοβολία Cherenkov εκπεμπόμενη σε χαρακτηριστική γωνία. Η ενεργοποίηση των Οπτικών Στοιχείων του τηλεσκοπίου σε διαδοχικές χρονικές στιγμές θα οδηγήσει τελικά στην ανακατασκευή της τροχιάς του μιονίου.

Η εγκατάσταση των τεραστίων αυτών ανιχνευτικών διατάξεων σε τόσο μεγάλα βάθη, σε ένα αφιλόξενο περιβάλλον και η λειτουργία τους από πολύ μεγάλες αποστάσεις, στρέφει σε

πρώτη φάση το ενδιαφέρον στην ανάπτυξη της τεχνολογίας για την επίτευξη του μεγάλου εγχειρήματος. Τέσσερις επιστημονικές ομάδες σε διαφορετικά σημεία του πλανήτη έχουν ξεκινήσει τη διαδικασία εγκατάστασης τηλεσκοπίων νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών. Όλες οι ομάδες έχουν βρεθεί αντιμέτωπες με σειρά σοβαρών προβλημάτων στην επίτευξη του τελικού στόχου. Πριν από 20 περίπου χρόνια ξεκίνησε η διαδικασία εγκατάστασης του τηλεσκοπίου DUMAND στον Ειρηνικό Ωκεανό. Μετά από 5 χρόνια περίπου ξεκίνησε η εγκατάσταση του τηλεσκοπίου BAIKAL στη βαθύτερη λίμνη της Γης στη Σιβηρία. Το 1989, δύο χρόνια μετά την ανίχνευση των νετρίνων από την έκρηξη Υπερκαινοφανούς 1987A, ξεκινά η ερευνητική προσπάθεια για την πόντιση του τηλεσκοπίου AMANDA στον πάγο του Νοτίου Πόλου. Τέλος το 1991 ξεκινά η κατασκευή του τηλεσκοπίου νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ στα βαθύτερα νερά της Μεσογείου, νοτιοδυτικά της Πελοποννήσου.

Η διεθνής αυτή προσπάθεια φαίνεται να συντονίζεται τα τελευταία χρόνια με σειρά προτάσεων για ανάπτυξη νέων τεχνολογιών, που απαιτούνται για την επόμενη γενιά τηλεσκοπίων νετρίνων, των οποίων ο γεωμετρικός όγκος θα φτάνει το 1km^3 .

Μια σειρά προκαταρκτικών μετρήσεων απαιτείται σε κάθε περίπτωση, ώστε να καταγραφεί η επίδραση του περιβάλλοντος, να μετρηθεί η ταχύτητα των θαλασσίων ρευμάτων, η θερμοκρασία, η αλατότητα και γενικότερα να εκτιμηθούν όλοι εκείνοι οι παράγοντες που μπορεί να επηρεάσουν την λειτουργία του ανιχνευτή.

Στην παρούσα μελέτη θα αναφερθούμε αρχικά στους μηχανισμούς παραγωγής νετρίνων υψηλών ενεργειών στο Σύμπαν και θα περιγράψουμε αναλυτικά την προτεινόμενη μέθοδο ανίχνευσής τους από ένα τηλεσκόπιο νετρίνων, παρουσιάζοντας τις βασικές παραμέτρους που καθορίζουν τις ανιχνευτικές ικανότητες του (κεφάλαιο "Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών").

Στα κεφάλαια που θα ακολουθήσουν καταγράφονται διεξοδικά όλα τα βήματα της διαδικασίας εγκατάστασης και λειτουργίας ενός τηλεσκοπίου νετρίνων. Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα τηλεσκόπια που βρίσκονται σήμερα υπό κατασκευή. Το τέταρτο κεφάλαιο είναι αφιερωμένο στο τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ. Παρουσιάζονται μια σειρά από περιβαλλοντολογικές μετρήσεις, με ειδική αναφορά στις οπτικές ιδιότητες του θαλασσινού νερού, ακολουθεί η περιγραφή του μηχανικού μέρους του ανιχνευτή, του τρόπου λήψης και μετάδοσης δεδομένων στο σταθμό ξηράς και του συστήματος βαθμονόμησης του τηλεσκοπίου. Περιγράφεται η προτεινόμενη διαδικασία πόντισης του ανιχνευτή και του καλωδίου που θα τον συνδέει με την ξηρά. Το κεφάλαιο ολοκληρώνεται με την παρουσίαση του προγράμματος Φυσικής που φιλοδοξεί να καλύψει με τη λειτουργία του το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ.

Το πέμπτο κεφάλαιο είναι αφιερωμένο στη βασική ανιχνευτική μονάδα των τηλεσκοπίων νετρίνων, το Οπτικό Στοιχείο. Περιγράφονται τα Οπτικά Στοιχεία και των τεσσάρων τηλεσκοπίων, με λεπτομερή αναφορά σε αυτό του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ, ο σχεδιασμός και η κατασκευή του οποίου έλαβαν χώρα στα πλαίσια της εργασίας αυτής. Στο τέλος του κεφαλαίου περιγράφεται το ψηφιακό Οπτικό Στοιχείο, η βασική ανιχνευτική μονάδα που προτείνεται για τον ανιχνευτή με όγκο 1km^3 . Στο έκτο κεφάλαιο παρουσιάζονται οι πηγές θορύβου για το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ καθώς και οι μετρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου για την εκτίμησή τους, συγκεκριμένα οι μετρήσεις της ροής των μιονίων κοσμικής ακτινοβολίας και του οπτικού θορύβου εξαιτίας των διασπάσεων του ^{40}K και της δράσεως βιοφωταύγειας. Περιγράφονται λεπτομερώς οι ανιχνευτικές διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν για τις μετρήσεις αυτές. Ακολουθεί η περιγραφή της κατασκευής και της δοκιμαστικής πόντισης του ανιχνευτή δύο πατωμάτων, τμήματος του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ, που πραγματοποιήθηκε την Άνοιξη του 1997.

Στο όγδοο κεφάλαιο περιγράφεται ο αλγόριθμος προσομοίωσης των φυσικών διαδικασιών που λαμβάνουν χώρα στην ευρύτερη περιοχή του ανιχνευτή και οδηγούν σε

εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov και της απόκρισης του ανιχνευτή ΝΕΣΤΩΡ σε αυτή. Το κύριο ενδιαφέρον στρέφεται στις διαδικασίες απώλειας ενέργειας των υψηλοενεργειακών μιονίων κατά τη διέλευση τους από το θαλασσινό νερό. Τα επόμενα τρία κεφάλαια αναφέρονται στον αλγόριθμο ανακατασκευής που χρησιμοποιείται για την εκτίμηση των ανιχνευτικών ικανοτήτων του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Στο πρώτο, από αυτή τη σειρά κεφαλαίων, παρουσιάζεται αναλυτικά ο αλγόριθμος ανακατασκευής. Στο δεύτερο εφαρμόζεται στη μελέτη των ατμοσφαιρικών νετρίνων, όπου η απόρριψη του υποβάθρου εξαιτίας των ατμοσφαιρικών μιονίων αποτελεί απαραίτητη προϋπόθεση της επιτυχούς λειτουργίας του ανιχνευτή, ενώ στο τρίτο ο αλγόριθμος εφαρμόζεται στη μελέτη νετρίνων από εξωγήινες πηγές, πολύ υψηλότερων ενεργειών, οδηγώντας στην εκτίμηση του αριθμού των αναμενόμενων γεγονότων κατά τη διάρκεια ενός έτους. Η μελέτη αναφέρεται στο πλήθος των γεγονότων από το διάχυτο υπόβαθρο που δημιουργούν οι εξωγήινες πηγές, στην ενεργειακή περιοχή όπου η αναμενόμενη ροή τους υπερβαίνει σημαντικά τη ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων.



Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών

[Δεν έχει σημασία ποια είναι η μορφή σου ούτε από τι υλικό είσαι φτιαγμένος ούτε από πού έρχεσαι. Εφόσον ζεις σε τούτο το Σύμπαν και έχεις ένα στοιχειώδες ταλέντο στα μαθηματικά, αργά ή γρήγορα θα το βρεις. Μέσα στην ίδια τη δομή του χώρου και στη φύση της ύλης, σαν σε μεγάλο έργο τέχνης, υπάρχει γραμμένη με μικρά διακριτικά γράμματα η υπογραφή του καλλιτέχνη.]
Carl Sagan, "CONTACT", 1985

Το Σύμπαν έχει μέχρι σήμερα παρατηρηθεί με ανιχνευτικές διατάξεις ευαίσθητες σε φωτόνια, το φάσμα των οποίων κυμαίνεται από την περιοχή των VLF² ακουστικών κυμάτων μέχρι τις ακτίνες γάμμα με ενέργειες που φτάνουν αρκετά GeV [4], [5]. Η αστρονομία με χρήση φωτονίων συναντά σοβαρά προβλήματα, σε μεγαλύτερες ενέργειες, καθώς η αναμενόμενη ροή είναι εξαιρετικά μικρή και θα πρέπει να καταγραφεί με την παρουσία της ροής των κοσμικών ακτίνων η οποία είναι περίπου 100 φορές μεγαλύτερη. Παρά το γεγονός αυτό, το 1992 και το 1995 εντοπίστηκαν οι ενεργοί γαλαξίες Markarian 421 ($z=0.031$) και Markarian 501 ($z=0.034$) ως πηγές φωτονίων ενέργειας TeV από το Whipple Observatory, τηλεσκόπιο που ανιχνεύει ακτινοβολία Cherenkov η οποία παράγεται στην ατμόσφαιρα κατά την ανάπτυξη ηλεκτρομαγνητικών καταιονισμών που δημιουργούνται από φωτόνια πολύ υψηλής ενέργειας [6]. Οι περιορισμοί που επιβάλλονται στην επέκταση της αστρονομίας σε μεγαλύτερες ενέργειες ενισχύονται από το γεγονός, ότι το Σύμπαν καθίσταται αδιαφανές σε φωτόνια με ενέργειες μεγαλύτερες από μερικά TeV [7]. Η διαπερατότητα του Σύμπαντος για τα φωτόνια παρουσιάζεται στην εικόνα 2.1. Τα φωτόνια επιβραδύνονται δραστικά διαμέσου της παραγωγής ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου, κατά την αλληλεπίδραση με το φωτεινό υπόβαθρο για ενέργειες μεγαλύτερες από την ενέργεια κατωφλίου που προσδιορίζεται από τη σχέση:

$$4E\varepsilon \approx (2m_e)^2$$

όπου E είναι η ενέργεια του φωτονίου, που έχει υποστεί ισχυρή επιτάχυνση και ε είναι η ενέργεια του φωτονίου, που ανήκει στο υπόβαθρο. Έτσι τα φωτόνια με ενέργειες στην περιοχή των TeV απορροφούνται από την υπέρυθη ακτινοβολία, τα φωτόνια με ενέργειες στην περιοχή των PeV από το υπόβαθρο των μικροκυμάτων και τα φωτόνια με ενέργειες στην περιοχή των EeV από τα ραδιοκύματα. Η παραπάνω θεώρηση φαίνεται να δικαιώνεται με βάση τις παρατηρήσεις από τους γαλαξίες Markarian 421 και 501, καθώς ενώ και οι δύο αποτελούν σχετικά ασθενείς πηγές, η μικρή τους απόσταση από τη Γη τους καθιστά ισχυρότερες πηγές ακτινοβολίας γάμμα από άλλους ενεργούς γαλαξίες, πολύ ισχυρότερους, οι οποίοι όμως βρίσκονται σε πολύ μεγαλύτερη απόσταση και κατά συνέπεια η εκπεμπόμενη ακτινοβολία υπόκειται σε ισχυρή απορρόφηση.

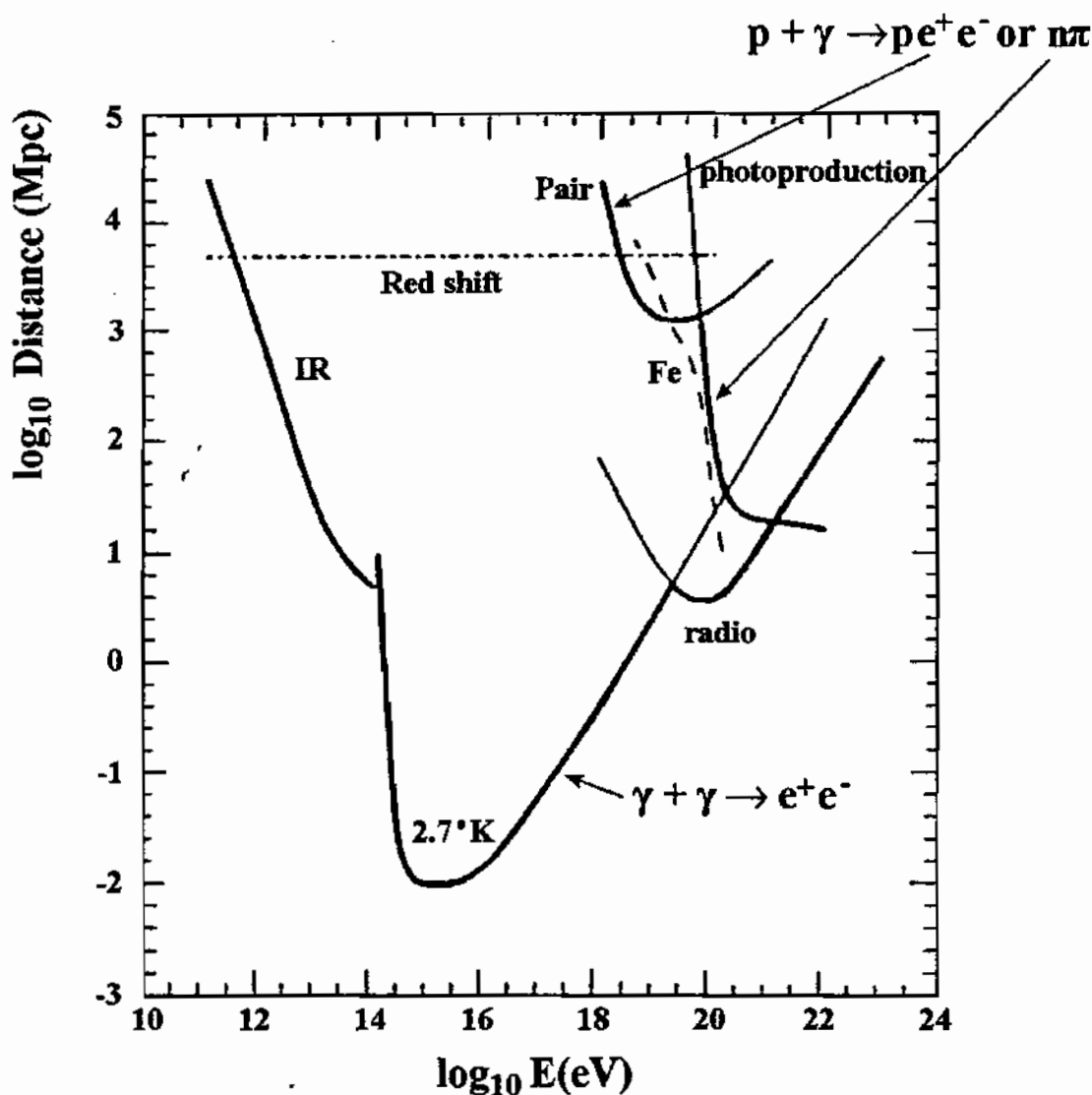
Τα πρωτόνια, βασικό συστατικό της σύνθεσης των κοσμικών ακτίνων, αλληλεπιδρούν επίσης με το φωτεινό υπόβαθρο για ενέργειες μεγαλύτερες από το κατώφλι για την παραγωγή πιονίων³:

² Very Low Frequency.

³ Η αλληλεπίδραση πραγματοποιείται μέσω του φωτοπαραγόμενου συντονισμού Δ^+ .

$$2E_p \varepsilon > (m_\Delta^2 - m_p^2)$$

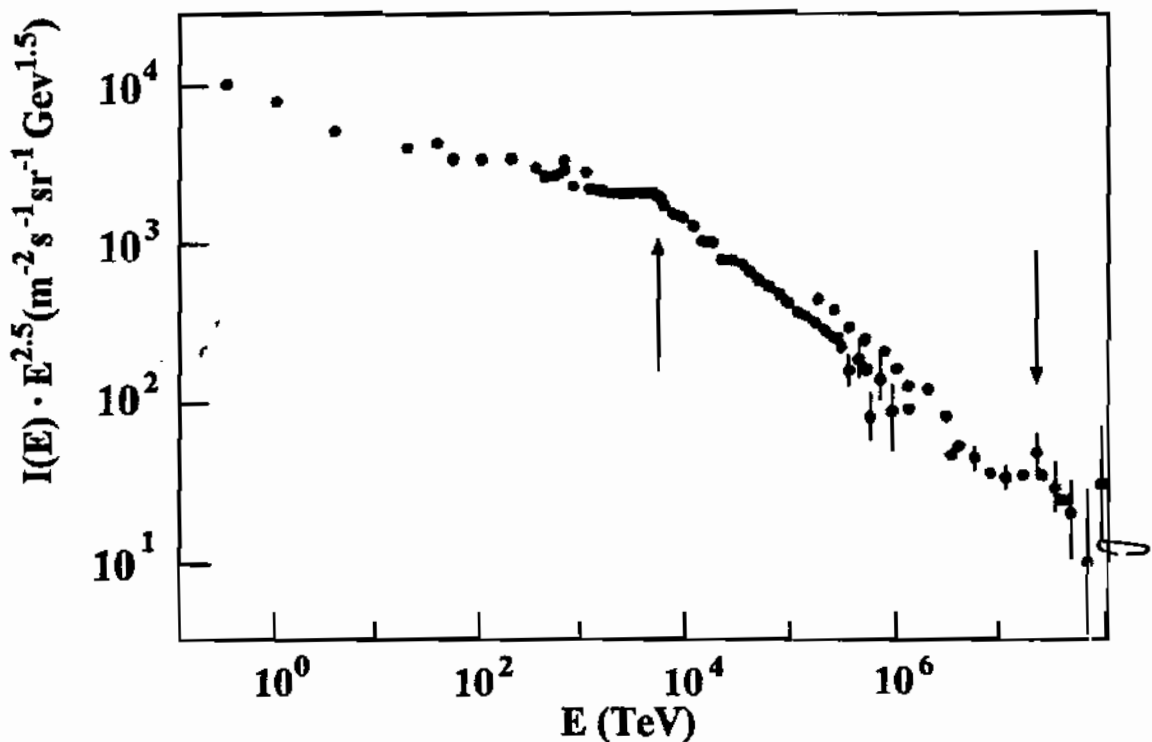
Η βασική πηγή απώλειας ενέργειας των πρωτονίων με ενέργειες της τάξεως των 100 EeV είναι η παραγωγή πονίων κατά την αλληλεπίδρασή τους με ένα πεδίο μικροκυμάτων. Το Σύμπαν καθίσταται αδιαφανές στα υψηλοενεργειακά πρωτόνια, με μήκος απορρόφησης που δεν ξεπερνά τα 10 Mpc, όταν η ενέργειά τους είναι μεγαλύτερη από 10^{20} eV. Πρωτόνια χαμηλότερης ενέργειας δεν υπόκεινται μεν σε σημαντική απορρόφηση (εικόνα 2.1) αλλά και δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν για αστρονομική μελέτη καθώς η διεύθυνσή τους αλλοιώνεται κάτω από την επίδραση του μαγνητικού πεδίου του γαλαξία μας [7].



Εικόνα 2.1: Το μήκος απορρόφησης για τα φωτόνια και τα πρωτόνια συναρτήσει της ενέργειάς τους. Η απορρόφησή τους οφείλεται στην αλληλεπίδραση τους με το φωτεινό υπόβαθρο που αναπτύσσεται στο διαστρικό χώρο.

Το φάσμα των κοσμικών ακτίνων, που έχει έως σήμερα παρατηρηθεί (εικόνα 2.2) εκτείνεται μέχρι τα 3×10^{20} eV. Το φάσμα μπορεί να περιγραφεί ικανοποιητικά μέχρι ενέργειες που φτάνουν τα 100 TeV, θεωρώντας ότι η παραγωγή των κοσμικών ακτίνων μέχρι αυτές τις ενέργειες αποδίδεται στη διάδοση του κρουστικού κύματος, μετά την έκρηξη ενός

υπερκαινοφανούς, στο διαστρικό υλικό [8]. Ο πεπερασμένος χρόνος ζωής κρουστικού κύματος που αναπτύσσεται, θέτει τον παραπάνω περιορισμό στη μέγιστη ενέργεια που μπορεί να αποδοθεί στο κάθε σωματίο, σύμφωνα με αυτό το μηχανισμό επιτάχυνσης. Οι μηχανισμοί που προκαλούν επιτάχυνση σε ενέργειες μεγαλύτερες από 100 TeV θα πρέπει να οφείλονται σε άλλους μηχανισμούς που ενεργοποιούνται στο γαλαξία μας. Οι κοσμικές ακτίνες εξαιρετικά υψηλών ενεργειών θα πρέπει να έχουν εξωγαλαξιακή προέλευση καθώς ο γαλαξίας μας είναι μικρός και τα αναπτυσσόμενα σε αυτόν μαγνητικά πεδία σχετικά ασθενή, ώστε να επιτευχθεί επιτάχυνση σωματιδίων έως τα 10^{20} eV. Πιθανές περιοχές όπου επιτάχυνση σε τόσο μεγάλες ενέργειες μπορεί να λαμβάνει χώρα είναι οι **ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες, AGN (Active Galactic Nuclei)**. Στην εικόνα 2.3 αποδίδεται σχηματικά η ερμηνεία του φάσματος των κοσμικών ακτίνων με βάση τη θεωρούμενη προέλευση τους, ενώ στην εικόνα 2.4 παρουσιάζονται αποτελέσματα από το πείραμα Fly's Eye στο Dugway της Utah [8], [9], [10] στην εξαιρετικά υψηλοενεργειακή περιοχή του φάσματος των κοσμικών ακτίνων.



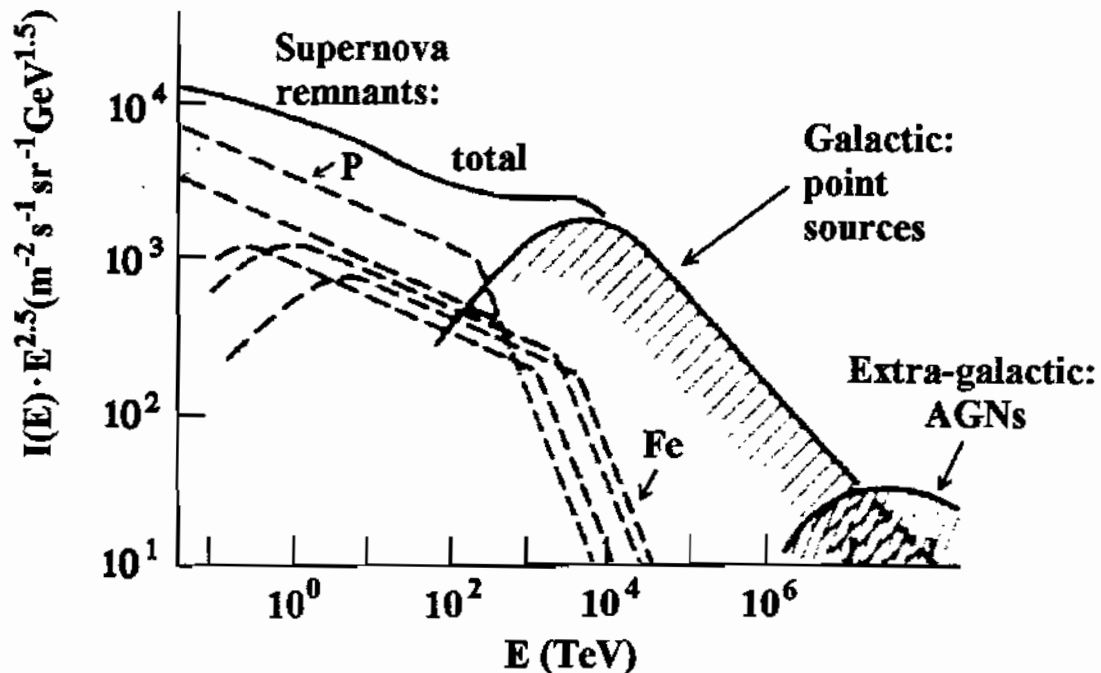
Εικόνα 2.2: Η ροή των κοσμικών ακτίνων υψηλών ενεργειών, πολλαπλασιασμένη με τον παράγοντα $E^{2.5}$ [4]. Τα βέλη υποδεικνύουν τις αλλαγές κλίσης του φάσματος κοντά στο 1 PeV και στα 10 EeV. Όπως φαίνεται και στην εικόνα 2.3 στις περιοχές αυτές διαφοροποιούνται οι μηχανισμοί που προκαλούν την επιτάχυνση των ανιχνευομένων σωματιδίων. Οι κοσμικές ακτίνες με εξαιρετικά υψηλές ενέργειες ($>10^{18}$ eV) θα πρέπει να προέρχονται από AGN [11], [12].

Στόχος της αστρονομίας νετρίνων είναι η μελέτη της υψηλοενεργειακής περιοχής του φάσματος των κοσμικών ακτίνων με την ανίχνευση νετρίνων, προϊόντων της διάσπασης των πιονίων, που παράγονται στις αδρονικές αλληλεπιδράσεις επιταχυνόμενων νουκλεονίων με έναν κοσμικό στόχο, ένα πεδίο ύλης ή φωτονίων. Τα βασικά πλεονεκτήματα που εμφανίζουν τα νετρίνα απέναντι στους ανταγωνιστές τους στην ενεργειακή αυτή περιοχή είναι συντριπτικά:

- ✓ Τα νετρίνα μπορούν να διανύουν τεράστιες αποστάσεις εντός της διαστρικής ύλης χωρίς να υπόκεινται σε απορρόφηση, μεταφέροντας πληροφορία ακόμα και από περιοχές του

Σύμπαντος, ανάμεσα στις οποίες και τον οπτικό παρατηρητή στη Γη παρεμβάλλονται τεράστιες ποσότητες ύλης.

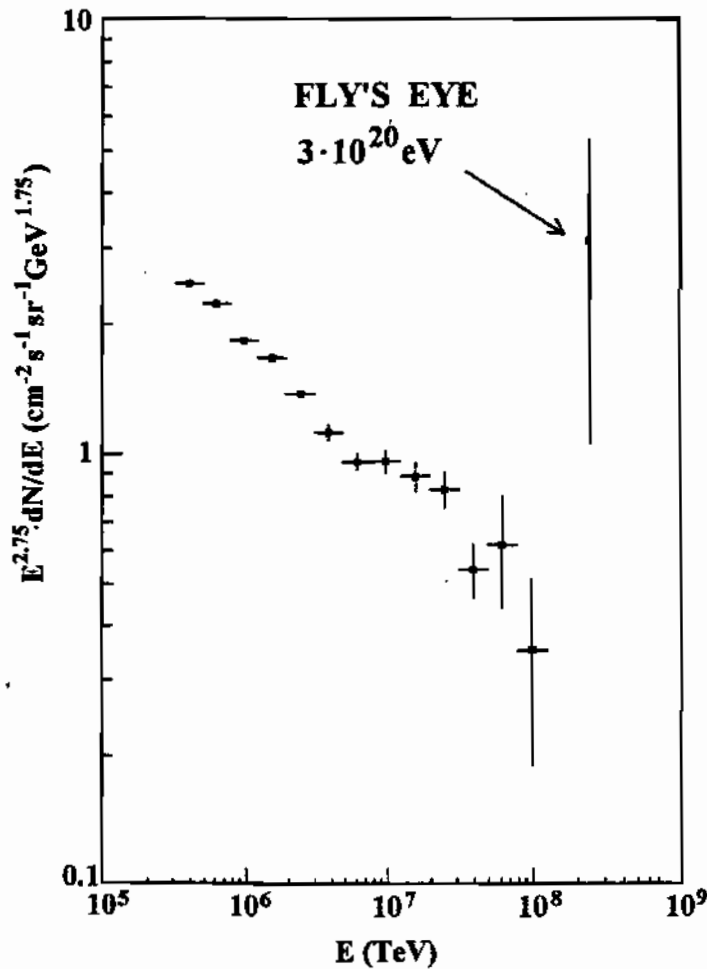
- ✓ Οι αναμενόμενες ροές νετρίνων από διάφορες πηγές στην περιοχή των πολύ μεγάλων ενεργειών είναι μεγαλύτερες από το υπόβαθρο που δημιουργείται από τα ατμοσφαιρικά νετρίνα, προϊόντα της αλληλεπίδρασης των κοσμικών ακτίνων με τα στρώματα της ατμόσφαιρας, σε αντίθεση με την περίπτωση των ακτίνων γάμμα, όπου το υπόβαθρο των κοσμικών ακτίνων είναι δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερο από τις αναμενόμενες ροές από τις σημειακές πηγές.
- ✓ Τέλος, από καθαρά πειραματικής πλευράς, οι ανιχνευτές νετρίνων μπορούν να παρακολουθούν διαρκώς πολύ μεγάλα τμήματα του ουρανού σε αντίθεση με τους ανιχνευτές ακτίνων γάμμα, όπως τα τηλεσκόπια Cherenkov, τα οποία είναι σε θέση να παρακολουθούν μόνο μικρά τμήματα του ουρανού και για πολύ μικρό χρονικό διάστημα κάθε φορά (περίπου 5% του χρόνου) [8].



Εικόνα 2.3: Η ροή των κοσμικών ακτίνων υψηλών ενεργειών με βάση την προέλευσή τους. Γαλαξιακοί και εξωγαλαξιακοί επιταχυντές είναι οι πηγές των κοσμικών ακτίνων με ενέργειες PeV και EeV. Οι ενέργειες αυτές δεν μπορούν να επιτευχθούν, όταν η επιτάχυνση των σωματιδίων αποδίδεται στην ανάπτυξη του κρουστικού κύματος που ακολουθεί την έκρηξη υπερκαινοφανούς μηχανισμού ο οποίος αποτελεί την πηγή της μεγάλης πλειοψηφίας των κοσμικών ακτίνων που φτάνουν στη Γη.

Η ανίχνευση των υψηλοενεργειακών νετρίνων μπορεί να πραγματοποιηθεί με την παρατήρηση των μεγάλης εμβέλειας μιονίων που παράγονται κατά τις charged current αλληλεπιδράσεις νετρίνου-νουκλεονίου. Για να περιοριστεί το υπόβαθρο εξαιτίας των μιονίων που παράγονται στην ατμόσφαιρα, ο ανιχνευτής νετρίνων θα πρέπει να τοποθετηθεί σε βάθος αρκετών χιλιομέτρων από την επιφάνεια της Γης ή να καταγράφει μίονια που προέρχονται από

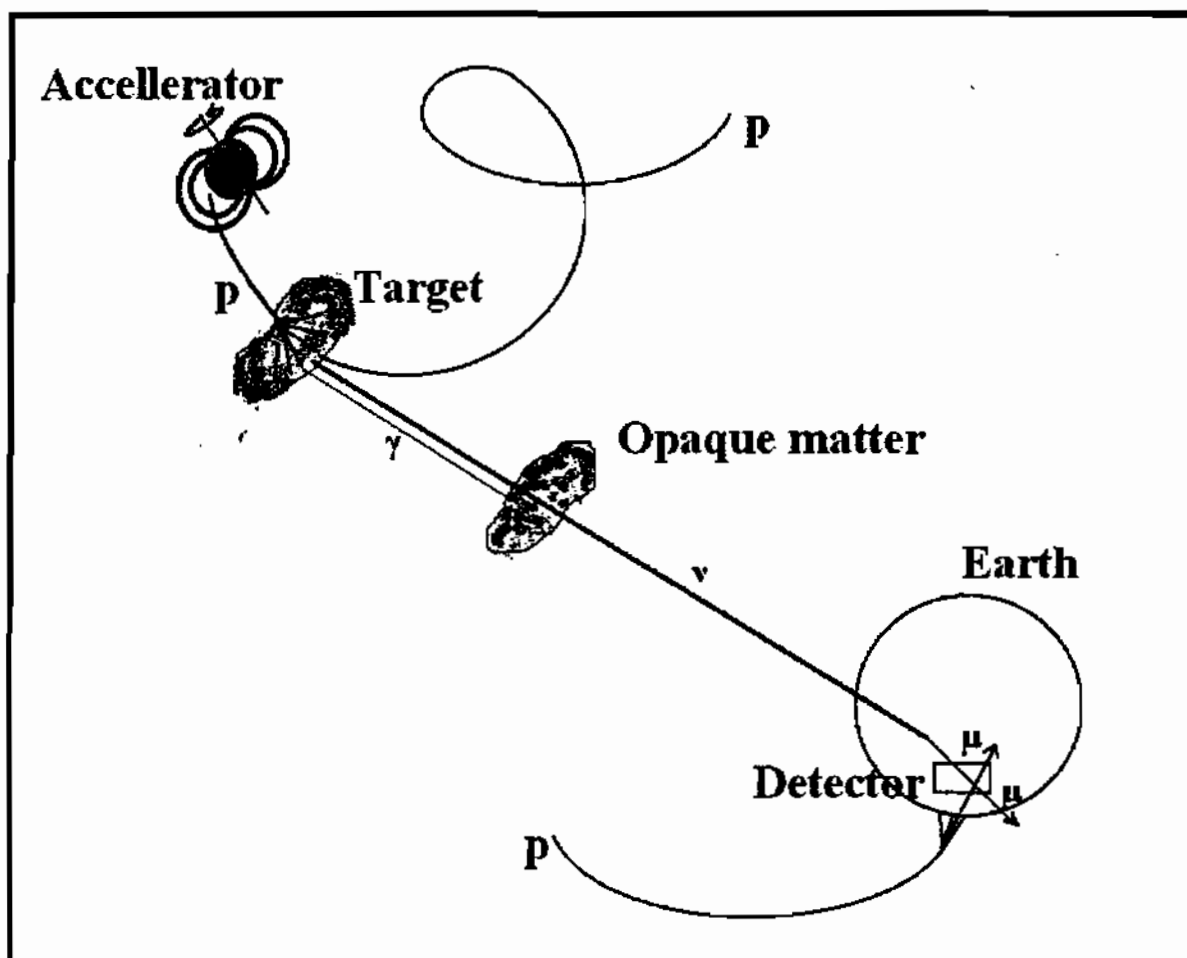
το εσωτερικό της Γης. Μια σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας παραγωγής και ανίχνευσης των υψηλοενεργειακών νετρίνων παρουσιάζεται στην εικόνα 2.5.



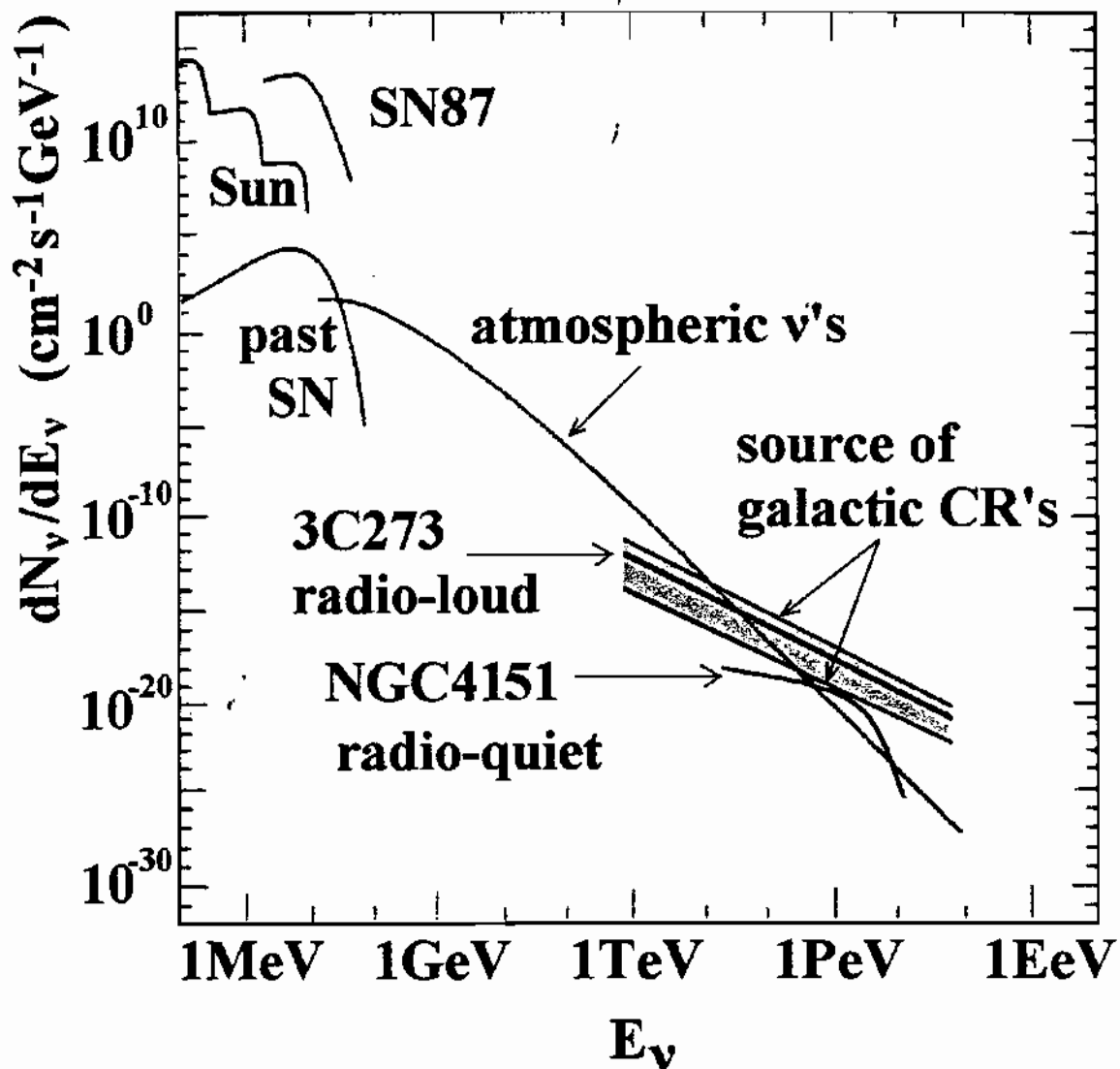
Εικόνα 2.4: Το φάσμα των κοσμικών ακτίνων για ενέργειες μεγαλύτερες από 10^7 eV, όπως έχει καταγραφεί από το πείραμα Fly's Eye [9] [10], το οποίο έχει ενεργειακό κατώφλι 10^7 eV και μέγιστη απόδοση στην περιοχή των 10^8 eV. Σημειώνουμε, ότι η ροή των κοσμικών ακτίνων είναι πολλαπλασιασμένη με τον παράγοντα $E^{2.75}$.

Το πρόβλημα που έχει να αντιμετωπίσει η αστρονομία νετρίνων είναι η εξαιρετικά ασθενής αλληλεπίδραση των νετρίνων με την ύλη, γεγονός που τους προσδίδει και τα παραπάνω πλεονεκτήματα. Υπάρχουν μια σειρά από παράγοντες που οδηγούν σε αύξηση της δυνατότητας ανίχνευσης των νετρίνων εφόσον αναφερόμαστε σε πολύ μεγάλες ενέργειες (>1 TeV). Η πιθανότητα αλληλεπίδρασής τους με την ύλη αυξάνεται σημαντικά με την αύξηση της ενέργειας, η ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων περιορίζεται σημαντικά σε σύγκριση με τις αναμενόμενες ροές από τις εξωγήινες πηγές, η γωνία εκπομπής του παραγόμενου μιονίου ως προς την αρχική διεύθυνση του νετρίνου, περιορίζεται σημαντικά καθιστώντας δυνατή την επίτευξη ικανοποιητικής διακριτικής ικανότητας στον προσδιορισμό της διεύθυνσης της πηγής και τέλος η εμβέλεια των μιονίων αυξάνει με την ενέργεια (βλέπε κεφάλαιο "Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες") αυξάνοντας την ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή.

Οι αναμενόμενες ροές νετρίνων από διάφορες πηγές παρουσιάζονται στην εικόνα 2.6. Παρατηρούμε ότι οι ροές των νετρίνων από εξωγήινες πηγές, στην ενεργειακή περιοχή μεταξύ TeV και EeV, είναι συγκρίσιμες ως προς το μέγεθος τους ή μεγαλύτερες από τη ροή των νετρίνων που παράγονται στην ατμόσφαιρα. Το υπόβαθρο των ατμοσφαιρικών νετρίνων που παρουσιάζεται στην εικόνα αναφέρεται στη ροή $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ ολοκληρωμένη σε στερεά γωνία 2π για νετρίνα που προέρχονται κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή. Στην εικόνα παρουσιάζονται οι ροές από δύο AGN, τον 3C273 σε απόσταση 600Mpc σύμφωνα με υπολογισμούς του Bierman [13] και τον NGC4151 που αν και δεν παρουσιάζει έκπομπή στην περιοχή των ραδιοκυμάτων, αποτελεί σύμφωνα με το Stecker [14] επίσης ισχυρή πηγή υψηλοενεργειακών νετρίνων. Η γραμμοσκιασμένη περιοχή αποδίδει την εκτίμηση των Barwick et al [4] για την αναμενόμενη ροή νετρίνων από τους κοσμικούς επιταχυντές.



Εικόνα 2.5: Ο κοσμικός επιταχυντής (π.χ. pulsar, μαύρη τρύπα) επιταχύνει πρωτόνια τα οποία προσπίπτουν στο στόχο (π.χ. συνοδός αστέρας, δίσκος επικάλυψης, $3^\circ K$ φωτόνια). Η διεύθυνση των πρωτονίων που θα συνεχίσουν θα αλλοιωθεί από τα μαγνητικά πεδία που αναπτύσσονται στην πορεία τους. Τα παραγώμενα φωτόνια θα απορροφηθούν πλήρως αν στην πορεία τους προς τη Γη συναντήσουν ύλη με πυκνότητα μεγαλύτερη από μερικές εκατοντάδες g/cm^3 ή αν η απόσταση που θα χρειαστεί να διανύσουν ξεπερνά το μήκος απορρόφησης εξαιτίας της αλληλεπίδρασής τους με το φωτεινό υπόβαθρο (βλέπε εικόνα 2.1). Μόνο τα νετρίνα θα φτάσουν σχεδόν αλώβητα στον ανιχνευτή και η διεύθυνσή τους θα εξακολουθεί να υποδεικνύει το σημείο δημιουργίας τους. Η παραγωγή μιονίων εξαιτίας της αλληλεπίδρασης των κοσμικών ακτίνων με τα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας επιβάλλει την τοποθέτηση του ανιχνευτή βαθιά στη Γη και τον προσανατολισμό του σε μίονια που προέρχονται από το εσωτερικό της Γης.



Εικόνα 2.6: Οι αναμενόμενες ροές νετρίνων από διάφορες πηγές για ενέργειες μεγαλύτερες από 1MeV. Παρατηρούμε, ότι οι ροές των νετρίνων από εξωγήινες πηγές, στην ενεργειακή περιοχή μεταξύ TeV και EeV είναι συγκρίσιμες ή μεγαλύτερες από τη ροή των νετρίνων που παράγονται στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας. Το υπόβαθρο των ατμοσφαιρικών νετρίνων που παρουσιάζεται στην εικόνα, αναφέρεται στη ροή $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ ολοκληρωμένη σε στερεά γωνία 2π για νετρίνα, που προέρχονται κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή. Η ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων μπορεί να περιοριστεί περισσότερο κατά την αναζήτηση σημειακών πηγών.

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιάσουμε αρχικά τους μηχανισμούς παραγωγής νετρίνων υψηλών ενεργειών, στη συνέχεια θα αναφερθούμε αναλυτικά στα ατμοσφαιρικά νετρίνα, τα οποία αποτελούν τη μοναδική πηγή υποβάθρου στις πολύ μεγάλες ενέργειες, αλλά ταυτόχρονα παρέχουν και ένα εξαιρετικό σύστημα βαθμονόμησης των ανιχνευτών νετρίνων, ενώ θα αφιερώσουμε μια ειδική παράγραφο στην αναζήτηση ταλαντώσεων των ατμοσφαιρικών νετρίνων και τελικά θα επικεντρώσουμε το ενδιαφέρον μας στην περιγραφή γνωστών αλλά και

πιθανών πηγών νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών. Το κεφάλαιο θα ολοκληρωθεί με την περιγραφή της τεχνικής ανίχνευσης των νετρίνων που εφαρμόζεται σήμερα στους ανιχνευτές νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών, τα τηλεσκόπια νετρίνων. Η σημασία μιας σειράς από όρους, απαραίτητους στη συνέχεια της μελέτης θα καθορισθεί στο κεφάλαιο αυτό.

2.1 Παραγωγή νετρίνων υψηλών ενεργειών

Το ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων που παράγονται από τους κοσμικούς επιταχυντές αποδίδεται από τον εκθετικό νόμο [8]:

$$\frac{dN_{CR}(E)}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)} \quad (2.1)$$

όπου γ είναι ο καλούμενος φασματικός δείκτης. Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε από την εικόνα 2.2, για ενέργειες μέχρι 1000 TeV το ενεργειακό φάσμα περιγράφεται ικανοποιητικά από την 2.1 για $\gamma \approx 1.7$. Για ενέργειες μεγαλύτερες από 1000 TeV η ροή των κοσμικών ακτίνων περιορίζεται πιο δραστικά και το φάσμα αποδίδεται ικανοποιητικά για $\gamma \approx 2.0$. Για ακόμα μεγαλύτερες ενέργειες ($>10^6$ TeV) ο φασματικός δείκτης ξαναπαίρνει την τιμή 1.7. Σε έναν κοσμικό επιταχυντή, όπου η επιτάχυνση των φορτισμένων σωματιδίων πραγματοποιείται κυρίως εξαιτίας της διάδοσης της επιφάνειας του κρουστικού κύματος στη διαστρική ύλη (μηχανισμός επιτάχυνσης Fermi, πρώτης τάξεως), το αναμενόμενο ενεργειακό φάσμα θα αποδίδεται από φασματικό δείκτη που θα πρέπει να είναι λίγο μεγαλύτερος της μονάδας, $\gamma \approx 1.0 + \varepsilon$, όπου ε είναι ένας μικρός αριθμός. Η μεγαλύτερη κλίση που παρουσιάζει το παρατηρούμενο φάσμα σε σχέση με το αναμενόμενο από έναν κοσμικό επιταχυντή οφείλεται στην ενεργειακή εξάρτηση της διάχυσης των κοσμικών ακτίνων στο γαλαξία λαμβάνοντας υπόψη την πιθανότητα διαφυγής του σωματιδίου από το γαλαξία ανάλογα με την ενέργειά του. Θεωρώντας ότι ο χρόνος διαφυγής ελαττώνεται με την ενέργεια, σύμφωνα με το νόμο [12]:

$$\tau(E) \propto E^{-\delta}$$

και ότι $Q(E)$ είναι ο ρυθμός παραγωγής των κοσμικών ακτίνων στη μονάδα του όγκου, τότε η πυκνότητα των παρατηρούμενων κοσμικών ακτίνων θα δίνεται από τη σχέση:

$$\rho_{CR}(E) \approx Q(E) \times \tau(E) \propto E^{-(2+\varepsilon+\delta)}$$

Για ενέργειες $1 \leq E \leq 100$ GeV, η τιμή $\delta \approx 0.6$ προσδιορίζεται από τις παρατηρούμενες αναλογίες των δευτερευόντων πυρήνων των κοσμικών ακτίνων (Li, Be, B) ως προς τους προγεννητορές τους (άνθρακα και οξυγόνο) [15], [16]. Με βάση την τελευταία, $\varepsilon \approx 0.1$ αποτέλεσμα συνεπές με την θεώρηση, ότι ο φασματικός δείκτης του εκπεμπόμενου φάσματος από τον κοσμικό επιταχυντή είναι λίγο μεγαλύτερος της μονάδας.

Η παραγωγή των δευτερευόντων σωματιδίων (S) εξαρτάται από το φάσμα των αρχικά επιταχυνθέντων σωματιδίων (P) μέσω της σχέσεως:

$$\frac{dP_S}{dE_S} = \frac{\Delta}{\lambda_P} \int_{E_S}^{\infty} \frac{dn_{PS}(E_S, E_P)}{dE_S} \frac{dN_P}{dE}(E_P) dE_P \quad (2.2)$$

όπου Δ / λ_p είναι η πιθανότητα αλληλεπίδρασης, ενώ το σωματίδιο έχει διανύσει μικρό τμήμα (μήκους Δ) του στόχου. Αν η κατανομή των δευτερευόντων εξαρτάται μόνο από το λόγο των ενεργειών, $x = E_s / E_p$, τότε το ολοκλήρωμα στην τελευταία σχέση γίνεται:

$$\frac{dN_p}{dE}(E_s) \int_0^1 x^{\gamma-1} F_{ps}(x) dx \equiv \frac{dN_p}{dE}(E_s) Z_{ps},$$

$$\text{όπου } F_{ps} = \frac{1}{\sigma} \int d^2 p_T E_s \frac{d\sigma_{ps}}{d^3 p} \approx E_s \frac{dn_{ps}}{dE_s}.$$

Για $\gamma > 1$, ο όρος $F(0)$ δεν συνεισφέρει στο ολοκλήρωμα και η θεώρηση που κάναμε εδώ κρίνεται ικανοποιητική για προσεγγιστικούς υπολογισμούς. Η αντιμετώπιση αυτή μπορεί να εφαρμοστεί στις αλυσιδωτές διασπάσεις όπως η

$$p \rightarrow \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$$

αλλά και στην περίπτωση ανάπτυξης καταιονισμών στο αστρικό, το γαλαξιακό περιβάλλον και στην ατμόσφαιρα της Γης. Στην περίπτωση που οι διαστάσεις του στόχου είναι μεγάλες, η αρχική δέσμη είναι δυνατόν να απορροφηθεί πλήρως και θα πρέπει στη σχέση 2.2 να πραγματοποιηθεί η διόρθωση:

$$\frac{\Delta}{\lambda_p} \rightarrow \frac{\Lambda_p}{\lambda_p}$$

όπου Λ_p είναι το μήκος εξασθένησης για τη δέσμη των αρχικών σωματιδίων των κοσμικών ακτίνων [8].

Η ροή των νετρίνων που παράγονται από τη διάσπαση των μεσονίων δίνεται από τη σχέση [8]:

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \frac{N_0(E_\nu)}{1 - Z_{NN}} \left\{ \frac{A_{\pi\nu}}{1 + B_{\pi\nu} \cos \theta E_\nu / \varepsilon_\pi} + (\dots) \right\} \quad (2.3)$$

όπου $A_{\pi\nu} = Z_{N\pi} (1 - r_\pi)^\gamma / (\gamma + 1)$, $r_\pi = (m_\mu / m_\pi)^2$ και η σταθερά $B_{\pi\nu}$ εξαρτάται από τα μήκη εξασθένησης του νουκλεονίου και του πιονίου,

$$B_{\pi\nu} = \left(\frac{\gamma + 2}{\gamma + 1} \right) \left(\frac{1}{1 - r_\pi} \right) \left(\frac{\Lambda_\pi - \Lambda_N}{\Lambda_\pi \ln(\Lambda_\pi / \Lambda_N)} \right).$$

Ο πρώτος όρος στην 2.3 αντιπροσωπεύει τη συνεισφορά στη ροή από τη διάσπαση των πιονίων. Η ποσότητα ε_π είναι χαρακτηριστική για τα πόνια και αντιπροσωπεύει το όριο της ενεργειακής περιοχής στην οποία η διαδικασία της διάσπασης μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα ($E > \varepsilon_\pi$), ενώ η αλληλεπίδραση με το μέσο αποκτά κυρίαρχο ρόλο. Για την ανάπτυξη καταιονισμών στην ατμόσφαιρα της Γης είναι κατά προσέγγιση $\varepsilon_\pi = 115 \text{ GeV}$ (στην κατακόρυφη διεύθυνση). Για πιο αραιά μέσα, όπως η ατμόσφαιρα του Ήλιου η ε_π παίρνει μεγαλύτερες τιμές. Οι όροι (...) αντιπροσωπεύουν τις συνεισφορές των υπολοίπων μεσονίων στη συνολική ροή των

νετρίνων, με $\varepsilon_{K^\pm} \approx 850 \text{ GeV}$ και $\varepsilon_{D^\pm} \approx 4 \times 10^7 \text{ GeV}$ για την ατμόσφαιρα της Γης. Στον κάθε όρο συμπεριλαμβάνεται και ο κατάλληλος παράγοντας, που αποδίδει την πιθανότητα να πραγματοποιηθεί η συγκεκριμένη διάσπαση (0.635 για τη διάσπαση $K^\pm \rightarrow \mu + \nu_\mu$). Στον πίνακα 2.1 καταγράφονται οι βασικοί τρόποι παραγωγής νετρίνων, μέσω διάσπασης των μεσονίων και των μιονίων. Αν $E_\nu \ll \varepsilon_i$, όλα τα μεσόνια θα διασπαστούν και το φάσμα των νετρίνων που θα παραχθούν θα είναι παράλληλο με την αρχική ροή των νουκλεονίων. Αν αντίθετα $E_\nu \gg \varepsilon_i$, ο εκθέτης της ενέργειας, στον εκθετικό νόμο που αποδίδει τη ροή, περιορίζεται κατά μια μονάδα [8], [15].

Πίνακας 2.1: Τρόποι παραγωγής νετρίνων, διαμέσου διάσπασης μιονίων και μεσονίων.

Σωματίδιο	Τρόπος διάσπασης	Πιθανότητα
$\mu^\pm$	$e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)^4$	$\approx 100\%$
$\pi^\pm$	$\mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	$\approx 100\%$
$K^\pm$	$\mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	$(63.51 \pm 0.18)\%$
	$\pi^0 + e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$	$(4.82 \pm 0.06)\%$
	$\pi^0 + \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	$(3.18 \pm 0.08)\%$
K_L^0	$\pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e(\nu_e)^5$	$(40.0 \pm 0.9)\%$
	$\pi^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$	$(27.0 \pm 0.4)\%$

Τυπικές τιμές πυκνότητας των κοσμικών στόχων είναι της τάξεως των 10^{10} άτομα/cm³. Στην περίπτωση αυτή τα πόνια και τα καόνια διασπώνται πάντα και το ενεργειακό φάσμα των νετρίνων θα ακολουθεί το φάσμα των νουκλεονίων και στις πολύ μεγάλες ενέργειες. Επιπρόσθετα η διάσπαση των μιονίων αποτελεί μια βασική πηγή νετρίνων, τόσο στις χαμηλές όσο και στις υψηλές ενέργειες. Μπορούμε λοιπόν να διακρίνουμε τρεις κατηγορίες νετρίνων, ανάλογα με το ενεργειακό τους φάσμα, που δημιουργούνται από τις κοσμικές ακτίνες.

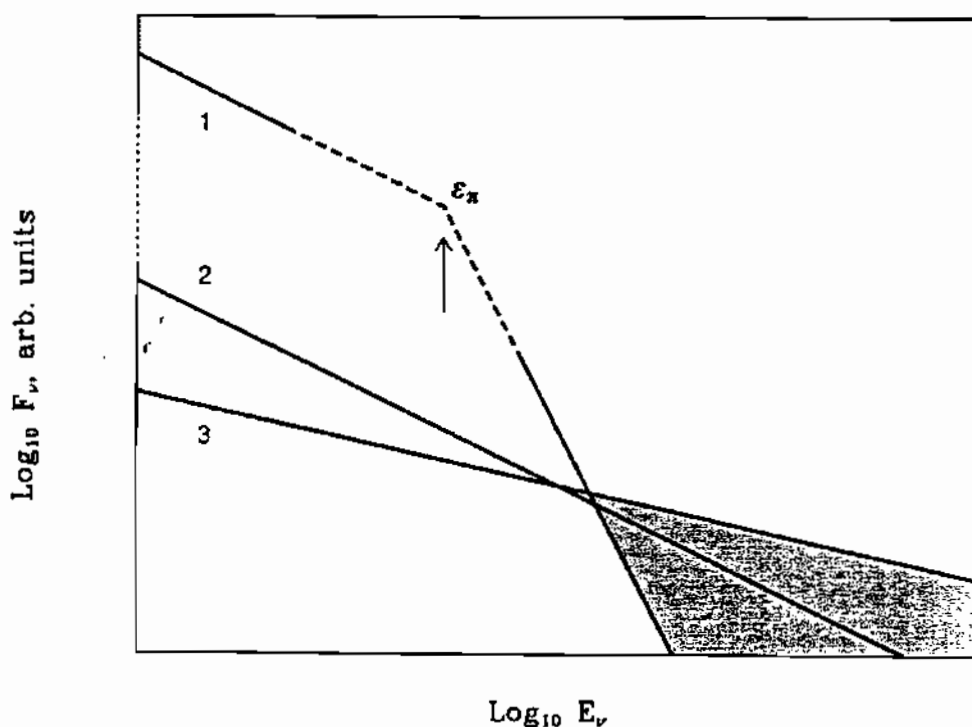
- Ατμοσφαιρικά νετρίνα** που δημιουργούνται κατά τις αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων των κοσμικών ακτίνων και κατά την ανάπτυξη καταιονισμών στην ατμόσφαιρα της Γης. Το φάσμα τους ακολουθεί το ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων με $\gamma \approx 1.7$ μέχρι ενέργειες της τάξεως των 100 GeV, ενώ μειώνεται πιο απότομα για μεγαλύτερες ενέργειες, $\gamma \approx 2.7$. Η ενεργειακή περιοχή όπου σημειώνεται η αλλαγή κλίσης του φάσματος μετατοπίζεται προς υψηλότερες ενέργειες, όταν η πολική γωνία παίρνει μεγαλύτερες τιμές, γεγονός που δημιουργεί μια χαρακτηριστική γωνιακή εξάρτηση του φάσματος των ατμοσφαιρικών νετρίνων που περιγράφεται από τη σχέση 2.3. Τα νετρίνα ηλεκτρονίου παρουσιάζουν ενεργειακό φάσμα που ελαττώνεται ταχύτερα, καθώς η μεγάλη τους πλειοψηφία προέρχεται από τη διάσπαση μιονίων.
- Διάχυτη ροή νετρίνων, γαλαξιακής προέλευσης.** Τα νετρίνα αυτά παράγονται από την αλληλεπίδραση των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων με το διαστρικό υλικό. Το ενεργειακό τους φάσμα θα πρέπει να ακολουθεί το φάσμα των κοσμικών ακτίνων ($\gamma \approx 1.7$) μέχρι τις υψηλότερες ενέργειες, καθώς όλα τα προϊόντα των αλληλεπιδράσεων, συμπεριλαμβανομένων

⁴ Συμπεριλαμβάνεται και το κανάλι: $e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \gamma$.

⁵ Συμπεριλαμβάνεται και το κανάλι: $\pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e(\nu_e) + \gamma$.

και των μιονίων, θα υποστούν διάσπαση. Θεωρώντας ότι η πυκνότητα των κοσμικών ακτίνων είναι σταθερή στο γαλαξία, μπορεί να πραγματοποιηθεί εκτίμηση της αναμενόμενης ισοτροπικής ροής νετρίνων από τις αλληλεπιδράσεις των κοσμικών ακτίνων στο γαλαξία [17], [18].

- 3 **Νετρίνα** που παράγονται από σωματίδια πολύ υψηλής ενέργειας στην **περιοχή επιτάχυνσης** τους και ακολουθούν το σκληρό, $\gamma \approx 1.0-1.2$, ενεργειακό φάσμα του κοσμικού επιταχυντή. Είναι πιθανόν οι πυρήνες ύλης που επιταχύνονται σε πολύ μεγάλες ταχύτητες στο εσωτερικό του κοσμικού επιταχυντή να παράγουν νετρίνα, αλλά να μην διαφεύγουν ποτέ από το εσωτερικό του, καθιστώντας τα νετρίνα μοναδικούς φορείς της πληροφορίας ύπαρξής τους. Υπάρχει πληθώρα ουρανίων αντικειμένων στα οποία η παραπάνω διαδικασία θα μπορούσε να λάβει χώρα. Οι πιο ισχυροί υποψήφιοι είναι οι αστέρες νετρονίων, οι μαύρες τρύπες και τα υπολείμματα πρόσφατων εκρήξεων υπερκαινοφανών.



Εικόνα 2.7: Σχηματική απόδοση των ροών των νετρίνων από διαφορετικές πηγές, (1) ατμοσφαιρικά νετρίνα, (2) νετρίνα από την αλληλεπίδραση των κοσμικών ακτίνων με το διαστρικό υλικό και (3) νετρίνα προερχόμενα από το εσωτερικό των κοσμικών επιταχυντών. Η γραμμοσκιασμένη περιοχή αποτελεί την κύρια περιοχή ενδιαφέροντος της αστρονομίας νετρίνων.

Στην εικόνα 2.7 αποδίδονται σχηματικά τα ενεργειακά φάσματα των τριών ειδών νετρίνων που διαμορφώνουν τη συνολική αναμενόμενη ροή νετρίνων η οποία είναι δυνατό να καταγραφεί από τα τηλεσκόπια νετρίνων.

Τα ατμοσφαιρικά νετρίνα έχουν ανιχνευθεί και μελετηθεί σε αρκετά μεγάλο βαθμό. Η διάχυτη ροή νετρίνων γαλαξιακής προέλευσης θα πρέπει να είναι συγκρίσιμη με το διάχυτο γαλαξιακό υπόβαθρο των ακτίνων γάμμα [19]. Τα τηλεσκόπια νετρίνων που βρίσκονται σήμερα υπό κατασκευή θα πρέπει να καταγράψουν τη ροή αυτή με ρυθμό της τάξεως μερικών δεκάδων γεγονότων ανά 10^4 m^2 σε χρονικό διάστημα ενός έτους. Οι ροές αυτές μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη βαθμονόμηση των τηλεσκοπίων νετρίνων ώστε να επιτευχθεί ο κύριος

στόχος της λειτουργίας τους, δηλαδή η ανίχνευση νετρίνων από ενεργά αστροφυσικά συστήματα.

Η ύπαρξη νετρίνων που προέρχονται κατευθείαν από τους κοσμικούς επιταχυντές απαιτεί σημαντική επιτάχυνση στο εσωτερικό των συμπαγών πηγών με ταυτόχρονη ύπαρξη ικανής ποσότητας αερίου για να αποτελέσει το στόχο. Η πιθανότητα ύπαρξης τέτοιου είδους πηγών δημιουργείται από την αδυναμία του μοντέλου που περιγράφει την επιτάχυνση των κοσμικών ακτίνων, ως προκαλούμενη από τη διάδοση των κρουστικών κυμάτων από την έκρηξη ενός υπερκαινοφανούς στο διάχυτο διαστρικό υλικό, να περιγράψει την επιτάχυνση των σωματιδίων στις πολύ μεγάλες παρατηρούμενες ενέργειες.

Ο μηχανισμός επιτάχυνσης Fermi, πρώτης τάξεως [20] αποτελεί ένα πολύ ικανοποιητικό μοντέλο για την περιγραφή του γαλαξιακού μηχανισμού επιτάχυνσης, αποδίδοντας τη μορφή του ενεργειακού φάσματος των κοσμικών ακτίνων [8]. Ο μηχανισμός επιτάχυνσης όμως αυτός απαιτεί χρόνο, καθώς η τελική επιτάχυνση επιτυγχάνεται προοδευτικά καθώς το σωματίδιο διαχέεται⁶ προς διαφορετικές κατευθύνσεις κατά μήκος του κύματος, με τελικό αποτέλεσμα τη μεταφορά της μακροσκοπικής κινητικής ενέργειας του κινούμενου κρουστικού κύματος στα φορτισμένα σωματίδια, αυξάνοντας την αρχική τους κινητική ενέργεια σε σημαντικό βαθμό. Ο περιορισμένος χρόνος ζωής του κρουστικού κύματος (Για μάζα του αναπτυσσόμενου κελύφους της τάξεως των $10M_{\odot}$, με μέση ταχύτητα διάδοσης $5 \times 10^8 \text{ cm/s}$ σε μέσο με μέση πυκνότητα 1 πρωτόνιο/cm^3 ο χρόνος ζωής φτάνει τα 1000 χρόνια⁷) θέτει περιορισμό στη μέγιστη τιμή της ενέργειας που μπορεί να αποδοθεί σε κάθε σωματίδιο [8]. Ο ρυθμός επιτάχυνσης είναι:

$$\frac{dE}{dt} \cong K \frac{u^2}{c} ZeB$$

όπου $K \approx 0.15$, u είναι η ταχύτητα του κρουστικού κύματος, Ze είναι το φορτίο του σωματιδίου που επιταχύνεται και B είναι η ένταση του αναπτυσσόμενου μαγνητικού πεδίου. Η μέγιστη ενέργεια που μπορεί να αποδοθεί στο σωματίδιο δίνεται από τη σχέση:

$$E_{\max} \leq K \frac{u}{c} ZeB(uT_A)$$

όπου T_A είναι ο χρόνος ζωής του κρουστικού κύματος. Εκτιμώντας ως τυπική τιμή για το αναπτυσσόμενο μαγνητικό πεδίο τα $3 \mu\text{G}$, η τελευταία δίνει:

$$E_{\max} \leq Z \times 3 \times 10^4 \text{ GeV}$$

για τις τυπικές τιμές που αναφέρθηκαν πριν. Παρά το γεγονός ότι η τελευταία σχέση περιλαμβάνει αρκετές προσεγγίσεις, ειδικά στον καθορισμό των παραμέτρων του υπερκαινοφανούς, οδηγεί στην εκτίμηση ότι η μέγιστη ενέργεια που δύναται να επιτευχθεί κατά την ανάπτυξη ενός κρουστικού κύματος δεν μπορεί να ξεπερνά τα 100 TeV . Μόνο στην περίπτωση που η ένταση του μαγνητικού πεδίου ή η ταχύτητα διάδοσης και ο χρόνος ζωής του κρουστικού κύματος αυξηθούν σημαντικά η παραπάνω τιμή της μέγιστης ενέργειας μπορεί να ξεπεραστεί ώστε να εξηγηθεί, με βάση το συγκεκριμένο μηχανισμό επιτάχυνσης, η καταγραφή των εξαιρετικά υψηλοενεργειακών κοσμικών ακτίνων.

⁶ Δεν χρησιμοποιούμε τον όρο σκέδαση διότι η διαδικασία πρέπει να μην περιλαμβάνει συγκρούσεις μεταξύ σωματιδίων, ώστε να μην παρατηρείται απώλεια ενέργειας.

⁷ Μετά το χρονικό αυτό διάστημα το κρουστικό κύμα επιβραδύνεται προοδευτικά

Έτσι καταλήγουμε στην παραδοχή, ότι η επιτάχυνση των κοσμικών ακτίνων σε ενέργειες μεγαλύτερες από 100TeV, θα πρέπει να επιτυγχάνεται σε ενεργά αστροφυσικά συστήματα, όπου τα επιταχυνόμενα σωματίδια παράγουν νετρίνα και φωτόνια κατά την αλληλεπίδρασή τους με το περιβάλλον αέριο ή πεδίο ακτινοβολίας. Φυσικά αυτή δεν είναι η μόνη παραδοχή. Μια σειρά από διαφορετικούς μηχανισμούς επιτάχυνσης προτείνονται ώστε να επεκταθεί ο βασικός μηχανισμός επιτάχυνσης σε πολύ υψηλότερες ενέργειες [15], [21], [22], [23]. Τέτοιοι μηχανισμοί επιτάχυνσης δεν συσχετίζονται με τις σημειακές πηγές νετρίνων και ακτίνων γάμμα υψηλών ενεργειών.

Η πιο συναρπαστική πιθανότητα σήμερα, είναι η θεώρηση [24], [25], ότι η επιτάχυνση των σωματιδίων παίζει κυρίαρχο ρόλο στο μηχανισμό λειτουργίας των ενεργών γαλαξιακών πυρήνων (AGN) και η αλληλεπίδραση των υψηλοενεργειακών σωματιδίων με το πυκνό αέριο ή το πεδίο φωτονίων στις κεντρικές περιοχές τους [26], [27], [28], [29] οδηγεί στην παραγωγή νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών. Θα αναφερθούμε αναλυτικά στην περίπτωση αυτή στη συνέχεια του κεφαλαίου.

Πριν ολοκληρώσουμε την παράγραφο αυτή θα πρέπει να αποδώσουμε δύο ορισμούς που θα χρειαστούν στην περαιτέρω μελέτη που θα πραγματοποιήσουμε. Με τον όρο **νετρίνα πολύ υψηλών ενεργειών, (VHE, Very High Energy)** θα αναφερόμαστε σε νετρίνα των οποίων η ενέργεια ξεπερνά τα 100GeV και ο κύριος μηχανισμός παραγωγής τους είναι η ανελαστική αλληλεπίδραση των επιταχυνόμενων πρωτονίων με τα πρωτόνια του στόχου:

$$\begin{aligned}
 p + p &\rightarrow \pi^\pm + X \\
 &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu (\mu^- + \bar{\nu}_\mu) \\
 &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu (e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu) \\
 &\rightarrow \pi^0 + X \\
 &\rightarrow 2\gamma
 \end{aligned} \tag{24}$$

Με τον όρο **νετρίνα εξαιρετικά υψηλών ενεργειών, (UHE, Ultra High Energy)** θα αναφερόμαστε σε νετρίνα των οποίων η ενέργεια ξεπερνά τα 1000TeV. Στην περίπτωση αυτή ο στόχος για την κοσμική δέσμη μπορεί να είναι ένα πυκνό πεδίο φωτονίων, μηχανισμός που θεωρείται ότι λαμβάνει χώρα στην περίπτωση των AGN:

$$\begin{aligned}
 p + \gamma &\rightarrow \Delta^+ \\
 &\rightarrow p + \pi^0 \\
 &\rightarrow n + \pi^+
 \end{aligned}$$

και τα πόνια θα διασπαστούν σύμφωνα με την 2.4. Το κατώφλι παραγωγής των πονίων εξαρτάται από τη θερμοκρασία του πεδίου φωτονίων, όπως είδαμε στην εισαγωγική παράγραφο του κεφαλαίου. Σημειώνουμε, ότι σε κάθε περίπτωση, ανεξάρτητα από το αν ο παραπάνω μηχανισμός παραγωγής νετρίνων λαμβάνει χώρα στους AGN, η ανίχνευση κοσμικών ακτίνων με ενέργειες που ξεπερνούν τα 10^{20} eV (βλέπε εικόνα 2.4) εγγυάται την ύπαρξη νετρίνων πολύ υψηλών και εξαιρετικά υψηλών ενεργειών, τα οποία παράγονται κατά την αλληλεπίδραση των κοσμικών ακτίνων με το κοσμικό οπτικό υπόβαθρο (βλέπε εικόνα 2.1) [11].

2.2 Ατμοσφαιρικά νετρίνα

Η ατμόσφαιρα της Γης αποτελεί “εγγυημένη” πηγή νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών. Τα νετρίνα παράγονται κατά την αλληλεπίδραση των κοσμικών ακτίνων με την ατμόσφαιρα,

δημιουργώντας ένα αναπόφευκτο υπόβαθρο για την ανίχνευση νετρίνων από εξωγήινες πηγές. Η ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων αποτελεί όμως παράλληλα ένα φυσικό μηχανισμό μελέτης του φαινομένου των ταλαντώσεων των νετρίνων και των αλληλεπιδράσεων τους με την ύλη σε ενέργειες πολύ μεγαλύτερες από αυτές που μπορούν να επιτευχθούν στους γήινους επιταχυντές. Τέλος τα ατμοσφαιρικά νετρίνα διαμορφώνουν το φυσικό σύστημα βαθμονόμησης των τηλεσκοπίων νετρίνων. Σε κάθε περίπτωση, είτε τα ατμοσφαιρικά νετρίνα αποτελούν υπόβαθρο, είτε αντικείμενο μελέτης, χρειάζεται ακριβής υπολογισμός του ενεργειακού φάσματός τους αλλά και της γωνιακής κατανομής της ροής τους, λεπτομερής μελέτη της διέλευσής τους από τη Γη, λαμβάνοντας υπόψη την απορρόφησή τους αλλά και την επαναδημιουργία τους.

2.2.1 Ροή ατμοσφαιρικών νετρίνων

Η κύρια πηγή νετρίνων στην ατμόσφαιρα είναι η διάσπαση των πιονίων, των καονίων και των μιονίων, διαδικασίες που παρουσιάζονται στον πίνακα 2.1. Όταν ικανοποιούνται οι συνθήκες, ώστε όλα τα σωματίδια να διασπώνται, αναμένουμε

$$\nu_\mu \approx \bar{\nu}_\mu \approx 2\nu_e \text{ και } \nu_e / \bar{\nu}_e \approx \mu^+ / \mu^-$$

σε κάθε διάσπαση πιονίου ή καονίου. Επιπλέον, σύμφωνα με την κινηματική των διασπάσεων πιονίου και μιονίου σχεδόν ίση ενέργεια μεταφέρεται κατά μέσον όρο, σε κάθε νετρίνο που παράγεται στην αλυσιδωτή διαδικασία. Στην ατμόσφαιρα της Γης το μήκος διάσπασης του μιονίου είναι μεγαλύτερο από το ύψος στο οποίο συνήθως παράγεται ($\sim 15\text{km}$) για $E_\mu > 2.5\text{GeV}$ και επομένως ο λόγος ν_e / ν_μ μειώνεται γρήγορα με την αύξηση της ενέργειας πάνω από 1 GeV με αποτέλεσμα στις πολύ υψηλές ενέργειες η μοναδική πηγή νετρίνων ηλεκτρονίου να είναι η μικρή συνεισφορά της διάσπασης $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e(\nu_e)$.

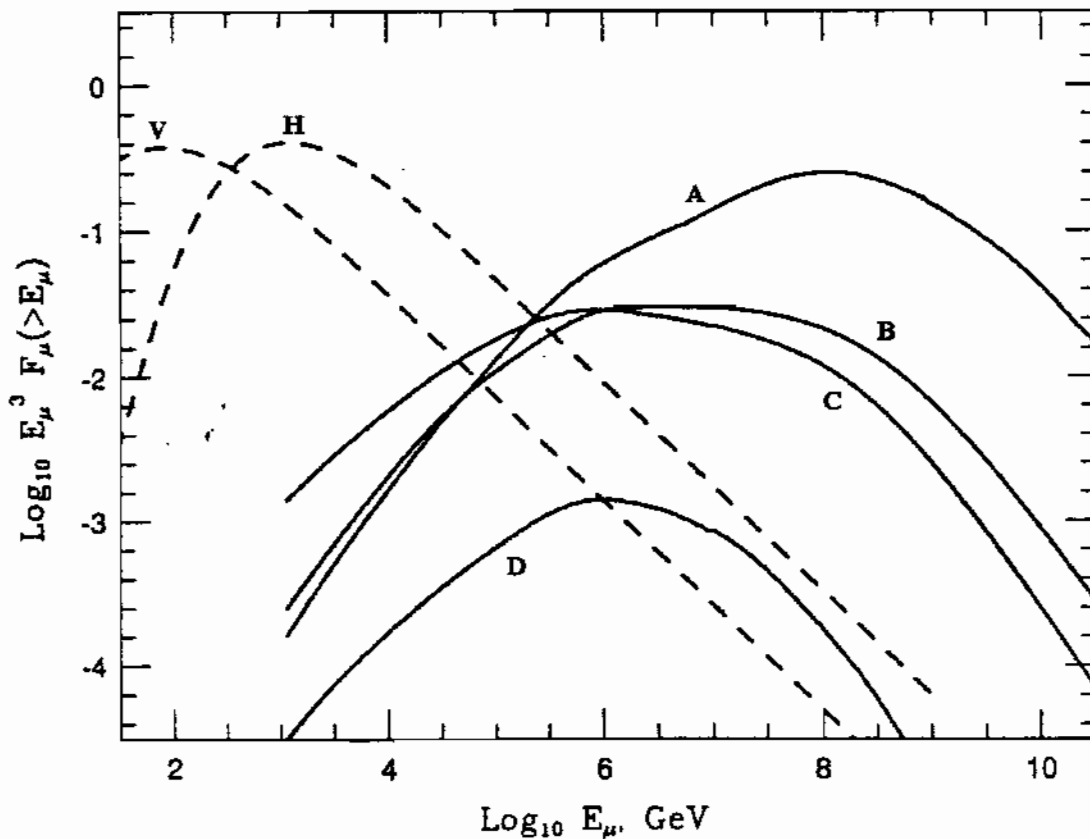
Σε πολύ μεγαλύτερες ενέργειες ($E_\nu > 10\text{--}100\text{TeV}$), η (ημι)λεπτονική διάσπαση των charmed σωματιδίων $D^\pm$, D^0 , $\bar{D}^0$ και Λ_c^+ (βλέπε πίνακα 2.2) αποτελεί την κυρίαρχη πηγή ατμοσφαιρικών νετρίνων και μιονίων. Τα νετρίνα και τα μίονια που παράγονται με αυτό τον τρόπο ονομάζονται “άμεσα”⁸. Η ροή τους περιγράφεται ικανοποιητικά από τη 2.3 αλλά οι τυπικές τιμές της χαρακτηριστικής ενέργειας ε_i είναι της τάξεως των 10^4TeV , ως συνέπεια του πολύ μικρού χρόνου ζωής των σωματιδίων αυτών, τα οποία σχεδόν πάντα διασπώνται πριν αλληλεπιδράσουν στην ατμόσφαιρα.

Πίνακας 2.2: Παραγωγή ατμοσφαιρικών νετρίνων από charmed σωματίδια.

Σωματίδιο	Τρόπος διάσπασης	Πιθανότητα
$D^\pm$	$e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \text{οτιδήποτε}$	$(17.2 \pm 1.9)\%$
D^0	$e^+ + \nu_e + \text{οτιδήποτε}$	$(7.7 \pm 1.2)\%$
	$\mu^+ + \nu_\mu + \text{οτιδήποτε}$	$(10.0 \pm 2.6)\%$
$D_s^\pm$	$e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \text{οτιδήποτε}$	$< 20\%$
Λ_c^+	$e^+ + \nu_e + \text{οτιδήποτε}$	$(4.5 \pm 1.7)\%$

⁸ Prompt νετρίνα και μίονια [8] [15].

Η ροή των άμεσων λεπτονίων παρουσιάζει χαρακτηριστική ισοτροπική γωνιακή κατανομή σε ευρεία ενεργειακή περιοχή ($10 \text{ TeV} < E_\nu < 3 \times 10^3 \text{ TeV}$), σε αντίθεση με τη γωνιακή εξάρτηση των παραγώγων της διάσπασης πιονίων και καονίων για ενέργειες μεγαλύτερες από 1 TeV . Έτσι ενώ το φάσμα των υπολοίπων ατμοσφαιρικών νετρίνων ελαττώνεται με μεγαλύτερη κλίση σε σχέση με το αρχικό φάσμα για $E_\nu \geq 1 \text{ TeV}$, το ενεργειακό φάσμα των άμεσων λεπτονίων ακολουθεί το αρχικό φάσμα μέχρι πολύ υψηλότερες ενέργειες. Τα άμεσα λεπτόνια τελικά κυριαρχούν και διαμορφώνουν το φάσμα των ατμοσφαιρικών νετρίνων για ενέργειες μεγαλύτερες από 10 TeV – 100 TeV . Η ροή των άμεσων νετρίνων είναι εξαιρετικά σημαντική πληροφορία αφού αποτελεί το μοναδικό υπόβαθρο σε αυτές τις ενέργειες για την ανίχνευση νετρίνων εξωγήινης προέλευσης.



Εικόνα 2.8: Αναμενόμενες ροές άμεσων νετρίνων (μιονίων) σύμφωνα με τέσσερις διαφορετικές παραμετροποιήσεις της συμπεριφοράς της ενεργού διατομής της παραγωγής του charm στις πολύ υψηλές ενέργειες [32]. Για σύγκριση, οι αναμενόμενες ροές κατακόρυφων και οριζοντίων ατμοσφαιρικών μιονίων από τη διάσπαση πιονίων και καονίων παρουσιάζεται στην ίδια εικόνα.

Η αναμενόμενη κατακόρυφη ροή των άμεσων νετρίνων υπολογίστηκε εκ νέου πρόσφατα, χρησιμοποιώντας το μοντέλο Lund για την παραγωγή των σωματιδίων [30], [31]. Σύμφωνα με τα αποτελέσματα η συνεισφορά της ροής των άμεσων νετρίνων στη συνολική ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων είναι πολύ μικρή για $E_\nu \leq 10 \text{ TeV}$. Γενικά η εκτίμηση της ροής των άμεσων λεπτονίων είναι δύσκολη καθώς τα πειραματικά αποτελέσματα για την παραγωγή του charm δεν παρουσιάζουν, προς το παρόν τουλάχιστον ικανοποιητική συμφωνία. Στην εικόνα 2.8 παρουσιάζονται οι αναμενόμενες ροές άμεσων ατμοσφαιρικών νετρίνων (μιονίων), όπως προκύπτουν από τέσσερις διαφορετικές παραμετροποιήσεις της συμπεριφοράς της ενεργού διατομής της παραγωγής του charm [32]. Στην ίδια εικόνα (με διακεκομμένες γραμμές)

παρουσιάζεται η αναμενόμενη ροή ατμοσφαιρικών μιονίων από τη διάσπαση πιονίων και καονίων, στην κατακόρυφη και οριζόντια διεύθυνση αντίστοιχα.

Παρά το γεγονός ότι αναλυτικές εκφράσεις, όπως η 2.3, είναι ποσοτικά σωστές, απαιτείται πιο λεπτομερής υπολογισμός για τον ακριβή προσδιορισμό της αναμενόμενης ροής ατμοσφαιρικών νετρίνων, καθώς μια σειρά από επιπρόσθετους παράγοντες πρέπει να ληφθεί υπόψη:

- ✓ Το φάσμα των αρχικών κοσμικών ακτίνων δεν περιγράφεται από απλό εκθετικό νόμο, ειδικά για ενέργειες μικρότερες από 10GeV και μεγαλύτερες από 100TeV. Επιπλέον, για χαμηλές ενέργειες, επηρεάζεται από το μαγνητικό πεδίο της Γης και επομένως θα πρέπει η διεύθυνση αλλά και η γεωγραφική θέση, όπου πραγματοποιείται η μέτρηση να λαμβάνεται υπόψη. Τέλος ο ηλιακός κύκλος αποτελεί παράγοντα διαμόρφωσης του φάσματος των κοσμικών ακτίνων στην περιοχή των χαμηλών ενεργειών.
- ✓ Τα μίονια υπόκεινται σε απώλεια ενέργειας κατά τη διέλευσή τους από το μέσο. Επιπρόσθετα υπάρχει η πιθανότητα να διασπαστούν παράγοντας νετρίνα. Η πόλωση των μιονίων που προκύπτουν από τη διάσπαση των πιονίων θα πρέπει επίσης να συμπεριληφθεί στον υπολογισμό των αναμενόμενων ροών [33], [8].

Οι αναμενόμενες ροές των $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ για ενέργειες μεγαλύτερες από μερικά GeV περιγράφονται ικανοποιητικά από την 2.3 για γωνίες μέχρι τις 70°. Για μεγαλύτερες γωνίες θα πρέπει να ληφθεί υπόψη η καμπύλωση της ατμόσφαιρας της Γης [8]. Στην [34] παρουσιάζονται οι υπολογισμοί της ροής ν_μ και $\bar{\nu}_\mu$ για όλες τις γωνίες και για ενέργειες από 3GeV μέχρι 10PeV, συμπεριλαμβανομένης και της ροής των άμεσων νετρίνων. Οι κατακόρυφες ροές που υπολογίζονται από την 2.3 διαφέρουν από τους υπολογισμούς της [34] κατά 10% για ενέργειες από 10GeV μέχρι 10TeV⁹. Στις πολύ υψηλές ενέργειες, η επίδραση των γεωμαγνητικών φαινομένων μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα στη διαμόρφωση της ροής και η κατανομή της αναμενόμενης ροής γίνεται συμμετρική ως προς τον οριζόντια του ανιχνευτή, όπου παρατηρείται μέγιστο το οποίο αντικατοπτρίζει την αυξημένη πιθανότητα διάσπασης των μεσονίων σε μεγάλες πολικές γωνίες.

Στον πίνακα 2.3 παρουσιάζονται οι αναμενόμενες ροές των $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ για ενέργειες μεγαλύτερες από τρεις χαρακτηριστικές τιμές ενεργειακού κατώφλιου, όπως προκύπτουν από τέσσερις διαφορετικούς υπολογισμούς [34], [35], [36], [37]. Παρατηρούμε πως στην ενεργειακή περιοχή άμεσου ενδιαφέροντος ($E_\nu \geq 1000\text{GeV}$) οι αναμενόμενες ροές παρουσιάζουν απόκλιση της τάξεως του 13%.

Πίνακας 2.3: Ροές ατμοσφαιρικών νετρίνων για ενέργειες μεγαλύτερες από το αναγραφόμενο ενεργειακό κατώφλι, $dN/d(\ln E_\nu)(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu, \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1})$.

	10GeV	100GeV	1000GeV
Volkova [34]	6.0×10^{-4}	6.1×10^{-6}	4.5×10^{-8}
Mitsui [35]	6.3×10^{-4}	6.2×10^{-6}	4.1×10^{-8}
Butkevich [36]	7.3×10^{-4}	6.9×10^{-6}	4.2×10^{-8}
Bartol [37]	6.9×10^{-4}	7.2×10^{-6}	4.7×10^{-8}

⁹ Η 2.3 δεν συμπεριλαμβάνει την πιθανότητα της διάσπασης των μιονίων, η οποία είναι μικρότερη από 10% για κατακόρυφα μίονια με ενέργειες μεγαλύτερες από 10GeV.

Η ανίχνευση των ατμοσφαιρικών νετρίνων μπορεί να πραγματοποιηθεί με δύο τρόπους στους ανιχνευτές νετρίνων:

✓ Με την καταγραφή των “εσωτερικών”¹⁰ γεγονότων. Με τον όρο αυτό αναφερόμαστε στις αλληλεπιδράσεις νετρίνων, που λαμβάνουν χώρα εντός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή.

✓ Με την καταγραφή μιονίων που αναδύονται από τη Γη.

Η ανίχνευση των εσωτερικών γεγονότων διαδραματίζει κυρίαρχο ρόλο στη μελέτη του φαινομένου των ταλαντώσεων των ατμοσφαιρικών νετρίνων που παρουσιάζουμε στην επόμενη παράγραφο.

2.2.2 Ταλαντώσεις ατμοσφαιρικών νετρίνων

Τα πειραματικά δεδομένα από υπόγειους ανιχνευτές υποδεικνύουν σημαντική διαφορά ανάμεσα στο λόγο της ροής των καταγραφόμενων μιονίων και ηλεκτρονίων και στην αναμενόμενη τιμή του, που προκύπτει από τη λεπτομερή προσομοίωση της απόκρισης των ανιχνευτών στη διέλευση μιονίων και ηλεκτρονίων που προέρχονται από αλληλεπιδράσεις νετρίνων και αντι-νετρίνων, διαμορφώνοντας το “Πρόβλημα των ατμοσφαιρικών νετρίνων”, (Atmospheric neutrino problem). Πιο συγκεκριμένα, για τον ανιχνευτή Kamiokande (για 389 εσωτερικά γεγονότα) [38] ο παραπάνω λόγος είναι:

$$\frac{(\mu/e)_{data}}{(\mu/e)_{sim}} = 0.60 \pm 0.06 \pm 0.05$$

ενώ για τον ανιχνευτή IMB (για 507 εσωτερικά γεγονότα) [39] το αντίστοιχο αποτέλεσμα είναι:

$$\frac{(\mu/e)_{data}}{(\mu/e)_{sim}} = 0.54 \pm 0.03 \pm 0.05,$$

τα αποτελέσματα όμως του ανιχνευτή Soudan2 [40] παρουσιάζουν ικανοποιητική συμφωνία με τα αποτελέσματα του Kamiokande. Αντίθετα τα αποτελέσματα των πειραμάτων NUSEX [41] και Frejus [42] συμφωνούν με τις εκτιμήσεις αλλά οι αποκλίσεις από τη μέση τιμή είναι σημαντικές εξαιτίας της μικρής ευαισθησίας των ανιχνευτών αυτών. Οι παρατηρούμενες διαφορές, δηλαδή αν και πειραματικά καταγράφεται εξίσωση των ροών μιονίων και ηλεκτρονίων, η αναμενόμενη ροή μιονίων θα έπρεπε να είναι διπλάσια από τη ροή των ηλεκτρονίων, είναι πιθανόν να αντικατοπτρίζουν μια εσωτερική ιδιότητα των νετρίνων που περιγράφεται με τον όρο “ταλάντωση” [8] και προϋποθέτει, ότι τα νετρίνα έχουν μάζα. Σημειώνουμε, ότι στις ταλαντώσεις νετρίνων αποδίδεται και η ανωμαλία που παρουσιάζεται στην καταγραφή νετρίνων, που προέρχονται από το εσωτερικό του Ήλιου [43].

Ας θεωρήσουμε δύο είδη νετρίνων ν_e και ν_μ τα οποία δεν αποτελούν ιδιοκαταστάσεις του πίνακα μαζών. Έστω ν_1 και ν_2 οι ιδιοκαταστάσεις του πίνακα:

$$M \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

¹⁰ Contained events.

Τότε μπορούμε να γράψουμε

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

όπου θ είναι η γωνία ανάμιξης. Η εξίσωση του Schrodinger για τις κυματοσυναρτήσεις ν_e και ν_μ μπορεί να γραφεί σε μορφή πίνακα ($\hbar = c = 1$):¹

$$i \frac{d}{dt} \psi(t) = E \psi(t) \approx \left(E_\nu + \frac{M}{2E_\nu} \right) \psi(t)$$

όπου η προσέγγιση στο δεξιό σκέλος της τελευταίας προκύπτει αναπτύσσοντας τη σχέση ορμής ενέργειας θεωρώντας, ότι τα νετρίνα έχουν καθορισμένη ορμή και ότι $E_\nu \gg m_\nu$. Στην αναπαράσταση των ιδιοκαταστάσεων του πίνακα μαζών, ο πίνακας της Hamiltonian είναι διαγώνιος και τα στοιχεία του δίνονται από τη σχέση:

$$E_\mu = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx E_\nu + \frac{m_i^2}{2E_\nu}$$

Οι λύσεις της κυματικής εξίσωσης έχουν τη μορφή $\nu_i(t) = e^{-im_i} \nu(0)$. Μεταξύ των δύο ιδιοκαταστάσεων αναπτύσσεται μια διαφορά φάσης, $(m_2^2 - m_1^2)t / (2E_\nu)$, κατά τη διάδοσή τους, η οποία αντιστοιχεί σε ένα μήκος ταλάντωσης

$$L_{osc} = \frac{4\pi E_\nu}{\Delta} \approx 2.48 km \frac{E_\nu (GeV)}{\Delta (eV^2)}$$

όπου $\Delta \equiv \Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$.

Από την 2.5 μπορεί να υπολογιστεί η πιθανότητα μετατροπής του ν_μ σε ν_e αφού έχει διανύσει απόσταση $L = ct$. Η πιθανότητα αυτή είναι¹¹:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = \left| \langle \nu_e(t) | \nu_\mu \rangle \right|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\pi \frac{L}{L_{osc}} \right) \quad (2.6)$$

Για νετρίνα που έρχονται κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή η απόσταση L είναι της τάξεως των $10^4 km$ το φαινόμενο μπορεί να παρατηρηθεί για Δm^2 της τάξεως των $10^{-5} eV^2$, αν ο ανιχνευτής μπορεί να ανιχνεύσει νετρίνα με ενέργειες γύρω στα 200 MeV. Στην περίπτωση των νετρίνων που έρχονται επάνω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή $L \approx 20 km$, επομένως διαφορά Δm^2 της τάξεως των $0.1 eV^2$ μπορεί να οδηγήσει σε παρατηρήσιμα φαινόμενα για νετρίνα με ενέργειες της τάξεως των GeV. Σημειώνουμε πως η περιοχή που μπορεί να ερευνηθεί από πειράματα σε αντιδραστήρες και επιταχυντές είναι $10^{-2} eV^2 \leq \Delta m^2 \leq 10^2 eV^2$.

¹¹ Η σχέση ισχύει στην περίπτωση που η διάδοση των νετρίνων πραγματοποιείται στο κενό. Στην περίπτωση που η διάδοση πραγματοποιείται στην ύλη, ο πίνακας μάζας πρέπει να τροποποιηθεί ώστε να ληφθεί υπόψη η περίπτωση ελαστικής σκέδασης των νετρίνων ηλεκτρονίου με τα ηλεκτρόνια του υλικού (με ανταλλαγή του φορτισμένου μποζονίου W) [44], [8].

Τα τηλεσκόπια νετρίνων, ειδικότερα το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ, όπως θα δούμε, μπορούν να ελέγξουν την παρατηρούμενη ανωμαλία σε υψηλότερες ενέργειες (στην περίπτωση του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ για ενέργειες μεγαλύτερες από 10 GeV), ανιχνεύοντας νετρίνα¹² που προέρχονται από όλες τις διευθύνσεις. Η μελέτη των ταλαντώσεων νετρίνων μπορεί να πραγματοποιηθεί ως πείραμα “εξαφάνισης”, μελετώντας τη γωνιακή εξάρτηση της καταγραφόμενης ροής των ν_μ . Εξαιτίας της συμμετρίας που παρουσιάζει η γωνιακή κατανομή των ατμοσφαιρικών νετρίνων, απουσία του φαινομένου των ταλαντώσεων, αναμένεται ότι ο αριθμός των νετρίνων που θα προέρχονται από το επάνω ημισφαίριο θα είναι ίσος με τον αριθμό των νετρίνων που προέρχονται από το κάτω ημισφαίριο, με δεδομένη τη συμμετρία του ανιχνευτή στην καταγραφή των δύο ειδών γεγονότων. Κάθε διαφοροποίηση από την ισότητα αυτή θα αποτελεί ένδειξη της ταλάντωσης των ν_μ .

2.3 Γνωστές πηγές νετρίνων υψηλών ενεργειών¹³

Η ατμόσφαιρα του Ήλιου και το γαλαξιακό επίπεδο αποτελούν δύο εγγυημένες πηγές νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών, εξωγήινης προέλευσης. Οι αναμενόμενες ροές από τις πηγές αυτές είναι αρκετά μικρές με συνέπεια η ανίχνευση νετρίνων προερχόμενων από αυτές να απαιτεί ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια της τάξεως του 1 km².

2.3.1 Η ατμόσφαιρα του Ήλιου

Η διαδικασία παραγωγής νετρίνων στην ατμόσφαιρα του Ήλιου είναι η ίδια με αυτή που λαμβάνει χώρα στην ατμόσφαιρα της Γης. Τα νετρίνα δημιουργούνται κατά τις αλληλεπιδράσεις των κοσμικών ακτίνων με την ατμόσφαιρα του Ήλιου, η οποία είναι πολύ πιο εκτεταμένη από την ατμόσφαιρα της Γης, γεγονός που ενισχύει το φαινόμενο¹⁴. Ως αποτέλεσμα η χαρακτηριστική ενέργεια E_π είναι μεγαλύτερη κατά έναν παράγοντα 20. Το φάσμα των νετρίνων από την ατμόσφαιρα του Ήλιου παρουσιάζεται πιο σκληρό ως προς το φάσμα των ατμοσφαιρικών νετρίνων. Η διαφοροποίηση είναι ακόμα μεγαλύτερη για κοσμικές ακτίνες που εισέρχονται σε μεγάλες γωνίες και δεν φτάνουν ποτέ στα πυκνότερα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας (η πυκνότητα των ανωτέρων στρωμάτων της ατμόσφαιρας του Ήλιου δεν ξεπερνά τα 10⁻⁷ gr/cm³). Λεπτομερής υπολογισμός της παραγωγής νετρίνων στην ατμόσφαιρα του Ήλιου [45] οδηγεί στο συμπέρασμα ότι το φάσμα των νετρίνων αυτών υπερβαίνει τη μέση ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων κατά έναν παράγοντα 2 και 3 για ενέργειες της τάξεως των 10 GeV και 1000 GeV αντίστοιχα.

Ο αποφασιστικός παράγοντας για την παρατήρηση των νετρίνων από την ατμόσφαιρα του Ήλιου είναι η πολύ μικρή στερεά γωνία (6.8×10^{-5} sr) προέλευσής τους. Παρά το γεγονός ότι τα μόνια που παράγονται από τα νετρίνα αυτά είναι πέντε φορές περισσότερα από τα μόνια που προέρχονται από ατμοσφαιρικά νετρίνα, στην ίδια στερεά γωνία, η ροή τους για ενέργειες μεγαλύτερες από 10 GeV δεν ξεπερνά τα 5 ανά έτος σε έναν ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια

¹² Αναφερόμαστε αποκλειστικά σε εσωτερικά γεγονότα. Όπως επισημάνθηκε και νεώτερα η ανίχνευση μιονίων που προέρχονται από νετρίνα, επάνω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή, δεν είναι εφικτή όταν η αλληλεπίδραση έχει πραγματοποιηθεί εκτός των γεωμετρικών ορίων του τηλεσκοπίου. Η διάκριση των γεγονότων αυτών από τον μεγάλο αριθμό των μιονίων κοσμικής ακτινοβολίας μόνο στις εξαιρετικά μεγάλες ενέργειες μπορεί να επιτευχθεί, αλλά σε καμιά περίπτωση στο επίπεδο των ενεργειών της συντριπτικής πλειοψηφίας των ατμοσφαιρικών νετρίνων.

¹³ Τα νετρίνα που δημιουργούνται στο εσωτερικό του Ήλιου και κατά τη διάρκεια εκρήξεων υπερκαινοφανών έχουν κατά μέσον όρο ενέργειες μικρότερες από το ενεργειακό κατώφλι των τηλεσκοπίων νετρίνων (περίπου 20 GeV) και δεν συμπεριλαμβάνονται στην παρούσα μελέτη (βλέπε εικόνα 2.6).

¹⁴ Σημειώνουμε πως το μέσο ύψος της χρωμόσφαιρας είναι περίπου 115 km, ενώ το πάχος των ανώτερων ατμοσφαιρικών στρωμάτων της Γης δεν ξεπερνά τα 6.5 km.

της τάξεως των 10^5m^2 . Λαμβάνοντας επιπλέον υπόψη τη διάχυση των κοσμικών ακτίνων εξαιτίας της δράσεως του ηλιακού ανέμου, η αναμενόμενη ροή περιορίζεται δραστικά, για ενέργειες μικρότερες από 1TeV, κατά ένα παράγοντα 3. Η καταγραφή των γεγονότων αυτών απαιτεί ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια της τάξεως του km^2 και γωνιακή διακριτική ικανότητα 1° .

2.3.2 Το γαλαξιακό επίπεδο

Οι κοσμικές ακτίνες αλληλεπιδρούν με το διαστρικό υλικό του γαλαξία και αναπόφευκτα συνοδεύονται από ροή διάχυτων φωτονίων και νετρίνων, τα οποία είναι τα προϊόντα της διάσπασης των πιονίων που παράγονται στις αλληλεπιδράσεις αυτές. Το φάσμα των νετρίνων θα πρέπει να ακολουθεί το φάσμα των αρχικών κοσμικών ακτίνων ($\gamma \approx 1.7$). Η αναμενόμενη ροή εξαρτάται από την πυκνότητα του διαστρικού υλικού και την ένταση των κοσμικών ακτίνων. Το ρόλο του στόχου παίζει κύρια το γαλαξιακό επίπεδο, όπου συγκεντρώνεται το μεγαλύτερο ποσοστό του διαστρικού υλικού. Η καταγραφή της ροής των νετρίνων από το γαλαξιακό επίπεδο θα αποκαλύψει “σημειακές” πηγές που δημιουργούνται από νέφη αέριων μορίων που αναπτύσσονται στο σπειροειδή βραχίονα του γαλαξία. Μια εκτίμηση των αναμενόμενων ροών από το γαλαξιακό επίπεδο, για ενέργειες μεγαλύτερες από 1TeV, παρουσιάζεται στη [15] και βασίζεται στη θεώρηση, ότι η πυκνότητα των κοσμικών ακτίνων στο γαλαξία είναι σταθερή. Ένας πιο αναλυτικός υπολογισμός παρουσιάζεται στη [46]. Η αναμενόμενη ροή είναι της τάξεως των 10 γεγονότων το έτος για έναν ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια 10^5m^2 , η οποία μπορεί να αυξηθεί με την υπόθεση ότι ο φασματικός δείκτης για τις απομακρυσμένες περιοχές του γαλαξία είναι μικρότερος, $\gamma \approx 1.4$, όπως προτείνεται από την ανάλυση του φάσματος των ακτίνων γάμμα από το δορυφόρο COS-B [19]. Ενδιαφέρουσα περίπτωση αποτελεί ο Ωρίων, ένα νεφέλωμα εκπομπής σε απόσταση 0.5kpc, με πυκνότητα 0.04gr/cm^3 , που εντοπίζεται σε στερεά γωνία 0.07sr [47]. Ο αναμενόμενος αριθμός μιονίων προερχομένων από νετρίνα από αυτή τη γωνιακή περιοχή είναι 0.3 σε ένα έτος, για ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια 10^5m^2 [15]. Ανάλυση του φάσματος των ακτίνων γάμμα από την περιοχή του Ωρίωνα, υποδεικνύουν μεγαλύτερη ένταση των κοσμικών ακτίνων στην περιοχή, γεγονός που μπορεί να οδηγήσει σε αύξηση της αναμενόμενης ροής κατά έναν παράγοντα 5 [48], [15].

2.4 Πιθανές γαλαξιακές πηγές νετρίνων

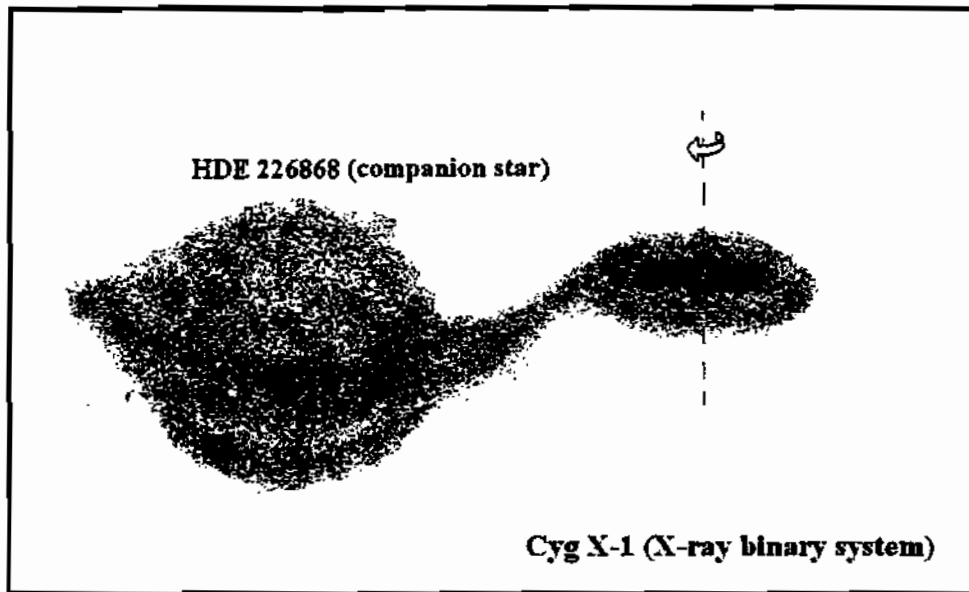
Όπως προαναφέραμε η επιτάχυνση της κοσμικής ακτινοβολίας σε ενέργειες μεγαλύτερες από 100TeV θα πρέπει να πραγματοποιείται από συμπαγείς πηγές. Στην περίπτωση αυτή οι ίδιοι μηχανισμοί θα αποτελούν και σημειακές πηγές φωτονίων και νετρίνων. Στη [15] παρουσιάζεται ένας προσεγγιστικός υπολογισμός της αναμενόμενης ροής μιονίων από νετρίνα προερχόμενα από μια κοντινή στη Γη σημειακή πηγή. Η αναμενόμενη ροή είναι:

$$E \frac{dN_\nu}{dE} = 2 \times 10^{-11} \frac{100 \text{TeV}}{E} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$$

θεωρώντας ότι το φάσμα της πηγής ακολουθεί το νόμο E^{-2} . Η ροή αυτή, για νετρίνα υψηλών ενεργειών, $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$, θα οδηγήσει σε ανίχνευση 300 περίπου μιονίων το χρόνο σε έναν ανιχνευτή ευαίσθητης επιφάνειας 10^5m^2 . Το αποτέλεσμα αυτό θα πρέπει να θεωρείται σαν μέγιστο όριο για την αναμενόμενη ροή νετρίνων από σημειακές πηγές του γαλαξία. Θα αναφερθούμε σε δύο περιπτώσεις πιθανών γαλαξιακών σημειακών πηγών νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών, στα δυαδικά συστήματα εκπομπής ακτίνων X που αποτελούν τις ισχυρότερες πηγές ακτινοβολίας του γαλαξία μας και στα υπολείμματα πρόσφατων εκρήξεων υπερκαινοφανών.

2.4.1 Δυαδικό σύστημα εκπομπής ακτίνων X

Το δυαδικό σύστημα εκπομπής ακτίνων X (X-ray binary system) αποτελείται από ένα εξαιρετικά συμπαγές ουράνιο σώμα, μια μαύρη τρύπα ή έναν αστέρα νετρονίων και έναν συννηθισμένο αστέρα, που κινείται σε μικρή απόσταση γύρω του. Μεγάλα ποσά υλικού από τον συνοδό αστέρα μεταφέρονται στο συμπαγή σύντροφό του και επιταχύνονται σε ένα δίσκο επικάλυψης που αναπτύσσεται γύρω του. Οι αστέρες νετρονίων¹⁵ παρουσιάζουν εξαιρετικά ισχυρά επιφανειακά μαγνητικά πεδία (10^{12} G) και περιόδους περιστροφής που μπορεί να φτάνουν και σε ms. Ισχυρή εκπομπή ακτίνων γάμμα πραγματοποιείται καθώς τα υλικά πλησιάζουν στο κέντρο του συμπαγούς σώματος και υπερθερμαίνονται. Ο συνοδός αστέρας και ο δίσκος επικάλυψης αποτελούν το στόχο για τα επιταχυνόμενα σωματίδια και διαμορφώνουν τις περιοχές παραγωγής νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών.



Εικόνα 2.9: Στον αστερισμό του Κύκνου ανακαλύφθηκε τη δεκαετία του 1960 μια ισχυρή πηγή ακτίνων X που ονομάστηκε Κύκνος X-1. Στο σημείο αυτό, σε απόσταση 2.5 kpc από τη Γη έχει εντοπιστεί ο γαλάζιος υπεργίγαντας HDE226868 με μάζα $33M_{\odot}$, ενώ σε απόσταση 30 Mkm βρίσκεται ο αόρατος συνοδός του με μάζα περίπου $12M_{\odot}$. Το ουράνιο αυτό σώμα είναι ένα από τα επικρατέστερα που θα μπορούσαν να χαρακτηριστούν ως μαύρες τρύπες. Η τρομακτική βαρυτική δύναμη της “μαύρης τρύπας” έλκει τα αέρια υλικά της ατμόσφαιρας του υπεργίγαντα συγκεντρώνοντάς τα σε έναν δίσκο επικάλυψης γύρω της. Καθώς τα υλικά αυτά πλησιάζουν στο κέντρο υπερθερμαίνονται επιταχύνονται σε μεγάλες ταχύτητες και τελικά διασπώνται στα συστατικά τους στοιχεία, εκπέμποντας ισχυρές ακτίνες X στο Σύμπαν.

Το ενδιαφέρον στράφηκε στα δυαδικά συστήματα με την ανίχνευση ακτίνων γάμμα εξαιρετικά υψηλών ενεργειών ($>10^{14}$ eV) [49] από τον Κύκνο X-3, ένα δυαδικό σύστημα που αποτελείται από έναν αστέρα νετρονίων και έναν αστέρα τύπου Wolf-Rayet¹⁶ που βρίσκεται σε απόσταση 10 kpc. Σήμερα τα ανώτερα όρια για την σταθερή εκπομπή ακτίνων γάμμα από τον Κύκνο X-3 είναι τουλάχιστον μία τάξη μεγέθους χαμηλότερα από αυτά που αρχικά εκτιμήθηκαν

¹⁵ Ονομάζονται και pulsars ή παλλόμενες ραδιοπηγές.

¹⁶ Οι αστέρες τύπου Wolf-Rayet πήραν το όνομά τους από τα ονόματα των δύο αστρονόμων του αστεροσκοπείου των Παρισιών, που ανακάλυψαν το 1867 τους δύο πρώτους. Σήμερα είναι γνωστοί 200 περίπου αστέρες αυτού του τύπου. Εκτιμάται ότι το κέλυφος των αστέρων αυτών, το φάσμα των οποίων παρουσιάζει έντονες λαμπρές γραμμές εκπομπής, διαστέλλεται σφαιρικά με ταχύτητα της τάξεως των 3000 km/s.

[50], [51], [52], [53], [54], [55], [56]. Παρά το γεγονός αυτό το ενδιαφέρον παραμένει αμείωτο στη μελέτη των ουρανίων αυτών σχηματισμών. Αρκετοί υπολογισμοί της αναμενόμενης ροής νετρίνων από τον Κύκνο X-3 έχουν πραγματοποιηθεί ανεξάρτητα [57] και τα αποτελέσματα συμφωνούν εντός ενός παράγοντα 2 για την περίπτωση των ίδιων αρχικών παραμέτρων και τη θεώρηση του ίδιου συστήματος για την επιτάχυνση αλλά και την αλληλεπίδραση των σωματιδίων. Η αναμενόμενη φωτεινότητά του σε πρωτόνια είναι $6 \times 10^{38} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. Η συνολική ροή μιονίων προερχόμενων κάτω από τον ορίζοντα ανιχνευτή είναι $2-3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, δηλαδή 50-100 ανερχόμενα μόνια το χρόνο για ευαίσθητη επιφάνεια της τάξεως των 10^5 m^2 . Η ροή αυτή είναι σημαντικά υψηλότερη από τη ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων για $E_\mu > 100 \text{ GeV}$ [58]. Το ενδιαφέρον επικεντρώνεται σε δύο ακόμα δυαδικά συστήματα, τον Ηρακλή X-1, σε απόσταση 4kpc με φωτεινότητα πρωτονίων της τάξεως των $10^{37} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ και τον Κύκνο X-1 (εικόνα 2.9), επίσης ισχυρή πηγή εκπομπής ακτίνων X. Ο Κύκνος X-1 αποτελείται από έναν γαλάζιο υπεργίγαντα, τον HDE226868 ($m=33M_\odot$) και τον αόρατο συνοδό του ($m \sim 9-15M_\odot$), ο οποίος θα πρέπει να είναι μαύρη τρύπα. Το δυαδικό αυτό σύστημα βρίσκεται σε απόσταση 2.5kpc από τη Γη και παρουσιάζει φωτεινότητα της τάξεως των $10^{37} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. Υπάρχουν αρκετά ακόμα δυαδικά συστήματα στο γαλαξία, σε αποστάσεις από 0.5kpc έως 10kpc. Ορισμένα από αυτά έχουν καταγραφεί ως ισχυρές πηγές ακτίνων γάμμα.

Πριν κλείσουμε την αναφορά μας στα δυαδικά συστήματα θα πρέπει να αναφέρουμε και την περίπτωση του SRG A*, που βρίσκεται στο κέντρο του γαλαξία μας σε απόσταση 8.5kpc, σε περιοχή που δεν μπορεί να παρατηρηθεί οπτικά. Το σύστημα αποτελεί ισχυρή πηγή ραδιοκυμάτων αλλά και ακτίνων X και γάμμα. Η εκπομπή προέρχεται από μια περιοχή μερικών αστρονομικών μονάδων. Τα ταχύτατα περιστρεφόμενα νεφελώματα οδηγούν στο συμπέρασμα, ότι στην κεντρική περιοχή του συστήματος βρίσκεται μια μαύρη τρύπα με τεράστια μάζα, $m=10^6 M_\odot$. Η φωτεινότητα της δέσμης πρωτονίων που εκπέμπεται δεν ξεπερνά τα $10^{39} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$. Σε κάθε περίπτωση η επαλήθευση ή η απόρριψή του, ότι το σύστημα SRG A* αποτελεί πηγή νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών, θα προσφέρει σημαντικές πληροφορίες για την εσωτερική δυναμική του γαλαξία μας.

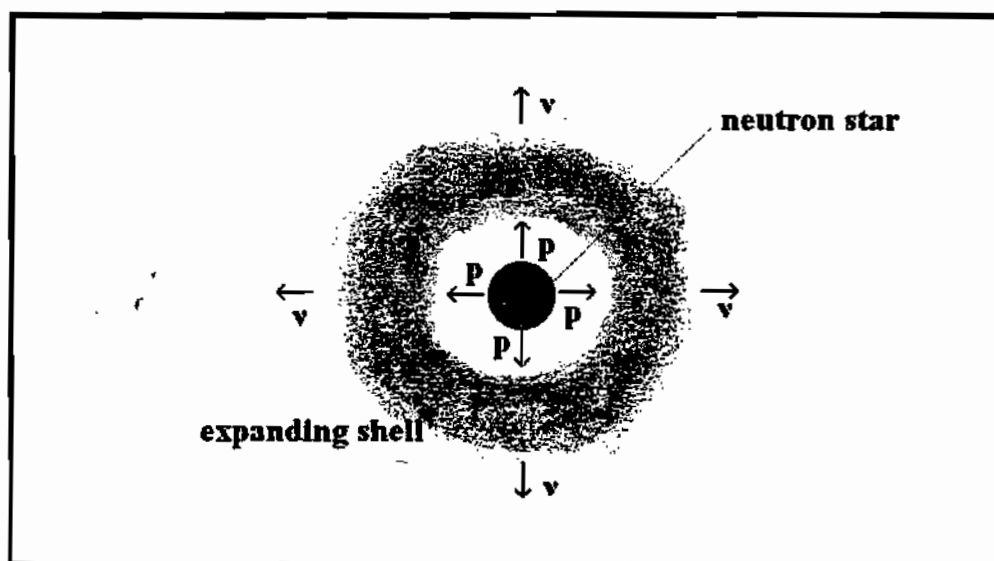
2.4.2 Υπολείμματα πρόσφατων εκρήξεων υπερκαινοφανών αστέρων

Τα υπολείμματα από πρόσφατες εκρήξεις υπερκαινοφανών αστέρων είναι μια δεύτερη κατηγορία ουρανίων σωμάτων, τα οποία θα μπορούσαν να παράγουν παρατηρήσιμες ροές νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών [8], [15]. Τα πρωτόνια επιταχύνονται από τον αστέρα νετρονίων που δημιουργείται μετά τη σύνθλιψη του άστρου και στη συνέχεια αλληλεπιδρούν με το υλικό του αναπτυσσόμενου κελύφους παράγοντας ακτίνες γάμμα και νετρίνα, μέχρι τη στιγμή που οι σωματιδιακές αδιαβατικές απώλειες θα υπερβούν τις απώλειες λόγω κρούσεων. Η σχηματική αναπαράσταση του μηχανισμού παραγωγής νετρίνων παρουσιάζεται στην εικόνα 2.10. Θεωρώντας ότι το αναπτυσσόμενο κέλυφος χαρακτηρίζεται από σταθερή πυκνότητα, η μάζα του είναι M και η ταχύτητα διάδοσής του στην ενδοαστρική ύλη $u = 10^9 \text{ cm/s}$, ο ενεργός χρόνος για την παραγωγή νετρίνων δίνεται από τη σχέση:

$$\tau_a = \left(\frac{3Mc\sigma_{pp}}{4\pi m_H u^3} \right)^{1/2} = 1.3 \times 10^7 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \text{ s}$$

Ο ενεργός χρόνος για την παραγωγή νετρίνων είναι της τάξεως του ενός έτους. Τροποποιήσεις στην παραπάνω θεώρηση πραγματοποιήθηκαν μετά την καταγραφή της έκρηξης του υπερκαινοφανούς SN1987A. Μια σημαντική τροποποίηση αφορά στην ταχύτητα διάδοσης του κελύφους, η οποία όταν υπολογιστεί με μεγαλύτερη ακρίβεια οδηγεί σε αύξηση του χρόνου

παραγωγής νετρίνων και φωτονίων κατά έναν παράγοντα 3. Γενικά ο ενεργός χρόνος για την παραγωγή νετρίνων μπορεί να αυξηθεί και σε ορισμένες περιπτώσεις να φτάσει τα 10 χρόνια [15]. Ο SN1987A παρατηρήθηκε το 1987 και βρίσκεται σε απόσταση 50kpc. Μετά από 11 σχεδόν χρόνια είναι σίγουρο πλέον, ότι δεν περιλαμβάνει ισχυρό αστέρα νετρονίων. Παρά το γεγονός αυτό, το ενδιαφέρον για την ανίχνευση σημάτων από αστέρες νετρονίων στα πρόσφατα υπολείμματα υπερκαινοφανών, εντός των ορίων του γαλαξία (~10kpc), παραμένει έντονο. Η αναμενόμενη ροή εξαρτάται από το μαγνητικό πεδίο και την περίοδο περιστροφής του αστέρα νετρονίων. Και οι δύο παράγοντες καθορίζουν την ισχύ αλλά και τη μέγιστη ενέργεια στην οποία μπορούν να επιταχυνθούν τα σωματίδια. Ο μηχανισμός που περιγράφεται στην [59], για περίοδο περιστροφής $T=10\text{ms}$, επιφανειακό μαγνητικό πεδίο $B_{\text{surface}}=10^{12}\text{G}$ και απόδοση 25% για τη διαδικασία επιτάχυνσης και αλληλεπίδρασης των σωματιδίων οδηγεί σε φωτεινότητα 10^{39}erg/s και μέγιστη ενέργεια $E_p^{\text{max}} \approx 10^5\text{TeV}$. Η παραγόμενη ροή νετρίνων θα είναι ικανή να παράγει σήμα της τάξεως των 100 ανερχόμενων μιονίων σε έναν ανιχνευτή ευαίσθητης επιφάνειας 10^5m^2 σε χρονική περίοδο μερικών χρόνων.



Εικόνα 2.10: Ο αστέρας νετρονίων, στον οποίο μετατρέπεται το άστρο μετά τη σύνθλιψη του, αποτελεί τον επιταχυντή των πρωτονίων στα υπολείμματα ενός υπερκαινοφανούς. Το αναπτυσσόμενο κέλυφος αποτελεί το στόχο για τα πρωτόνια και το χώρο παραγωγής νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών.

Στην [60] προτείνεται ένας διαφορετικός τρόπος παραγωγής νετρίνων στα υπολείμματα υπερκαινοφανών αστέρων. Η επιτάχυνση, σύμφωνα με το μηχανισμό αυτό πραγματοποιείται κατά τη διάδοση του κρουστικού κύματος από την έκρηξη στη διαστρική ύλη. Καθοριστικό παράγοντα στη διαμόρφωση της αναμενόμενης ροής νετρίνων από αυτό το μηχανισμό παίζει ο ρυθμός με τον οποίο το περιβάλλον υλικό σαρώνεται από το αναπτυσσόμενο κέλυφος. Στην [60] σαν τυπικός ρυθμός σάρωσης θεωρείται $10^{-5}M_\odot$. Για την περίπτωση αυτή η αναμενόμενη ροή ανερχόμενων μιονίων από νετρίνα προερχόμενα από έναν υπερκαινοφανή σε απόσταση 10kpc, είναι της τάξεως των μερικών εκατοντάδων για ενέργειες $E_\mu > 100\text{GeV}$ στις πρώτες 100 μέρες. Η ροή περιορίζεται πιο γρήγορα από $1/t$.

Το μεγαλύτερο μειονέκτημα των πρόσφατων υπολειμμάτων υπερκαινοφανών ως πηγή νετρίνων είναι, ότι οι εκρήξεις υπερκαινοφανών είναι σπάνια γεγονότα.

2.5 Πιθανές εξωγαλαξιακές πηγές νετρίνων

Οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες αποτελούν τις ισχυρότερες πηγές εκπομπής στο Σύμπαν. Η συνολική φωτεινότητά τους κυμαίνεται μεταξύ 10^{42} erg/s και 10^{48} erg/s και μεταβάλλεται κατά μία τάξη μεγέθους στη χρονική διάρκεια μιας ημέρας [61], [62]. Τέτοιου είδους μηχανισμοί παραγωγής ενέργειας θα πρέπει να περιλαμβάνουν μαύρες τρύπες με μάζα που κυμαίνεται μεταξύ $10^4 M_\odot$ και $10^{10} M_\odot$ [63], [15] με βάση τη θεωρία, ότι τροφοδοτούνται μέσω της διαδικασίας επικάθησης Eddington σε μια μαύρη τρύπα. Ο ρυθμός με τον οποίο πραγματοποιείται η επικάθηση περιορίζεται από τη φωτεινότητα Eddington, L_{Edd} . Το όριο αυτό τίθεται εξισώνοντας τη φυγόκεντρη δύναμη ανά ηλεκτρόνιο εξαιτίας της ακτινοβολίας που εκπέμπεται κατά τη διαδικασία της επικάθησης με τη βαρυτική δύναμη ανά πρωτόνιο (καθώς δεν παρουσιάζεται σημαντική διαφοροποίηση φορτίου) [8]:

$$\frac{L_{Edd}}{4\pi R^2 c} \sigma_T = \frac{GMm_p}{R^2}$$

όπου σ_T είναι η ενεργός διατομή Thomson. Όπως φαίνεται από την τελευταία εξίσωση δεν υπάρχει εξάρτηση από την ακτινική απόσταση και επομένως το αποτέλεσμα είναι μάλλον ανεξάρτητο από τις λεπτομέρειες. Από την εξίσωση αυτή καταλήγουμε στην εκτίμηση της φωτεινότητας Eddington:

$$L_{Edd} \approx 1.4 \times 10^{38} (M / M_\odot) \text{ erg / s}$$

Οι AGN έχουν μελετηθεί διεξοδικά στην περιοχή των ραδιοσυχνοτήτων. Ανάλογα με το ποσοστό της ενέργειας που εκπέμπουν στην περιοχή αυτή του φάσματός τους αποδίδονται οι χαρακτηρισμοί radio-loud ή radio-quiet. Το 10% των AGN που έχουν ανιχνευτεί μέχρι σήμερα κατατάσσονται στην πρώτη κατηγορία [64], [65]. Εκτιμάται ότι στους radio-loud AGN η περίοδος περιστροφής της μαύρης τρύπας στο κέντρο τους είναι πολύ μικρή και για το λόγο αυτό οι πίδακές τους είναι εξαιρετικά ισχυροί. Στις επόμενες παραγράφους θα αναφερθούμε σε δύο πιθανές περιοχές των AGN, στις οποίες θα πρέπει να πραγματοποιείται παραγωγή σημαντικής ροής νετρίνων, στην κεντρική περιοχή τους και στους πίδακες που αναπτύσσονται γύρω από το κέντρο περιστροφής. Η ανίχνευση νετρίνων που παράγονται στην περιοχή των πιδάκων εξαρτάται από τον προσανατολισμό των πιδάκων ως προς το γήινο παρατηρητή. Έτσι το ενδιαφέρον στρέφεται σε συγκεκριμένη κατηγορία AGN, τους Blazars (BL-Lac) [66], στους οποίους οι πίδακες είναι προσανατολισμένοι προς τη Γη.

Στην εικόνα 2.11 παρουσιάζεται μια σχηματική αναπαράσταση ενός ενεργού γαλαξιακού πυρήνα. Ο επιταχυντής είναι μια μαύρη τρύπα στο κέντρο του γαλαξία. Από το κέντρο ισχυροί πίδακες εκτοξεύονται στη διαστρική ύλη σε αντίθετες διευθύνσεις. Στην εικόνα 2.12 παρουσιάζουμε δύο φωτογραφίες του γαλαξία NGC4261. Στην πρώτη διακρίνονται οι πίδακες που καταλήγουν σε λοβούς εκπομπής ραδιοκυμάτων. Στη δεύτερη, η οποία έχει ληφθεί από το διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble, φαίνεται το κέντρο του γαλαξία, όπου πιθανόν βρίσκεται μια μαύρη τρύπα συγκεντρώνοντας το διαστρικό υλικό στο δίσκο επικάθησης που αναπτύσσεται γύρω της.

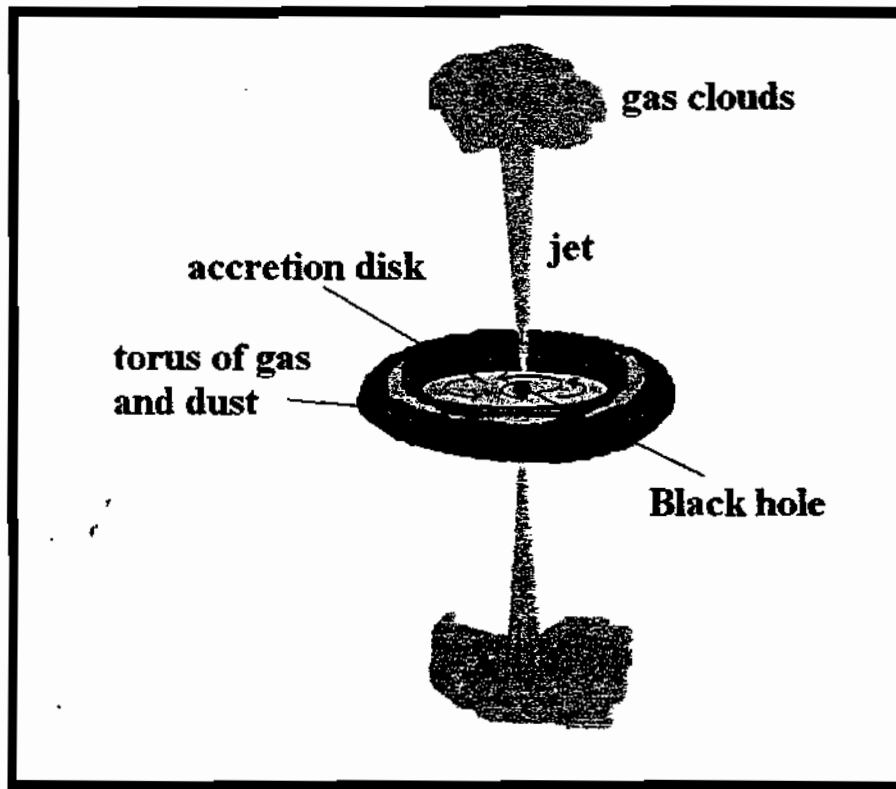
2.5.1 Ενεργοί Γαλαξιακοί Πυρήνες (AGN)

Στις [13] και [67] παρουσιάζονται μοντέλα που περιγράφουν τους ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες. Χωρίς να επεκταθούμε στην περιγραφή των μοντέλων αυτών παρουσιάζουμε τις

βασικές παραμέτρους που καθορίζουν τη δημιουργία ενός τέτοιου συστήματος, καθώς η αναμενόμενη ροή νετρίνων αποτελεί άμεση συνάρτησή τους.

Στο κέντρο του γαλαξία βρίσκεται μια μαύρη τρύπα με εξαιρετικά μεγάλη μάζα η οποία συγκεντρώνει γύρω της το διαστρικό υλικό με ταχύτατους ρυθμούς. Το μέγεθος της μαύρης τρύπας καθορίζεται από την ακτίνα του Schwarzschild που εξαρτάται από τη μάζα της

$$R_s = 3 \times 10^{14} \times (10^9 M_\odot) \text{ cm.}$$



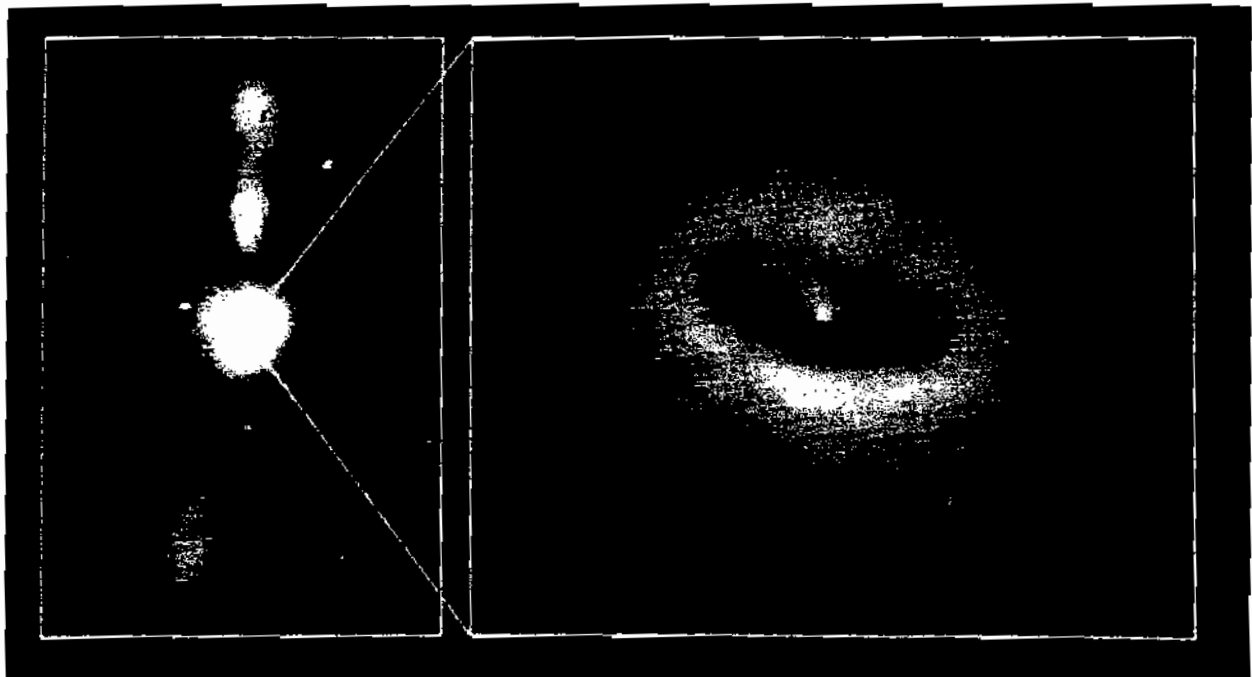
Εικόνα 2.11: Ενεργός γαλαξιακός πυρήνας (AGN). Παρουσιάζεται ο δίσκος επικάθησης και δύο πίδακες που εκπέμπονται σε αντίθετες κατευθύνσεις εντός των νεφών αερίου που περιβάλλουν το κέντρο του γαλαξία. Ο κύριος μηχανισμός παραγωγής ενέργειας είναι η διαδικασία επικάθησης γύρω από μια μαύρη τρύπα εξαιρετικά μεγάλης μάζας ($\sim 10^9 M_\odot$). Τα σωματίδια επιταχύνονται στο δίσκο και στους πίδακες και αλληλεπιδρούν με το υψηλής πυκνότητας πεδίο φωτονίων ($\sim 10^{14}$ φωτόνια/ cm^3) που περιβάλλει το σύστημα.

Ο ρυθμός επικάθησης είναι της τάξεως της μιας ηλιακής μάζας το χρόνο [67]¹⁷. Στη [15] περιγράφεται ένα μοντέλο της διαδικασίας επικάθησης, σύμφωνα με το οποίο η επικάθηση πραγματοποιείται με σφαιρικό τρόπο¹⁸. Ένα ισχυρό κρουστικό κύμα αναπτύσσεται, όταν η πίεση από τη ροή των υλικών που επικάθονται ισορροπεί με την πίεση εξαιτίας της ακτινοβολίας κοντά στη μαύρη τρύπα, σε απόσταση από το κέντρο του συστήματος που δίνεται από τη σχέση $R = x_1 \times R_s$, όπου οι τιμές της παραμέτρου x_1 εκτιμάται ότι κυμαίνονται μεταξύ 10-100 [15]. Η επιτάχυνση των πρωτονίων λαμβάνει χώρα σύμφωνα με το μηχανισμό επιτάχυνσης Fermi,

¹⁷ Οι παρατηρούμενες φωτεινότητες από τους AGN συμβάλλουν στην εκτίμηση, ότι ο ρυθμός επικάθησης πρέπει να κυμαίνεται μεταξύ $0.01 M_\odot$ και $100 M_\odot$.

¹⁸ Το μοντέλο αυτό χρησιμοποιείται σε όλους σχεδόν τους υπολογισμούς για την παραγωγή νετρίνων στην κεντρική περιοχή των AGN [15].

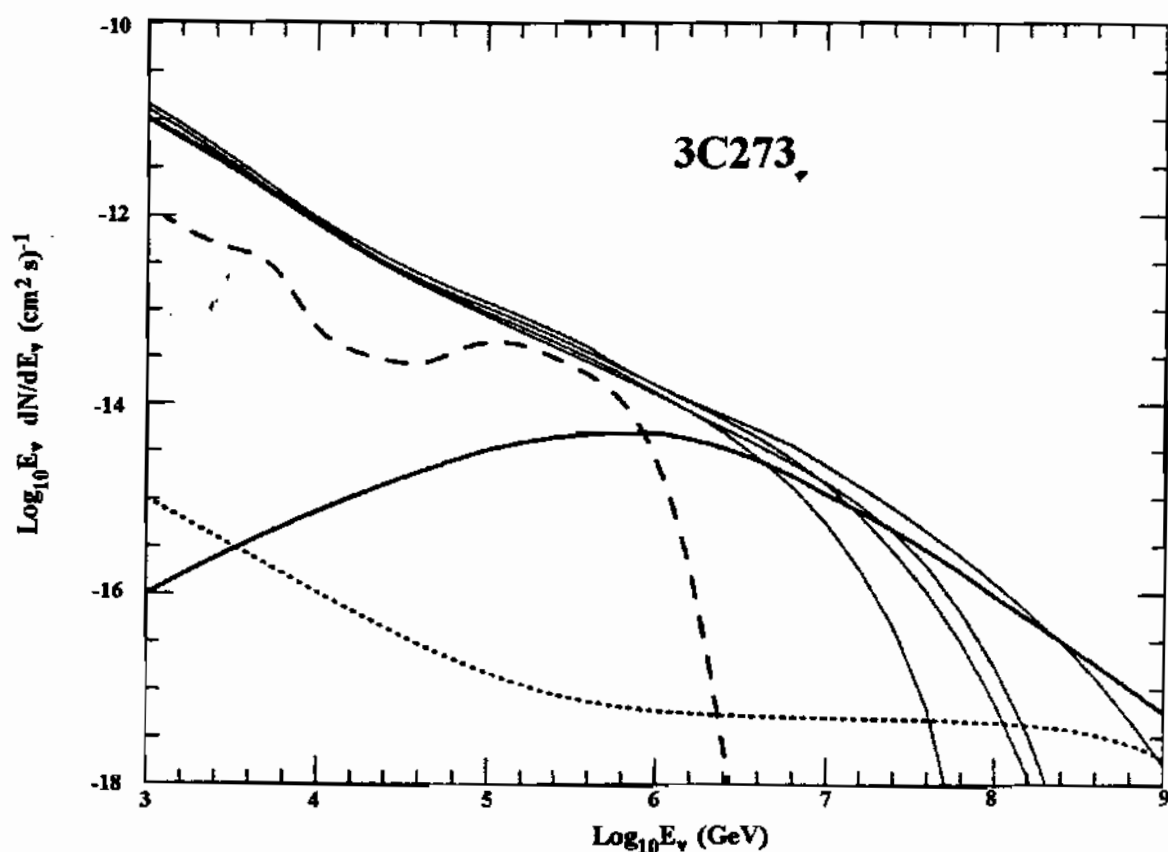
πρώτης τάξεως, στην περιοχή που πραγματοποιείται η ισορροπία των πιέσεων, οδηγώντας σε παραγωγή ενεργειακού φάσματος που ακολουθεί το νόμο E^{-2} μέχρι τη μέγιστη ενέργεια $E_{\max}$. Οι απώλειες ενέργειας που πραγματοποιούνται, κατά τη διάρκεια της επιτάχυνσης, περιλαμβάνουν αλληλεπιδράσεις $p\gamma \rightarrow N\pi^{19}$ και $p\gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$ στα πυκνά πεδία ακτινοβολίας αλλά και αλληλεπιδράσεις pp στο περιβάλλον αέριο. Και οι δύο διαδικασίες οδηγούν σε παραγωγή νετρίνων μέσω της αλυσιδωτής διάσπασης $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$. Τα επιταχυνόμενα πρωτόνια στην επιφάνεια του κρουστικού κύματος δεν μπορούν να “δραπετεύσουν” από το σύστημα και παγιδεύονται από τη μαύρη τρύπα. Από τα προϊόντα της ηλεκτρομαγνητικής συνιστώσας της παραπάνω “γραμμής παραγωγής”, από την πηγή θα διαφύγουν τα φωτόνια στην UV περιοχή του φάσματος, οι ακτίνες X και μόνο οι χαμηλοενεργειακές ακτίνες γάμμα. Οι παραγόμενες στο πυκνό πεδίο φωτονίων ακτίνες γάμμα απορροφούνται αμέσως κατά την παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου, $\gamma\gamma \rightarrow e^+ + e^-$. Διαμέσου της αντίστροφης σκέδασης Compton και της αντίστροφης διαδικασίας παραγωγής ζευγών ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου όλα τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια μετατρέπονται σε ακτίνες X, που αποτελούν και το τελικό προϊόν των ηλεκτρομαγνητικών καταιονισμών που ξεκίνησαν από φωτόνια και ηλεκτρόνια πολύ υψηλών ενεργειών, τα οποία προήλθαν από τις αλληλεπιδράσεις των επιταχυνόμενων πρωτονίων. Με βάση τη θεωρήση αυτή οι αναμενόμενες ροές νετρίνων από τον κάθε AGN θα πρέπει να κανονικοποιείται, στην παρατηρούμενη από τον AGN ροή των ακτίνων X.



Εικόνα 2.12 : Φωτογραφίες του γαλαξία NGC4261 που ελήφθησαν από την επιφάνεια της Γης (αριστερά) και από το διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble (δεξιά). Η επίγεια άποψη είναι ένας συνδυασμός οπτικών (λευκό) και ραδιοακτινοβολιών (κόκκινοι και κίτρινοι πίδακες). Η ψευδοχρωματική εικόνα δεξιά παρουσιάζει τον πυρήνα του γαλαξία. Ο ελλειπτικός δίσκος θεωρείται, ότι είναι μια περιοχή με υπέρθερμα αέρια, με έναν εσωτερικό δίσκο ψυχρών αερίων και σκόνης διαμέτρου 300 ετών φωτός. Ακριβώς στο κέντρο βρίσκεται μια λαμπρή περιοχή που πιθανόν να είναι ο θερμός δίσκος επικάλυψης μιας μαύρης τρύπας που εκπέμπει έναν πίδακα υλικών σε σχήμα Y. Ο γαλαξίας NGC4261 βρίσκεται σε απόσταση 45 εκατομμυρίων ετών φωτός από τη Γη. Οι φωτογραφίες είναι από το Space Telescope Science Institute/NASA/SPL/ISSARIS.

¹⁹ Κυρίαρχη διαδικασία στις υψηλές ενέργειες.

Σύμφωνα με κάποια μοντέλα, τα πρωτόνια με ενέργειες μικρότερες από 10^{16} eV, μπορούν υπό ορισμένες συνθήκες να διαφύγουν από τον πυρήνα και επομένως δεν συνεισφέρουν περισσότερο στην παραγωγή φωτονίων και νετρίνων. Η επίδραση του φαινομένου αυτού, αν λαμβάνει χώρα, δεν είναι σημαντική στην παραγωγή των ακτίνων X αφού η απορρόφηση των πρωτονίων με μεγαλύτερη ενέργεια (αν βέβαια η μέγιστη ενέργεια είναι πολύ μεγαλύτερη από 10^{16} eV) θα αποδώσει το μεγαλύτερο ποσοστό ενέργειας. Για την περίπτωση των νετρίνων η επίδραση της διάδοσης των πρωτονίων διαδραματίζει πιο σημαντικό ρόλο στη διαμόρφωση του αναμενόμενου φάσματος. Σύμφωνα με την [27] το φάσμα των νετρίνων ακολουθεί το φάσμα των πρωτονίων για ενέργειες μεγαλύτερες από 5×10^5 GeV ενώ για μικρότερες ενέργειες το φάσμα παρουσιάζεται σταθερό αντικατοπτρίζοντας την κατανομή της ορμής των νετρίνων που παράγονται στην αλληλεπίδραση $p\gamma$. Στην περίπτωση, η οποία φαίνεται πιο πιθανή, που τα πρωτόνια δεν διαφεύγουν από την κεντρική περιοχή, όπως εκτιμάται στους υπολογισμούς των ροών που παρουσιάζονται στις [29] και [68], το φάσμα των νετρίνων ακολουθεί το φάσμα των πρωτονίων μέχρι πολύ χαμηλότερες ενέργειες.



Εικόνα 2.13: Αναμενόμενες ροές νετρίνων από τον ενεργό γαλαξιακό πυρήνα 3C273 με βάση διάφορα μοντέλα που περιγράφουν τους μηχανισμούς παραγωγής ενέργειας στους AGN. Η έντονη συνεχής καμπύλη παρουσιάζει τη ροή που υπολογίζεται στην [27]. Οι πιο λεπτές συνεχείς καμπύλες αναφέρονται σε διαφορετικά μοντέλα που παρουσιάζονται στην [29]. Η διακεκομμένη καμπύλη αναφέρεται στο μοντέλο της [68]. Σε όλες τις περιπτώσεις υπολογίζονται οι ροές που προέρχονται από το κέντρο του γαλαξιακού πυρήνα. Η σημαντική διαφορά των αποτελεσμάτων στις χαμηλότερες ενέργειες οφείλεται σε διαφορετικές θεωρήσεις για τη διαφυγή των πρωτονίων από τον πυρήνα. Η σημαντικά χαμηλότερη ροή αφορά σε υπολογισμό της αναμενόμενης ροής νετρίνων από τους πίδακες του 3C273 [15].

Στην εικόνα 2.13 παρουσιάζονται οι αναμενόμενες ροές νετρίνων, $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$, από τον 3C273, έναν από τους κοντινότερους quasars ($z=0.158$), σε απόσταση 600Mpc, με φωτεινότητα στις ακτίνες X της τάξεως των 10^{47} erg/s. Η έντονη γραμμή παρουσιάζει τον υπολογισμό των Stecker et al. [27]. Οι τέσσερις λεπτές γραμμές αναφέρονται στον υπολογισμό των Protheroe και Szabo [29] για διαφορετικές τιμές της παραμέτρου x_1 για δύο διαφορετικές περιπτώσεις πεδίου φωτονίων το οποίο αποτελεί το στόχο. Εξαιτίας της μεγάλης ροής νετρίνων στην περιοχή γύρω από το 1TeV το μοντέλο τους προβλέπει σημαντικά αυξημένη ροή ανερχόμενων μιονίων ως προς το μοντέλο των Stecker et al. Με διακεκομμένη γραμμή παρουσιάζεται ο υπολογισμός των Sikora και Begelman [68] για την αναμενόμενη ροή των νετρίνων, κανονικοποιημένη για την φωτεινότητά του 3C273 από τους Gaisser et al. [15]. Για ενέργειες μεταξύ 10^4 - 10^5 GeV, παρατηρείται ελάττωση της ροής που οφείλεται στην απώλεια ενέργειας των πρωτονίων κατά τη δημιουργία ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου, διαδικασία που κυριαρχεί για ενέργειες πρωτονίων από 30-3000TeV. Η αναμενόμενη ροή ανερχόμενων μιονίων με ενέργειες μεγαλύτερες από 1TeV, από τον 3C273, είναι περίπου 1 το χρόνο για ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια 10^5m^2 .

Μια διαφορετική μελέτη για την ερμηνεία της λειτουργίας των πυρήνων των γαλαξιών έχει πραγματοποιηθεί από τους Nellen, Mannheim και Bierman [69]. Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό ο μηχανισμός παραγωγής νετρίνων και ακτίνων X είναι διαφορετικός αλλά οι αναμενόμενες ροές νετρίνων είναι της ίδιας τάξεως με αυτές που υπολογίζονται με βάση το προηγούμενο μοντέλο [68], [29], αφού και στην περίπτωση αυτή η ένταση κανονικοποιείται με βάση τη φωτεινότητα της πηγής σε ακτίνες X και δεν λαμβάνεται υπόψη η πιθανή διαφυγή πρωτονίων από τον πυρήνα.

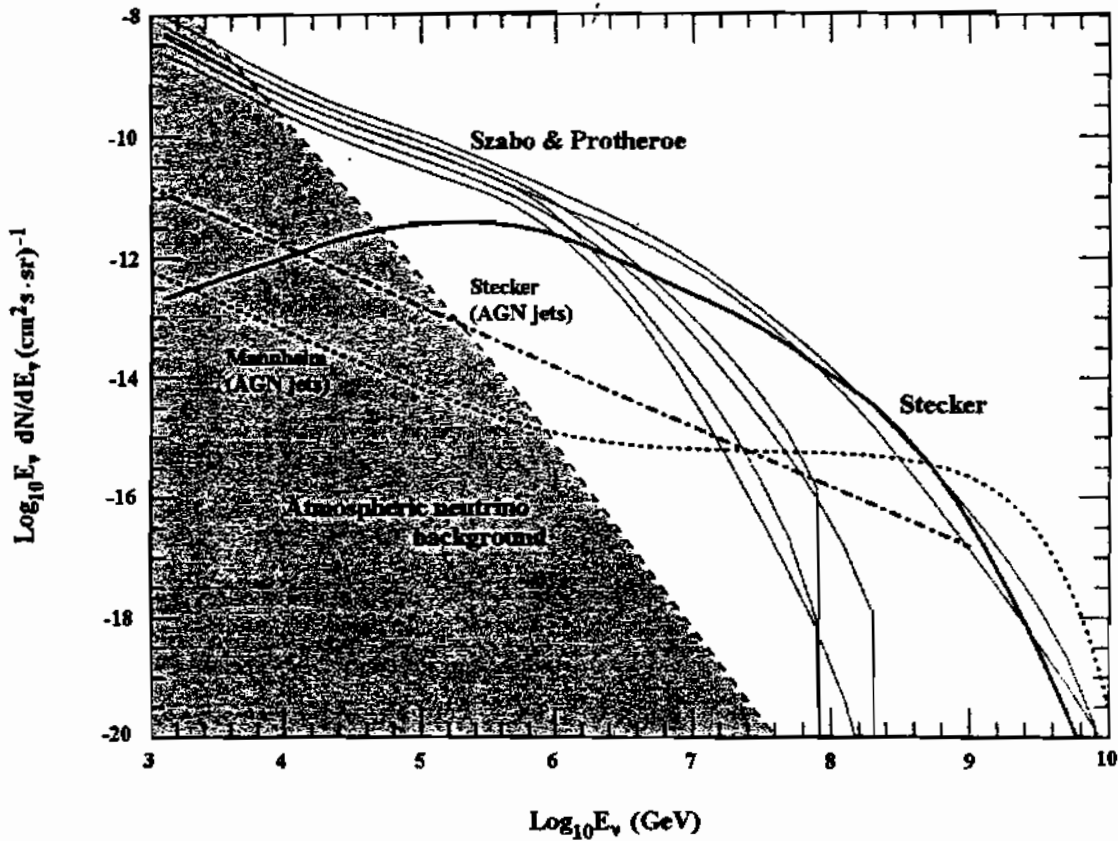
Η ανίχνευση ξεχωριστών AGN θα είναι δύσκολο να πραγματοποιηθεί, παρά το γεγονός ότι το υπόβαθρο των ατμοσφαιρικών νετρίνων σε ακτίνα 1° γύρω από την πηγή είναι πολύ μικρό για μόνια με ενέργειες μεγαλύτερες από 1TeV. Ακόμα και στην περίπτωση που επαληθευθούν οι πιο αισιόδοξες αναμενόμενες ροές, ο αριθμός των γεγονότων από ξεχωριστές πηγές δεν ξεπερνά τα 2-3 γεγονότα το χρόνο για ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια 10^5m^2 . Ο radio-quiet AGN, NGC4151 αναμένεται να δίνει περίπου 3 γεγονότα το χρόνο στον ίδιο ανιχνευτή.

2.5.2 Διάχυτη ροή νετρίνων από AGN

Στην [27] παρουσιάζεται η πρωτοποριακή μελέτη του Stecker και των συνεργατών του για την εκτίμηση της διάχυτης ροής νετρίνων από όλους τους AGN, μέσω της ολοκλήρωσης της αναμενόμενης ροής από ένα μονό ενεργό πυρήνα. Στον υπολογισμό της συνολικής ροής λαμβάνεται υπόψη η πυκνότητα των AGN, η κατανομή της φωτεινότητάς τους αλλά και η αδιαβατική απώλεια ενέργειας των νετρίνων εξαιτίας της διαστολής του Σύμπαντος. Η διαδικασία είναι ίδια που ακολουθείται για την εκτίμηση του διάχυτου υπόβαθρου των ακτίνων X, βασίζεται στη συνάρτηση φωτεινότητας που προκύπτει από τις παρατηρήσεις των ακτίνων X και την παραδοχή ότι ακτίνες X και νετρίνα έχουν κοινή προέλευση.

Στην εικόνα 2.14 παρουσιάζονται πρόσφατες εκτιμήσεις του ισοτροπικού υπόβαθρου νετρίνων, $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$. Οι εκτιμήσεις των Szabo και Protheroe πραγματοποιήθηκαν για διαφορετικές τιμές της παραμέτρου x_1 και διαφορετικά φάσματα του πεδίου φωτονίων που αποτελεί το στόχο για τα πρωτόνια. Οι ροές λαμβάνονται για δύο διαφορετικές συναρτήσεις φωτεινότητας [70], [71]. Η συνολική ροή εκτείνεται σε πολύ υψηλές ενέργειες, όπου ξεπερνά το υπόβαθρο των ατμοσφαιρικών νετρίνων πολλές τάξεις μεγέθους. Με έντονη γραμμή παρουσιάζεται η εκτίμηση των Stecker et al. Ενώ η συμφωνία στην εκτίμηση της ροής για πολύ μεγάλες ενέργειες είναι αξιοσημείωτη, για ενέργειες μικρότερες από 5×10^5 GeV το φάσμα των Szabo και Protheroe

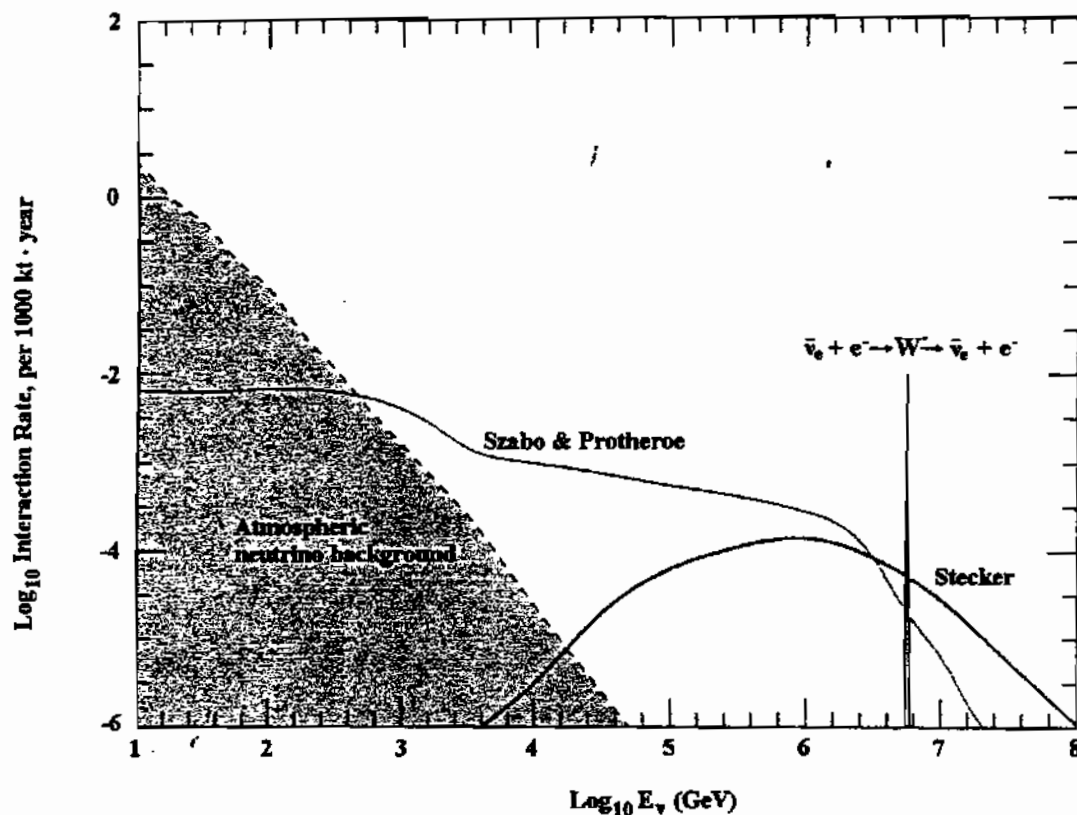
ακολουθεί το αρχικό φάσμα των πρωτονίων, ενώ στην εκτίμηση των Stecker et al. λαμβάνεται υπόψη η διαφυγή των πρωτονίων από την πηγή, όπως περιγράψαμε στην προηγούμενη παράγραφο. Η διαφορά φτάνει τις 2.5-3 τάξεις μεγέθους για ενέργεια 10TeV οδηγώντας σε σημαντική απόκλιση των αναμενόμενων ροών ανερχόμενων μιονίων για τις δύο περιπτώσεις.



Εικόνα 2.14: Η ισοτροπική διάχυτη ροή νετρίνων, $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$, από AGN. Η έντονη γραμμή παρουσιάζει την εκτίμηση των Stecker et al. για παραγωγή νετρίνων στο κέντρο του γαλαξιακού πυρήνα, ενώ οι λεπτές γραμμές παρουσιάζουν υπολογισμούς των Szabo και Protheroe. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζονται οι εκτιμήσεις για τις ροές νετρίνων που παράγονται στους πίδακες των AGN με βάση υπολογισμούς του Mannheim [77] και του Stecker [81].

Τα νετρίνα ηλεκτρονίου είναι δυνατόν να δημιουργήσουν ηλεκτρομαγνητικούς καταιονισμούς, μέσω charged current αλληλεπιδράσεων, που είναι δυνατόν να ανιχνευτούν, όταν λάβουν χώρα εντός του ευαίσθητου όγκου του ανιχνευτή. Στην εικόνα 2.15 παρουσιάζονται οι αναμενόμενες ροές για $\nu_e + \bar{\nu}_e$, σύμφωνα με τις [27] και [29]. Η διακεκομμένη γραμμή παρουσιάζει το υπόβαθρο των ατμοσφαιρικών νετρίνων ηλεκτρονίου, το οποίο περιορίζεται πιο γρήγορα από το αντίστοιχο των νετρίνων μιονίου. Κατά συνέπεια το φάσμα των νετρίνων ηλεκτρονίου ξεπερνά το ατμοσφαιρικό υπόβαθρο σε χαμηλότερες ενέργειες από το φάσμα των νετρίνων μιονίου. Για την περίπτωση του μοντέλου που παρουσιάζεται στην [29] εκτιμάται ότι αναμένονται 10 αλληλεπιδράσεις εντός 1000kt από νετρίνα ηλεκτρονίου με ενέργειες $E_\nu > 1\text{TeV}$, ενώ με βάση τον υπολογισμό της [27] ο αναμενόμενος αριθμός αλληλεπιδράσεων στον ίδιο όγκο περιορίζεται σε 0.5, σε σύγκριση με τις 0.2 αλληλεπιδράσεις που θα οφείλονταν σε ατμοσφαιρικά νετρίνα ηλεκτρονίου στην ίδια ενεργειακή περιοχή. Όπως θα δούμε στη συνέχεια του κεφαλαίου για ενέργειες μεγαλύτερες από $E_\nu \approx 10^7 \text{GeV}$ η απορρόφηση των

νετρίνων που διαπερνούν τη Γη αρχίζει να διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στον καθορισμό των αναμενόμενων ροών.



Εικόνα 2.15: Ρυθμός αλληλεπίδρασης των $\nu_e + \bar{\nu}_e$ σαν συνάρτηση της E_ν για το υπόβαθρο των ατμοσφαιρικών νετρίνων, τον υπολογισμό της [27] και της [29]. Παρουσιάζεται ο αναμενόμενος αριθμός των αλληλεπιδράσεων ανά 1000kt, κατά τη διάρκεια ενός έτους, υπολογισμένος για ενέργειες μεγαλύτερες από 1TeV.

Η κορυφή που παρουσιάζεται στα $6.3 \times 10^6 \text{ GeV}$ στην εικόνα 2.15 αντιστοιχεί στις αλληλεπιδράσεις του $\bar{\nu}_e$ με τα ηλεκτρόνια του μέσου, με ενδιάμεση παραγωγή του μποζονίου W^- (όπως $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$), που χαρακτηρίζεται ως “Glashow resonance”. Θα αναφερθούμε στις αλληλεπιδράσεις αυτές στη συνέχεια του κεφαλαίου.

Η καταγραφή της διάχυτης ροής νετρίνων από AGN αποτελεί τον αρχικό στόχο της κατασκευής των τηλεσκοπίων νετρίνων.

2.5.3 Blazars

Οι αρχικές παρατηρήσεις ακτίνων γάμμα με ενέργειες που φτάνουν στο επίπεδο των GeV από εξωγαλαξιακά αντικείμενα, από το τηλεσκόπιο EGRET [72], στο Compton Gamma Ray Observatory, έχουν στρέψει τα τελευταία χρόνια το ενδιαφέρον στην προσομοίωση των μηχανισμών που οδηγούν στην παραγωγή τους, καθώς οι περισσότερες, αν όχι όλες, πηγές του EGRET είναι radio-loud AGN, που εκτιμάται ότι έχουν στραμμένο τον έναν πίδακά τους προς τη Γη και χαρακτηρίζονται με το όνομα blazars. Στις 7 Μαΐου του 1996 το τηλεσκόπιο Whipple κατέγραψε σημαντική αύξηση της εκπομπής, σε επίπεδο TeV, από τον blazar Markarian 421, κατά ένα παράγοντα 2 σε χρονικό διάστημα μιας ώρας [7]. Στο χρονικό αυτό διάστημα η ροή

φωτονίων από τον Markarian 421, σε απόσταση 125Mpc, ήταν 6 φορές μεγαλύτερη από τη ροή φωτονίων από τον Crab²⁰, σε απόσταση 2kpc, την ισχυρότερη πηγή ακτίνων γάμμα που έχει καταγραφεί μέχρι σήμερα [61].

Οι προτεινόμενες εξηγήσεις για την παραγωγή των ακτίνων γάμμα, τόσο υψηλών ενεργειών μπορούν να διαχωριστούν σε δύο κατηγορίες. Σύμφωνα με την πρώτη, η παραγωγή των υψηλοενεργειακών φωτονίων βασίζεται στην αντίστροφη σκέδαση Compton των επιταχυνόμενων ηλεκτρονίων σε ένα πεδίο φωτονίων. Το πεδίο φωτονίων μπορεί να είναι εξωτερικό, να αναπτύσσεται δηλαδή γύρω από την περιοχή όπου η επιτάχυνση των ηλεκτρονίων λαμβάνει χώρα, ή να οφείλεται στην ακτινοβολία synchrotron των ηλεκτρονίων [73]. Ο ηλεκτρομαγνητικός αυτός τρόπος παραγωγής παρουσιάζεται αναλυτικά στις [74], [75] και [65].

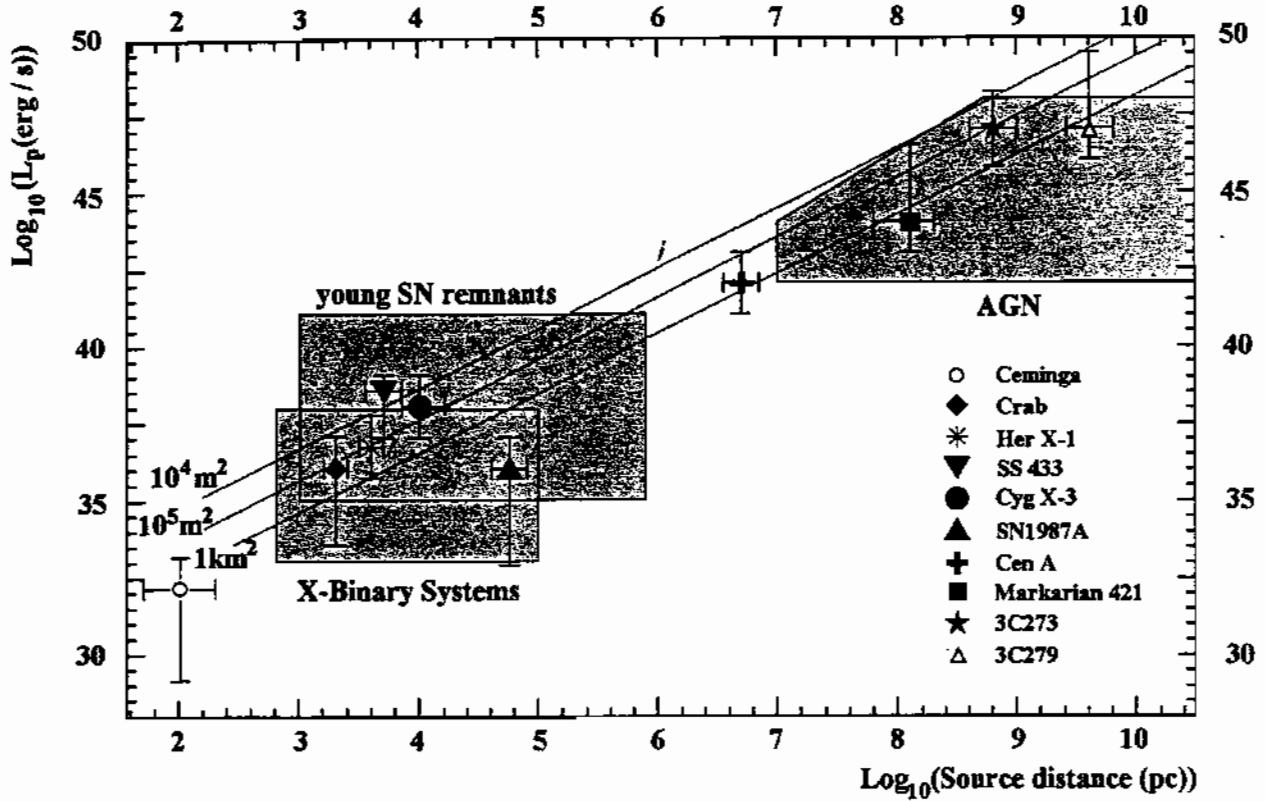
Ένας εναλλακτικός τρόπος παραγωγής υψηλοενεργειακών ακτίνων γάμμα προτείνεται από τους Mannheim et al. [28], [76], [77], [78], ο οποίος βασίζεται στη θεώρηση του Bierman [79] για τους μηχανισμούς επιτάχυνσης στους AGN. Σύμφωνα με την παραδοχή αυτή η επιτάχυνση των πρωτονίων μπορεί να πραγματοποιηθεί στους πίδακες που αναπτύσσονται κατά μήκος του άξονα περιστροφής της μαύρης τρύπας (βλέπε εικόνες 2.11 και 2.12). Οι πίδακες φαίνεται να ολοκληρώνουν την ανάπτυξή τους στα "hot spots", σε λοβούς που εκπέμπουν στις ραδιοσυχνότητες και αποτελούνται από νέφη φωτονίων. Η αλληλεπίδραση του πίδακα με το νέφος φωτονίων οδηγεί σε επιτάχυνση πρωτονίων διαμέσου του μηχανισμού επιτάχυνσης Fermi. Το ίδιο νέφος αποτελεί και το στόχο για τη δέσμη πρωτονίων. Στα πλαίσια της διαδικασίας αυτής παράγονται φωτόνια, ηλεκτρόνια και νετρίνα μέσω της παραγωγής και διάσπασης των π^0 και π^+ (οι πίδακες είναι αρκετά διάχυτοι με αποτέλεσμα τα υψηλοενεργειακά νετρίνα να διαφεύγουν και κατά συνέπεια η παραγωγή των π^- να περιορίζεται δραστικά). Το αναμενόμενο ενεργειακό φάσμα των φωτονίων από αυτή τη διαδικασία ακολουθεί το νόμο E^{-2} για τις μεγάλες τιμές της ενέργειας. Για μικρότερες ενέργειες, όπου η κεντρική περιοχή επιτάχυνσης είναι διαφανής, η ακτινοβολία synchrotron αποτελεί τη βασική πηγή φωτονίων.

Και οι δύο θεωρίες έχουν να αντιμετωπίσουν μια σειρά από κρίσιμα ερωτήματα [15]. Η ανίχνευση νετρίνων από τους blazars θα επιβεβαιώσει την αδρονική θεώρηση, καθώς δεν υπάρχει μηχανισμός παραγωγής νετρίνων στην ηλεκτρομαγνητική περίπτωση.

Υπολογισμοί των αναμενόμενων ροών νετρίνων από τους πίδακες των AGN έχουν πραγματοποιηθεί από τους Biermann και Mannheim [28], [77], [76]. Η παραγόμενη ροή νετρίνων αντικατοπτρίζει τις φυσικές διεργασίες που λαμβάνουν χώρα στον πίδακα. Εξαιτίας της χαμηλής πυκνότητας του πεδίου φωτονίων, τα πρωτόνια μπορούν να επιταχυνθούν μέχρι $E_p^{\max} \approx 3 \times 10^{10} \text{ GeV}$. Για την περίπτωση του 3C273 η αναμενόμενη ροή παρουσιάζεται στην εικόνα 2.13, όπως προκύπτει από τον υπολογισμό του Mannheim [80].

Ανάλογα με την περίπτωση του υπολογισμού της συνολικής αναμενόμενης ροής από τις κεντρικές περιοχές των AGN, μπορεί να υπολογιστεί και η συνολική αναμενόμενη ιστροπική ροή από νετρίνα που δημιουργούνται στους πίδακες των AGN. Στην εικόνα 2.14 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από τους υπολογισμούς των Stecker [81] και Mannheim [77]. Παρά το γεγονός ότι η αναμενόμενη ροή από τους πίδακες είναι μικρότερη από το διάχυτο υπόβαθρο από τις κεντρικές περιοχές των AGN, μπορούμε να παρατηρήσουμε, ότι εκτείνεται μέχρι εξαιρετικά μεγάλες ενέργειες και τελικά το ξεπερνά για κάποια πολύ μεγάλη τιμή της ενέργειας, η οποία προσδιορίζεται ακριβώς στον υπολογισμό του Mannheim [77]. Πάντως η κανονικοποίηση της ροής από τους πίδακες περιλαμβάνει σημαντικό παράγοντα αβεβαιότητας καθώς εξαρτάται από τις μεταβολές που παρουσιάζουν οι blazars. Στον υπολογισμό του Mannheim θεωρείται, ότι οι blazars βρίσκονται σε κατάσταση υψηλής εκπομπής για 15% του χρόνου [15].

²⁰ Ο Crab είναι υπόλειμμα από έκρηξη υπερκαινοφανούς που καταγράφηκε το 1054 από Κινέζους αστρονόμους.



Εικόνα 2.16: Η φωτεινότητα της δέσμης πρωτονίων και η δυνατότητα ανίχνευσης κοσμικών πηγών νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών σαν συνάρτηση της απόστασής τους από τη Γη. Οι διαγώνιες γραμμές καθορίζουν τα όρια ευαισθησίας των τηλεσκοπίων νετρίνων για τρεις διαφορετικές τιμές της ευαίσθητης επιφάνειάς τους. Οι γραμμοσκιασμένες περιοχές καθορίζουν τα όρια όπου συγκεντρώνονται οι τυπικοί πληθυσμοί πρόσφατων υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, δυαδικών συστημάτων ακτίνων X και AGN. Παρατηρούμε ότι τα σφάλματα στην αναμενόμενη φωτεινότητα της εκπεμπόμενης δέσμης πρωτονίων είναι σημαντικά. Ειδικά στην περίπτωση του Markarian 421 το μοντέλο που περιγράφεται από τη σχέση 2.7 [82], [83] προβλέπει ροή νετρίνων μικρότερη από την αναμενόμενη με βάση τις παρατηρήσεις των υψηλοενεργειακών ακτίνων γάμμα από τη ίδια πηγή. Δεχόμενοι την περίπτωση επιτάχυνσης πρωτονίων σε πίδακα προς την κατεύθυνση της Γης, η ροή των νετρίνων από τον Markarian 421 μπορεί να είναι μεγαλύτερη.

Ολοκληρώνοντας τη συζήτηση για τις υποψήφιες ισχυρές πηγές νετρίνων στο Σύμπαν παρουσιάζουμε στην εικόνα 2.16 τις περιπτώσεις πηγών που εξετάστηκαν. Στην εικόνα παρουσιάζεται η αναμενόμενη φωτεινότητα της δέσμης πρωτονίων που εκπέμπει η κάθε πηγή σαν συνάρτηση της απόστασής της από τη Γη. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζεται η δυνατότητα ανίχνευσης των πηγών από ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια, που κυμαίνεται από 10^4 m^2 (ευαίσθητη επιφάνεια των τηλεσκοπίων που βρίσκονται σήμερα στο στάδιο κατασκευής) έως 1 km^2 . Ο υπολογισμός των ορίων πραγματοποιήθηκε με τη σχέση [82]:

$$Q_v^s(E)dE = Y_v \times \frac{\gamma(\gamma-1)}{1-\kappa^\gamma} \times L_p^s \times E^{-(\gamma+1)} dE \quad (2.7)$$

η οποία δίνει τη φωτεινότητα της δέσμης νετρίνων συναρτήσει της φωτεινότητας της δέσμης πρωτονίων που αναμένεται να εκπέμπει η πηγή, L_p^s . Η παράμετρος κ παίρνει την τιμή 0.5 και αντιπροσωπεύει το ποσοστό της ενέργειας που διατηρεί το πρωτόνιο κατά την πυρηνική

σύγκρουση, ενώ γ είναι ο φασματικός δείκτης του φάσματος εκπομπής. Y_ν είναι η απόδοση του μηχανισμού για το είδος του νετρίνου, η οποία εξαρτάται από το φασματικό δείκτη. Για $\gamma=1.1$, όπως αναμένεται στην περίπτωση επιτάχυνσης στην κεντρική περιοχή της πηγής οι αντίστοιχες αποδόσεις είναι $Y_{\nu_e+\bar{\nu}_e} \approx 12.8\%$ και $Y_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu} \approx 5.9\%$, ενώ η ίδια σχέση μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη φωτεινότητα των ακτίνων γάμμα που εκπέμπονται από την πηγή $Y_\gamma \approx 11.6\%$ [82], [83]. Ένας ανιχνευτής με ευαίσθητη επιφάνεια 10^4m^2 μπορεί να ανιχνεύσει νετρίνα από υπολείμματα εκρήξεων υπερκαινοφανών εντός των ορίων του γαλαξία μας αλλά ο εντοπισμός εξωγαλαξιακών πηγών φαίνεται πως είναι εκτός των δυνατοτήτων του. Ένας τέτοιος ανιχνευτής μπορεί όμως να ανιχνεύσει τη διάχυτη, ισοτροπική ροή που δημιουργείται από το σύνολο των εξωγαλαξιακών πηγών. Εντοπισμός μεμονωμένων πηγών είναι δυνατός μόνο με πολύ μεγαλύτερο ανιχνευτή. Παρατηρούμε ότι η ανίχνευση νετρίνων από τον SN1987A δεν είναι δυνατή ούτε και με ανιχνευτή ευαίσθητης επιφάνειας 1km^2 , καθώς βρίσκεται σε πολύ μεγαλύτερη απόσταση ($\sim 50 \text{kpc}$) από αυτή των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών εντός των ορίων του γαλαξία ($\sim 10 \text{kpc}$).

2.6 Νετρίνα κοσμολογικής προέλευσης

Ένας ακόμα πιθανός μηχανισμός παραγωγής νετρίνων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών, είναι η αλληλεπίδραση των υψηλοενεργειακών κοσμικών ακτίνων με το υπόβαθρο των μικροκυμάτων, με πυκνότητα $\sim 400 \text{ φωτόνια/cm}^3$ και μέση ενέργεια $\varepsilon \approx 7 \times 10^{-4} \text{eV}$, που αντιστοιχεί στη θερμοκρασία της ακτινοβολίας υποβάθρου. Το ζήτημα της παραγωγής νετρίνων και ακτίνων γάμμα κατά την αλληλεπίδραση αυτή παρουσιάζεται σε πλήθος εργασιών, [84], [85], [86], [87], [88] και [89]. Όπως είδαμε και στο εισαγωγικό τμήμα του κεφαλαίου η ενεργός διατομή της αλληλεπίδρασης

$$p\gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n\pi^+ (p\pi^0)$$

γίνεται μέγιστη για ενέργεια $\sim 5 \times 10^{20} \text{eV}$ όπου η μέση ελεύθερη διαδρομή για τα πρωτόνια περιορίζεται στα 2Mpc . Καθώς τα πρωτόνια χάνουν το $1/5$ της ενέργειάς τους ανά αλληλεπίδραση το μήκος εξασθένισης της δέσμης φτάνει τα 10Mpc , απόσταση που όπως φαίνεται από τον ακριβή υπολογισμό που παρουσιάζεται στην [89], μπορεί να διανυθεί από πρωτόνια με ενέργειες μεγαλύτερες από 10^{21}eV .

Ανεξάρτητα με το μοντέλο που χρησιμοποιείται για την περιγραφή του μηχανισμού επιτάχυνσης των κοσμικών ακτίνων, οι αντίστοιχες ροές νετρίνων μπορούν να ξεπεράσουν το υπόβαθρο που διαμορφώνει η διάχυτη ισοτροπική ροή από τους ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες, για ενέργειες μεγαλύτερες από $E_\nu = 10^{17} - 10^{18} \text{eV}$. Αυτό μπορεί να συμβεί μόνο αν η επιτάχυνση των κοσμικών ακτίνων σε ενέργειες μεγαλύτερες από 10^{18}eV λαμβάνει χώρα σε σημαντικό αριθμό πηγών που παρουσιάζουν ισχυρή μετατόπιση στο ερυθρό [15], [90].

2.7 Αναζήτηση σκοτεινής ύλης

Η αναζήτηση της σκοτεινής ύλης στο Σύμπαν έχει οδηγήσει στη δημιουργία ενός πλήθους υποψηφίων φορέων της, από τα axions (10^{-5}eV) μέχρι τις εξαιρετικά συμπαγείς μαύρες τρύπες ($10^9 M_\odot$). Μια μεγάλη κατηγορία από τα προτεινόμενα σωματίδια είναι υπολείμματα της εξέλιξης του αρχικού Σύμπαντος. Τα σωματίδια αυτά εξαυλώνονται κυρίως με τα αντισωματίδια τους. Με τη διαστολή του Σύμπαντος, η πυκνότητά του στα σωματίδια αυτά περιορίστηκε δραστικά και παράλληλα η πιθανότητα αλληλεπίδρασής τους με τα αντισωματίδια τους

εκμηδενίστηκε. Με βάση τη θεώρηση ότι φέρουν σημαντική μάζα, ώστε να συμπληρώσουν το ποσοστό της σκοτεινής ύλης, θα πρέπει να αλληλεπιδρούν ασθενώς και η μάζα τους να κυμαίνεται μεταξύ GeV και TeV. Για το λόγο αυτό τους αποδίδεται ο χαρακτηρισμός WIMPS (Weakly Interacting Massive Particles) [91], [92]. Αντιπροσωπευτική των σημερινών θεωριών, που αποτελούν επέκταση του Standard Model προβλέποντας την υπερσυμμετρικότητά του, είναι αυτή που εισάγει το Minimal Super-Symmetric Model (MSSM) θέτοντας ως υποψήφιο φορέα της σκοτεινής ύλης το σταθερό, ελαφρότερο υπερσυμμετρικό σωματίδιο (Lightest Super-symmetric Particle, LSP) [92], [93]. Οι ισχυρότεροι υποψήφιοι της θεωρίας αυτής είναι το axion και το neutralino χ [94].

Τα neutralinos θα πρέπει να χάνουν ενέργεια κατά τη σκέδασή τους με τα νουκλεόνια, η ταχύτητά τους να μειώνεται σημαντικά και τελικά να παγιδεύονται στο βαρυτικό πεδίο του Ήλιου και της Γης. Οι φορείς της σκοτεινής ύλης συγκεντρώνονται τελικά στον πυρήνα και καθώς η πυκνότητα τους αυξάνει, η πιθανότητα εξαύλωσης τους σε ελαφρότερα σωματίδια μεγαλώνει. Διαμέσου της διαδικασίας αυτής ο Ήλιος αλλά και το κέντρο της Γης μετατρέπονται σε πηγές νετρίνων των οποίων η μέση ενέργεια κυμαίνεται μεταξύ GeV και TeV και όχι στα χαμηλότερα ενεργειακά επίπεδα (keV-MeV) όπου πραγματοποιείται η εκπομπή νετρίνων από την πυρηνική καύση που λαμβάνει χώρα στο κέντρο του Ήλιου. Η εξαύλωση πραγματοποιείται μέσω των καναλιών:

$$\chi\bar{\chi} \rightarrow \begin{cases} \ell\bar{\ell} (\ell: \text{lepton}) \\ gg (g: \text{gluon}) \\ q\bar{q} (q: \text{quark}) \\ W^+W^-, Z^0Z^0, \dots \end{cases}$$

ενώ η απόδοση ανά κανάλι καθορίζεται από τις παραμέτρους του MSSM. Η συνολική ροή των νετρίνων από τον Ήλιο και τη Γη μπορούν να οδηγήσουν σε ανιχνεύσιμη ροή μιονίων στα τηλεσκόπια νετρίνων, ανάλογα με τη μάζα του neutralino.

Ο αναλυτικός υπολογισμός του αναμενόμενου αριθμού γεγονότων σε έναν ανιχνευτή νετρίνων παρουσιάζεται στην [95]. Μπορούμε να πραγματοποιήσουμε μια ποσοτική εκτίμηση του, χρησιμοποιώντας σαν παράδειγμα την αναζήτηση neutralinos με μάζα 500GeV που εξαυλώνονται στον Ήλιο. Η άλως του γαλαξία θεωρείται ότι είναι μια ισοθερμική σφαίρα από neutralinos με μέση ταχύτητα $u_\chi = 300\text{km/s}$ και πυκνότητα [15]:

$$n_\chi = 8 \times 10^{-4} \left(\frac{500\text{GeV}}{m_\chi} \right) \text{cm}^{-3}$$

και κατά συνέπεια η ροή τους θα είναι:

$$\phi_\chi = n_\chi u_\chi = 2 \times 10^4 \left(\frac{500\text{GeV}}{m_\chi} \right) \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

Η πιθανότητα ένα neutralino να παγιδευτεί στον Ήλιο είναι ανάλογη του αριθμού των πυρήνων Υδρογόνου στον Ήλιο (λόγος της μάζας του Ήλιου προς τη μάζα του νουκλεονίου) και της ενεργού διατομής της σκέδασης neutralino-νουκλεονίου. Σύμφωνα με τη [15]

$\sigma(\chi N) \approx (G_F m_N^2)^2 / m_\chi^2$. Επομένως η ενεργός διατομή για τη σύλληψη των neutralinos στον Ήλιο θα είναι:

$$\Sigma_{\text{sun}} = n\sigma = \frac{M_{\text{sun}}}{m_N} \sigma(\chi N) = [1.2 \times 10^{57}] [10^{-41} \text{cm}^2]$$

και ο ρυθμός με τον οποίο θα παγιδεύονται:

$$N_{\text{cap}} = \phi_\chi \Sigma_{\text{sun}} = 3 \times 10^{20} \text{ s}^{-1} \text{ για } m_\chi = 500 \text{ GeV.}$$

Για neutralinos με μάζα 500 GeV η βασική διαδικασία εξαύλωσης είναι η παραγωγή ασθενών μποζονίων κάθε ένα από τα οποία παράγει νετρίνα μιονίου με απόδοση περίπου 10%:

$$\chi\bar{\chi} \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu_\mu$$

Για κάθε σύλληψη παράγονται $2W$ και επομένως ο αριθμός των νετρίνων που παράγονται στον Ήλιο θα είναι $N_\nu = N_{\text{cap}}/5$. Η αναμενόμενη ροή νετρίνων στη Γη θα είναι:

$$\phi_\nu = \frac{N_\nu}{4\pi d^2} = 2 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

όπου η απόσταση d αντιπροσωπεύει μία αστρονομική μονάδα. Η ενέργεια του παραγόμενου μιονίου θα είναι [15], $E_\mu \approx E_\nu/2 \approx m_\chi/4$, όπου κάνουμε την παραδοχή, ότι η μισή ενέργεια του νετρίνου μεταφέρεται στο μόνιο. Κατά προσέγγιση μπορούμε να υπολογίσουμε τον αριθμό των μιονίων σε χρονική διάρκεια ενός έτους για έναν ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια 10^5 m^2 , χρησιμοποιώντας τη σχέση:

$$N = 10^5 \times \phi_\nu (\text{m}^{-2} \text{ year}^{-1}) \times P_{\nu \rightarrow \mu}(250 \text{ GeV})$$

όπου $P_{\nu \rightarrow \mu}(E)^{21}$ είναι η πιθανότητα ένα νετρίνο να αλληλεπιδράσει με την ύλη και να δώσει μόνιο με ικανή ενέργεια ώστε να φτάσει στον ανιχνευτή. Λαμβάνοντας υπόψη ότι η αλληλεπίδραση θα πραγματοποιηθεί μέσα στη Γη, κάτω από τον ανιχνευτή, η τελευταία σχέση δίνει $N \approx 40$ γεγονότα το χρόνο. Ένας μικρότερος ανιχνευτής ($\sim 10^4 \text{ m}^2$) θα είναι σε θέση να ανιχνεύσει ανάλογο σήμα προερχόμενο από νετρίνα από εξαύλωση neutralinos, αν η μάζα τους είναι μεγαλύτερη ($m_\chi \approx 1 \text{ TeV}$) [15], [96]. Σημειώνουμε ότι η διεύθυνση των μιονίων που προέρχονται από τον Ήλιο ή το κέντρο της Γης θα είναι καλά καθορισμένη γεγονός που διευκολύνει την ανίχνευσή τους. Τέλος επισημαίνουμε ότι ο παραπάνω υπολογισμός είναι προσεγγιστικός καθώς δεν περιλαμβάνει την περίπτωση παραγωγής νετρίνων διαμέσου άλλων καναλιών εξαύλωσης. Αποδίδει όμως τις δυνατότητες των τηλεσκοπίων νετρίνων που κατασκευάζονται σήμερα ως ανιχνευτών φορέων της σκοτεινής ύλης.

2.8 Αλληλεπιδράσεις νετρίνων υψηλών ενεργειών

Στην παράγραφο αυτή επικεντρώνουμε τη μελέτη μας στις αλληλεπιδράσεις των νετρίνων με τα νουκλεόνια στην περιοχή των πολύ υψηλών ενεργειών. Εξαιτίας της μικρής μάζας του ηλεκτρονίου οι αλληλεπιδράσεις των νετρίνων με τα ηλεκτρόνια μπορούν να αγνοηθούν [30], [97] εκτός από μία περίπτωση: τη δημιουργία του μποζονίου W^- στην

²¹ Θα αναφερθούμε αναλυτικά στην πιθανότητα αυτή στη συνέχεια του κεφαλαίου. Εδώ χρησιμοποιούμε την τιμή της στα πλαίσια του προσεγγιστικού υπολογισμού της ροής των μιονίων.

αλληλεπίδραση $\bar{\nu}_e$ στα 6.3PeV [98]. Για ενέργειες μεταξύ 4PeV και 10PeV η διαδικασία αυτή έχει ενεργό διατομή μεγαλύτερη από όλες τις νN αλληλεπιδράσεις.

2.8.1 Αλληλεπιδράσεις νετρίνων-νουκλεονίων

Επικεντρώνουμε τη μελέτη μας στις αλληλεπιδράσεις:

$$\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^- / \mu^+ + X$$

$$\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu + X$$

όπου με X αποδίδουμε τον αδρονικό καταιονισμό που αναπτύσσεται σε όλες τις περιπτώσεις. Η ενεργός διατομή της πρώτης (charged current interaction) αλληλεπίδρασης μπορεί να αποδοθεί συναρτήσει των μεταβλητών Bjorken, $x = Q^2 / 2M\nu$ και $y = \nu / E_\nu$ ως

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2G_F^2 ME_\nu}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 \left[xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2)(1-y)^2 \right] \quad (2.8)$$

όπου $|Q^2| = 2MxyE_\nu$ είναι το τετράγωνο της μεταφερόμενης τετραορμής ανάμεσα στο προσπίπτον νεutrίνο και το παραγόμενο μόνιο, $G_F = 1.16632 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ είναι η σταθερά του Fermi, $\nu = E_\nu - E_\mu$ είναι η απώλεια ενέργειας στο σύστημα του εργαστηρίου (στόχου) και τέλος M και M_W είναι οι μάζες του νουκλεονίου και του ενδιάμεσου μποζονίου. Οι συναρτήσεις κατανομής των quark (quark distribution functions) είναι:

$$q(x, Q^2) = \frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} + s_s(x, Q^2) + b_s(x, Q^2)$$

$$\bar{q}(x, Q^2) = \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} + c_s(x, Q^2) + t_s(x, Q^2)$$

όπου οι δείκτες v και s αποδίδουν τις valence και sea συνεισφορές [30] και u , d , s , t και b είναι οι συναρτήσεις κατανομής των διαφόρων ειδών quark (quark flavors) στο πρωτόνιο²².

Η ενεργός διατομή της δεύτερης αλληλεπίδρασης (neutral current interaction), συναρτήσει των μεταβλητών Bjorken, δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 ME_\nu}{2\pi} \left(\frac{M_Z^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 \left[xq^0(x, Q^2) + x\bar{q}^0(x, Q^2)(1-y)^2 \right] \quad (2.9)$$

²² Το νουκλεόνιο, σύμφωνα με το quark-parton model, αποτελούνται από ημι-ελεύθερα partons (quarks και gluons) στα οποία κατανέμεται η ορμή τους. Το πρωτόνιο αποτελείται από τρία valence quarks εντός μιας θάλασσας (sea) από ζεύγη quark/antiquark όλων των ειδών. Η ασθενής αλληλεπίδραση νετρίνου-νουκλεονίου περιγράφεται στο quark-parton model ως αλληλεπίδραση του νετρίνου με ένα από τα quarks (που φέρει ποσοστό x από τη συνολική ορμή της ορμής του πρωτονίου).

όπου M_Z είναι η μάζα του ενδιάμεσου ουδέτερου μποζονίου. Οι ποσότητες που περιλαμβάνουν τις συναρτήσεις κατανομής των partons είναι σε αυτή την περίπτωση:

$$\begin{aligned}
 q^0(x, Q^2) &= \left[\frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} \right] (L_u^2 + L_d^2) + \\
 &\quad \left[\frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} \right] (R_u^2 + R_d^2) + \\
 &\quad [s_s(x, Q^2) + b_s(x, Q^2)] (L_d^2 + R_d^2) + [c_s(x, Q^2) + t_s(x, Q^2)] (L_u^2 + R_u^2) \\
 \bar{q}^0(x, Q^2) &= \left[\frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} \right] (R_u^2 + R_d^2) + \\
 &\quad \left[\frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} \right] (L_u^2 + L_d^2) + \\
 &\quad [s_s(x, Q^2) + b_s(x, Q^2)] (L_d^2 + R_d^2) + [c_s(x, Q^2) + t_s(x, Q^2)] (L_u^2 + R_u^2)
 \end{aligned}$$

όπου $L_u = 1 - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$, $L_d = -1 + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$, $R_u = -\frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$ και $R_d = \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$. Ο παράγοντας $\sin^2 \theta_W$ λαμβάνει την τιμή 0.226 στους υπολογισμούς της ενεργού διατομής που παρουσιάζονται εδώ [30], [99].

Οι ενεργοί διατομές για τις αλληλεπιδράσεις νετρίνων-νουκλεονίων παρουσιάζονται στην εικόνα 2.17. Στην εικόνα αποδίδονται οι ενεργοί διατομές για την περίπτωση των charged current interactions, των neutral current interactions και το άθροισμα τους [30]. Στην εικόνα 2.18 παρουσιάζονται οι ενεργοί διατομές για τις αλληλεπιδράσεις αντινετρίνων-νουκλεονίων [30].

Για νετρίνα με ενέργειες $10^{15} \text{eV} \leq E_\nu \leq 10^{21} \text{eV}$ οι ενεργοί διατομές μπορούν να παραμετροποιηθούν με τη χρήση των απλών εκθετικών νόμων που ακολουθούν:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{CC}(\nu N) &= 2.69 \times 10^{-36} \text{cm}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{GeV}} \right)^{0.402} \\
 \sigma_{NC}(\nu N) &= 1.06 \times 10^{-36} \text{cm}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{GeV}} \right)^{0.408} \\
 \sigma_{CC}(\bar{\nu} N) &= 2.53 \times 10^{-36} \text{cm}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{GeV}} \right)^{0.404} \\
 \sigma_{NC}(\bar{\nu} N) &= 0.98 \times 10^{-36} \text{cm}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{GeV}} \right)^{0.410}
 \end{aligned}$$

Οι τιμές των ενεργών διατομών αλλά και των παραμέτρων ανελαστικότητας των αλληλεπιδράσεων, y , οι οποίες όπως θα δούμε στη συνέχεια διαμορφώνουν τη γωνιακή κατανομή των παραγόμενων λεπτονίων, είναι απαραίτητες για την προσομοίωση της εξασθένησης της ροής των νετρίνων που διασχίζουν τη Γη και για τον υπολογισμό του αναμενόμενου αριθμού γεγονότων στα τηλεσκοπία νετρίνων. Οι ποσότητες αυτές παρουσιάζονται για διαφορετικές ενέργειες, για τις αλληλεπιδράσεις νN και $\bar{\nu} N$ στους πίνακες 2.4 και 2.5 αντίστοιχα.

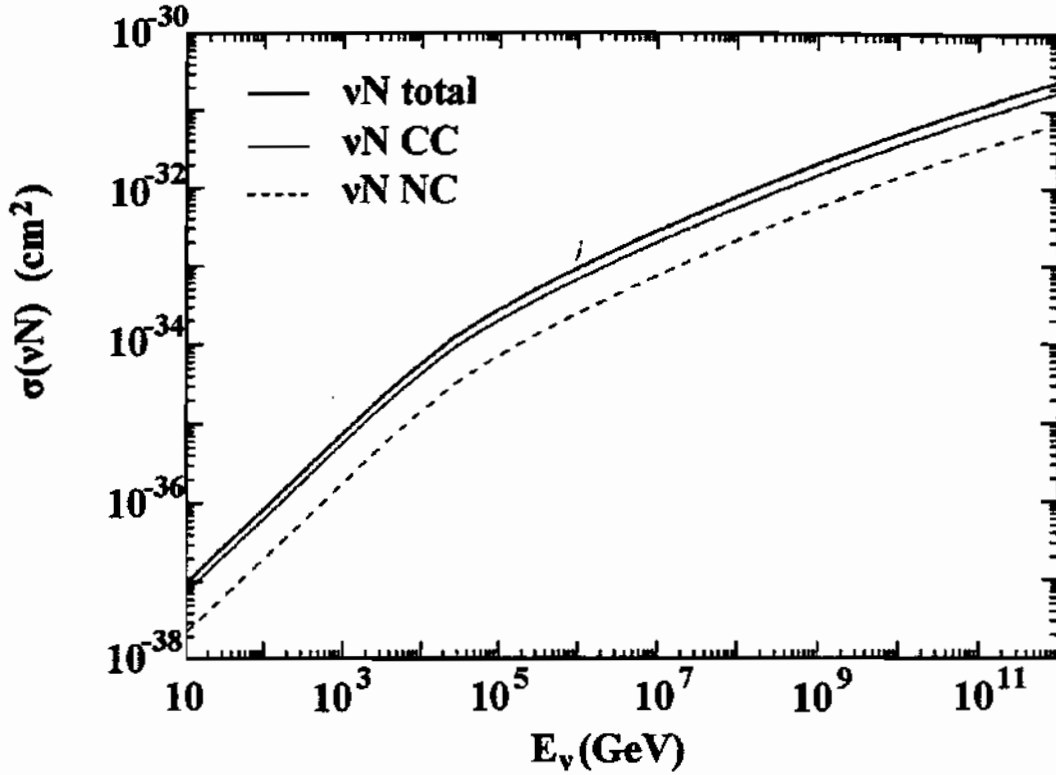
Πίνακας 2.4: Ενεργοί διατομές για τις νN αλληλεπιδράσεις (charged current και neutral current) και οι αντίστοιχες μέσες τιμές της παραμέτρου ανελαστικότητας [30].

$E_\nu [\text{GeV}]$	$\sigma_{CC} [\text{cm}^2]$	$\sigma_{NC} [\text{cm}^2]$	$\langle y \rangle_{CC}$	$\langle y \rangle_{NC}$
10^3	0.625×10^{-35}	0.199×10^{-35}	0.472	0.467
10^4	0.454×10^{-34}	0.155×10^{-34}	0.426	0.428
10^5	0.196×10^{-33}	0.745×10^{-34}	0.332	0.341
10^6	0.611×10^{-33}	0.252×10^{-33}	0.273	0.279
10^7	0.176×10^{-32}	0.748×10^{-33}	0.250	0.254
10^8	0.478×10^{-32}	0.207×10^{-32}	0.237	0.239
10^9	0.123×10^{-31}	0.540×10^{-32}	0.225	0.227
10^{10}	0.301×10^{-31}	0.134×10^{-31}	0.216	0.217
10^{11}	0.706×10^{-31}	0.316×10^{-31}	0.208	0.210
10^{12}	0.159×10^{-30}	0.715×10^{-31}	0.205	0.207

Πίνακας 2.5: Ενεργοί διατομές για τις $\bar{\nu} N$ αλληλεπιδράσεις (charged current και neutral current) και οι αντίστοιχες μέσες τιμές της παραμέτρου ανελαστικότητας [30].

$E_\nu [\text{GeV}]$	$\sigma_{CC} [\text{cm}^2]$	$\sigma_{NC} [\text{cm}^2]$	$\langle y \rangle_{CC}$	$\langle y \rangle_{NC}$
10^3	0.338×10^{-35}	0.120×10^{-35}	0.354	0.368
10^4	0.292×10^{-34}	0.106×10^{-34}	0.345	0.358
10^5	0.162×10^{-33}	0.631×10^{-34}	0.301	0.313
10^6	0.582×10^{-33}	0.241×10^{-33}	0.266	0.273
10^7	0.174×10^{-32}	0.742×10^{-33}	0.249	0.253
10^8	0.477×10^{-32}	0.207×10^{-32}	0.237	0.239
10^9	0.123×10^{-31}	0.540×10^{-32}	0.225	0.227
10^{10}	0.301×10^{-31}	0.134×10^{-31}	0.216	0.217
10^{11}	0.706×10^{-31}	0.316×10^{-31}	0.208	0.210
10^{12}	0.159×10^{-30}	0.715×10^{-31}	0.205	0.207

Παρατηρούμε, ότι ενεργός διατομή των αλληλεπιδράσεων των νετρίνων αυξάνει σημαντικά συναρτήσει της ενέργειάς τους. Συνεπώς αυξάνει η πιθανότητα ανίχνευσής τους για πολύ υψηλές ενέργειες. Παράλληλα το ποσοστό ενέργειας που αποδίδεται στο παραγόμενο μόνιο αυξάνει, γεγονός πολύ σημαντικό για την επιτυχή ανίχνευση του αλλά και τη διάκρισή του από τα μόνια κοσμικών ακτίνων, όπως θα δούμε στη συνέχεια.



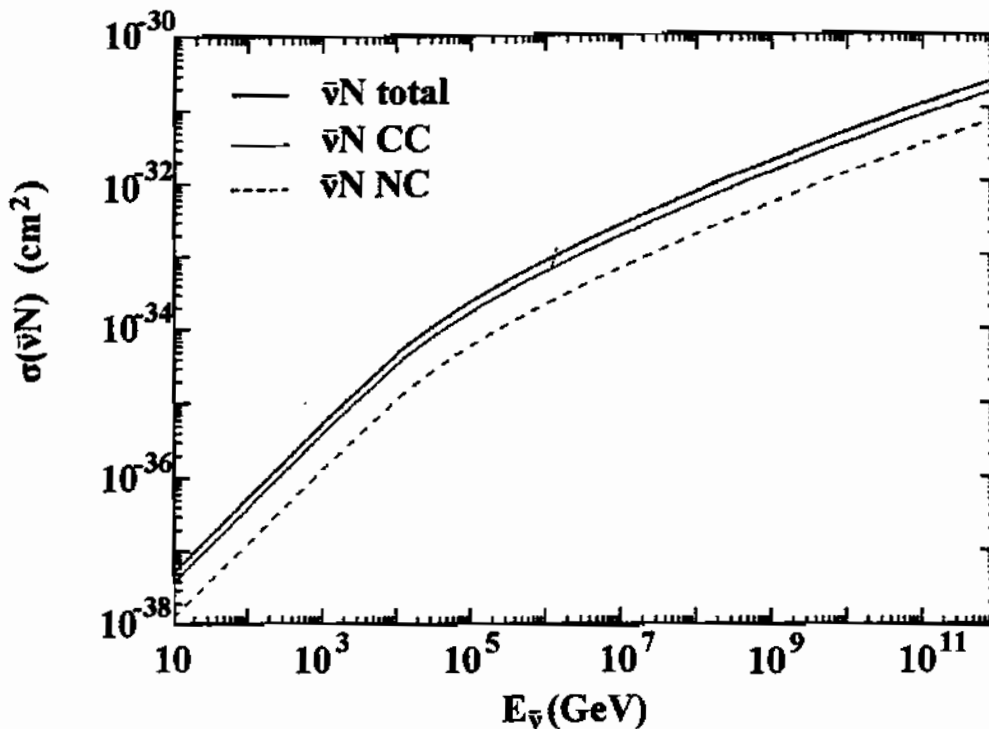
Εικόνα 2.17: Ενεργόι διατομές για τις νN αλληλεπιδράσεις στις πολύ υψηλές ενέργειες. Η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στην αλληλεπίδραση $\nu N \rightarrow \nu + X$ ενώ η λεπτή γραμμή αντιστοιχεί στην αλληλεπίδραση $\nu N \rightarrow \mu^- + X$. Με παχιά γραμμή αποδίδεται η συνολική ενεργός διατομή των αλληλεπιδράσεων (charged current και neutral current).

Υπάρχει ένα ακόμα ιδιαίτερο χαρακτηριστικό της αλληλεπίδρασης νετρίνου-νουκλεονίου. Η γωνία στην οποία εκπέμπεται το παραγόμενο μιονίο, ως προς τη γωνία πρόσπτωσης του νετρίνου, ελαττώνεται με την αύξηση της ενέργειας. Έτσι μπορεί να επιτευχθεί ο προσδιορισμός της τροχιάς του νετρίνου που προκάλεσε την αλληλεπίδραση, οδηγώντας τελικά στον εντοπισμό της σημειακής πηγής του Σύμπαντος από την οποία έχει εκπεμφθεί. Αν θεωρήσουμε, ότι $\vec{P}_\nu$ είναι το διάνυσμα της τετραορμής του νετρίνου και $\vec{P}_\mu$ το αντίστοιχο του μιονίου ($\vec{P} = (\vec{P}, iE)$, $P = |\vec{P}|$), μπορούμε να γράψουμε το τετράγωνο της μεταφερόμενης τετραορμής ως εξής:

$$\begin{aligned} |Q^2| &= 2MxyE_\nu = (\vec{P}_\nu - \vec{P}_\mu)^2 = (E_\nu - E_\mu)^2 - (\vec{P}_\nu - \vec{P}_\mu)^2 = \\ &= (E_\nu^2 + E_\mu^2 - 2E_\nu E_\mu) - (P_\nu^2 + P_\mu^2 - 2P_\nu P_\mu \cos \theta) \end{aligned}$$

Στην τελευταία μπορούμε για την περίπτωση των πολύ υψηλών ενεργειών να θεωρήσουμε ότι και για το μιονίο ισχύει $E_\mu \approx P_\mu$:

$$|Q^2| = 2MxyE_\nu = 2E_\nu E_\mu (1 - \cos \theta) = 4E_\nu E_\mu \sin^2 \frac{\theta}{2}$$



Εικόνα 2.18: Ενεργοί διατομές για τις νN αλληλεπιδράσεις στις πολύ υψηλές ενέργειες. Η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στην αλληλεπίδραση $\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} + X$ ενώ η λεπτή γραμμή αντιστοιχεί στην αλληλεπίδραση $\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ + X$. Με παχιά γραμμή αποδίδεται η συνολική ενεργός διατομή των αλληλεπιδράσεων (charged current και neutral current).

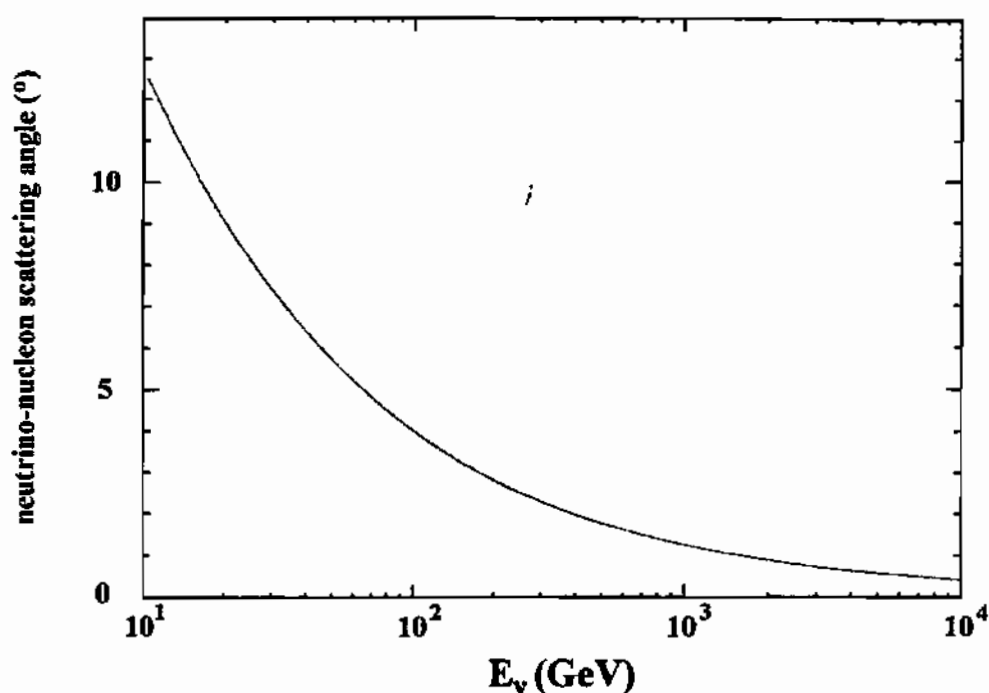
Με βάση την τελευταία σχέση μπορούμε να εκφράσουμε τη γωνία θ , γωνία μεταξύ της τροχιάς του νετρίνου και του παραγόμενου μιονίου συναρτήσει των παραμέτρων του Bjorken:

$$\theta = 2 \arcsin \sqrt{\frac{Mxy}{2(1-y)E_\nu}}$$

Στην εικόνα 2.19 παρουσιάζεται η γωνία θ συναρτήσει της ενέργειας του νετρίνου, ενώ στην εικόνα 2.20 παρουσιάζεται αλληλεπίδραση νετρίνου-νουκλεονίου στο θάλαμο BEBC, που περιέχει μείγμα Ne-H₂ [100]. Ο θάλαμος εκτίθεται σε στενή δέσμη νετρίνων 200 GeV από τον επιταχυντή SPS στο CERN. Το προσπίπτον νεutrino μιονίου μετατρέπεται σε μιονίο ενέργειας 100 GeV που παρουσιάζεται σαν μια εξαιρετικά ευθεία τροχιά σε μικρή γωνία ως προς τον καταιονισμό των αδρονίων. Παρατηρούμε πως για ενέργειες μεγαλύτερες από 2 TeV η γωνία είναι μικρότερη από 1° καθιστώντας δυνατό τον εντοπισμό σημειακών πηγών, εφόσον η διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή στον προσδιορισμό της τροχιάς των μιονίων είναι της ίδιας τάξεως.

2.8.2 Αλληλεπίδραση νετρίνων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών με ηλεκτρόνια

Όπως προαναφέραμε οι αλληλεπιδράσεις νετρίνων με ηλεκτρόνια μπορούν να αγνοηθούν. Εξάφραση αποτελεί η δημιουργία του μποζονίου W^- κατά τις αλληλεπιδράσεις [98], [101]:



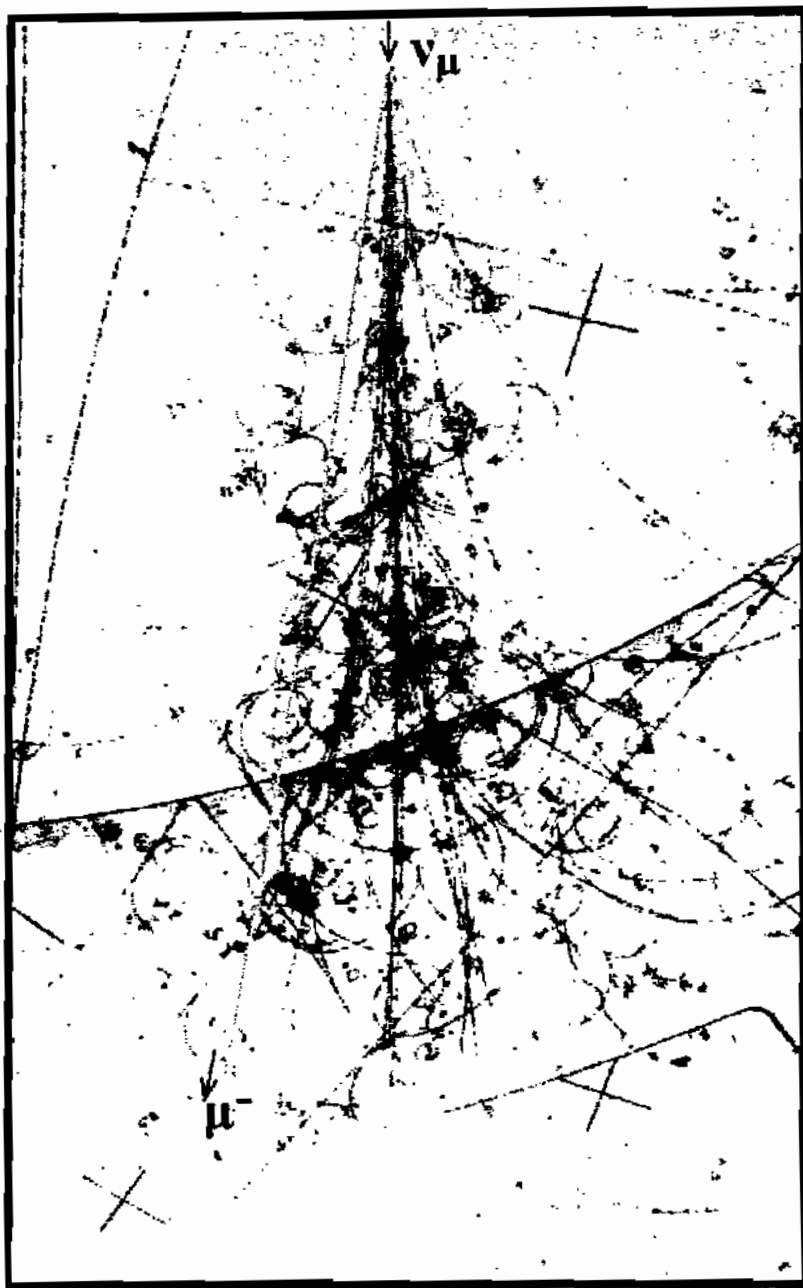
Εικόνα 2.19: Η γωνία στην οποία εκπέμπεται το μίονιο μετά την αλληλεπίδραση του νετρίνου με το νουκλεόνιο. Η καμπύλη αποδίδει την προσεγγιστική τιμή της θεωρούμενης καμπύλης. Για μεγάλες ενέργειες η προσέγγιση είναι πολύ ικανοποιητική. Για ενέργειες μεγαλύτερες από 2TeV η γωνία είναι μικρότερη από 1° καθιστώντας δυνατό τον εντοπισμό σημειακών πηγών εκπομπής νετρίνων στο Σύμπαν.

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-$$

στα 6.3PeV. Οι ενεργοί διατομές των αλληλεπιδράσεων νετρίνων-ηλεκτρονίων και νετρίνων-νουκλεονίων, για ενέργεια $E_\nu^{\text{res}} = M_W^2 / 2m = 6.3 \times 10^6 \text{ GeV}$, παρουσιάζονται στον πίνακα 2.6 [30].

Πίνακας 2.6: Ενεργοί διατομές των αλληλεπιδράσεων νετρίνων-ηλεκτρονίων και νετρίνων-νουκλεονίων για ενέργεια $E_\nu^{\text{res}} = 6.3 \times 10^6 \text{ GeV}$.

Αλληλεπίδραση	$\sigma \text{ (cm}^2\text{)}$
$\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$	5.38×10^{-32}
$\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu$	5.38×10^{-32}
$\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_\tau \tau$	5.38×10^{-32}
$\bar{\nu}_e e \rightarrow \text{hadrons}$	3.41×10^{-31}
$\nu_\mu N \rightarrow \mu^- + \text{οτιδήποτε}$	1.43×10^{-33}
$\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu + \text{οτιδήποτε}$	6.04×10^{-34}
$\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ + \text{οτιδήποτε}$	1.41×10^{-33}
$\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \text{οτιδήποτε}$	5.98×10^{-34}



Εικόνα 2.20: Αλληλεπίδραση νετρίνου-νουκλεονίου. Η αλληλεπίδραση πραγματοποιήθηκε στο θάλαμο BEBC, που περιέχει μείγμα Ne-H_2 . Ο θάλαμος εκτίθεται σε στενή δέσμη νετρίνων 200GeV από τον επιταχυντή SPS στο CERN. Το προσπίπτων νεutrίνο μιονίου μετατρέπεται σε μιονίο ενέργειας 100GeV που παρουσιάζεται σαν μια εξαιρετικά ευθεία τροχιά σε μικρή γωνία ως προς τον καταιονισμό των αδρονίων. Η υπόλοιπη ενέργεια αποδίδεται στα αδρόνια. Η ανάπτυξη ηλεκτρομαγνητικών καταιονισμών είναι εμφανής, όπως και οι δευτερεύουσες αλληλεπιδράσεις των αδρονίων [100].

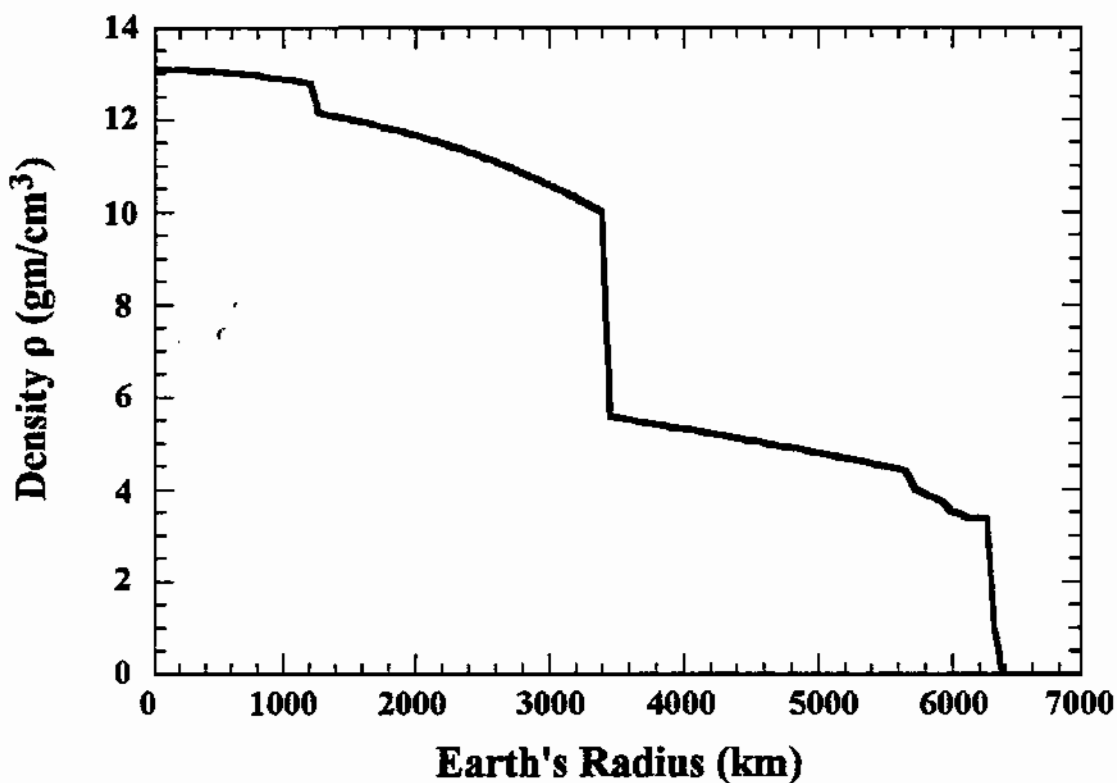
Οι ενεργοί διατομές των αλληλεπιδράσεων νετρίνων-ηλεκτρονίων είναι μεγαλύτερες από τις αντίστοιχες των αλληλεπιδράσεων νετρίνων-νουκλεονίων μόνο στην ενεργειακή περιοχή γύρω από τα $6.3 \times 10^6 \text{GeV}$.

2.8.3 Διέλευση νετρίνων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών από τη Γη

Η αύξηση των ενεργών διατομών των αλληλεπιδράσεων νετρίνων με την ενέργεια οδηγεί σε μείωση του μήκους αλληλεπίδρασης:

$$L_{\text{int}} = \frac{1}{\sigma_{\text{W}}(E_\nu) N_A},$$

όπου $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1} = 6.022 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ (ισοδύναμος όγκος νερού) είναι ο αριθμός του Avogadro. Για την περίπτωση των αλληλεπιδράσεων των νετρίνων με τα ηλεκτρόνια του μέσου ο παρονομαστής της τελευταίας σχέσης θα πρέπει να πολλαπλασιαστεί με τον παράγοντα 10/18 ώστε να αποδίδεται ο αριθμός των ηλεκτρονίων σε ένα mole νερού.



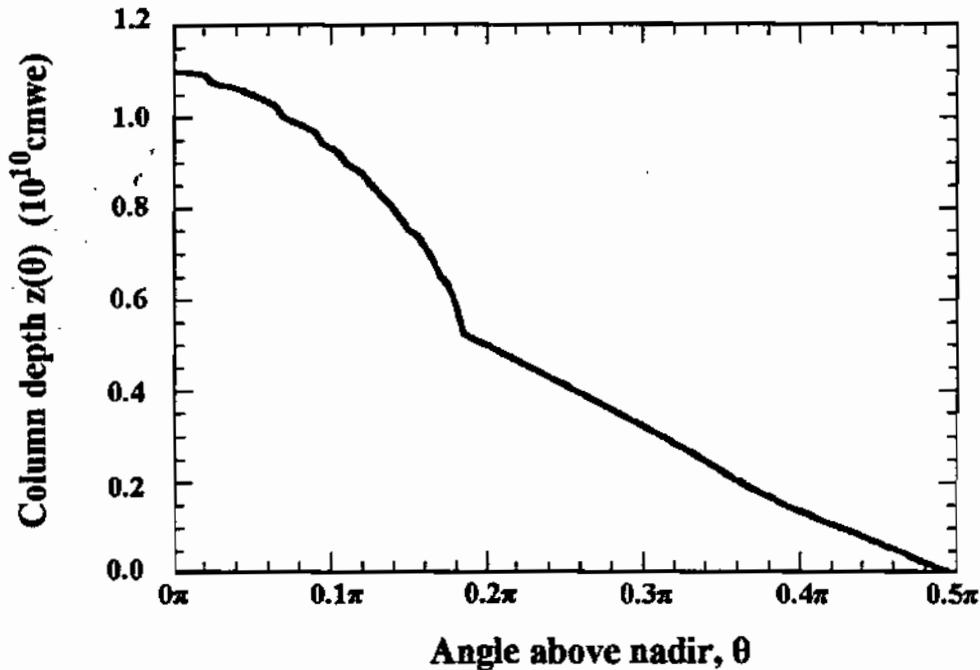
Εικόνα 2.21: Η πυκνότητα της Γης σύμφωνα με το αρχικό μοντέλο τη Γης [103]. Η Γη μπορεί να θεωρηθεί, κατά προσέγγιση, σφαιρικά συμμετρική, με εσωτερική δομή που αποτελείται από τον εσωτερικό και εξωτερικό πυρήνα, που παρουσιάζουν μεγάλη πυκνότητα, από το μανδύα με μικρότερη πυκνότητα, ο οποίος καλύπτεται από τη μεταβατική ζώνη και διάφορα επιφανειακά στρώματα [102].

Η Γη μπορεί να θεωρηθεί, κατά προσέγγιση, σφαιρικά συμμετρική, με εσωτερική δομή που αποτελείται από τον εσωτερικό και εξωτερικό πυρήνα, που παρουσιάζουν μεγάλη πυκνότητα, από το μανδύα με μικρότερη πυκνότητα, ο οποίος καλύπτεται από τη μεταβατική ζώνη και διάφορα επιφανειακά στρώματα [102]. Μια αντιπροσωπευτική απόδοση της μεταβολής της πυκνότητας της Γης συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο, δίνεται από το αρχικό μοντέλο της Γης²³ [103].

²³ Preliminary Earth Model.

$$\rho(r) = \begin{cases} 13.0885 - 8.8381x^2, & r < 1221.5 \\ 12.5815 - 1.2638x - 3.6426x^2 - 5.5281x^3, & 1221.5 < r < 3480 \\ 7.9565 - 6.4761x + 5.5238x^2 - 3.0807x^3, & 3480 < r < 5701 \\ 5.3197 - 1.4836x, & 5701 < r < 5771 \\ 11.2494 - 8.0298x, & 5771 < r < 5971 \\ 7.1089 - 3.8045x, & 5971 < r < 6151 \\ 2.691 + 0.6924x, & 6151 < r < 6346.6 \\ 2.9, & 6346.6 < r < 6356 \\ 2.6, & 6356 < r < 6368 \\ 1.02, & r \leq R_{\oplus} \end{cases}$$

όπου η πυκνότητα υπολογίζεται σε g/cm^3 , η απόσταση r από το κέντρο της Γης μετριέται σε km, ενώ η μεταβλητή $x \equiv r/R_{\oplus}$, όπου $R_{\oplus} = 6371\text{km}$. Η πυκνότητα της σφαιρικά συμμετρικής Γης, σύμφωνα με το παραπάνω μοντέλο παρουσιάζεται στην εικόνα 2.21.



Εικόνα 2.22: Το πάχος της Γης ως συνάρτηση της γωνίας πρόσπτωσης του εισερχόμενου στον ανιχνευτή νετρίνου.

Στην εικόνα 2.22 παρουσιάζεται η ποσότητα του υλικού που θα πρέπει να διασχίσει ένα νεutrino ώστε να αναδυθεί από την άλλη πλευρά της Γης, σαν συνάρτηση της γωνίας προσπτώσεώς του σε ανιχνευτή που βρίσκεται εγκατεστημένος εκεί. Η επίδραση του πυρήνα της Γης είναι εμφανής για γωνίες μικρότερες από 0.2π . Ένα νεutrino που αναδύεται κατακόρυφα από τη Γη, έχει διασχίσει στήλη ύλης ύψους 11kt/cm^2 , $1.1 \times 10^{10}\text{cmwe}^{24}$. Η διάμετρος της Γης ξεπερνά το μήκος αλληλεπίδρασης των νετρίνων (charged current) με ενέργειες μεγαλύτερες από 40TeV . Στην ενεργειακή ζώνη $2 \times 10^6\text{GeV} \leq E_{\nu} \leq 2 \times 10^7\text{GeV}$, η αλληλεπίδραση $\bar{\nu}_e e$ συμβάλλει δραστικά στην απορρόφηση των αντινετρίνων ηλεκτρονίου.

²⁴ cm water equivalent.

2.8.4 Διέλευση νετρίνων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών από την ατμόσφαιρα

Η ατμόσφαιρα είναι περισσότερο από χίλιες φορές πιο αραιή από το εσωτερικό της Γης και κατά συνέπεια ελάχιστα συνεισφέρει στην απορρόφηση των νετρίνων από εξωγήινες πηγές. Η πυκνότητα της ατμόσφαιρας, συνάρτηση του ύψους, αποδίδεται με προσέγγιση 3% από το νόμο (US Standard Atmosphere (1976)) [30]:

$$\rho_{\text{atm}}(h) = \begin{cases} 1.225 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3 \exp(-h/9.192 \text{ km}) & h < 10 \text{ km} \\ 1.944 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3 \exp(-h/6.452 \text{ km}) & h \geq 10 \text{ km} \end{cases}$$

Ένα νεutrίνο που φτάνει κατακόρυφα σε έναν επιφανειακό ανιχνευτή έχει διασχίσει στήλη πυκνότητας $1033 \text{ g/cm}^3 = 1033 \text{ cmwe}$, ενώ ένα νεutrίνο που διασχίζει τον ανιχνευτή σε οριζόντια διεύθυνση έχει διασχίσει στήλη πυκνότητας 36000 cmwe . Και οι δύο ποσότητες ύλης είναι αρκετές τάξεις μεγέθους μικρότερες από το μήκος αλληλεπίδρασης του νετρίνου, στην ενεργειακή περιοχή όπου πραγματοποιούμε τη μελέτη. Κατά συνέπεια η ατμόσφαιρα είναι ουσιαστικά διαφανής για τα νετρίνα.

2.9 Τεχνική ανίχνευσης νετρίνων υψηλών ενεργειών

Η ανίχνευση των νετρίνων υψηλών ενεργειών βασίζεται στην ανίχνευση των προϊόντων των αλληλεπιδράσεών τους με την ύλη. Η ανίχνευση ηλεκτρονίων μπορεί να πραγματοποιηθεί μόνο εντός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή, περιορίζοντας σημαντικά την ευαισθητή επιφάνειά του. Αντίθετα τα μόνια διασχίζουν πολύ μεγάλες αποστάσεις πριν απορροφηθούν αυξάνοντας σημαντικά τον ευαίσθητο όγκο του ανιχνευτή. Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας Cherenkov καθιστούν παράλληλα δυνατό τον ακριβή προσδιορισμό της τροχιάς του μιονίου και κατά συνέπεια τον προσδιορισμό της διεύθυνσης του νετρίνου από το οποίο προήλθε. Αρκεί λοιπόν να τεθούν οι συνθήκες εκείνες που εξασφαλίζουν την προέλευση του μιονίου από αλληλεπίδραση νετρίνου με νουκλεόνιο, περιορίζοντας την πιθανότητα κάθε άλλης εκδοχής. Στην παράγραφο αυτή θα παρουσιάσουμε τις βασικές παραμέτρους λειτουργίας των ανιχνευτών που προτείνονται για την ανίχνευση νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών και στη συνέχεια θα περιγράψουμε τα διαδοχικά στάδια του υπολογισμού που οδηγεί στην εκτίμηση του αναμενόμενου αριθμού μιονίων, που παράγονται από νετρίνα, στους ανιχνευτές αυτούς.

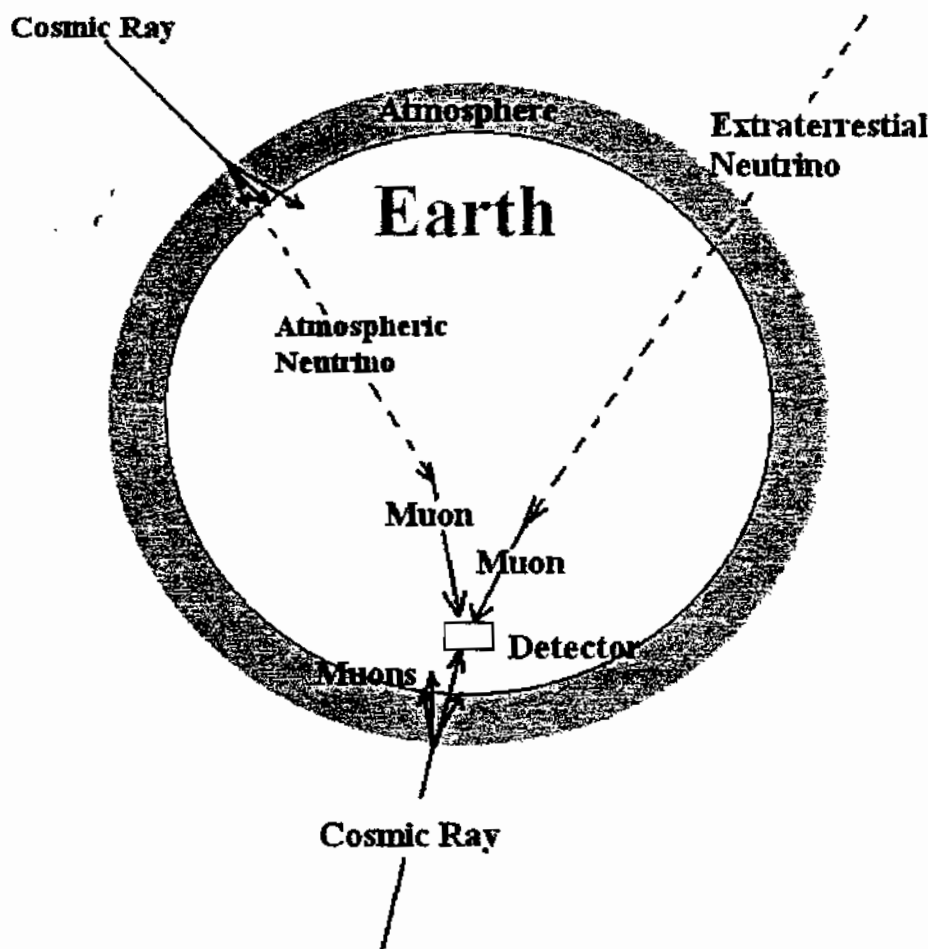
2.9.1 Ανιχνευτές νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών

Η αρχή λειτουργίας ενός ανιχνευτή νετρίνων παρουσιάζεται στην εικόνα 2.23.

Ο ανιχνευτής τοποθετείται βαθιά μέσα στη θάλασσα (ή στον πάγο), ώστε να περιορίζεται η ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων, ενώ παράλληλα η ανίχνευση ακτινοβολίας Cherenkov που παράγεται από τα μόνια αποτελεί σαφή ένδειξη της διέλευσής τους και καθιστά δυνατό τον προσδιορισμό της διεύθυνσής τους. Τα μόνια που καταγράφονται από τον ανιχνευτή δεν προέρχονται πάντα από νετρίνα. Όπως φαίνεται και στην εικόνα 2.23, μπορούμε να διακρίνουμε τις εξής κατηγορίες γεγονότων:

- ✓ **Ατμοσφαιρικά μόνια** που προέρχονται από την ανάπτυξη καταιονισμών στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας και λόγω της μεγάλης διεισδυτικότητάς τους φτάνουν βαθειά μέσα στη θάλασσα και καταγράφονται από τον ανιχνευτή. Τα μόνια αυτά προέρχονται επάνω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή, καθώς δεν έχουν τη δυνατότητα να διαπεράσουν τη Γη.

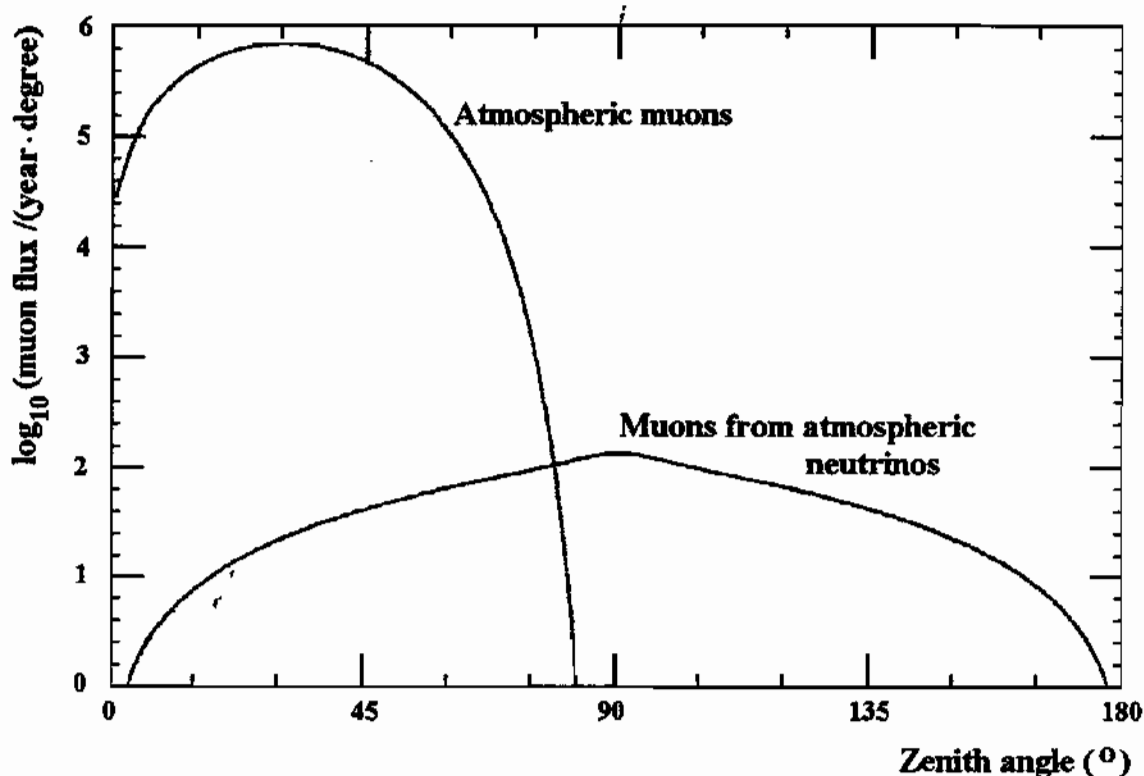
- ✓ **Μιόνια από αλληλεπιδράσεις ατμοσφαιρικών νετρίνων** που λαμβάνουν χώρα στην ευρύτερη περιοχή γύρω από τον ανιχνευτή, στο έδαφος ή στη θάλασσα. Τα μιόνια αυτά έρχονται από όλες τις διευθύνσεις, αλλά η ροή τους παρουσιάζει χαρακτηριστική γωνιακή κατανομή η οποία διαμορφώνεται από τη γωνιακή κατανομή των ατμοσφαιρικών νετρίνων²⁵. Όπως είδαμε (εικόνα 2.14) η ροή τους περιορίζεται σημαντικά σε υψηλές ενέργειες καθιστώντας δυνατή τη διάκριση νετρίνων από εξωγήινες πηγές. Στην εικόνα 2.24 παρουσιάζεται η γωνιακή κατανομή των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα σε σύγκριση με τη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων.
- ✓ **Μιόνια από αλληλεπιδράσεις νετρίνων εξωγήινης προέλευσης** που επίσης λαμβάνουν χώρα στην ευρύτερη περιοχή του ανιχνευτή. Τα μιόνια αυτά παρουσιάζουν ισοτροπική ροή, αλλά σε πολύ μεγάλες ενέργειες, όταν η Γη γίνεται πλέον αδιαφανής στα υψηλοενεργειακά νετρίνα η αναμενόμενη ροή από το εσωτερικό τη Γης περιορίζεται σημαντικά. Η ροή τους διατηρείται υψηλή σε ενέργειες μεγαλύτερες από 1TeV-10TeV, όπου μπορούν να διακριθούν από το υπόβαθρο που δημιουργούν τα μιόνια από ατμοσφαιρικά νετρίνα (βλέπε εικόνα 2.14)



Εικόνα 2.23: Στόχος της λειτουργίας των τηλεσκοπίων νετρίνων είναι η διάκριση των μιονίων προερχομένων από νετρίνα εξωγήινης προέλευσης (γαλαξιακής ή εξωγαλαξιακής) από τα μιόνια από ατμοσφαιρικά νετρίνα και τα διεισδυτικά ατμοσφαιρικά μιόνια.

²⁵ Τα άμεσα νετρίνα παρουσιάζουν ισοτροπική ροή και κατά συνέπεια σε πολύ μεγάλες ενέργειες και η ροή των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα διαμορφώνεται ανάλογα. Η συνεισφορά των άμεσων νετρίνων στη συνολική ροή των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα είναι πολύ μικρή [30].

Ένα ανερχόμενο μιονίο αποτελεί σαφή ένδειξη αλληλεπίδρασης νετρίνου κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή σε απόσταση που εξαρτάται από την εμβέλεια του μιονίου. Η διάκριση των γεγονότων αυτών, σε συνδυασμό με τον ακριβή προσδιορισμό της τροχιάς τους αποτελεί το βασικό στόχο των ανιχνευτών που περιγράφουμε και για το λόγο αυτό χαρακτηρίζονται ως **τηλεσκοπία νετρίνων**.



Εικόνα 2.24: Η γωνιακή κατανομή των ατμοσφαιρικών μιονίων και των μιονίων από αλληλεπιδράσεις ατμοσφαιρικών νετρίνων για ανιχνευτή ευαίσθητης επιφάνειας της τάξεως των 10000m^2 σε βάθος 3800m στη θάλασσα. Η εξαιρετικά μεγάλη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων στρέφει την αναζήτηση νετρίνων στην ανίχνευση γεγονότων που προέρχονται κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή. Τα μίονια από ατμοσφαιρικά νετρίνα, προερχόμενα κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή αποτελούν την κύρια πηγή θορύβου στην ανίχνευση νετρίνων από εξωγήινες πηγές.

Η καταγραφή του μιονίου δεν αποτελεί τη μοναδική ένδειξη αλληλεπίδρασης νετρίνου με την ύλη. Οι αλληλεπιδράσεις νετρίνων με την ύλη, όπως είδαμε, οδηγούν σε ανάπτυξη ηλεκτρομαγνητικών ή/και αδρονικών καταιονισμών (για παράδειγμα $\nu_e N \rightarrow X + e^-$). Τα γεγονότα αυτά, στην περιοχή των πολύ υψηλών ενεργειών και εφόσον λάβουν χώρα στο νερό, μπορούν να οδηγήσουν τελικά σε παραγωγή σημαντικής ποσότητας ακτινοβολίας Cherenkov, η οποία μπορεί να καταγραφεί από τις ανιχνευτικές μονάδες του τηλεσκοπίου νετρίνων σε πολύ μεγάλη απόσταση από την περιοχή που πραγματοποιήθηκε η αλληλεπίδραση, χάρη στη μεγάλη διαπερατότητα του θαλασσινού νερού. Η ανίχνευση τέτοιων γεγονότων μπορεί να οδηγήσει στην επιβεβαίωση των θεωρητικών προβλέψεων για την παραγωγή νετρίνων στους AGN, ακόμα και με μικρότερης εμβέλειας ανιχνευτή [104] καθώς στην περίπτωση αυτή δεν επιδιώκεται η ανακατασκευή της τροχιάς. Οι ισχυροί καταιονισμοί που αναπτύσσονται κατά τη διέλευση ατμοσφαιρικών μιονίων από την ευρύτερη περιοχή αποτελεί την κύρια πηγή θορύβου

στην ανίχνευση αυτών των γεγονότων²⁶. Σημειώνουμε επιπλέον ότι η μεγάλη ενεργός διατομή της παραγωγής του W κατά τις αλληλεπιδράσεις αντινετρίνων ηλεκτρονίου με τα ηλεκτόνια του μέσου (Glashow resonance), σε πολύ μεγάλες ενέργειες (6.3PeV) δίνει μια μοναδική ευκαιρία για την ανίχνευση νετρίνων από AGN, καθώς τα θεωρητικά μοντέλα προβλέπουν, ότι η ροή των αντινετρίνων ηλεκτρονίου είναι το 1/6 της συνολικής εκπεμπόμενης ροής νετρίνων.

Στην αναζήτηση κοσμικών πηγών νετρίνων, τα ατμοσφαιρικά μόνια και τα ατμοσφαιρικά νετρίνα αποτελούν το κύριο υπόβαθρο. Παρά το γεγονός ότι η ροή των υψηλοενεργειακών ατμοσφαιρικών μιονίων περιορίζεται σημαντικά στις μεγάλες πολικές γωνίες, είναι πιθανόν, οι τροχιές τους να ανακατασκευαστούν λάθος και να καταγραφούν ως τροχιές ανερχόμενων μιονίων²⁷. Η ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων ξεπερνά σχεδόν κατά 5 τάξεις μεγέθους (εικόνα 2.24) την αναμενόμενη ροή μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα (για την περίπτωση του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ που πρόκειται να εγκαταστασθεί σε βάθος 3800m)²⁸. Αν η ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων είναι R_{down} και R_{fake} είναι η ροή αυτών που ανακατασκευάστηκαν ως ανερχόμενα, θα πρέπει η τελευταία να μην ξεπερνά τη ροή των πραγματικά ανερχόμενων μιονίων R_{up} . Ο **παράγοντας απόρριψης του υπόβαθρου** (background rejection factor) ορίζεται από τη σχέση:

$$\varepsilon_R \equiv \frac{R_{fake}}{R_{down}}$$

και θα πρέπει για την επιτυχή λειτουργία του ανιχνευτή ως τηλεσκόπιο νετρίνων να ισχύει:

$$\varepsilon_R \leq \frac{R_{up}}{R_{down}}$$

Για το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ ο απαιτούμενος παράγοντας απόρριψης είναι $\varepsilon_R \approx 10^{-5}$, ενώ για το τηλεσκόπιο ΒΑΙΚΑΛ $\varepsilon_R \approx 10^{-6}$.

Στην αναζήτηση σημειακών πηγών, στην ενεργειακή περιοχή που το φάσμα εκπομπής νετρίνων ξεπερνά το φάσμα των ατμοσφαιρικών νετρίνων, ο περιορισμός του θορύβου είναι πιο εύκολος, καθώς η καλή διακριτική ικανότητα που απαιτείται περιορίζει σημαντικά τον αριθμό των αναμενόμενων γεγονότων υπόβαθρου (ατμοσφαιρικά μόνια και νετρίνα) ενώ ταυτόχρονα η αύξηση της ενέργειας οδηγεί σε αύξηση της ενεργού διατομής των αλληλεπιδράσεων, σε αύξηση της εμβέλειας του μιονίου και ελάττωση της γωνίας μεταξύ του νετρίνου και του παραγόμενου μιονίου. Ο συνδυασμός των παραπάνω παραγόντων οδηγεί στη διαμόρφωση του σκληρού φάσματος των μιονίων από νετρίνα προερχόμενα από σημειακές πηγές, το οποίο εκτείνεται μέχρι την περιοχή των πολύ υψηλών ενεργειών. Καθοριστικό παράγοντα στην ανίχνευση των νετρίνων από AGN αποτελεί η δυνατότητα επιβολής ενεργειακού κατωφλίου στα ανιχνευόμενα γεγονότα.

Η ευαισθησία του τηλεσκοπίου στην ανίχνευση νετρίνων (μιονίων) καθορίζεται από το μέγεθος του ανιχνευτή αλλά και την κατανομή των ανιχνευτικών μονάδων στο γεωμετρικό του όγκο. Μέτρο της ευαισθησίας αποτελούν οι παράμετροι **ευαίσθητη επιφάνεια** και **ευαίσθητος**

²⁶ Στην [104] παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την αναζήτηση νετρίνων από AGN, που πραγματοποιήθηκε με την κόντιση μικρού δοκιμαστικού ανιχνευτή, στα πλαίσια της εγκατάστασης του τηλεσκοπίου νετρίνων DUMAND.

²⁷ Στα μόνια αυτά αποδίδεται ο χαρακτηρισμός "fake muons".

²⁸ Τα τηλεσκόπια ΒΑΙΚΑΛ και AMANDA βρίσκονται σε μικρότερο βάθος 1000m-2000m, με αποτέλεσμα η ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων να ξεπερνά την αναμενόμενη ροή ατμοσφαιρικών νετρίνων κατά 6 τάξεις μεγέθους αντίστοιχα.

όγκος του τηλεσκοπίου νετρίνων. Σε αντίθεση με τους συνηθισμένους υπόγειους ανιχνευτές, η ευαισθησία των τηλεσκοπίων νετρίνων δεν περιορίζεται στα γεωμετρικά τους όρια, αλλά αυξάνει σημαντικά, καθώς έχουν τη δυνατότητα να καταγράφουν τροχιές μιονίων που περνούν εκτός του γεωμετρικού τους όγκου. Το γεγονός αυτό αυξάνει την ευαισθησία τους αλλά περιπλέκει τον καθορισμό της ευαίσθητης επιφάνειάς τους. Ο υπολογισμός της ευαίσθητης επιφάνειας των τηλεσκοπίων νετρίνων πραγματοποιείται με βάση υπολογισμούς Monte-Carlo ή διαμέσου της απευθείας σύγκρισης της καταγραφόμενης ροής με την αναμενόμενη, εφόσον η τελευταία είναι πειραματικά επιβεβαιωμένη (για παράδειγμα η ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων και των ατμοσφαιρικών νετρίνων)²⁹. Η ευαίσθητη επιφάνεια είναι επίσης συνάρτηση των συνθηκών σκανδαλισμού που επιβάλλονται στα διάφορα στάδια επεξεργασίας των δεδομένων αλλά και των περιορισμών που τίθενται κατά τη διαδικασία ανακατασκευής, παράγοντες που εξαρτώνται από την ενέργεια και τη διεύθυνση του μιονίου.

Ο υπολογισμός της ευαίσθητης επιφάνειας πραγματοποιείται με την προσομοίωση πολύ μεγάλου αριθμού μιονίων N_G σε θέσεις και διευθύνσεις που καθορίζονται από τη φυσική διαδικασία που θέλουμε να περιγράψουμε³⁰. Τα μόνια δημιουργούνται σε ένα επίπεδο με επιφάνεια A_G , με ενέργεια E_μ και διεύθυνση $\bar{\Omega}_\mu$. Μετά τη λεπτομερή προσομοίωση των φυσικών διαδικασιών που θα οδηγήσουν στην παραγωγή ακτινοβολίας Cherenkov και την προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή σε αυτή, ακολουθεί η διαδικασία ανακατασκευής, στα πλαίσια της οποίας μια σειρά από κριτήρια θα τεθούν για την επίτευξη του ακριβούς προσδιορισμού της τροχιάς με αποτέλεσμα N_R γεγονότα να ανακατασκευαστούν ικανοποιώντας όλους τους περιορισμούς. Η ευαίσθητη επιφάνεια, για το θεωρούμενο ανιχνευτή, υπολογίζεται τότε από τον τύπο:

$$A_{eff}(E_\mu, \bar{\Omega}_\mu) = A_G \times \frac{N_R(E_\mu, \bar{\Omega}_\mu)}{N_G}$$

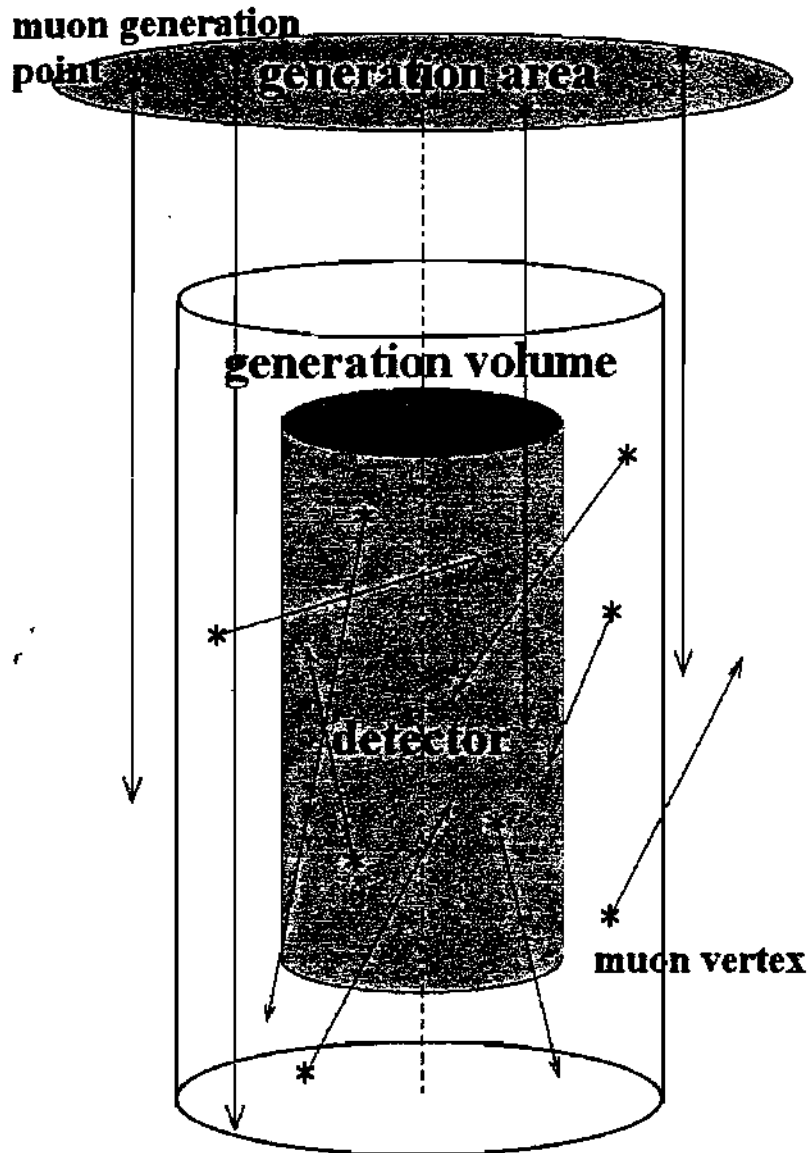
Σε κάθε περίπτωση οι τιμές της ευαίσθητης επιφάνειας πρέπει να δίνονται για συγκεκριμένη ενέργεια ή ενεργειακή περιοχή και για καθορισμένη διεύθυνση των καταγραφόμενων μιονίων. Η ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή μπορεί να ξεπερνά σημαντικά τη γεωμετρική του επιφάνεια (την κάθετη διατομή του στη διεύθυνση πρόσπτωσης του μιονίου), ειδικά στην περιοχή των υψηλών ενεργειών (βλέπε κεφάλαιο “Ανίχνευση νετρίνων από AGN με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”).

Ο ευαίσθητος όγκος ενός τηλεσκοπίου νετρίνων ορίζεται με ανάλογο τρόπο με την ευαίσθητη επιφάνεια. Η παράμετρος αυτή χρησιμοποιείται ειδικά στη μελέτη των ατμοσφαιρικών νετρίνων. Τα μόνια που προέρχονται από ατμοσφαιρικά νετρίνα έχουν γενικά μικρές ενέργειες με αποτέλεσμα η εμβέλειά τους, ειδικά όταν η ενέργειά τους πλησιάζει το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή, να είναι της ίδιας τάξεως ή και μικρότερη από τις διαστάσεις του ανιχνευτή. Επιπλέον σημαντικός αριθμός αλληλεπιδράσεων θα λάβουν χώρα εντός του γεωμετρικού όγκου του ανιχνευτή, περίπτωση που δεν λαμβάνεται υπόψη όταν αποδίδουμε την ευαισθησία του ανιχνευτή με την ευαίσθητη επιφάνειά του. Τα προσομοιωμένα γεγονότα δημιουργούνται εντός όγκου V_G . Ο ευαίσθητος όγκος σε αναλογία με την ευαίσθητη επιφάνεια ορίζεται από τη σχέση:

²⁹ Οι ροές των ατμοσφαιρικών μιονίων και νετρίνων αποτελούν ισχυρό υπόβαθρο στα τηλεσκόπια νετρίνων αλλά ταυτόχρονα και φυσικό σύστημα βαθμονόμησης.

³⁰ Για παράδειγμα τα ατμοσφαιρικά μόνια δημιουργούνται σύμφωνα με την κατάλληλη γωνιακή κατανομή (εικόνα 2.24) και ενεργειακό φάσμα, ενώ τα μόνια από ατμοσφαιρικά νετρίνα έχουν ισοτροπική κατανομή ως προς το συνημίτονο της πολικής γωνίας και επίσης κατάλληλο ενεργειακό φάσμα (βλέπε κεφάλαιο “Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”).

$$V_{\mu}(E_{\mu}, \bar{\Omega}_{\mu}) = V_G \times \frac{N_R(E_{\mu}, \bar{\Omega}_{\mu})}{N_G}$$



Εικόνα 2.25: Στην εικόνα παρουσιάζονται τα δύο είδη γεγονότων που προσομοιώνονται. Τα ατμοσφαιρικά μιονία δημιουργούνται σε ένα σημείο μιας επιφάνειας που βρίσκεται σε συγκεκριμένη απόσταση από τον ανιχνευτή. Η εμβέλεια των μιονίων εξαρτάται από την ενέργειά τους στο σημείο δημιουργίας τους. Τα μιονία που προέρχονται από νετρίνα δημιουργούνται σε έναν όγκο που περικλείει τον ανιχνευτή. Ειδικά στην περίπτωση των ατμοσφαιρικών νετρίνων, των οποίων η ενέργεια είναι συγκρίσιμη με το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή, η εμβέλεια των παραγόμενων μιονίων είναι μικρή. Στην περίπτωση των νετρίνων από εξωγήινες πηγές η δημιουργία τους σε μια επιφάνεια εκτός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή αποτελεί ικανοποιητική προσέγγιση της πραγματικότητας αφού η πιθανότητα να πραγματοποιηθεί η θεωρούμενη αλληλεπίδραση εντός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή είναι μικρή αλλά και η εμβέλειά τους ξεπερνά το 1km. Η ευαισθησία του ανιχνευτή στα ατμοσφαιρικά νετρίνα καθορίζεται από τον ευαίσθητο όγκο του, ενώ στην περίπτωση των νετρίνων από εξωγήινες πηγές χρησιμοποιείται η ευαίσθητη επιφάνεια.

Αντίθετα στην περίπτωση των ατμοσφαιρικών μιονίων αλλά και των νετρίνων από εξωγήινες πηγές, των οποίων η ενέργεια ξεπερνά μερικές τάξεις μεγέθους το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή, η ευαίσθητη επιφάνεια μπορεί να χρησιμοποιηθεί, χωρίς να αλλοιώνει τις πραγματικές δυνατότητες του ανιχνευτή. Επισημαίνουμε, ότι η χρήση της μιας ή της άλλης παραμέτρου δεν εξαρτάται από το είδος του γεγονότος, ατμοσφαιρικό νεutrino ή νεutrino από εξωγήινη πηγή, αλλά αποκλειστικά από την ενεργειακή περιοχή όπου πραγματοποιείται η μελέτη. Στην εικόνα 2.25 παρουσιάζονται οι κατηγορίες γεγονότων που προσομοιώνονται για τη μελέτη της απόκρισης του ανιχνευτή στα ατμοσφαιρικά μιονία, στα ατμοσφαιρικά νετρίνα και στα νετρίνα από εξωγήινες πηγές. Στα κεφάλαια “Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ” και “Ανίχνευση νετρίνων από AGN με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ” θα αναφερθούμε αναλυτικά στις παραμέτρους αυτές οι οποίες αντικατοπτρίζουν τις δυνατότητες του τηλεσκοπίου νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ.

2.9.2 Αναμενόμενος αριθμός γεγονότων στα τηλεσκόπια νετρίνων

Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζονται τα διαδοχικά βήματα για τον υπολογισμό του αναμενόμενου αριθμού γεγονότων από εξωγήινες πηγές στα τηλεσκόπια νετρίνων, χρησιμοποιώντας τις ενεργούς διατομές που παρουσιάστηκαν στην προηγούμενη παράγραφο του κεφαλαίου, με βάση τις ροές που προβλέπονται από ορισμένα αντιπροσωπευτικά μοντέλα. Ο υπολογισμός αναφέρεται στον αναμενόμενο αριθμό ανερχόμενων μιονίων.

Η ροή των ανερχόμενων μιονίων εξαρτάται από την ενεργό διατομή της αλληλεπίδρασης $\nu_\mu N$, με δύο τρόπους. Πρώτον, διαμέσου του μήκους αλληλεπίδρασης το οποίο καθορίζει την εξασθένιση της ροής των νετρίνων εξαιτίας των αλληλεπιδράσεων που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό τη Γης και δεύτερον, μέσω της πιθανότητας παραγωγής μιονίου, με αρκετή ενέργεια ώστε να φτάσει στον ανιχνευτή με ενέργεια E_μ , μεγαλύτερη από το ενεργειακό του κατώφλι E_μ^{min} ³¹. Για την περίπτωση ισοτροπικών ροών, όπως οι αναμενόμενες ροές από AGN, η εξασθένιση μπορεί να αποδοθεί με τον παράγοντα εξασθένισης (shadow factor) που είναι ισοδύναμος με την ενεργή στερεά γωνία για τα ανερχόμενα μιονία, διαιρεμένη με 2π :

$$S(E_\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^0 d\cos\theta \int d\phi \exp[-z(\theta)/L_{\text{int}}(E_\nu)] \quad (2.10)$$

Η στήλη ύψους $z(\theta)$ που διασχίζει το νεutrino παρουσιάζεται στην εικόνα 2.22. Στον υπολογισμό του παράγοντα εξασθένισης θα πρέπει να ληφθεί υπόψη το ότι οι αλληλεπιδράσεις που δεν οδηγούν στην παραγωγή μιονίου (neutral current) δεν αφαιρούν νετρίνα από τη δέσμη αλλά περιορίζουν την ενέργειά τους. Έτσι στον παραπάνω υπολογισμό η καλύτερη προσέγγιση επιτυγχάνεται αν υπολογίσει κανείς τον παράγοντα εξασθένισης για τις charged current και τις neutral current αλληλεπιδράσεις μαζί και για τις charged current αλληλεπιδράσεις χωριστά και να περιορίσει τον τελικό αριθμό των γεγονότων ανάμεσα στα δύο όρια. Στην [105] παρουσιάζεται αναλυτικός υπολογισμός της επίδρασης των neutral current αλληλεπιδράσεων στην αναμενόμενη ροή των ανερχόμενων μιονίων. Αύξηση του μήκους αλληλεπίδρασης για τις charged current αλληλεπιδράσεις οδηγεί σε μεγαλύτερο αριθμό αναμενόμενων γεγονότων. Η πιθανότητα που έχει ένα μιονίο, παραγόμενο σε μια charged current αλληλεπίδραση, να φτάσει στον ανιχνευτή με ενέργεια μεγαλύτερη από το ενεργειακό του κατώφλι E_μ^{min} , εξαρτάται από τη μέση εμβέλεια του μιονίου στο έδαφος³²,

³¹ Ο υπολογισμός προϋποθέτει καθορισμένο ενεργειακό κατώφλι για το τηλεσκόπιο νετρίνων. Όπως θα δούμε στη συνέχεια ο ακριβής προσδιορισμός του ενεργειακού κατωφλίου δεν είναι εφικτός στα τηλεσκόπια νετρίνων.

³² Το έδαφος θεωρείται, ότι έχει τη σύσταση του βράχου [30].

$$\langle R(E_\nu; E_\mu^{\min}) \rangle = \frac{1}{\sigma_{cc}(E_\nu)} \int_0^{1-E_\mu^{\min}/E_\nu} dy R(E_\nu(1-y), E_\mu^{\min}) \frac{d\sigma_{cc}(E_\nu, y)}{dy}$$

Η εμβέλεια προκύπτει από τη σχέση που αποδίδει την απώλεια ενέργειας του μιονίου:

$$-\frac{dE_\mu}{dx} = a_I(E_\mu) + b(E_\mu) \times E_\mu$$

η οποία στην περίπτωση που οι παράμετροι a_I και b θεωρηθούν ανεξάρτητες από την ενέργεια του μιονίου, δίνει:

$$R(E_\mu, E_\mu^{\min}) = \frac{1}{b} \ln \frac{a_I + bE_\mu}{a_I + bE_\mu^{\min}} \quad (2.11)$$

Αναλυτική μελέτη των διαδικασιών διαμέσου των οποίων χάνει ενέργεια το μίονιο κατά τη διέλευσή του από ένα μέσο παρουσιάζεται στο κεφάλαιο “Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες”. Εδώ χρησιμοποιούμε τις τιμές των παραμέτρων, $a_I = 0.002 \text{ GeV cm we}^{-1}$ και $b = 3.9 \times 10^{-6} \text{ cm we}^{-1}$, οι οποίες όπως θα δούμε αποτελούν ικανοποιητική προσέγγιση για ενέργειες μεγαλύτερες από 1 TeV^{33} . Οι Lipari και Stanev, λαμβάνοντας υπόψη την ενεργειακή εξάρτηση των παραμέτρων a_I και b , παρουσιάζουν τον υπολογισμό της εμβέλειας του μιονίου για διαφορετικές τιμές του ενεργειακού κατωφλίου $E_\mu^{\min}$ στην [219]. Στην εικόνα 2.26 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των δύο υπολογισμών για $E_\mu^{\min} = 1 \text{ TeV}$ και 10 TeV .

Η πιθανότητα ένα νεutrino, ενέργειας E_ν , να παράγει ένα μίονιο που μπορεί να ανιχνευτεί, δηλαδή η ενέργεια που έχει φτάνοντας στον ανιχνευτή να είναι μεγαλύτερη από το ενεργειακό του κατώφλι, είναι:

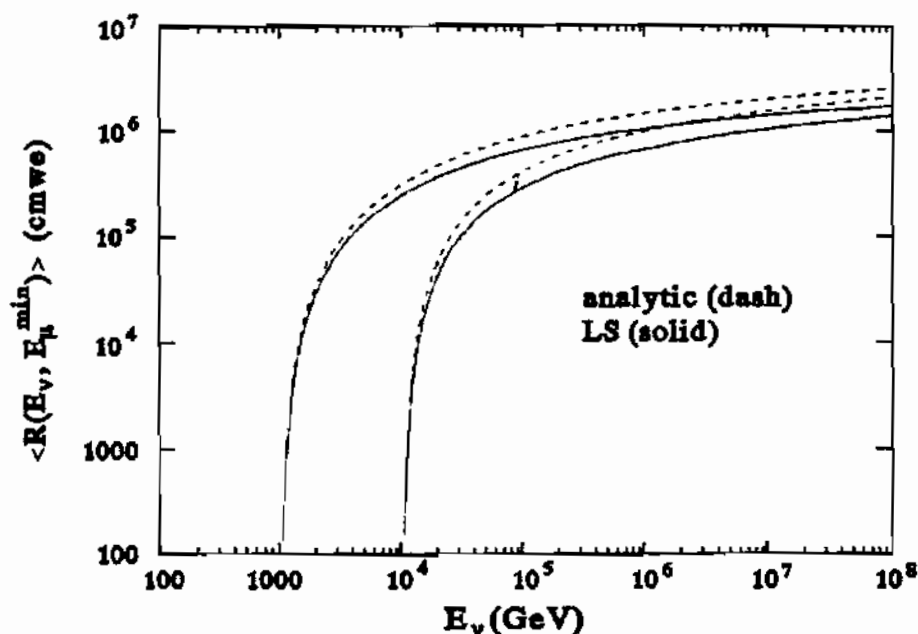
$$P_\mu(E_\nu, E_\mu^{\min}) = N_A \sigma_{cc}(E_\nu) \langle R(E_\nu, E_\mu^{\min}) \rangle \quad (2.12)$$

όπου N_A είναι ο αριθμός του Avogadro. Η πιθανότητα αυτή παρουσιάζεται στην εικόνα 2.27 για $E_\mu^{\min} = 1 \text{ TeV}$ και 10 TeV . Για τον υπολογισμό χρησιμοποιούμε τις ενεργούς διατομές που παρουσιάζονται στην [30] και είναι υψηλότερες από προηγούμενες εκτιμήσεις. Η μεγαλύτερη τιμή των ενεργών διατομών έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της πιθανότητας ένα νεutrino να παράγει μίονιο που μπορεί να ανιχνευθεί αλλά και την ισχυρότερη εξασθένηση της δέσμης των νετρίνων στην πορεία τους προς τον ανιχνευτή.

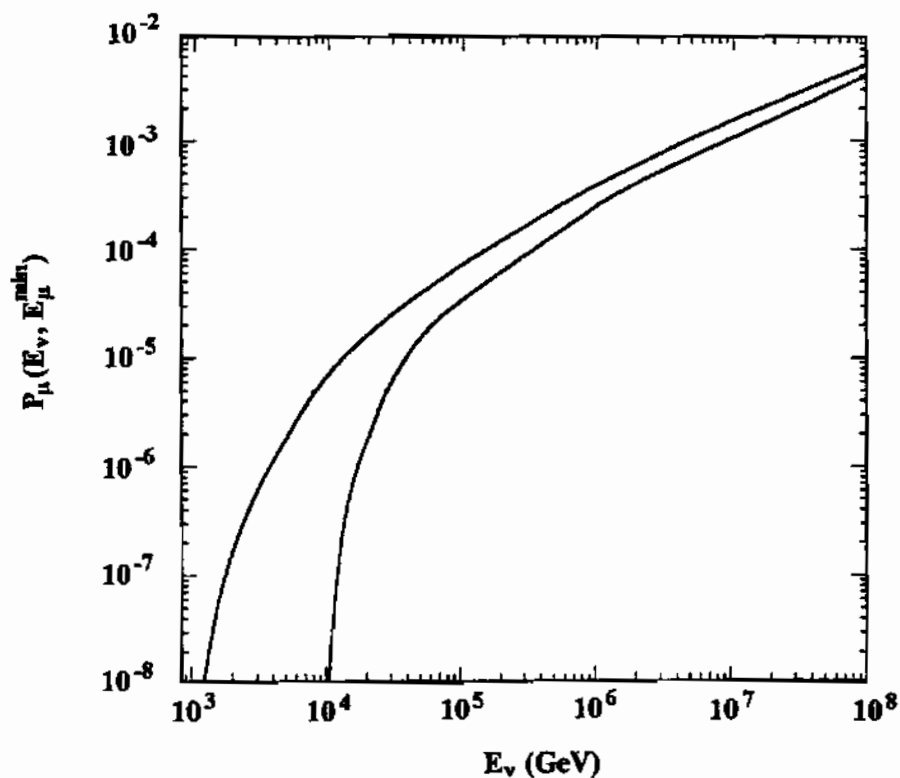
Ο αναμενόμενος αριθμός γεγονότων σε έναν ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια A_{eff} δίνεται από τη σχέση:

$$Rate = A_{eff} \int dE_\nu P_\mu(E_\nu, E_\mu^{\min}) S(E_\nu) \frac{dN}{dE_\nu}$$

³³ Επισημαίνουμε πως οι τιμές των παραμέτρων a_I και b αναφέρονται στην περίπτωση που το μίονιο διέρχεται από το έδαφος. Στο κεφάλαιο “Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες” παρουσιάζονται οι τιμές των παραμέτρων για το θαλασσινό νερό, οι οποίες και χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό της απώλειας ενέργειας των μιονίων στην ευρύτερη περιοχή του ανιχνευτή.

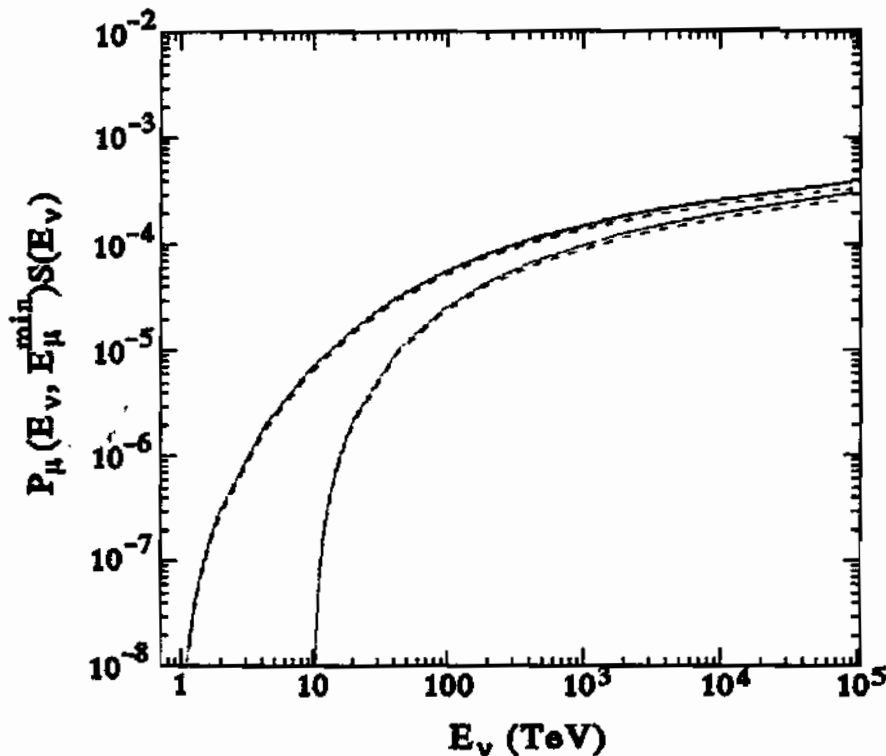


Εικόνα 2.26: Μέση εμβέλεια μιονίου που παράγεται από νεutrίνο ενέργειας E_ν για ενεργειακό κατώφλι $E_\mu^{\min} = 1\text{TeV}$ και 10TeV . Παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του αναλυτικού υπολογισμού και του υπολογισμού των Lipari, Stanev (LS).



Εικόνα 2.27: Η πιθανότητα ένα νεutrίνο ενέργειας E_ν να παράγει μιονίο που μπορεί να ανιχνευτεί, με ενέργεια μεγαλύτερη από το ενεργειακό κατώφλι $E_\mu^{\min} = 1\text{TeV}$ και 10TeV .

Στην εικόνα 2.28 παρουσιάζεται η ενεργειακή εξάρτηση του γινομένου $P_\mu(E_\nu, E_\mu^{\min})S(E_\nu)$ για δύο διαφορετικές τιμές του ενεργειακού κατωφλίου, $E_\mu^{\min}=1\text{TeV}$ και $E_\mu^{\min}=10\text{TeV}$. Το ενεργειακό φάσμα των νετρίνων καθορίζεται από το μοντέλο που περιγράφει το μηχανισμό παραγωγής τους στους κοσμικούς επιταχυντές. Η ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή θεωρείται ανεξάρτητη της ενέργειας στην τελευταία σχέση. Στην πραγματικότητα είναι αύξουσα συνάρτηση της ενέργειας, καθώς το παραγόμενο φως αυξάνεται σημαντικά, οδηγώντας στην ανίχνευση μιονίων που περνούν σε μεγαλύτερες αποστάσεις από τον ανιχνευτή. Στο κεφάλαιο “Ανίχνευση νετρίνων από AGN με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ” πραγματοποιούμε τον υπολογισμό αυτό λαμβάνοντας υπόψη τη μεταβολή της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή συναρτήσει της ενέργειας των παραγομένων μιονίων.



Εικόνα 2.28: Το γινόμενο $P_\mu(E_\nu, E_\mu^{\min})S(E_\nu)$, όπως προκύπτει από τον υπολογισμό που παρουσιάζεται στην [30], χρησιμοποιώντας τη συνολική ενεργό διατομή των αλληλεπιδράσεων των νετρίνων για τον προσδιορισμό του παράγοντα εξασθένισης. Τα αποτελέσματα αφορούν σε δύο διαφορετικές κατανομές *partons*, όπως παρουσιάζονται στην [30].

Στον πίνακα 2.7 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του υπολογισμού για ανιχνευτή με $A_{\text{eff}} = 0.1\text{km}^2$ και ενεργειακό κατώφλι 1TeV . Ο υπολογισμός έχει πραγματοποιηθεί για τρία μοντέλα που περιγράφουν τις διαδικασίες παραγωγής νετρίνων στους AGN, το μοντέλο των Stecker και Salmon (AGN-SS) [106], το μοντέλο των Nellen, Mannheim και Bierman (AGN-NMB) [69] και το μοντέλο των Szabo και Protheroe (AGN-SP) [29]. Σημειώνουμε, ότι το μοντέλο των Szabo και Protheroe, που οδηγεί και στις πιο αισιόδοξες εκτιμήσεις, απορρίπτεται από τα όρια που τέθηκαν πρόσφατα με βάση τα δεδομένα του πειράματος Frejus [107], στην ενεργειακή περιοχή $1\text{TeV} \leq E_\nu \leq 10\text{TeV}$. Το άνω όριο του ολοκληρώματος στην τελευταία σχέση τέθηκε $E_\nu^{\text{max}} = 10^8\text{GeV}$. Ο υπολογισμός των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα (ATM) έγινε με βάση τις ροές που παρουσιάζονται στην [34]. Στα πλαίσια του υπολογισμού αυτού προσεγγίζουμε τη

συνολική ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων και αντννετρίνων μιονίου με τον εκθετικό νόμο [30]:

$$\frac{dN_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}}{dE_\nu} = 7.8 \times 10^{-11} \left(\frac{E_\nu}{1\text{TeV}} \right)^{-3.6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1}.$$

Παρατηρούμε πως οι αναμενόμενες ροές μιονίων από AGN είναι συγκρίσιμες με τη ροή των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα. Ο υπολογισμός έχει πραγματοποιηθεί υπολογίζοντας τη μέση εμβέλεια των μιονίων αναλυτικά. Στην περίπτωση που θα ληφθεί υπόψη ο υπολογισμός των Lipari και Stanev ο αναμενόμενος αριθμός των γεγονότων περιορίζεται κατά 20%-28%, ανάλογα με το μοντέλο που χρησιμοποιείται. Η μικρότερη τιμή για κάθε μοντέλο αναφέρεται στην περίπτωση που η συνολική ενεργός διατομή λαμβάνεται υπόψη στην εξασθένιση της δέσμης και η μεγαλύτερη στην περίπτωση που μόνο η ενεργός διατομή των charged-current αλληλεπιδράσεων λαμβάνεται υπόψη.

Πίνακας 2.7: Αναμενόμενος αριθμός ανερχόμενων μιονίων από αλληλεπιδράσεις νετρίνων στο έδαφος σε ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια 0.1km^2 και ενεργειακό κατώφλι 1TeV , ανά μονάδα στερεάς γωνίας κατά τη διάρκεια ενός έτους.

Ροή	Αναμενόμενος αριθμός γεγονότων
ATM [34]	170-173
AGN-SS [106]	106-126
AGN-NMB [69]	134-146
AGN-SP [29]	3570-3870

Στον πίνακα 2.8 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του υπολογισμού για ανιχνευτή με $A_{\text{eff}} = 0.1\text{km}^2$ και ενεργειακό κατώφλι 10TeV . Το υπόβαθρο των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα έχει μειωθεί αισθητά. Οι ετήσιες αυτές ροές, ολοκληρωμένες σε στερεά γωνία 2π είναι εξαιρετικά ενθαρρυντικές. Αναμένονται τουλάχιστον 270 μόνια από AGN σε υπόβαθρο που περιορίζεται στο 10%. Στην περίπτωση που το μοντέλο των Szabo και Protheroe είναι σωστό, ενάντια στα πρόσφατα αποτελέσματα του Frejus, τότε η ανίχνευση του διάχυτου υπόβαθρου από κοσμικές πηγές θα είναι “εύκολη υπόθεση”, ακόμα και για την πρώτη γενιά τηλεσκοπίων νετρίνων, των οποίων η ευαίσθητη επιφάνεια είναι κατά προσέγγιση το 20% της ευαίσθητης επιφάνειας του θεωρούμενου, στον υπολογισμό αυτό, ανιχνευτή.

Πίνακας 2.8: Αναμενόμενος αριθμός ανερχόμενων μιονίων από αλληλεπιδράσεις νετρίνων στο έδαφος σε ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια 0.1km^2 και ενεργειακό κατώφλι 10TeV , ανά μονάδα στερεάς γωνίας κατά τη διάρκεια ενός έτους.

Ροή	Αναμενόμενος αριθμός γεγονότων
ATM [34]	4
AGN-SS [106]	62-75
AGN-NMB [69]	42-49
AGN-SP [29]	1060-1200

Η αναζήτηση νετρίνων με εξαιρετικά υψηλές ενέργειες (όπως τα νετρίνα κοσμολογικής προέλευσης) στρέφεται σε οριζόντια και κατερχόμενα γεγονότα, καθώς η ροή των νετρίνων που διαπερνούν τη Γη περιορίζεται στο 10% της αρχικής τιμής της για ενέργεια $E_\nu = 10^7 \text{ GeV}$. Στην περίπτωση των οριζόντιων και κατακόρυφων γεγονότων ο παράγοντας εξασθένισης μπορεί να θεωρηθεί ίσος με τη μονάδα [30], οδηγώντας σε σημαντική αύξηση του αναμενόμενου αριθμού μιονίων από αλληλεπιδράσεις νετρίνων. Ανασταλτικό ρόλο στην αναζήτηση κατερχόμενων γεγονότων, που δεν έχουν λάβει χώρα εντός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή, παίζει το ισχυρό υπόβαθρο των ατμοσφαιρικών μιονίων. Ο αυστηρός καθορισμός ενεργειακού κατωφλίου στα τηλεσκόπια νετρίνων μπορεί να οδηγήσει στην απομάκρυνση των γεγονότων υποβάθρου και στην ανίχνευση κατερχομένων μιονίων από αλληλεπιδράσεις νετρίνων.

Αναμένεται, ότι τα τηλεσκόπια νετρίνων που κατασκευάζονται σήμερα, θα μπορέσουν να ανιχνεύσουν νετρίνα εξαιρετικά υψηλών ενεργειών από εξωγήινες πηγές, ανοίγοντας το δρόμο για την εκτίμηση των θεωρητικών μοντέλων που περιγράφουν τους μηχανισμούς παραγωγής νετρίνων στους AGN. Η ανίχνευση των μιονίων από νετρίνα που προέρχονται από AGN, για ένα τηλεσκόπιο νετρίνων, είναι εφικτή μόνο αν το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή τεθεί σε αρκετά υψηλή τιμή ώστε η ανιχνευόμενη ροή ατμοσφαιρικών νετρίνων να περιοριστεί σημαντικά. Στην πράξη, εκτός του ενεργειακού κατωφλίου που καθορίζεται από τις αποστάσεις μεταξύ των φωτοπολλαπλασιαστών του τηλεσκοπίου, η αυστηρή επιβολή ενεργειακού κατωφλίου είναι αδύνατη, καθώς σημαντικός αριθμός γεγονότων χαμηλότερης ενέργειας θα καταγράφεται σε κάθε περίπτωση. Οι μεγάλες διακυμάνσεις στις διαδικασίες απώλειας ενέργειας των μιονίων διαμορφώνουν έναν επιπρόσθετο παράγοντα στην αδυναμία αυστηρού καθορισμού της ενέργειας του ανιχνευόμενου μιονίου. Στο κεφάλαιο “Ανίχνευση νετρίνων από AGN με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”, επιβάλλουμε στα καταγραφόμενα γεγονότα μια σειρά ενεργειακών κριτηρίων, με αποτέλεσμα τη δραστική μείωση της ευαίσθητης επιφάνειας του τηλεσκοπίου για ενέργειες μικρότερες από 10 TeV , ενώ ταυτόχρονα, μετά την επιβολή των συνθηκών, το μεγαλύτερο ποσοστό των ανακατασκευασμένων τροχιών για ενέργειες μεγαλύτερες από 10 TeV παραμένει στο δείγμα. Ακόμα και σε αυτή την περίπτωση όμως η συνεισφορά του θορύβου εξαιτίας της παρουσίας των ατμοσφαιρικών νετρίνων είναι σημαντική.



Τηλεσκόπια νετρίνων

[Neutrinos are the most penetrating of the elementary particles. They pass through galactic space and -with no greater difficulty- material objects, planets, stars; because matter is far more transparent to them than glass is to sunlight. The experiments really should not have produced any result worth mentioning. But they did]
"His Master's Voice", Stanislaw Lem

Στο κεφάλαιο αυτό πραγματοποιείται μια σύντομη αναφορά στα τηλεσκόπια νετρίνων που βρίσκονται σήμερα υπό κατασκευή. Όπως θα διαπιστώσουμε μια σειρά από ιδιαίτερα χαρακτηριστικά καθορίζει τις ανιχνευτικές δυνατότητες του κάθε τηλεσκοπίου.

3.1 Το τηλεσκόπιο νετρίνων DUMAND II

[Gone but not forgotten]
V.J.Stenger, <http://www.phys.hawaii.edu/vjs/www>

Το πρόγραμμα DUMAND (Deep Underwater Muon and Neutrino Detector) [108], [109], αποτελεί πλώτο στο πεδίο της αστροφυσικής νετρίνων υψηλών ενεργειών. Ξεκίνησε το 1975 με την πραγματοποίηση του πρώτου συνεδρίου εργασίας πάνω σε θέματα σχετικά με την πόντιση υποβρυχίου τηλεσκοπίου με στόχο την ανίχνευση νετρίνων. Σήμερα 22 χρόνια μετά, το πρόγραμμα στερείται χρηματοδότησης για την ολοκλήρωση του. Ελπίζοντας ότι πολύ σύντομα οι πόροι θα βρεθούν και ότι στα πλαίσια της μελέτης για την κατασκευή του ανιχνευτή με ευαίσθητο όγκο 1 km^3 , θα επιβεβαιωθούν οι εξαιρετικές ιδιότητες του θαλασσινού νερού για την ανίχνευση ακτινοβολίας Cherenkov και το ενδιαφέρον για την ολοκλήρωση του προγράμματος θα αναθερμανθεί. Σε κάθε περίπτωση η εμπειρία που αποκτήθηκε από τα μέλη της ερευνητικής ομάδας για την κατασκευή του τηλεσκοπίου και η οποία απλόχερα μεταδόθηκε στα μέλη των υπολοίπων ερευνητικών ομάδων επιβάλλει την παρουσίαση του πειράματος DUMAND, πρώτου στη σειρά των τηλεσκοπίων νετρίνων.

Το πρόγραμμα DUMAND προβλέπει την εγκατάσταση τηλεσκοπίου νετρίνων 35km δυτικά της Νήσου Hawaii, στον Ειρηνικό Ωκεανό σε βάθος 4800m στην περιοχή που φέρει το όνομα Kahoowale Deep. Η ακριβής γεωγραφική θέση πόντισης του τηλεσκοπίου είναι $19^{\circ}38'N$, $156^{\circ}35'W$. Ο σταθμός ξηράς βρίσκεται στο Hawaii Natural Energy Laboratory στο Keahole Point. Οι μετρήσεις των διαφόρων παραμέτρων της περιοχής πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια 8 ερευνητικών ταξιδιών την περίοδο 1980 - 1986. Κύριος στόχος των δοκιμών ήταν η εκτίμηση του υπόβαθρου εξαιτίας των διασπάσεων ^{40}K και της δράσεως βιοφωταύγειας, η μέτρηση των ιδιοτήτων του νερού καθώς και εκτιμήσεις των ρευμάτων της περιοχής, της θερμοκρασίας και άλλων περιβαλλοντολογικών παραμέτρων.

Τα ρεύματα που αναπτύσσονται στην περιοχή πόντισης δεν ξεπερνούν τα 14cm/sec και παρουσιάζουν τυπικές τιμές γύρω στα 4-5cm/sec [109]. Η θερμοκρασία στην περιοχή

εγκατάστασης του τηλεσκοπίου είναι περίπου 1.5°C [109]. Η εκτίμηση του φαινομένου της ιζηματογένεσης πραγματοποιήθηκε με έναν απρόσμενο τρόπο, όταν στις 12 Ιανουαρίου του 1984 δοκιμαστικό αυτόνομο σύστημα, που είχε ποντιστεί την προηγούμενη μέρα, δεν ελευθερώθηκε από την άγκυρα που το συγκρατούσε στο βυθό [108]. Το σύστημα παρέμεινε στο βυθό για 18 μήνες και τελικά ανελκύστηκε τον Ιούλιο του 1985, σχεδόν άθικτο, παρά την παρατεταμένη παραμονή στον πυθμένα του ωκεανού και χωρίς εμφανή δείγματα ανάπτυξης μικροοργανισμών, ειδικά στο επάνω ημισφαίριο του Οπτικού Στοιχείου που χρησιμοποιήθηκε για τη δοκιμή. Ένα ζήτημα που τίθεται βέβαια είναι το εάν πιθανή συγκέντρωση ιζημάτων στο επάνω ημισφαίριο του Οπτικού Στοιχείου μπορεί να διατηρηθεί κατά τη διαδικασία της ανέλκυσης του συστήματος. Και στο ερώτημα αυτό η απάντηση προέκυψε από τη μελέτη του ίδιου συστήματος μετά την ανέλκυσή του. Εκτός του Οπτικού Στοιχείου η ανιχνευτική διάταξη περιελάμβανε και ένα δεύτερο μικρό φωτοπολλαπλασιαστή, τοποθετημένο στο εσωτερικό υάλινης προστατευτικής σφαίρας διαμέτρου 25.4cm. Η σφαίρα ήταν τοποθετημένη εντός αδιαφανούς πλαστικού περιβλήματος, το οποίο έφερε κωνικό άνοιγμα στο επάνω μέρος, ώστε να περιορίζει την οπτική γωνία του φωτοπολλαπλασιαστή σε καθορισμένη γωνιακή περιοχή. Η συγκεκριμένη κατασκευή έπαιξε ικανοποιητικά το ρόλο ιζηματοπαγίδας. Μικροσκοπική μελέτη της επιφάνειας της υάλινης σφαίρας που ήταν εκτεθειμένη στο νερό έδειξε επικάλυψη ανόργανων ουσιών. Με βάση τα παραπάνω, εκτιμάται ότι η διαπερατότητα του υάλινου περιβλήματος περιορίζεται περίπου 1% για συνεχόμενη έκθεση διάρκειας 1.5 έτους. Το αποτέλεσμα αυτό δεν έχει μεγάλη σημασία για το τηλεσκόπιο DUMAND καθώς σχεδόν όλα του τα Οπτικά Στοιχεία είναι προσανατολισμένα προς τα κάτω και η ευαίσθητη επιφάνεια των φωτοπολλαπλασιαστών δεν διατρέχει κίνδυνο επικάλυψης από ιζήματα. Αντίθετα όμως, είναι εξαιρετικά χρήσιμο για τη διαμόρφωση του ανιχνευτή ΝΕΣΤΩΡ, όπως θα δούμε στο επόμενο κεφάλαιο. Η επικάλυψη των Οπτικών Στοιχείων από την επικάλυψη ιζημάτων παρουσιάζεται εξαιρετικά έντονη στην περίπτωση των πειραμάτων BAIKAL και ANTARES όπως θα δούμε στη συνέχεια του κεφαλαίου.

Η διαπερατότητα του νερού³⁴ μετρήθηκε αρκετές φορές με τη χρησιμοποίηση διαφορετικών μεθόδων. Το μήκος απορρόφησης για μήκη κύματος 410nm με 450nm είναι $L_{abs} = 37 \pm 9 \text{ m}$ [104] για βάθη από 3000m μέχρι 4200m στην περιοχή πόντισης. Μετρήσεις του μήκους σκέδασης δεν έχουν πραγματοποιηθεί. Από μελέτη μετρήσεων σε διαφορετικές περιοχές εκτιμάται, ότι το μήκος σκέδασης, στα 480nm, είναι $L_{scat} = 105 \pm 15 \text{ m}$ [104]. Εξαιτίας της μεγάλης επιφάνειας της φωτοκαθόδου ο φωτοπολλαπλασιαστής θα ανιχνεύσει σημαντικό ποσοστό φωτονίων που στην διαδρομή από την πηγή προς τον ανιχνευτή έχουν υποστεί σκέδαση. Ειδικά στην περίπτωση που η γωνία σκέδασης είναι μικρή ακόμα και φωτόνια που έχουν υποστεί πολλαπλές σκεδάσεις, θα ανιχνευτούν εντός του χρονικού παραθύρου που έχει καθοριστεί. Με τον τρόπο αυτό ο ανιχνευτής είναι ευαίσθητος σε έναν όγκο του οποίου η ακτίνα εκτείνεται σε μερικά πολλαπλάσια του μήκους σκέδασης. Όπως θα δούμε αναλυτικά στο κεφάλαιο “Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ”, η εκτίμηση της σκέδασης της ακτινοβολίας στο θαλασσινό νερό γίνεται ορίζοντας το ενεργό μήκος σκέδασης L_{eff} , διαμέσου της σχέσης:

$$L_{eff} \equiv \frac{L_{scat}}{[1 - \langle \cos \theta \rangle]} \quad (3.1)$$

³⁴ Την εξασθένιση (απορρόφηση/σκέδαση) της ακτινοβολίας στο νερό θα τη μελετήσουμε στο επόμενο κεφάλαιο “Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ”

όπου $\langle \cos \theta \rangle$ είναι η μέση τιμή του συνημιτόνου της γωνίας σκέδασης. Με βάση τα δεδομένα που ελήφθησαν κατά τη διάρκεια δοκιμαστικής πόντισης το 1987 εκτιμάται ότι $\langle \cos \theta \rangle = 0.65$ στα 480nm [104] και κατά συνέπεια $L_{eff} \approx 300$ m. Η τιμή αυτή για το ενεργό μήκος σκέδασης προσεγγίζει την τιμή της μέσης ελεύθερης διαδρομής για τη σκέδαση Rayleigh, L_{Rayl} , στα 480nm, υπολογισμένη για τις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας στην περιοχή πόντισης. Αυτό οφείλεται στο ότι η σκέδαση σε σωματίδια που αιωρούνται στο μέσο περιορίζεται σημαντικά όσο το βάθος μεγαλώνει, σε σύγκριση με τη σκέδαση Rayleigh [104], [110] και επομένως περιορίζεται και η τιμή της ποσότητας $\langle \cos \theta \rangle$. Στην οριακή περίπτωση που δεν υφίσταται σκέδαση σε σωματίδια, με βάση τη σχέση 3.1, $L_{eff} = L_{Rayl}$.

Η συνεισφορά του οπτικού θορύβου εξαιτίας των διασπάσεων του ^{40}K , είναι της τάξεως των $24 \text{ counts sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ($120 \text{ φωτόνια sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, λαμβάνοντας υπόψη ότι η κβαντική απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή είναι 20%) [108], [83], [111], [112]. Σημειώνουμε ότι στον καθορισμό του αριθμού αυτού λαμβάνεται υπόψη το μήκος εξασθένισης για την παραγόμενη ακτινοβολία Cherenkov, που στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου DUMAND προσεγγίζει τα 40m. Μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν το 1987 έδειξαν ότι η συνεισφορά στο ρυθμό απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών εξαιτίας διασπάσεων του ^{40}K είναι $20.9 \pm 1.6 \text{ kHz}$, στο επίπεδο του ενός φωτοηλεκτρονίου [113]. Ο ρυθμός αυτός, λαμβάνοντας υπόψη το μέγεθος της ευαίσθητης επιφάνειας του φωτοπολλαπλασιαστή (0.17 m^2) αντιστοιχεί σε $12.5 \text{ counts sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Από την ανάλυση των δεδομένων που ελήφθησαν το Δεκέμβριο του 1993 κατά την πόντιση του πρώτου string του τηλεσκοπίου προέκυψε το συμπέρασμα, ότι συνεισφορά των διασπάσεων του ^{40}K στο ρυθμό απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών είναι της τάξεως των 40kHz [109]. Η δράση της βιοφωταύγειας έχει επίσης μετρηθεί στην περιοχή [83], [111], [112], [114]. Η δράση της βιοφωταύγειας καταγράφεται με τη σημαντική αύξηση του ρυθμού απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή που μπορεί να φτάσει και στο επίπεδο των MHz. Οι παλμοί που προέρχονται από τη δράση βιοφωταύγειας έχουν διάρκεια από μερικά ms μέχρι και μερικά λεπτά, σε σπάνιες περιπτώσεις. Οι παλμοί αυτοί παρουσιάζουν μικρό χρόνο ανόδου (rise time) και σημαντικά αυξημένη χρονικά "ουρά". Η συχνότητα καταγραφής εξάρσεων του ρυθμού απαρίθμησης που ξεπερνά τουλάχιστον τρεις φορές το σταθερό υπόβαθρο λόγω των διασπάσεων του ^{40}K είναι περίπου μία ανά ώρα. Σημειώνουμε ότι η δράση της βιοφωταύγειας οφείλεται στις περισσότερες περιπτώσεις (όχι πάντα) σε μετακινήσεις του συστήματος μέτρησης. Στο κεφάλαιο "Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ" παρουσιάζεται αναλυτική μελέτη και των δύο αυτών φαινομένων που όπως θα δούμε μαζί με την ακτινοβολία Cherenkov, προερχόμενη από τα ατμοσφαιρικά μίονια, διαμορφώνουν το υπόβαθρο στην περίπτωση εγκατάστασης του τηλεσκοπίου στη θάλασσα.

Το στάδιο των προκαταρκτικών μελετών (DUMAND I) ολοκληρώθηκε το 1987 με δοκιμαστική πόντιση ενός string (SPS, Single Prototype String) με 7 Οπτικά Στοιχεία [113]. Ο ανιχνευτής ήταν καθόλη τη διάρκεια της δοκιμής (~30 ώρες) εξαρτημένος από ωκεανογραφικό σκάφος. Ελήφθησαν μετρήσεις σε βάθη που κυμαίνονταν από 2km μέχρι 4km. Το σύστημα ήταν εξοπλισμένο με όλα τα όργανα που απαιτούνται για τη μόνιμη λειτουργία ενός τηλεσκοπίου νετρίνων στον πυθμένα του ωκεανού. Οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν οδήγησαν στην επιτυχή ανακατασκευή των τροχιών μιονίων κοσμικών ακτίνων διαμέσου της παραγόμενης ακτινοβολίας Cherenkov, αποδεικνύοντας τις δυνατότητες της μεθόδου ανίχνευσης που είχε προταθεί από το 1960 [1]. Η κατακόρυφη ροή των μιονίων που μετρήθηκε [113]

$$I_{\mu}(3700m) = (1.31 \pm 0.40) \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τον εμπειρικό υπολογισμό του Miyake [115] για τη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων και με προηγούμενες μετρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί σε διάφορα βάθη στο έδαφος. Η ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή ήταν 420m^2 για συνθήκη σκανδαλισμού που απαιτούσε ενεργοποίηση 5 τουλάχιστον από τους 7 φωτοπολλαπλασιαστές σε χρονικό παράθυρο 160ns. Οι παλμοί που κατέγραφαν, οι φωτοπολλαπλασιαστές θα έπρεπε να υπερβαίνουν το ύψος του παλμού που αντιστοιχεί στα 0.8 φωτοηλεκτρόνια. Μετρήθηκε επίσης η γωνιακή κατανομή της ροής των μιονίων [113]. Η γωνιακή κατανομή των μιονίων περιγράφεται από τη σχέση:

$$I(\cos\theta) = I_0 \cos^n \theta \quad (3.2)$$

όπου θ είναι η γωνία ως προς την κατακόρυφο και n ο ζητούμενος εκθέτης. Από την ανάλυση των δεδομένων του SPS προέκυψε $n \approx 6_{-1}^{+7}$. Πρόσφατα πραγματοποιήθηκε νέα ανάλυση των δεδομένων, που ελήφθησαν το 1987 με σκοπό την αναζήτηση ισχυρών καταιονισμών (cascades) που αναπτύσσονται κατά την αλληλεπίδραση νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών με την ύλη. Η παρουσίαση των αποτελεσμάτων αυτών γίνεται στην [104].

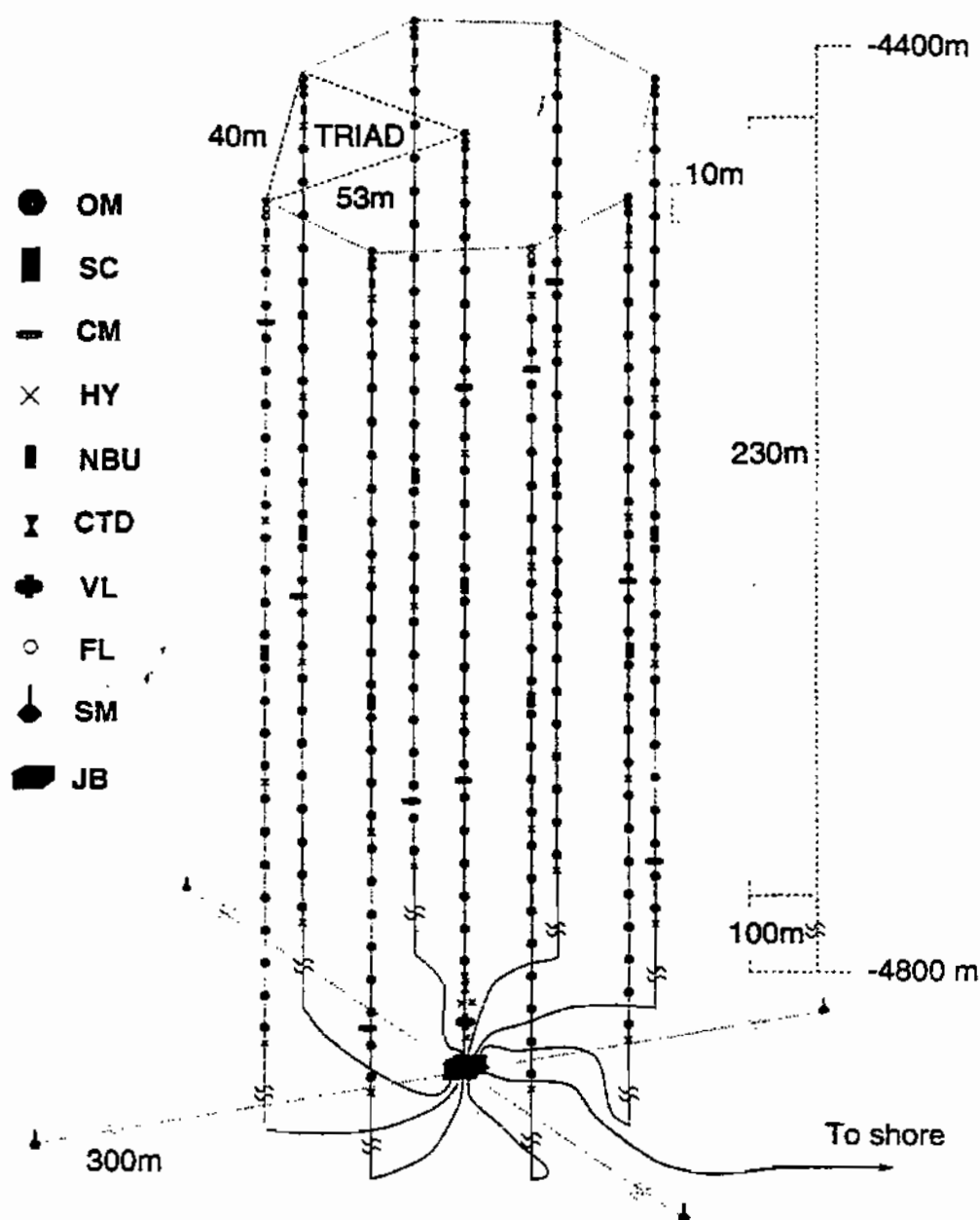
Το επόμενο βήμα ήταν η εγκατάσταση και η λειτουργία σε μόνιμη βάση του ανιχνευτή DUMAND II. Η εγκατάσταση θα ελάμβανε χώρα σε δύο στάδια. Το πρώτο στάδιο ήταν η εγκατάσταση τριών strings με 72 Οπτικά Στοιχεία (TRIAD). Στο δεύτερο στάδιο προβλεπόταν η εγκατάσταση άλλων 6 strings, δημιουργώντας τον πλήρη ανιχνευτή με 216 Οπτικά Στοιχεία (OCTAGON).

3.1.1 Ο Ανιχνευτής DUMAND II

Στην εικόνα 3.1 παρουσιάζεται η σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή DUMAND II. Αποτελείται από 8 strings διατεταγμένα σε ένα οκτάγωνο γύρω από ένα κεντρικό string. Η απόσταση μεταξύ τους είναι 40m. Κάθε string αποτελείται από 24 Οπτικά Στοιχεία (OM, Optical Module) που απέχουν μεταξύ τους 10m. Το συνολικό ύψος του ανιχνευτή φτάνει τα 400m, αλλά τα Οπτικά Στοιχεία ξεκινούν σε ύψος περίπου 100m πάνω από τον πυθμένα του ωκεανού. Πλωτήρες είναι τοποθετημένοι σε διάφορα σημεία κατά μήκος του κάθε string, ώστε να το διατηρούν κατακόρυφο. Στο μέσον του κάθε string τοποθετείται ο String Controller (SC), ο οποίος πραγματοποιεί την ψηφιοποίηση των σημάτων του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή και ταυτόχρονα ελέγχει όλα τα Οπτικά Στοιχεία του string. Δύο τύποι Οπτικών Στοιχείων χρησιμοποιούνται στο τηλεσκόπιο DUMAND II. Το EOM και το JOM (βλέπε κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο") που βασίζονται στους φωτοπολλαπλασιαστές XP2600 (35.5cm διάμετρο) της Philips και R2018-02 (38cm διάμετρο) της Hamamatsu.

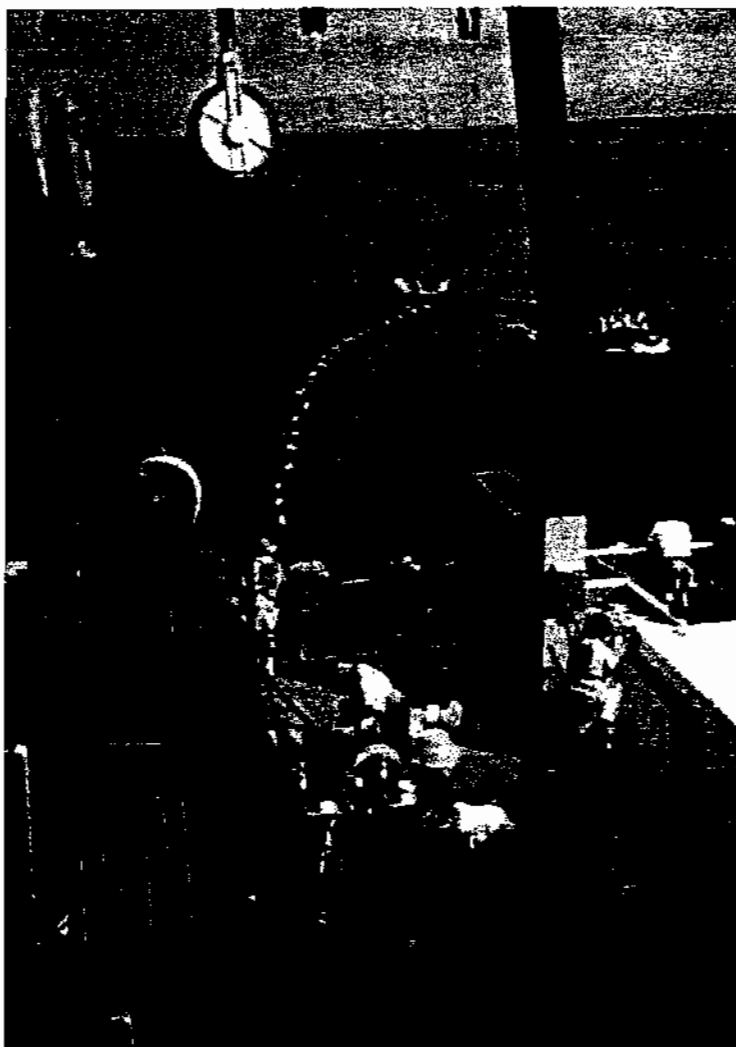
Η βαθμονόμηση του ανιχνευτή πραγματοποιείται με τα Calibration Modules (CM) που περιέχουν δύο nitrogen lasers προσανατολισμένα προς ένα σφαιρικό σπινθηριστή που βρίσκεται εκτός του υάλινου προστατευτικού περιβλήματος του CM και σε απόσταση 15cm από αυτό. Το εκπεμπόμενο φως από το σπινθηριστή (380nm-460nm) ανιχνεύεται από τα Οπτικά Στοιχεία του τηλεσκοπίου. Ένας μικρός φωτοπολλαπλασιαστής, εντός του CM καταγράφει το χρόνο εκπομπής του φωτός από το σπινθηριστή και στέλνει την πληροφορία στον SC. Ο χρόνος αυτός είναι ο χρόνος αναφοράς στον καθορισμό των σχετικών χρόνων των φωτοπολλαπλασιαστών του ανιχνευτή. Ελέγχεται επίσης η απόκριση του κάθε Οπτικού Στοιχείου με τη σύγκριση του

παλμού που έχει καταγράψει με τον παλμό αναφοράς και ταυτόχρονα εκτιμάται η εξασθένιση του φωτός κατά τη διάδοσή του στο νερό.



Εικόνα 3.1: Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή DUMAND II (όχι υπό κλίμακα). OM: Optical Module, SC: String Controller, CM: Calibration Module, HY: Hydrophone, NBU: Neil Brown Unit, CTD: Conductivity-Temperature-Depth meter, VL: Video & Light, FL: Floats, SM: Sonar Module, JB: Junction Box.

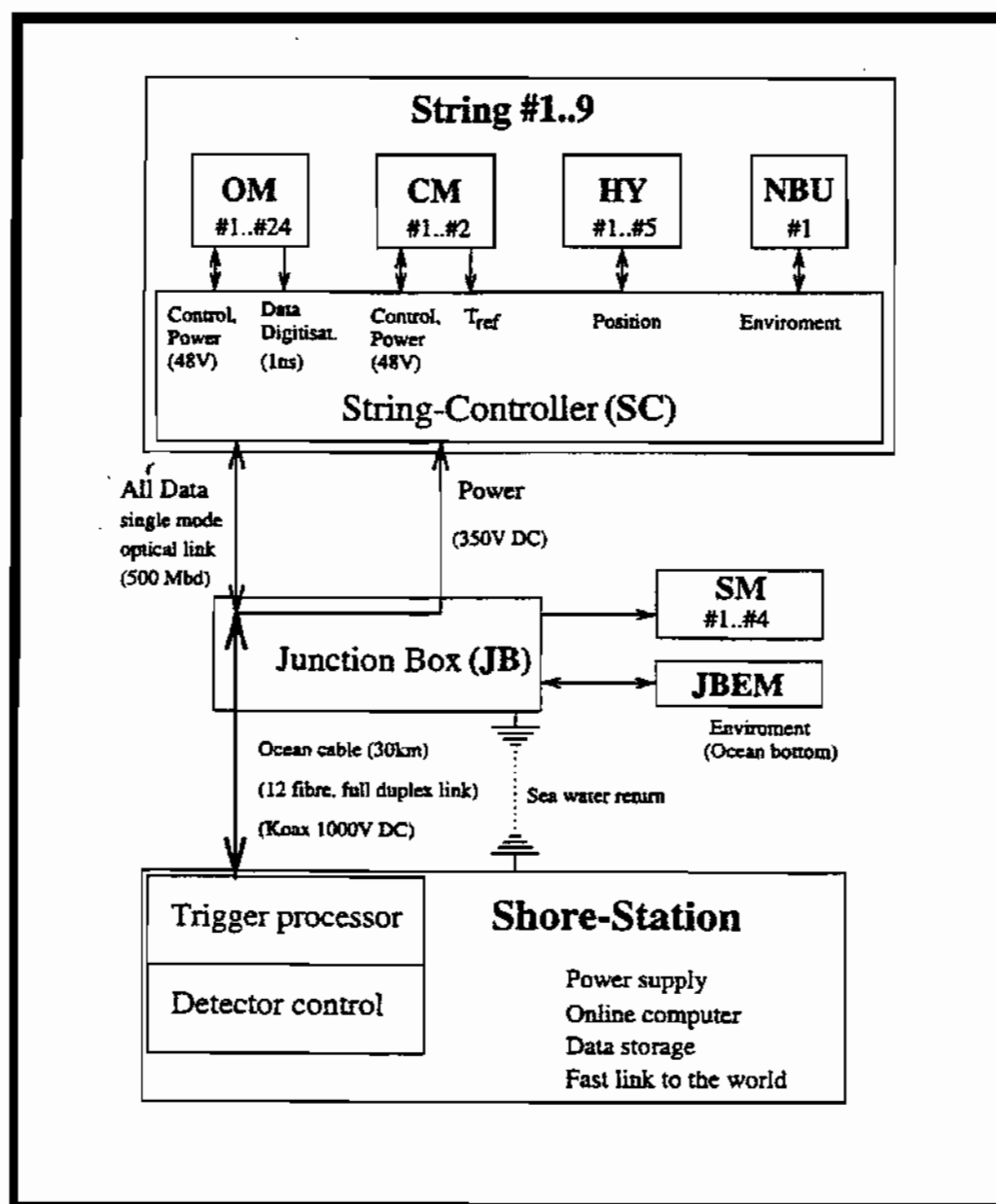
Η τροφοδοσία του τηλεσκοπίου (20kW, 1kV dc) πραγματοποιείται μέσω ηλεκτροοπτικού καλωδίου (εικόνα 3.2) και του συστήματος “επιστροφή μέσω της θάλασσας”³⁵, με χρήση δύο ηλεκτροδίων από πλατίνα, τοποθετημένων, ένα στον ανιχνευτή και ένα κοντά στο σταθμό ελέγχου, στην ξηρά. Το ηλεκτροοπτικό καλώδιο καταλήγει στο Junction Box (JB), το οποίο είναι τοποθετημένο στον πυθμένα του ωκεανού, κάτω από τον ανιχνευτή. Κάθε μια από τις 12 οπτικές ίνες που φέρει το ηλεκτροοπτικό καλώδιο οδηγείται σε μία έξοδο του JB. Σε κάθε έξοδο του JB προσαρμόζεται ο ειδικός ηλεκτροοπτικός συνδετήρας από το κάθε string επιτρέποντας την απευθείας επικοινωνία του με τον σταθμό ξηράς. Η σύνδεση πραγματοποιείται με βαθυσκάφος ή ROV (ρομπότ).



Εικόνα 3.2: Φωτογραφία από τη διαδικασία πόντισης του ηλεκτροοπτικού καλωδίου για την επικοινωνία/τροφοδοσία του τηλεσκοπίου, το Δεκέμβριο του 1993. Το μήκος του καλωδίου είναι 36 km. Η πόντιση πραγματοποιήθηκε από το R/V Thomas G. Thompson.

³⁵ Η μέθοδος “επιστροφή μέσω της θάλασσας” περιγράφεται στο επόμενο κεφάλαιο, “Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ”

Ο ανιχνευτής είναι εφοδιασμένος με ένα σύγχρονης τεχνολογίας ακουστικό σύστημα, που αποτελείται από 53 υδρόφωνα (HY), τοποθετημένα σε διάφορα σημεία του. Κάθε string φέρει 5 υδρόφωνα. Επιτυγχάνεται έτσι η απαιτούμενη ακρίβεια στον προσδιορισμό της θέσεως των Οπτικών Στοιχείων αλλά και των CM, απαραίτητη προϋπόθεση για επιτυχημένη ανακατασκευή των τροχιών των μιονίων. Επιπλέον διαθέτοντας ένα τόσο ανεπτυγμένο ακουστικό σύστημα μπορεί να μελετηθεί η πιθανότητα ακουστικής ανίχνευσης νετρίνων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών (UHE). Το σύστημα εντοπισμού επιτρέπει προσδιορισμό των σχετικών θέσεων των μονάδων του ανιχνευτή με ακρίβεια μικρότερη των 10cm και της απόλυτης γεωγραφικής θέσης με ακρίβεια μερικών μέτρων.

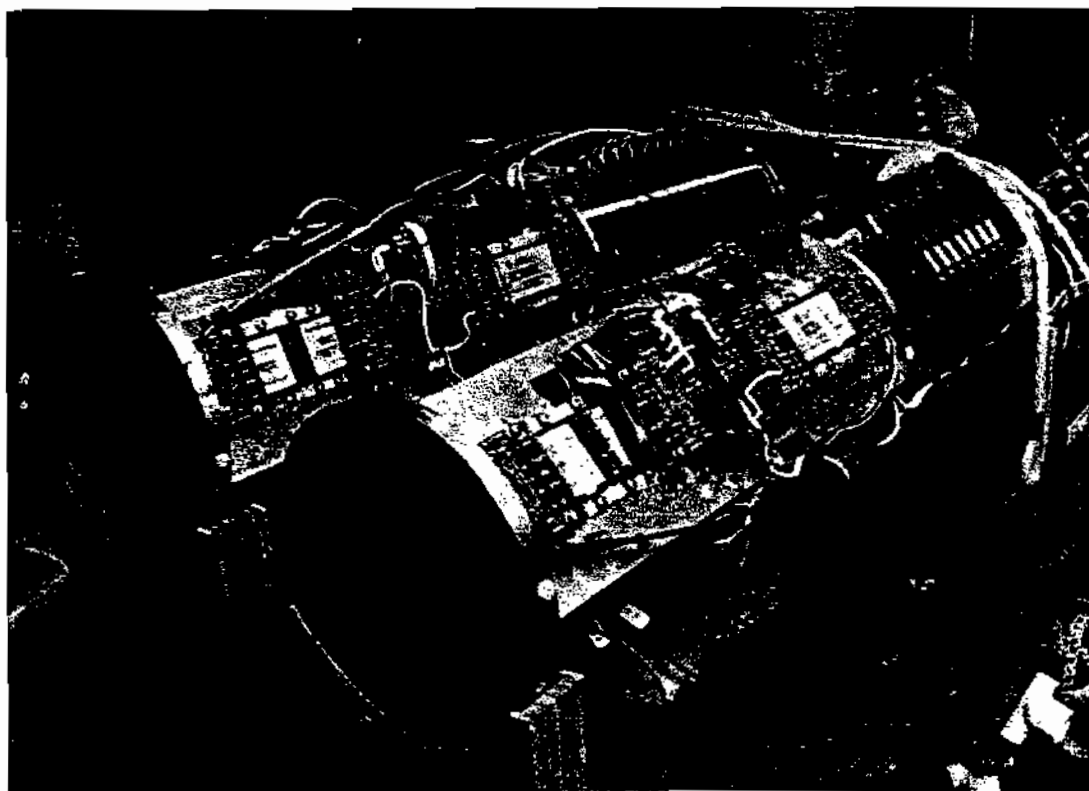


Εικόνα 3.3: Το διάγραμμα επικοινωνιών/τροφοδοσίας του ανιχνευτή DUMAND II.

Ο ανιχνευτής είναι επίσης εφοδιασμένος με συστήματα καταγραφής περιβαλλοντολογικών στοιχείων. Διαθέτει μάλιστα ένα μικρό περιβαλλοντολογικό string (JBEM), προσαρτημένο πάνω στο JB. Το string αυτό είναι επίσης απευθείας συνδεδεμένο με το σταθμό ξηράς μέσω μιας εκ των οπτικών ινών που δεν χρησιμοποιείται από τον υπόλοιπο ανιχνευτή. Διαθέτει υδρόφωνα, μετρητή αγωγιμότητας, θερμοκρασίας και βάθους (CTD). Τέλος εντός του προστατευτικού περιβλήματος του κάθε SC είναι τοποθετημένη μια πυξίδα και ένα κλισιόμετρο.

3.1.2 Συλλογή και μετάδοση των δεδομένων

Στην εικόνα 3.3 παρουσιάζεται το σύστημα επικοινωνίας και τροφοδοσίας του ανιχνευτή.



Εικόνα 3.4: Δύο από τους τρεις String Controllers που ετοιμάστηκαν για την πόντιση του TRIAD. Τελικά ο ένας από αυτούς ποντίστηκε, τέλη του 1993. Ένας από τους ηλεκτρικούς συνδετήρες που έφερε το προστατευτικό περίβλημα (έχει αφαιρεθεί στη φωτογραφία για να φανεί το εσωτερικό) παρουσίασε διαρροή με αποτέλεσμα 4.5 λίτρα νερού να εισέλθουν κατά τη διάρκεια των 45 ημερών που βρισκόταν στον πυθμένα του ωκεανού. Η διαρροή προκάλεσε βραχυκύκλωμα διακόπτοντας κάθε επικοινωνία με το σύστημα.

Ο ρόλος του JB είναι παθητικός. Κάθε SC συνδέεται απευθείας με το σταθμό ξηράς μέσω του JB και του ηλεκτροοπτικού καλωδίου. Το κάθε Οπτικό Στοιχείο συνδέεται με το SC μέσω ενός ομοαξονικού καλωδίου για την τροφοδοσία του και την επικοινωνία του μέσω modem και ενός οπτικού καλωδίου (multi-mode optical fiber) για τη γρήγορη μετάδοση των δεδομένων.

Ένας υπολογιστής (68000 microprocessor, OS/9) εγκατεστημένος σε κάθε SC ελέγχει την τροφοδοσία όλων των Οπτικών Στοιχείων του string. Στην εικόνα 3.4 παρουσιάζονται δύο SCs, χωρίς το προστατευτικό περίβλημα τους ώστε να φαίνεται το εσωτερικό τους. Το κάθε Οπτικό Στοιχείο είναι επίσης εφοδιασμένο με έναν υπολογιστή που ελέγχει τις παραμέτρους της λειτουργίας του. Η επικοινωνία μέσω modem των δύο υπολογιστών παρέχει τη δυνατότητα ελέγχου του κάθε Οπτικού Στοιχείου χωριστά. Τα Οπτικά Στοιχεία πραγματοποιούν μετασχηματισμό του καταγραφόμενου φορτίου σε χρόνο (QT converted signal) και τα σήματα στέλνονται στον SC³⁶. Εκεί ο χρόνος άφιξης και το εύρος του παλμού του κάθε Οπτικού Στοιχείου ψηφιοποιείται και μεταδίδεται στο σταθμό ξηράς. Η καρδιά του συστήματος είναι ένα monolithic Multi-hit TDC chip που μπορεί να επιτύχει συνεχόμενο ρυθμό μεταδόσεως μέχρι και 100kHz ανά Οπτικό Στοιχείο. Τα δεδομένα μεταφέρονται στο σταθμό ελέγχου όπου και περνούν από διαδοχικά επίπεδα trigger ώστε να παραμείνουν μόνο τα γεγονότα που παρουσιάζουν χρονική αλληλουχία.

Με δεδομένη την παρουσία υψηλού οπτικού θορύβου, η επιλογή των πραγματικών γεγονότων απαιτεί ένα γρήγορο και ακριβές σύστημα σκανδαλισμού (trigger). Ο αναμενόμενος αριθμός τυχαίων ενεργοποιήσεων (random hits) των φωτοπολλαπλασιαστών μέσα σε χρονικό παράθυρο 1μs είναι 13 (θεωρώντας ρυθμό απαρίθμησης του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή $\approx 60\text{kHz}$), της ίδιας τάξεως με τον αναμενόμενο αριθμό ενεργοποιήσεων εξαιτίας της διέλευσης μιονίου από την ευρύτερη περιοχή του ανιχνευτή. Στο κεφάλαιο “Αλγόριθμος ανακατασκευής” θα δούμε πώς μπορεί να επιτευχθεί σε πρώτο στάδιο η απομάκρυνση των τυχαίων ενεργοποιήσεων και στη συνέχεια η ανακατασκευή της τροχιάς από τα σήματα που έχουν καταγράψει οι φωτοπολλαπλασιαστές εξαιτίας της διέλευσης του μιονίου.

3.1.3 Πόντιση του πρώτου string - Δεκέμβριος 1993

Η πρώτη προσπάθεια για την εγκατάσταση του TRIAD έγινε το Δεκέμβριο του 1993. Το πρώτο string ποντίστηκε (εικόνα 3.5) μαζί με το JB και το ηλεκτροοπτικό καλώδιο στα πλαίσια μιας εξαιρετικής σε σύλληψη διαδικασίας [116], καθώς το βαθυσκάφος για την πραγματοποίηση της πόντισης δεν ήταν διαθέσιμο. Σημειώνουμε, ότι τα άλλα δύο strings, που ήταν έτοιμα για πόντιση, αναγκαστικά παρέμειναν στην ξηρά καθώς δεν υπήρχε δυνατότητα για υποβρύχιες συνδέσεις. Το ένα string προσαρμόστηκε στο JB. Το string ποντίστηκε ανάποδα, ακολούθησε το JB που βρισκόταν στην κορυφή τώρα του συστήματος, συνδεδεμένο με το ηλεκτροοπτικό καλώδιο. Όταν το JB έφτασε στον πυθμένα, το string σχημάτιζε ένα Π , αγκυροβολημένο και στα δύο του άκρα. Το string θα παρέμενε σε αυτή τη θέση μέχρι την προσאיγιάλωση του καλωδίου έως το Keahole Point. Τότε θα ελευθερωνόταν το άνω άκρο του και το string θα έπαιρνε την προβλεπόμενη κατακόρυφη θέση του. Η διαδικασία πραγματοποιήθηκε χωρίς διακοπή, ξεκίνησε στις 14 Δεκεμβρίου και ολοκληρώθηκε 33 ώρες μετά, με την άφιξη του καλωδίου στο σταθμό ξηράς. Πέντε ώρες μετά την άφιξη του JB στον πυθμένα και ενώ η διαδικασία πόντισης του καλωδίου ήταν σε εξέλιξη, διακόπηκε η επικοινωνία με το σύστημα. Το string παρέμεινε εξαρτημένο από τα δύο του άκρα, αφού η εξ αποστάσεως ενεργοποίηση του απελευθερωτή δεν ήταν δυνατή, μετά την απώλεια της επικοινωνίας. Το άνω άκρο του string απελευθερώθηκε στις 20 Δεκεμβρίου, όταν λόγω ηλεκτρόλυσης ενεργοποιήθηκε ο απελευθερωτής μαγνησίου που είχε τοποθετηθεί για περίπτωση ανάγκης. Μέχρι τη στιγμή εκείνη η τηλεοπτική κάλυψη, για την οποία είχε διατεθεί ξεχωριστό σύστημα ελέγχου και μετάδοσης της πληροφορίας, λειτουργούσε κανονικά, δίνοντας την ευκαιρία να καταγραφεί η επαναφορά του string στην κατακόρυφη θέση. Όταν το string βρέθηκε στην κατακόρυφη θέση προκλήθηκε βραχυκύκλωμα διακόπτοντας και την τηλεοπτική κάλυψη. Το γεγονός αυτό ήταν ένδειξη για την ύπαρξη νερού στο SC, το οποίο,

³⁶ Περιγραφή της διαδικασίας παρουσιάζεται στο κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”.

όταν το string βρέθηκε στην κατακόρυφη θέση, κατέκλυσε το χαμηλότερο τμήμα του SC, όπου βρίσκονταν τα τροφοδοτικά του.



Εικόνα 3.5: Φωτογραφία από την πόντιση Οπτικού Στοιχείου (BOM), Δεκέμβριος 1993 στα πλαίσια της πόντισης του πρώτου string του τηλεσκοπίου DUMAND II.

Στις 27 Ιανουαρίου 1994 το string απελευθερώθηκε με τη βοήθεια ακουστικού απελευθερωτή. Μετά από 63 λεπτά το σύστημα βρέθηκε πάλι στην επιφάνεια. Όταν άνοιξε ο SC, 4.5 λίτρα νερού βρέθηκαν στο εσωτερικό του, δικαιώνοντας την αρχική εκτίμηση. Σημειώνουμε ότι το σύστημα έμεινε στον ωκεανό για 45 μέρες. Ο SC είχε δοκιμασθεί σε θάλαμο πίεσης, πριν την πόντιση, στις 680Atm, χωρίς να παρουσιάσει πρόβλημα [116]. Ένας από τους ηλεκτρικούς συνδετήρες είχε παρουσιάσει διαρροή διακόπτοντας τη λειτουργία του συστήματος.

Το Μάιο του 1996 η χρηματοδότηση του προγράμματος διακόπηκε από το DOE³⁷.

3.2 Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΒΑΙΚΑΛ

Το πείραμα πραγματοποιείται στη λίμνη Βαϊκάλη, στη Σιβηρία. Είναι το πρώτο πρόγραμμα το οποίο κατάφερε να θέσει σε λειτουργία υποβρύχιο ανιχνευτή μιονίων σε μόνιμη

³⁷ Department of Energy (U.S.A.).

βάση. Στο νότιο τμήμα της λίμνης, σε γεωγραφική θέση ($51^{\circ}50'N$, $104^{\circ}20'E$) που απέχει 3.6km από την ακτή και σε βάθος 1370m λειτουργεί σήμερα το τηλεσκόπιο νετρίνων BAIKAL [83], [117], [118], [119], [120]. Η λίμνη Βαϊκάλη είναι η βαθύτερη λίμνη στη Γη και περιέχει μεγάλο ποσοστό του γλυκού νερού του πλανήτη. Η διαπερατότητα του νερού μπορεί να χαρακτηριστεί ως πολύ καλή. Ο σημαντικότερος παράγοντας συνεισφοράς οπτικού θορύβου είναι η δράση της βιοφωταύγειας. Τυπικές τιμές του οπτικού υποβάθρου στην περιοχή εγκατάστασης είναι $25 \text{ counts sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, της ίδια τάξεως περίπου με το οπτικό υπόβαθρο εξαιτίας των διασπάσεων του ^{40}K , που παρατηρείται στη θάλασσα. Το μήκος απορρόφησης, L_{abs} είναι περίπου 20m στα 470nm - 500nm. Η εποχιακή μεταβολή του δεν ξεπερνά το 20%. Το μήκος σκέδασης, L_{scat} είναι περίπου 15m. Χρησιμοποιώντας τη σχέση που προσδιορίζει το ενεργό μήκος σκέδασης, όπως και στην προηγούμενη παράγραφο για το τηλεσκόπιο DUMAND, βρίσκουμε $L_{eff} = 300 \text{ m}$ (για $\langle \cos \theta \rangle = 0.95$, όπου θ είναι η γωνία σκέδασης) [117], [119]. Σύμφωνα με τις [110], [121], $\langle \cos \theta \rangle = 0.85$ και $L_{scat} = 23 \pm 1 \text{ m}$ και επομένως $L_{eff} = 160 \text{ m}$.

3.2.1 Ο ανιχνευτής και η λειτουργία του

Ο ανιχνευτής στην τελική του μορφή θα αποτελείται από 8 strings που εξαρτώνται από το HEPTAGON, ένα πλαίσιο από εποξικό glass fiber που έχει τη μορφή ομπρέλας. Η όλη δομή ισορροπεί με τη βοήθεια πλωτήρων και η ακριβή της θέση προσδιορίζεται με υδροακουστικό σύστημα, που επιτρέπει την καταγραφή των θέσεων των Οπτικών Στοιχείων με ακρίβεια 20cm. Η επικοινωνία του συστήματος με το σταθμό ξηράς επιτυγχάνεται με δύο καλώδια (πολλών συρμάτων) και με ένα ηλεκτροοπτικό το οποίο επί του παρόντος δεν είναι σε λειτουργία [83].

Η επιφάνεια της λίμνης παγώνει το χειμώνα και για την περίοδο από Φεβρουάριο μέχρι Απρίλιο ο πάγος έχει πάχος μεγαλύτερο του ενός μέτρου, το οποίο κρίνεται ασφαλές για την πραγματοποίηση όλων των διαδικασιών που απαιτούνται για τη συντήρηση και επέκταση του ανιχνευτή. Τότε το HEPTAGON ανελκύεται μόλις μερικά μέτρα κάτω από την παγωμένη επιφάνεια. Ο πάγος δίνει την ευκαιρία σε ογκώδη οχήματα με ειδικά εργαλεία, όπως βίντσια, να βρίσκονται ακριβώς πάνω από τον ανιχνευτή, διευκολύνοντας το έργο της επιστημονικής ομάδας. Τα strings με τα Οπτικά Στοιχεία και τα υπόλοιπα εξαρτήματα του ανιχνευτή προσαρμόζονται ή αφαιρούνται από το HEPTAGON μέσα από τρύπες στον πάγο. Η φυσική αυτή πλατφόρμα είναι σίγουρα ένα από τα σημαντικότερα πλεονεκτήματα του πειράματος.

Στόχος της συνεργασίας είναι η κατασκευή του ανιχνευτή NT-200, οποίος θα αποτελείται από 192 οπτικά στοιχεία (από όπου και το όνομά του) [122]. Η διαδικασία των ποντίσεων ξεκίνησε από το 1981, με πραγματοποίηση μικρών δοκιμών και ποντίσεις καλωδίων. Το 1991 εγκαταστάθηκε το HEPTAGON μαζί με ένα μικρό string 8 οπτικών στοιχείων (NT-8), το οποίο λειτούργησε για δύο μέρες. Το 1992 εγκαταστάθηκε και λειτούργησε με επιτυχία για 6 μήνες μια δομή από δύο strings (NT-14). Η πλήρης λειτουργία ανιχνευτή, με ικανότητα ανακατασκευής τροχιών μιονίων στο χώρο, σε μόνιμη βάση, ξεκίνησε το 1993 με την πόντιση του NT-36 (εικόνα 3.6). Το 1994 κρίθηκε απαραίτητο να αυξηθεί η ακτίνα του HEPTAGON από τα 15m στα 21m και να εκσυγχρονιστούν τα ηλεκτρονικά του συστήματος. Το 1995 ο αριθμός των strings αυξήθηκε σε 5 και των Οπτικών Στοιχείων σε 72 (NT-72). Λόγω των πολύ υψηλών θερμοκρασιών που επικράτησαν το χρόνο εκείνο, η περίοδος κατά την οποία ο πάγος είχε ικανό πάχος για τη διαδικασία πόντισης ήταν πολύ σύντομη, με αποτέλεσμα να μην αντικατασταθούν όλα τα Οπτικά Στοιχεία που δεν ήταν σε λειτουργία αλλά ούτε και αυτά που παρουσίασαν πρόβλημα κατά την πόντιση. Έτσι μόνο 52 Οπτικά Στοιχεία ήταν σε λειτουργία μετά την

ολοκλήρωση της διαδικασίας. Το 1996 ο αριθμός των Οπτικών Στοιχείων αυξήθηκε σε 96 (NT-96). Η σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή NT-96 και η σχετική του θέση ως προς την τελική διάταξη του τηλεσκοπίου παρουσιάζεται στην εικόνα 3.7. Από τον Απρίλιο του 1997 είναι σε λειτουργία ο ανιχνευτής NT-144 με 144 Οπτικά Στοιχεία (εικόνα 3.7). Η απόσταση του ανιχνευτή από το βυθό της λίμνης είναι περίπου 200m. Ο πλήρης ανιχνευτής θα έχει ακτίνα 21m και ύψος 70m με ευαίσθητη περιοχή 2300m^2 για μόνια ενέργειας 1TeV, με ακρίβεια στον προσδιορισμό της κατεύθυνσης της τροχιάς 2.4° . Η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ροή νετρίνων θα είναι $2.5 \times 10^{-9} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.



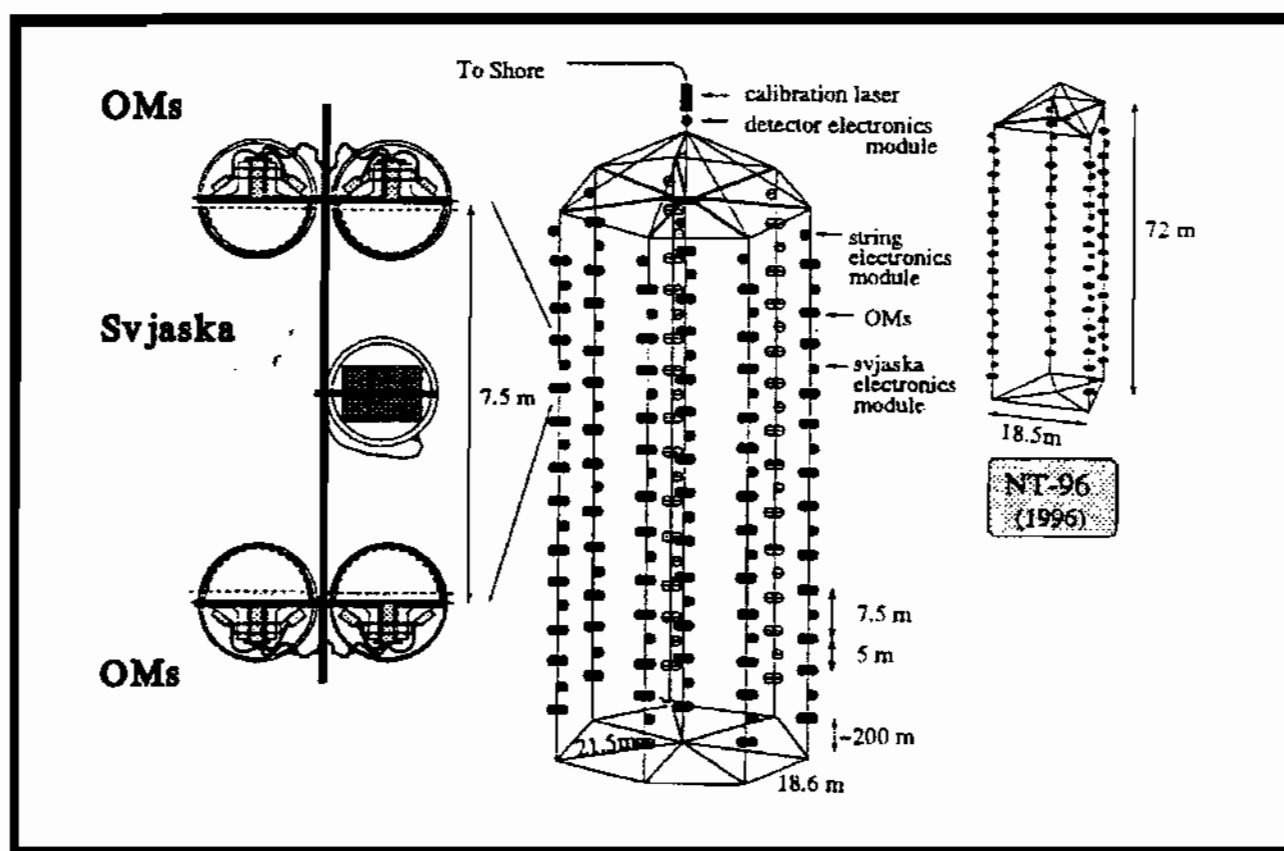
Εικόνα 3.6: Πόντιση ζεύγους φωτοπολλαπλασιαστών μέσα από μια τρύπα στο παχύ (1.5m πάχος) στρώμα πάγου κατά την εγκατάσταση του ανιχνευτή NT-36, την Ανοιξη του 1993. Από τις 6 Απριλίου του 1997, 72 τέτοια ζευγάρια είναι σε λειτουργία στον ανιχνευτή NT-144.

Τα Οπτικά Στοιχεία (βλέπε κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”) του NT-144 είναι διατεταγμένα σε ζευγάρια κατά μήκος των strings. Σε κάθε string προσαρμόζονται 12 ζευγάρια Οπτικών Στοιχείων, διαμορφώνοντας έτσι 12 οριζόντια επίπεδα. Στον αρχικό σχεδιασμό του τηλεσκοπίου τα Οπτικά Στοιχεία των επιπέδων ήταν εναλλάξ προσανατολισμένα επάνω και κάτω. Στη σημερινή μορφή του ανιχνευτή μόνο τα Οπτικά Στοιχεία του δεύτερου και του ενδέκατου επιπέδου είναι προσανατολισμένα προς τα πάνω, ενώ όλα τα υπόλοιπα είναι προσανατολισμένα προς τα κάτω, σε μια προσπάθεια να ελαττωθεί η επίδραση του φαινομένου της επικάθησης ιζημάτων³⁸, το οποίο περιορίζει την ανιχνευτική ικανότητα των Οπτικών Στοιχείων που είναι στραμμένα προς τα πάνω και ταυτόχρονα να αυξηθεί η ευαίσθητη περιοχή του ανιχνευτή για τα μόνια που έρχονται από το κάτω μέρος του. Τα Οπτικά Στοιχεία του ζεύγους είναι συνδεδεμένα σε σύμπτωση και καθορίζουν ένα κανάλι. Το χρονικό παράθυρο για την πραγματοποίηση σύμπτωσης είναι 15ns. Η επιλογή αυτή επιβάλλεται ώστε να περιοριστεί το υπόβαθρο εξαιτίας της βιοφωταύγειας και του θορύβου του φωτοπολλαπλασιαστή: Ο τυπικός ρυθμός καταγραφής, για κατώφλι στα 0.3 φωτοηλεκτρόνια (pes) είναι 100kHz για έναν φωτοπολλαπλασιαστή, ενώ περιορίζεται στα 300Hz για το ένα κανάλι. Το κατώφλι για τον κάθε φωτοπολλαπλασιαστή καθορίζεται εξ αποστάσεως³⁹ σε τιμές μεταξύ 0.25pes και 0.5pes. Οι ρυθμοί απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών αλλά και των καναλιών καταγράφονται και μεταδίδονται στο σταθμό ξηράς κάθε 30-60sec. Τα σήματα των φωτοπολλαπλασιαστών οδηγούνται σε έναν Q-T μετασχηματιστή. Το εύρος του σήματος εξόδου του μετασχηματιστή

³⁸ Θα επανέλθουμε στο ζήτημα αυτό στη συνέχεια του κεφαλαίου.

³⁹ Από το σταθμό ελέγχου στην ξηρά.

αντιστοιχεί στο φορτίο που έχουν καταγράψει οι δύο φωτοπολλαπλασιαστές του καναλιού σε χρονικό διάστημα 100ns και η leading edge του καθορίζεται από το νωρίτερα εξερχόμενο σήμα εξόδου από τους δύο διευκρινιστές που καταγράφουν τα σήματα των φωτοπολλαπλασιαστών του καναλιού. Τα ηλεκτρονικά, απαραίτητα για τη διαμόρφωση της λογικής της σύμπτωσης, τη γρήγορη ανάγνωση των δεδομένων (fast readout) και την τροφοδοσία βρίσκονται στο System Module (SM). Κάθε SM ελέγχει 4 Οπτικά Στοιχεία (2 κανάλια). Το σύνολο αυτό αποτελεί τη βασική μονάδα του ανιχνευτή και λέγεται Svjaska. Η απόσταση μεταξύ των ζευγών των Οπτικών Στοιχείων του Svjaska είναι 5m ενώ, τα ζεύγη Οπτικών Στοιχείων μεταξύ δύο διαφορετικών Svjaska είναι 7.5m. Οι αποστάσεις αυτές δεν είναι αυστηρά καθορισμένες αλλά βρίσκονται υπό θεώρηση με στόχο την καλύτερη απόδοση του ανιχνευτή. Η βασική ανιχνευτική μονάδα του τηλεσκοπίου είναι ο φωτοπολλαπλασιαστής Quasar-370, διαμέτρου 37cm (βλέπε κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο").



Εικόνα 3.7: Ο ανιχνευτής NT-200 όπως θα είναι στην τελική του μορφή. Με έντονο μαύρο χρώμα σημειώνονται τα τμήματα του ανιχνευτή που έχουν ήδη εγκατασταθεί (NT-144) από τον Απρίλιο του 1997. Σε μεγέθυνση αριστερά φαίνεται το svjaska electronics module, με τους τέσσερις φωτοπολλαπλασιαστές που διαμορφώνουν τα δύο κανάλια του. Σημειώνουμε, ότι μόνο τα Οπτικά Στοιχεία του δεύτερου και του ενδέκατου επιπέδου είναι προσανατολισμένα προς πάνω. Στο δεξιό μέρος της εικόνας παρουσιάζεται ο ανιχνευτής NT-96, το προηγούμενο στάδιο κατασκευής του τηλεσκοπίου.

Τα κανάλια του κάθε string ελέγχονται από το String Electronics Module (SEM) το οποίο βρίσκεται στην κορυφή του. Εκεί καταγράφεται σε TDCs ο χρόνος και το εύρος του Q-T μετασχηματισμένου σήματος που φτάνει από κάθε κανάλι. Ολόκληρος ο ανιχνευτής ελέγχεται από το Central Electronics Module (CEM) το οποίο βρίσκεται 40m πάνω από τον ανιχνευτή. Σε περίπτωση σύμπτωσης δύο φωτοπολλαπλασιαστών (τοπική σύμπτωση), σήμα διάρκειας 600ns στέλνεται στο CEM. Εκεί τα σήματα από όλα τα κανάλια του κάθε string αθροίζονται με τα αντίστοιχα σήματα των υπολοίπων strings για τη δημιουργία του trigger⁴⁰. Σαν trigger μιονίου καθορίζεται η καταγραφή αριθμού τοπικών συμπτώσεων μεγαλύτερου από μια προκαθορισμένη τιμή μέσα σε χρονικό παράθυρο 500ns, χρόνος δηλαδή διπλάσιος αυτού που χρειάζεται ένα μόνιο, κινούμενο με σχετικιστική ταχύτητα, για να διασχίσει τον ανιχνευτή NT-200. Το πλήθος των τοπικών συμπτώσεων που απαιτείται για τη διαμόρφωση του trigger καθορίζεται από την ξηρά και κυμαίνεται μεταξύ 1 και 7. Τυπικές τιμές για τη διαμόρφωση του trigger είναι 3 και 4. Σε περίπτωση δημιουργίας trigger, εκτός της πληροφορίας προερχόμενης από τα κανάλια που συμμετείχαν στη δημιουργία του, όλες οι τοπικές συμπτώσεις σε χρονικό παράθυρο από -1.0μsec μέχρι +0.8μsec ως προς το χρόνο δημιουργίας του trigger καταγράφονται. Ένα δεύτερο σύστημα (monopole-trigger) αναζητά χαρακτηριστικές περιπτώσεις αργά κινουμένων (μη σχετικιστικών) σωματιδίων, όπως τα μαγνητικά μονόπολα που δρούν καταλυτικά στη διάσπαση του πρωτονίου. Ανάλογα με την ταχύτητα του σωματιδίου, τέτοιου είδους γεγονότα μπορούν να προκαλέσουν αύξηση του ρυθμού καταγραφής των φωτοπολλαπλασιαστών των καναλιών του τηλεσκοπίου σε χρονικά διαστήματα 0.1ms-0.8ms. Χαρακτηριστικά αναφέρουμε πως ο ανιχνευτής NT-36 (σε λειτουργία 240 μέρες, Απρίλιος 1993-Μάρτιος 1994) συνέλεξε 7×10^7 γεγονότα που ικανοποιούσαν τον βασικό trigger 3/1 (≥ 3 hits σε ≥ 1 string), 10^7 εκ των οποίων ικανοποιούσαν τη συνθήκη 6/3 (≥ 6 hits σε ≥ 3 string), πληροφορία ικανή για ικανοποιητική ανακατασκευή τροχιών. Τον επόμενο χρόνο, με τη χρήση του τροποποιημένου NT-36 (μεγαλύτερες διαστάσεις του πλαισίου) 9.7×10^7 γεγονότα καταγράφηκαν ικανοποιώντας το βασικό trigger [120].

Η βαθμονόμηση του συστήματος επιτυγχάνεται με ένα fast laser αζώτου το οποίο βρίσκεται επίσης στο πάνω μέρος του ανιχνευτή και είναι συνδεδεμένο με όλα τα κανάλια μέσω οπτικών ινών του ίδιου μήκους. Επιπλέον κάθε Οπτικό Στοιχείο είναι εφοδιασμένο με ένα LED. Ένα ειδικό περιβαλλοντολογικό string φέρει συσκευές για τη μέτρηση των οπτικών παραμέτρων του νερού, της θερμοκρασίας, της πίεσης, της ταχύτητας του ήχου και των υδάτινων ρευμάτων.

Υστερα από συνεχή λειτουργία 4 χρόνων τα συμπεράσματα για τη συμπεριφορά του ανιχνευτή μπορούν να επικεντρωθούν στα εξής [120]:

- ✓ Οι περιοδικές μεταβολές των τιμών του οπτικού υποβάθρου εξαιτίας της δράσεως της βιοφωταύγειας δεν επηρεάζουν το ρυθμό καταγραφής των μιονίων. (Ο ρυθμός απαρίθμησης trigger μιονίων είναι σταθερός).
- ✓ Τα Οπτικά Στοιχεία που είναι προσανατολισμένα προς τα επάνω χάνουν ύστερα από 150 μέρες το 50% της ευαισθησίας τους λόγω επικάθησης ιζημάτων, η παρουσία των οποίων είναι εξαιρετικά έντονη στη λίμνη. Κατά την ανέλκυση του συστήματος μετά από ένα χρόνο λειτουργίας παρατηρήθηκε, ότι τα επάνω ημισφαίρια των Οπτικών Στοιχείων είχαν σχεδόν καλυφθεί από ιζήματα. Η περιοχή γύρω από τον ισημερινό του Οπτικού Στοιχείου δεν παρουσίαζε επικάλυψη από ιζήματα. Η μεταβολή της ευαισθησίας n του Οπτικού Στοιχείου, προσανατολισμένου προς τα επάνω περιγράφεται από τη σχέση [117], [118]:

⁴⁰ Συνθήκη σκανδαλισμού.

$$n = n_0 \times (p_1 + (1 - p_1) \times e^{-t/p_2}) \quad (3.3)$$

όπου t είναι ο χρόνος που έχει περάσει από την πόντιση του Οπτικού Στοιχείου, p_1 είναι το ποσοστό της φωτοκαθόδου που βρίσκεται κοντά στον ισθμερινό του Οπτικού Στοιχείου και δεν επικαλύπτεται από τα ιζήματα και ολόκληρος ο δεύτερος όρος αφορά την υπόλοιπη επιφάνεια του Οπτικού Στοιχείου για την οποία η διαπερατότητα ελαττώνεται εκθετικά με το χρόνο. Χρησιμοποιώντας την παραπάνω σχέση για την εξάρτηση της ευαισθησίας των Οπτικών Στοιχείων που είναι προσανατολισμένα προς τα πάνω, στους υπολογισμούς Monte-Carlo και συγκρίνοντας τα αποτελέσματα με τα πειραματικά δεδομένα μπορούν να υπολογιστούν οι ποσότητες p_1 και p_2 . Πιο συγκεκριμένα, $p_1 \cong 0.35$ και $p_2 \cong 100$ μέρες. Κατά συνέπεια η ευαισθησία των Οπτικών Στοιχείων που είναι προσανατολισμένα προς την επιφάνεια της λίμνης περιορίζεται στο 37% μετά από ένα χρόνο. Η μεταβολή στις τιμές των δύο παραμέτρων είναι πολύ μικρή από χρόνο σε χρόνο. Σημειώνουμε, ότι η ελάττωση της ευαισθησίας επηρεάζει την ανιχνευτική ικανότητα του τηλεσκοπίου ως προς τα ατμοσφαιρικά μίονια και γενικότερα ως προς τα μίονια που έρχονται από το πάνω ημισφαίριο. Η επικάλυψη ιζημάτων ελάχιστα επηρεάζει την ανιχνευτική ικανότητα ως προς τα μίονια που έρχονται από το κάτω ημισφαίριο αφού κατά τη διέλευσή τους το μεγαλύτερο μέρος της ακτινοβολίας Cherenkov προσπίπτει στο τμήμα της φωτοκαθόδου που δεν έχει επικαλυφθεί. Η μέθοδος αντιμετώπισης του φαινομένου αυτού βρίσκεται σε στάδιο μελέτης. Προς το παρόν, όπως είδαμε, τα περισσότερα Οπτικά Στοιχεία τοποθετούνται προσανατολισμένα προς το κάτω ημισφαίριο.

- ✓ Καμιά αξιοσημείωτη αλλαγή στην ευαισθησία των Οπτικών Στοιχείων που είναι προσανατολισμένα προς τα κάτω δεν έχει παρατηρηθεί.
- ✓ Έχει παρατηρηθεί μετατόπιση ολόκληρης της δομής του ανιχνευτή (περίπου 3m) η οποία έχει καταγραφεί από το σύστημα υπερήχων [120]. Η μετατόπιση αυτή οφείλεται στα υδάτινα ρεύματα που επικρατούν στην περιοχή. Η σχετική θέση των Οπτικών Στοιχείων δεν αλλάζει περισσότερο από 20cm.
- ✓ Τα μηχανικά μέρη του συστήματος κρίνονται ως αξιόπιστα, ειδικά τα Οπτικά Στοιχεία (από μηχανικής πλευράς) κανένα από τα οποία δεν έχει αποτύχει εξαιτίας διαρροής. Αντίθετα τα ηλεκτρονικά μέρη έχουν παρουσιάσει εκτεταμένα προβλήματα και δεν ικανοποιούν τις προϋποθέσεις για μακρόχρονη λειτουργία.

3.2.2 Τα αποτελέσματα Φυσικής

Τα αποτελέσματα Φυσικής από το τηλεσκόπιο νετρίνων BAIKAL και ύστερα από τέσσερα χρόνια συνεχούς λειτουργίας παρουσιάζονται σε συντομία στη συνέχεια [120], [117].

Φάσμα ατμοσφαιρικών μιονίων

Οι γωνιακές ροές των μιονίων περιγράφονται πάρα πολύ καλά από τους υπολογισμούς Monte-Carlo. Μετατρέποντας τη μετρούμενη γωνιακή κατανομή σε κατακόρυφη ροή συναρτήσει του βάθους, προκύπτει πολύ καλή συμφωνία με τις θεωρητικές εκτιμήσεις αλλά και με μετρήσεις που έχουν καταγραφεί από άλλα υπόγεια ή υποβρύχια πειράματα.

Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων

Το μεγαλύτερο πρόβλημα που έχει να αντιμετωπίσει το τηλεσκόπιο BAIKAL στην επιτυχημένη ανίχνευση νετρίνων είναι η εξαιρετικά μεγάλη ροή μιονίων κοσμικής ακτινοβολίας, η οποία για το βάθος στο οποίο βρίσκεται το τηλεσκόπιο είναι 6 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την αναμενόμενη ροή μιονίων που προέρχονται από το κάτω ημισφαίριο. Για να επιτευχθεί ο διαχωρισμός των γεγονότων που προέρχονται κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή από τα μίονια κοσμικής ακτινοβολίας, πρέπει να πραγματοποιηθεί ακριβής ανακατασκευή της τροχιάς των μιονίων και στη συνέχεια να επιλεγθούν ως υποψήφια γεγονότα αυτά για τα οποία η πολική γωνία είναι μεγαλύτερη των 90° . Για μικρές ανιχνευτικές διατάξεις η επίτευξη του παραπάνω στόχου είναι εξαιρετικά δύσκολη. Ο λόγος S/N (S είναι η ροή των μιονίων που προέρχονται από ατμοσφαιρικά νετρίνα και N είναι η ροή των μιονίων κοσμικών ακτίνων που ανακατασκευάζονται σαν να έρχονται κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή) είναι αρκετά μικρότερος της μονάδας, γεγονός που καθιστά αδύνατη την ανίχνευση νετρίνων. Αυτό ισχύει για τους ανιχνευτές NT-36 ($S/N \cong 1/45$) και NT-72 ($S/N \cong 1/3$). Οι υπολογισμοί Monte-Carlo έδειξαν, ότι ο ανιχνευτής NT-96 μπορεί να ανταποκριθεί στην επιλογή υποψηφίων γεγονότων με $S/N \cong 1$ [123]. Αν μάλιστα επιβληθούν μια σειρά από ποιοτικά κριτήρια στη διαδικασία ανακατασκευής και η αναζήτηση υποψηφίων γεγονότων περιοριστεί σε κώνο ημιγωνίας 50° γύρω από το Ναδίρ του ανιχνευτή τότε ο λόγος S/N γίνεται μεγαλύτερος της μονάδας. Αυτό βέβαια έχει ως συνέπεια την ελάττωση της ευαισθητής επιφάνειας του ανιχνευτή. Μέχρι σήμερα έχουν αναλυθεί δεδομένα 18 ημερών λειτουργίας του ανιχνευτή NT-96 και έχουν επιλεγθεί 3 υποψήφια γεγονότα σε ικανοποιητική συμφωνία με τα 2.3 αναμενόμενα. Η ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή είναι περίπου 350m^2 [123]. Η ανάλυση των δεδομένων από τους ανιχνευτές NT-96 και NT-144 συνεχίζεται με στόχο την απόδειξη της ικανότητας διάκρισης γεγονότων προερχόμενων από νετρίνα από το υπόβαθρο που δημιουργούν τα λάθος ανακατασκευασμένα ατμοσφαιρικά μίονια.

Αναζήτηση νετρίνων από εξαύλωση *neutralinos* στον πυρήνα της Γης

Τα νετρίνα που προέρχονται από εξαύλωση *neutralinos* που μπορεί να λάβει χώρα στο κέντρο της Γης προκαλούν τη δημιουργία μιονίων με ενέργειες μικρότερες του ενός TeV, τα οποία κινούνται σχεδόν κατακόρυφα προς τα πάνω. Ο διαχωρισμός τέτοιων γεγονότων φαίνεται πως δεν απαιτεί πλήρη ανακατασκευή της τροχιάς [124]. Τα ποιοτικά κριτήρια που μπορούν να τεθούν στην περίπτωση αυτή είναι αρκετά για το διαχωρισμό των γεγονότων. Τα κριτήρια βασίζονται στο γεγονός ότι η τροχιά του μιονίου είναι σχεδόν παράλληλη με τα strings του ανιχνευτή και στο ότι πρόκειται για μίονια σχετικά χαμηλών ενεργειών τα οποία δημιουργούν κύρια φως Cherenkov προερχόμενο απευθείας από την τροχιά. Ο συνδυασμός των προϋποθέσεων αυτών επιβάλλει μια αυστηρή χρονική συνέπεια στα θεωρούμενα γεγονότα. Τα κριτήρια αυτά περιγράφονται στην [124]. Ανάλυση των γεγονότων, που ελήφθησαν από τον ανιχνευτή NT-36 στις 212 μέρες λειτουργίας του, έδωσε ως αποτέλεσμα δύο γεγονότα τα οποία ικανοποιούν όλες τις προϋποθέσεις. Ο αναμενόμενος αριθμός μιονίων, προερχόμενων από ατμοσφαιρικά νετρίνα, τα οποία επίσης ικανοποιούν τις συνθήκες αυτές είναι 1.2.

Αναζήτηση μαγνητικών μονοπόλων

Η διέλευση μη-σχετικιστικά κινούμενου μαγνητικού μονοπόλου από την περιοχή του ανιχνευτή μπορεί να ανιχνευτεί μέσω του Rubakov-effect, το οποίο προβλέπει, ότι ένα μαγνητικό μονόπολο μπορεί να προκαλέσει κατάλυση της διασπάσεως πρωτονίων κατά μήκος της τροχιάς του. Τα προϊόντα της διασπάσεως προκαλούν τη δημιουργία ακτινοβολίας Cherenkov, η οποία

δύναται να ανιχνευτεί ως αύξηση του ρυθμού απαρίθμησης γειτονικών καναλιών. Η απόσταση ανάμεσα σε δύο διασπάσεις πρωτονίου εξαρτάται από την ταχύτητα του μονοπόλου και την ενεργό διατομή της κατάλυσης. Τυπικές αποστάσεις είναι περίπου 1m και η χρονική τους απόσταση της τάξεως του ενός μsec . Κάτω από αυτές τις συνθήκες διέλευση μονοπόλου μπορεί να καταγραφεί σε ανεξάρτητα κανάλια σε χρονικά παράθυρα από 10^{-4} - 10^{-3}sec . Άνω όρια έχουν τεθεί στη ροή των μονοπόλων που καταλύουν τη διάσπαση πρωτονίων με ενεργό διατομή $\sigma_c = 0.17 \times \sigma_p \times \beta^{-2}$. Θέτοντας $\sigma_p = 10^{-29}\text{cm}^2$ και $\beta = 10^{-4}$ η ροή των μαγνητικών μονοπόλων είναι $10^{-15}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{sr}^{-1}$ [125].

Η εγκατάσταση του ανιχνευτή NT-200 ολοκληρώθηκε στις 15 Απριλίου 1998.

3.3 Το τηλεσκόπιο νετρίνων AMANDA

[...one only has to determine *how* light propagates and does not have to understand *why* it propagates in the observed manner, the details of which may be very complicated.]
 "The Status of the AMANDA High Energy Neutrino Detector"
 S.W.Barwick, HE 4.11, 1997

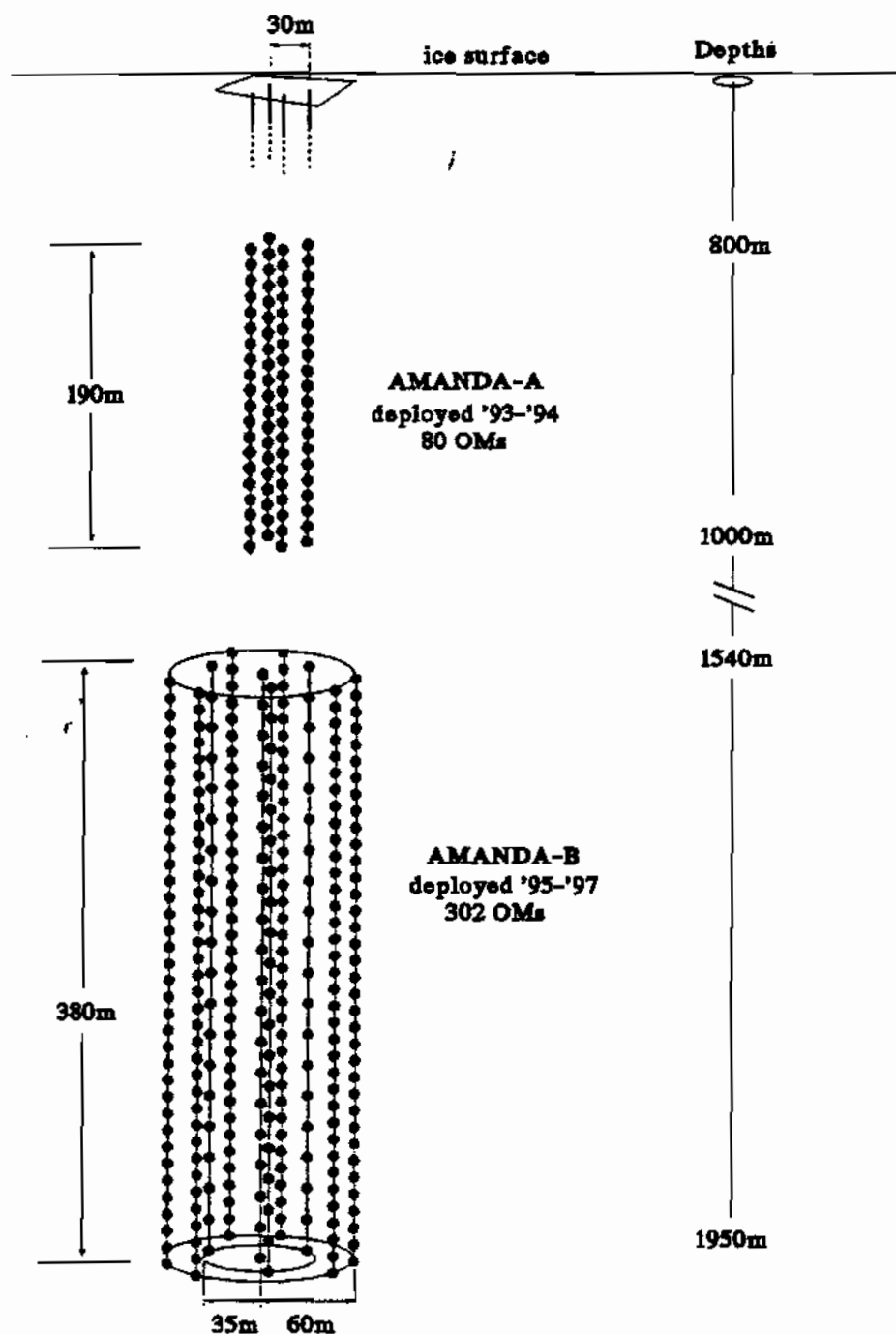
Την Άνοιξη του 1997 ολοκληρώθηκε η εγκατάσταση του τηλεσκοπίου νετρίνων AMANDA (Antarctic Muon and Neutrino Detector Array) [126], [127], [128] στο Νότιο Πόλο. Η βασική διαφορά του τηλεσκοπίου αυτού από τα υπόλοιπα τηλεσκόπια είναι ότι οι φωτοπολλαπλασιαστές του τοποθετούνται στον πάγο της Ανταρκτικής αντί σε θαλασσινό (DUMAND και ΝΕΣΤΩΡ) ή γλυκό νερό (BAIKAL). Το πλήρες τηλεσκόπιο (εικόνα 3.8) αποτελείται από 382 φωτοπολλαπλασιαστές ποντισμένους σε βάθη από 800m έως 2000m στον πάγο.

Η ιστορία του πειράματος ξεκίνησε το 1989 [129]. Ορισμένα χαρακτηριστικά του πολύ καθαρού πάγου της Ανταρκτικής έπεισαν την ερευνητική ομάδα ότι είναι δυνατή η λειτουργία τηλεσκοπίου νετρίνων χρησιμοποιώντας τον ως μέσο ανίχνευσης της ακτινοβολίας Cherenkov που παράγεται από μίονια προερχόμενα από νετρίνα υψηλών ενεργειών. Στον πάγο δεν υπάρχει οπτικό υπόβαθρο εξαιτίας διασπάσεων ραδιενεργών ισοτόπων, όπως το ^{40}K και δράσεως βιοφωταύγειας, ενώ η πολύ χαμηλή θερμοκρασία του περιβάλλοντος ($\approx -55^\circ\text{C}$) περιορίζει σημαντικά το θόρυβο των φωτοπολλαπλασιαστών. Επιπλέον το κέντρο ελέγχου βρίσκεται πάνω ακριβώς από τον ανιχνευτή και σε απόσταση 1km - 2km, από αυτόν περιορίζοντας σημαντικά το μήκος των απαιτούμενων καλωδίων. Δίνεται επίσης η δυνατότητα τα ηλεκτρονικά συστήματα του ανιχνευτή να είναι τοποθετημένα στο σταθμό ελέγχου. Ο ήδη υπάρχων Αμερικανικός ερευνητικός σταθμός Amundsen-Scott παρέχει όλη την απαραίτητη υποδομή για την πραγματοποίηση της διαδικασίας πόντισης των τμημάτων του ανιχνευτή. Τέλος η λειτουργία δύο ανιχνευτών κοσμικών ακτίνων, SPACE-1⁴¹ και SPACE-2, στην επιφάνεια του πάγου και σε μικρή οριζόντια απόσταση από τον κατακόρυφο άξονα του τηλεσκοπίου δίνει τη δυνατότητα για καταγραφή συμπτώσεων ανάμεσα σε μίονια που φτάνουν μέχρι το τηλεσκόπιο και air showers που καταγράφονται στους επιφανειακούς ανιχνευτές.

Την περίοδο 1991-1993 πραγματοποιήθηκαν μια σειρά από μετρήσεις των οπτικών ιδιοτήτων του πάγου της Ανταρκτικής σε βάθη μέχρι 800m [129]. Οι δοκιμές έδειξαν, ότι το μήκος εξασθένισης της ακτινοβολίας στον πάγο είναι μεγαλύτερο από 20m. Η ανάλυση των δεδομένων έπεισε επίσης για την απουσία φυσαλίδων αέρα σε αυτό το βάθος [129], [130], [131]. Η

⁴¹ South Pole Air Shower Experiment

εκτίμηση βασίστηκε σε μετρήσεις της ροής των φωτονίων Cherenkov προερχομένων από μόνια κοσμικών ακτίνων.



Εικόνα 3.8: Το τηλεσκόπιο AMANDA στο Νότιο Πόλο, 382 φωτοπολλαπλασιαστές (362 σε λειτουργία) ποντισμένοι σε βάθη από 800m έως 2000m.

3.3.1 Ο ανιχνευτής AMANDA-A

Μετά την ολοκλήρωση του προκαταρκτικού σταδίου μετρήσεων, η ερευνητική ομάδα προχώρησε στην πόντιση τεσσάρων strings, με 20 Οπτικά Στοιχεία το καθένα, σε βάθος από 800m - 1000m (AMANDA-A), τον Ιανουάριο του 1994. Τα Οπτικά Στοιχεία του τηλεσκοπίου AMANDA (βλέπε κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο") περιέχουν φωτοπολλαπλασιαστές ευαίσθητης επιφάνειας διαμέτρου 20cm (8inch), 30% της ευαίσθητης επιφάνειας των φωτοπολλαπλασιαστών που χρησιμοποιούνται στα άλλα τηλεσκόπια νετρίνων. Η απόσταση των Οπτικών Στοιχείων του κάθε string ήταν 10m. Οι τρύπες στον πάγο, βάθους 1km, άνοιξαν με τρυπάνι που χρησιμοποιεί καυτό νερό. Ο πάγος γύρω από την κεφαλή του τρυπανιού λιώνει και το σύστημα προχωρεί με τη βοήθεια του βάρους του. Η μέγιστη απόκλιση του τρυπανιού από την κατακόρυφο σε βάθος ενός km δεν ξεπερνά το ένα μέτρο. Στην εικόνα 3.9 παρουσιάζεται το τρυπάνι που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια της διαδικασίας αυτής. Παρατηρούμε τους βραχίονες γύρω από τον άξονα του συστήματος για τη διάνοιξη τρύπας, κατάλληλης διαμέτρου, ώστε να χωράει το Οπτικό Στοιχείο που φαίνεται στο επάνω μέρος της εικόνας. Η διαδικασία πόντισης διήρκεσε 45 μέρες. Ο ρυθμός με τον οποίο προχωρούσε το τρυπάνι ήταν 0.3cm/s. Μετά την ολοκλήρωση της πόντισης του κάθε string, το νερό γύρω από τα Οπτικά Στοιχεία ξαναπαγώνει. Τα Οπτικά Στοιχεία δεν πρόκειται να ξαναβγούν στην επιφάνεια. Το γεγονός αυτό είναι ένα από τα μειονεκτήματα της φιλοσοφίας κατασκευής του τηλεσκοπίου AMANDA. Όπως θα δούμε στο κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο", τα Οπτικά Στοιχεία του τηλεσκοπίου περιλαμβάνουν μόνο τον φωτοπολλαπλασιαστή σε μια προσπάθεια να είναι όσο το δυνατόν πιο απλά γίνεται, ώστε να αυξάνεται ο χρόνος ζωής τους. Αυτό έχει επιτευχθεί σε πολύ καλό βαθμό λαμβάνοντας υπόψη ότι τα 73 από τα 80 Οπτικά Στοιχεία που ποντίστηκαν το 1994, είναι μέχρι σήμερα σε λειτουργία. Τα υπόλοιπα 7 Οπτικά Στοιχεία καταστράφηκαν, όταν πάγωσε το νερό γύρω τους.

Το κύριο καλώδιο κάθε string περιλαμβάνει 20 ομοαξονικά καλώδια, Belden 9067, RG59 (75Ω). Η τροφοδοσία του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή με υψηλή τάση και η μετάδοση του σήματός του στο σταθμό ελέγχου γίνεται διαμέσου του ίδιου καλωδίου. Στο εξωτερικό μέρος του κύριου καλωδίου προσαρμόζεται μια δέσμη 20 οπτικών ινών για τη βαθμονόμηση των Οπτικών Στοιχείων. Ένα YAG laser, εγκατεστημένο στο κέντρο ελέγχου, στην επιφάνεια, στέλνει φωτεινούς παλμούς με εύρος μερικών nanosecond, με μήκη κύματος που κυμαίνονται από 410nm μέχρι 610nm, μέσω των οπτικών ινών σε σφαίρες από nylon, που προκαλούν διάχυση του φωτός και είναι τοποθετημένες σε απόσταση 30cm από κάθε Οπτικό Στοιχείο. Με τον τρόπο αυτό μετρήθηκαν τα μήκη απορρόφησης και σκέδασης ως συνάρτηση του βάθους και του μήκους κύματος. Από τη μελέτη των κατανομών των χρόνων καταγραφής των παλμών από το laser των διαφόρων φωτοπολλαπλασιαστών προέκυψε το συμπέρασμα πως η διαδρομή του φωτός στον πάγο μπορεί να προσεγγιστεί από τη συνάρτηση που περιγράφει τον τρισδιάστατο τυχαίο περίπατο (σκέδαση) με απορρόφηση [126], [132]. Οι αρχικές εκτιμήσεις του 1993 για απουσία φυσαλίδων σε αυτό το βάθος ήταν λανθασμένες. Το μήκος απορρόφησης στα 515nm βρέθηκε να είναι $L_{abs} = 59 \pm 3$ m [132], ενώ παρατηρούνται πολύ μεγαλύτερες τιμές για μικρότερα μήκη κύματος, $L_{abs} > 250$ m [127], ενώ το μήκος σκέδασης $L_{scat} \approx 0.19$ m, αυξανόμενο ανάλογα με το βάθος. Οι πολλαπλές σκεδάσεις που θα υποστούν τα φωτόνια στη διαδρομή τους στον πάγο καθιστούν δύσκολη την εκτίμηση της χρονικής στιγμής εκπομπής τους (π.χ. από την τροχιά του μιονίου) και επομένως η ακριβής ανακατασκευή της τροχιάς του μιονίου δεν είναι δυνατή. Παρά το γεγονός αυτό ο ανιχνευτής AMANDA-A μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη μελέτη νετρίνων με τους εξής τρόπους:

- ✓ Επιβάλλοντας ειδικές συνθήκες trigger [133] είναι δυνατόν να καταγραφεί αυξημένη ροή νετρίνων ενεργειών της τάξεως των MeV, τα οποία μπορεί να προέρχονται από έκρηξη

Υπερκαινοφανούς, όπως ο SN1987A. Η αλληλεπίδραση των νετρίνων με την ύλη θα οδηγήσει τελικά σε αύξηση του ρυθμού απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών, ο οποίος υπενθυμίζουμε είναι πολύ περιορισμένος εξαιτίας της χαμηλής θερμοκρασίας περιβάλλοντος, για χρονική διάρκεια 5-10 sec [134].

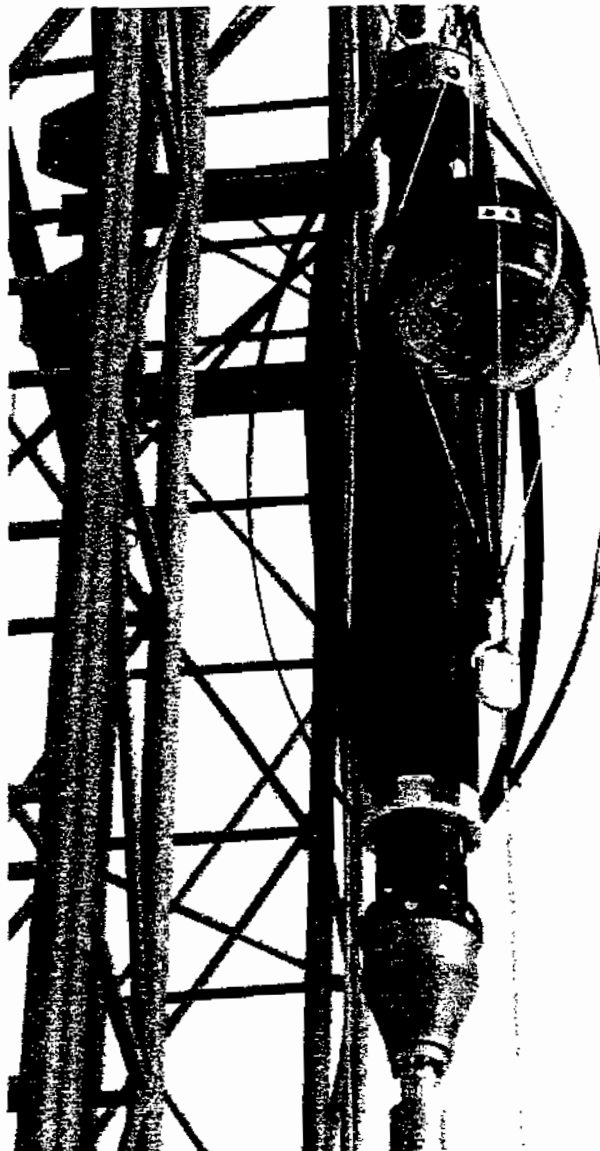
- ✓ Ανίχνευση ηλεκτρομαγνητικών ή αδρονικών καταιονισμών (cascades), που δημιουργούνται κατά τις αλληλεπιδράσεις νετρίνων με την ύλη. Εξαιτίας της μεγάλης τιμής του μήκους απορρόφησης της ακτινοβολίας είναι δυνατόν να ανιχνευτούν γεγονότα που έχουν πραγματοποιηθεί αρκετά μακριά μεγαλώνοντας τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Εξαιτίας των περιορισμένων διαστάσεων του ο ανιχνευτής AMANDA-A δεν είναι σε θέση να απορρίψει το υπόβαθρο στον απαιτούμενο βαθμό για την ανίχνευση τέτοιων γεγονότων [135], αλλά μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη μελέτη τεχνικών ακριβούς υπολογισμού της συνολικής ενέργειας που εκλύεται σε έναν ηλεκτρομαγνητικό καταιονισμό, αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης με την ύλη ενός νετρίνου ηλεκτρονίου.

3.3.2 Ο ανιχνευτής AMANDA-B

Το Χειμώνα του 1995-96 (Αυστραλιανό Καλοκαίρι) ξεκίνησε η πόντιση του ανιχνευτή AMANDA-B. Αυτή τη φορά χρησιμοποιήθηκε πιο ισχυρό τρυπάνι (1.9MW), το οποίο προχωρούσε στον πάγο με ταχύτητα 1 cm/sec. Η θερμοκρασία του εκπεμπομένου νερού έφτανε τους 75°C. Σημειώνουμε, ότι σε βάθος 2000m η θερμοκρασία περιβάλλοντος φτάνει τους -30°C, έχει αυξηθεί δηλαδή κατά 20°C σε σχέση με τη θερμοκρασία επιφανείας. Το νερό παγώνει περιορίζοντας τη διάμετρο της τρύπας με ρυθμό 6cm την ημέρα. Ο διαθέσιμος χρόνος είναι αρκετός για την πόντιση του συστήματος.

Ποντίστηκαν συνολικά 86 φωτοπολλαπλασιαστές, σε τέσσερα strings, σε βάθος από 1550m μέχρι 1950m. Ένα από τα strings, με 26 φωτοπολλαπλασιαστές έφτασε σε βάθος 2180m. Οι αποστάσεις μεταξύ των φωτοπολλαπλασιαστών μεγάλωσαν (20m) αφού οι μεγάλες τιμές του μήκους απορρόφησης επέτρεπαν κάτι τέτοιο. Από τους 86 φωτοπολλαπλασιαστές 79 κατάφεραν να αντεπεξέλθουν στο πάγωμα του νερού γύρω τους. Και οι 79 είναι σε λειτουργία μέχρι σήμερα.

Δύο αλλαγές πραγματοποιήθηκαν σε σχέση με τον ανιχνευτή AMANDA-A. Οι φωτοπολλαπλασιαστές που χρησιμοποιήθηκαν αυτή τη φορά ήταν οι R5912-2 της Hamamatsu (βλέπε κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο"), επίσης 8inch. Για 6 Οπτικά Στοιχεία η μετάδοση του σήματος έγινε διαμέσου καλωδίου "πλεγμένων ζευγών", twisted pair cable, περιορίζοντας τις απώλειες και βελτιώνοντας τον rise time και το ύψος του παλμού κατά έναν παράγοντα 3. Επιπλέον ένα twisted pair cable μπορεί να τροφοδοτήσει 36 Οπτικά Στοιχεία, δίνοντας τη δυνατότητα αύξησης του αριθμού των Οπτικών Στοιχείων σε ένα string [126]. Ο θόρυβος των νέων φωτοπολλαπλασιαστών δεν ξεπερνά τα 600Hz. Στη φάση αυτή εισήχθει και ένα νέο σχήμα trigger για την αναζήτηση νετρίνων από έκρηξη Υπερκαινοφανούς. Τοποθετήθηκαν επίσης δύο ανιχνευτές ραδιοσυχνότητας σε βάθη 150m και 280m σε ένα δοκιμαστικό στάδιο της τεχνικής ανίχνευσης ακτινοβολίας Cherenkov στις ραδιοσυχνότητες, προερχόμενης από καταιονισμούς από αλληλεπιδράσεις νετρίνων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών (UHE) με την ύλη. Εκτός του YAG laser που ήταν σε λειτουργία στην επιφάνεια για τη βαθμονόμηση του ανιχνευτή, ένα νέο laser Αζώτου (337nm) τοποθετήθηκε σε βάθος 1820m. Το laser διατηρείται σε θερμοκρασία 24°C. Επίσης μπλε LEDs (βλέπε κεφάλαιο "Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων", παράγραφο "Το σύστημα βαθμονόμησης του ανιχνευτή") τοποθετήθηκαν σε διάφορα σημεία του ανιχνευτή.



Εικόνα 3.9: Φωτογραφία του τρυπανιού του τηλεσκοπίου AMANDA. Η διάμετρος της τρύπας καθορίζεται από τους βραχίονες που βρίσκονται περιφερειακά του άξονα του συστήματος. Από την κεφαλή του τρυπανιού εκπέμπεται καυτό νερό και ο λιωμένος πάγος υποχωρεί κάτω από το βάρος του τρυπανιού. Στην ελεύθερη πτώση του μέχρι το 1km, το σύστημα δεν αποκλίνει από την κατακόρυφο περισσότερο από ένα μέτρο. Στο επάνω μέρος της φωτογραφίας παρατηρούμε ένα από τα Οπτικά Στοιχεία το οποίο σε λίγο θα “παγώσει” για πάντα στον Ανταρκτικό πάγο.

Τα βασικά συμπεράσματα που προέκυψαν από την ανάλυση των δεδομένων σε αυτή τη φάση παρουσιάζονται στη συνέχεια [127]:

- ✓ Το μήκος απορρόφησης μετρήθηκε, $L_{abs} \approx 100\text{m}$ στα 337nm με τη χρήση του laser Αζώτου. Είναι σχεδόν ανεξάρτητο από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας από τα 337nm μέχρι τα 450nm. Επίσης η τιμή αυτή διατηρείται για βάθη από τα 1650m μέχρι τα 1850m. Η τιμή αυτή

είναι εξαιρετικά μεγάλη σε σύγκριση με τις αντίστοιχες τιμές για την περίπτωση του γλυκού ή του θαλασσινού νερού. Σύγκριση των δεδομένων για το μήκος απορρόφησης για μήκη κύματος στην περιοχή από 410nm μέχρι 610nm, σε βάθη από 1650m μέχρι 1850m με τα αντίστοιχα για βάθη από 800m μέχρι 1000m, οδηγούν στο συμπέρασμα ότι στα μεγαλύτερα βάθη η συγκέντρωση κοσμικής σκόνης⁴² είναι μεγαλύτερη περιορίζοντας τη διαπερατότητα του μέσου.

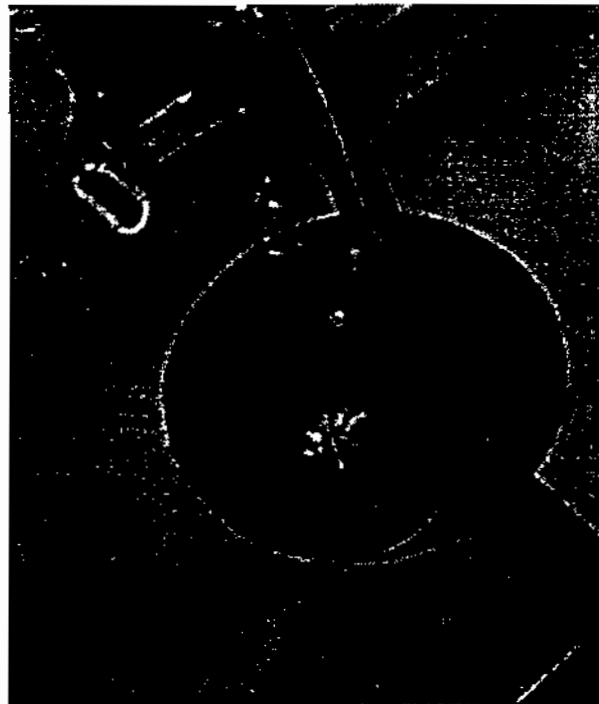
- ✓ Το μήκος σκέδασης έχει αυξηθεί σε αυτό τα βάθος, $L_{scat} \approx 3.5$ m και εκτιμώντας τη μέση τιμή του συνημιτόνου της γωνίας σκέδασης, $\langle \cos \theta \rangle = 0.85$, το ενεργό μήκος σκέδασης είναι $L_{eff} \approx 25$ m, ανεξάρτητο του μήκους κύματος. Η μεγάλη τιμή του μήκους σκέδασης και το γεγονός ότι το ενεργό μήκος σκέδασης είναι ανεξάρτητο του βάθους από τα 1650m μέχρι τα 1850m, αποτελεί ένδειξη για την εξαφάνιση των φυσαλίδων αέρα εντός του πάγου στην περιοχή αυτή.



Εικόνα 3.10: Ένα από τα 216 Οπτικά Στοιχεία του τηλεσκοπίου AMANDA-B, ενώ ποντίζεται στον πάγο της Ανταρκτικής, εξαρτημένο από το string που συγκρατεί και τα υπόλοιπα 35 Οπτικά Στοιχεία. Το Οπτικό Στοιχείο είναι προσανατολισμένο προς τα πάνω. Το κάτω ημισφαίριο του είναι βαμμένο μαύρο. Στο κέντρο διακρίνεται το παχύ κεντρικό καλώδιο του string.

⁴² Σκόνη που επικάθησε στον πάγο κατά τα διάφορα στάδια της δημιουργίας του, δεκάδες χιλιάδες χρόνια πριν. Η σκόνη αυτή, αν και χαρακτηρίζεται ως κοσμική, θα πρέπει να έχει Γήινη προέλευση και να οφείλεται σε ηφαιστειακή δράση κατά τα διάφορα στάδια δημιουργίας του πάγου.

Η εγκατάσταση του ανιχνευτή AMANDA-B ολοκληρώθηκε στις αρχές του 1997 με την πόντιση έξι ακόμα strings με 36 Οπτικά Στοιχεία το κάθε ένα συνδεδεμένα με twisted pair cables. Σε 18 από τα Οπτικά Στοιχεία δοκιμάζεται μια πρωτοποριακή τεχνική για τη μετάδοση του σήματος. Το σήμα από τη δύνοδο του φωτοπολλαπλασιαστή μεταδίδεται, μέσω ενός LED και της οπτικής ίνας για τη βαθμονόμηση του ανιχνευτή στην επιφάνεια (analog optical transmission). Επιπλέον δύο ψηφιακά Οπτικά Στοιχεία (DOM) (βλέπε κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”), κατασκευασμένα στο LBL και JPL, τοποθετήθηκαν στην κορυφή ενός από τα strings. Από τα 216 Οπτικά Στοιχεία που ποντίστηκαν, τα 210 είναι μέχρι σήμερα σε λειτουργία. Συνολικά ο ανιχνευτής AMANDA-B αποτελείται από 289 Οπτικά Στοιχεία, τα οποία στη μεγάλη τους πλειοψηφία είναι προσανατολισμένα προς τα κάτω. Στις εικόνες 3.10 και 3.11 παρουσιάζουμε δύο στιγμιότυπα από την πόντιση ενός Οπτικού Στοιχείου (από τα ελάχιστα που είναι προσανατολισμένα προς τα επάνω) στα πλαίσια της διαδικασίας που πραγματοποιήθηκε το Χειμώνα του 1996-1997.



Εικόνα 3.11: Το Οπτικό Στοιχείο έχει ήδη αρχίσει να βυθίζεται στον πάγο. Η διαδικασία πόντισης του string πρέπει να ολοκληρωθεί μέσα σε δύο μέρες ώστε να μην προλάβει το νερό να ξαναπαγώσει γύρω από το σύστημα πριν τα Οπτικά Στοιχεία λάβουν την τελική τους θέση.

3.3.3 Τα αποτελέσματα Φυσικής

Ο τρόπος διάδοσης του φωτός στον Ανταρκτικό πάγο φαίνεται πως είναι πολύ πιο περίπλοκη διαδικασία από ό,τι είχε αρχικά εκτιμηθεί. Για το λόγο αυτό ένα περίπλοκο σύστημα βαθμονόμησης έχει αναπτυχθεί, έτσι ώστε να προσεγγιστεί με τον πιο ακριβή τρόπο η διάδοση της ακτινοβολίας Cherenkov στον πάγο. Τα αποτελέσματα Φυσικής από το τηλεκόπιο νετρίνων

AMANDA και ύστερα από τρία χρόνια συνεχούς λειτουργίας παρουσιάζονται σε συντομία στη συνέχεια [126], [127]:

Φάσμα ατμοσφαιρικών μιονίων

Ο ανιχνευτής AMANDA-B καταγράφει ατμοσφαιρικά μίονια με συχνότητα περίπου 100Hz, απαιτώντας ενεργοποίηση 16 τουλάχιστον φωτοπολλαπλασιαστών μέσα σε χρονικό διάστημα 2μsec. Τα αποτελέσματα είναι σε γενικές γραμμές σε καλή συμφωνία με τους υπολογισμούς Monte Carlo, όπου πραγματοποιείται προσομοίωση της διάδοσης των φωτονίων Cherenkov σύμφωνα με τις χρονικές κατανομές που προκύπτουν από διάδοση του φωτός από τα διαφορετικά συστήματα βαθμονόμησης που διαθέτει ο ανιχνευτής. Ένας πολύ γρήγορος αλγόριθμος [126] είναι σε θέση να περιορίσει σημαντικά τον αριθμό των γεγονότων αυτών, διατηρώντας σε μεγάλο ποσοστό τα γεγονότα που έρχονται από το κάτω ημισφαίριο. Οι υπολογισμοί [136] δείχνουν ότι μπορεί να επιτευχθεί διακριτική ικανότητα στον προσδιορισμό της γωνίας της τροχιάς του μιονίου, της τάξεως των 2.5° , διατηρώντας την ευαίσθητη επιφάνεια της τάξεως των 10^5 m^2 . Σημειώνουμε, ότι η τελική διαμόρφωση της γεωμετρίας του ανιχνευτή έγινε με βάση τους υπολογισμούς που παρουσιάζονται στην [136].

Σαν μια πρώτη προσέγγιση στη μελέτη της ανακατασκευής τροχιών σε έναν ανιχνευτή ευαίσθητου όγκου ενός km^3 , καταγράφονται οι συμπτώσεις ανάμεσα στον ανιχνευτή AMANDA-A και στον ανιχνευτή AMANDA-B. Τέτοια γεγονότα έχουν συχνότητα 0.1Hz. Η ανακατασκευή των τροχιών μιονίων που έχουν καταγραφεί και στους δύο ανιχνευτές μπορεί να επιτευχθεί με ακρίβεια 1° .

Αναζήτηση ατμοσφαιρικών νετρίνων

Το πρόβλημα που έχει να αντιμετωπίσει το τηλεσκόπιο AMANDA, όπως και το τηλεσκόπιο BAIKAL στην ανίχνευση νετρίνων είναι η εξαιρετικά μεγάλη ροή μιονίων κοσμικής ακτινοβολίας, η οποία για το βάθος που βρίσκεται το τηλεσκόπιο είναι 6 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την αναμενόμενη ροή μιονίων που προέρχονται από το κάτω ημισφαίριο. Για να επιτευχθεί ο διαχωρισμός των γεγονότων που προέρχονται κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή από τα μίονια κοσμικής ακτινοβολίας, πρέπει να πραγματοποιηθεί ακριβής ανακατασκευή της τροχιάς των μιονίων. Όπως αναφέραμε και πριν υπολογισμοί με προσομοιωμένα γεγονότα οδήγησαν στο συμπέρασμα, ότι ο διαχωρισμός σήματος από το θόρυβο (υπενθυμίζουμε πως θόρυβος στην προκειμένη περίπτωση είναι τα μίονια κοσμικής ακτινοβολίας που ανακατασκευάζονται σαν να έρχονται από το κάτω ημισφαίριο) είναι δυνατόν να επιτευχθεί στον ανιχνευτή AMANDA-B [136], [131].

Αναζήτηση νετρίνων από εξωγήινες πηγές

Το φαινόμενο της σκέδασης, το οποίο παρουσιάζεται αυξημένο στον πάγο, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη μέτρηση της απώλειας ενέργειας του μιονίου κατά τη διέλευσή του από τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Λαμβάνοντας υπόψη ότι η ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων (βλέπε κεφάλαιο "Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών"), για ενέργειες μεγαλύτερες των 10TeV περιορίζεται σημαντικά σε σχέση με τη ροή νετρίνων από εξωγήινες πηγές (όπως από AGN), ο προσδιορισμός της ενέργειας του μιονίου αποκτά ιδιαίτερη σημασία. Ο ανιχνευτής AMANDA (ειδικά το τμήμα του σε βάθη 800m-1000m), μπορεί να λειτουργήσει ως μετρητής ενέργειας (absorption calorimeter), διακρίνοντας τα γεγονότα πολύ υψηλών ενεργειών. Σημειώνουμε, ότι για να πραγματοποιηθεί μέτρηση της ενέργειας του γεγονότος, πρέπει να λάβει χώρα σε απόσταση μικρότερη των 50m από την περίμετρο του ανιχνευτή.

▣ Αναζήτηση νετρίνων από έκρηξη υπερκαινοφανούς

Ένα ανεξάρτητο σύστημα συλλογής και επεξεργασίας δεδομένων έχει αναπτυχθεί για την καταγραφή των ρυθμών απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών για χρονικά διαστήματα από 5sec μέχρι 0.5μsec. Οι πολύ χαμηλοί ρυθμοί απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών θα αυξηθούν, σε βαθμό που στατιστικά μπορεί να παρατηρηθεί στην περίπτωση, που αυξημένη ροή νετρίνων διαπεράσει τον ανιχνευτή, προερχόμενη πιθανότατα από έκρηξη Υπερκαινοφανούς Αστέρη. Μια τέτοια έκρηξη σε απόσταση 8kpc μπορεί να προκαλέσει αύξηση του ρυθμού των φωτοπολλαπλασιαστών κατά 100counts ανά φωτοπολλαπλασιαστή [133], [134].

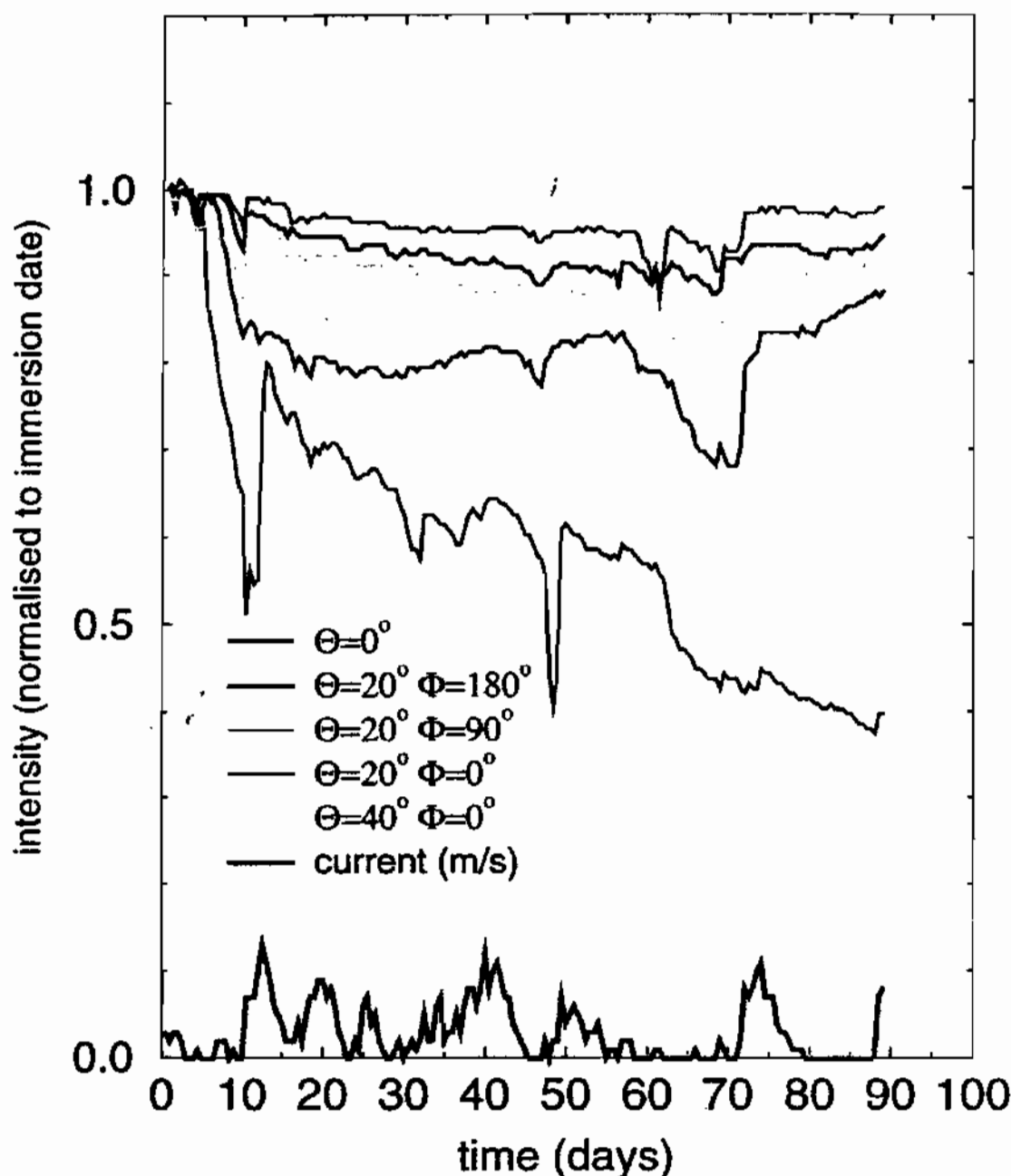
3.3.4 AMANDA II

Η ερευνητική ομάδα του τηλεσκοπίου AMANDA προγραμματίζει να προχωρήσει στην εγκατάσταση νέων φωτοπολλαπλασιαστών στον Ανταρκτικό πάγο. Στόχος είναι η δημιουργία ανιχνευτή με ενεργό όγκο 1 km^3 . Το επόμενο βήμα για την επίτευξη αυτού του στόχου είναι η εγκατάσταση τριών νέων strings για τη μέτρηση των παραμέτρων του πάγου σε βάθη 1400m με 2500m. Εφόσον οι μετρήσεις παρουσιάσουν ικανοποιητικά αποτελέσματα η ερευνητική ομάδα θα προχωρήσει στην εγκατάσταση του πλήρους ανιχνευτή AMANDA II, που θα αποτελείται από 10 strings μήκους 700m, σε ακτίνα 100m γύρω από τον άξονα του ανιχνευτή AMANDA-B, που θα αποτελεί πλέον τον πυρήνα του μεγάλου ανιχνευτή. Με τον ανιχνευτή AMANDA II αναμένεται να επιτευχθεί προσδιορισμός της τροχιάς του μιονίου με ακρίβεια 1° και ευαισθητή επιφάνεια 10^5 m^2 [126].

3.4 Το πρόγραμμα ANTARES

[Πριν ξεκινήσουν (οι Φωκαείς) βύθισαν στη θάλασσα ένα κομμάτι σίδερο, ωρκίσθησαν να μην επιστρέψουν στην πατρίδα τους, πριν τούτο αναδυθεί...]
"Η Ιστορία του Ελληνικού Έθνους", Εκδοτική Αθηνών

Η ερευνητική ομάδα του προγράμματος ANTARES (Abyssal Neutrino Telescope And Research on the Environment of deep Sea) [137], [138], [139] έχει σαν στόχο την εγκατάσταση και λειτουργία ενός πρωτοτύπου τηλεσκοπίου στα πλαίσια της μελέτης για την κατασκευή του ανιχνευτή με ευαίσθητο όγκο 1 km^3 για την ανίχνευση νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών. Το πρωτότυπο τηλεσκόπιο ονομάζεται Demonstrator και πρόκειται να εγκατασταθεί σε βάθος 2400m, 30km ανοιχτά της Τουλόν, στη νότια ακτή της Γαλλίας. Το πρόγραμμα σκοπεύει στην ανάπτυξη της μεθοδολογίας που πρέπει να ακολουθηθεί στα πλαίσια της εγκατάστασης ενός τηλεσκοπίου νετρίνων, χωρίς να επιδιώκει την ανεύρεση της κατάλληλης περιοχής πόντισης, όσον αφορά τη θωράκιση από το υπόβαθρο των ατμοσφαιρικών μιονίων αλλά και τις οπτικές ιδιότητες του μέσου. Αντίθετα επιλέχθηκε μια περιοχή που εξυπηρετεί κυρίως τις διαδικασίες πόντισης, αφού τα Γαλλικά λιμάνια διαθέτουν την απαραίτητη υποδομή. Το χρονικό διάγραμμα του προγράμματος περιλαμβάνει αρχικά ποντίσεις αυτόνομων συστημάτων για την εκτίμηση των ιδιοτήτων του νερού στην περιοχή πόντισης, στη συνέχεια πόντιση ενός string με ανιχνευτές, συνδεδεμένο με το σταθμό ξηράς με ηλεκτροοπτικό καλώδιο και τέλος εγκατάσταση άλλων δύο strings διαμορφώνοντας ένα μικρό ανιχνευτή νετρίνων.

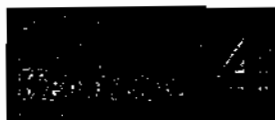


Εικόνα 3.12: Μετρήσεις ιζηματογένεσης στην περιοχή πόντισης του *Demonstrator*, στα ανοιχτά της Τουλών. Η φωτοδίοδος που είναι τοποθετημένη στην κορυφή της υάλινης σφαίρας ανιχνεύει σημαντικά λιγότερο φως με την πάροδο του χρόνου. Ορισμένες αυξήσεις της τιμής των θαλασσίων ρευμάτων μπορούν να συνδυασθούν με την απομάκρυνση των ιζημάτων από την επιφάνεια της υάλινης σφαίρας και την αποκατάσταση της διαπερατότητας της [139]

Ο φωτοπολλαπλασιαστής που θα χρησιμοποιηθεί για τα Οπτικά Στοιχεία είναι ο 9353 της Thorn EMI, 8inch (βλέπε κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”), ίδιος με τον

φωτοπολλαπλασιαστή που χρησιμοποιήθηκε στην πρώτη φάση κατασκευής του τηλεσκοπίου AMANDA. Τοποθετείται μέσα σε υάλινη σφαίρα BENTHOS, 17inch.

Την περίοδο 1996-1997 πραγματοποιήθηκαν μια σειρά από ποντίσεις αυτόνομων συστημάτων για την εκτίμηση των οπτικών παραμέτρων της περιοχής πόντισης. Οι μετρήσεις για την εκτίμηση του οπτικού υποβάθρου έδειξαν ότι οι διασπάσεις ^{40}K δημιουργούν ένα σταθερό υπόβαθρο της τάξεως των 20kHz. Στις μετρήσεις του οπτικού υποβάθρου θα αναφερθούμε ειδικότερα στο κεφάλαιο "Πηγές/ θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ". Το βασικότερο συμπέρασμα που προκύπτει από τις παραπάνω μετρήσεις είναι, ότι το νερό παρουσιάζει μεγάλη συγκέντρωση ιζημάτων, τα οποία περιορίζουν το μήκος απορρόφησης αλλά ταυτόχρονα επικάθονται στα Οπτικά Στοιχεία περιορίζοντας σημαντικά την απόδοσή τους. Πιο συγκεκριμένα, μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν πρόσφατα έδειξαν ότι η ευαισθησία του Οπτικού Στοιχείου περιορίζεται κατά 60% (στην κεντρική περιοχή της φωτοκαθόδου) μετά από χρόνο 90 μόνο ημερών [139]. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων παρουσιάζονται στην εικόνα 3.12. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζονται μετρήσεις των θαλασσίων ρευμάτων στην περιοχή πόντισης στο ίδιο χρονικό διάστημα. Ορισμένες έντονες αυξήσεις των ρευμάτων φαίνεται πως οδηγούν σε απομάκρυνση των ιζημάτων και αποκατάσταση της διαπερατότητας του υάλινου περιβλήματος. Η έντονη ιζηματογένεση αποδίδεται στο ότι η περιοχή πόντισης βρίσκεται πολύ κοντά στα παράλια της Γαλλίας, όπου υπάρχουν πολλά μεγάλα λιμάνια, όπως η Μασσαλία, αλλά και εκβάλλουν μεγάλα ποτάμια, όπως ο Ροδανός. Με βάση το γεγονός αυτό η ερευνητική ομάδα προσανατολίζεται στην αναζήτηση νέας περιοχής πόντισης του ανιχνευτή.



Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ

[Νυν δ' εθέλω έπος άλλο μεταλήσαι και ερέσθαι
Νέστορ', επεί περίοιδε δίκας ηδέ φρόνιν άλλων
τρίς γαρ δή μιν φάσιν ανάξασθαι γένε' ανδρών,
ώστε μοι αθάνατος ινδάλλεται εισοράσθαι.]
ΟΔΥΣΣΕΙΑ: Γ', 243-246

Η διαδικασία κατασκευής του τηλεσκοπίου νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ [140], [141], [142], [143] ξεκίνησε το 1991 με τις πρώτες δοκιμαστικές ποντίσεις. Η φιλοσοφία κατασκευής του διαφέρει σε δύο βασικά σημεία από αυτή των υπολοίπων τηλεσκοπίων που παρουσιάσαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Η πρώτη βασική διαφορά είναι ο προσανατολισμός των μισών Οπτικών Στοιχείων του προς τα επάνω. Με τον τρόπο αυτό μπορεί να ανιχνεύσει μόνια από όλες τις κατευθύνσεις με την ίδια διακριτική ικανότητα. Η δεύτερη διαφορά αναφέρεται στον τρόπο κατασκευής, όπου έχει υιοθετηθεί η χρήση οριζοντίων δομών εξάρτησης των φωτοπολλαπλασιαστών (πατώματα) αντί κατακορύφων γραμμικών (strings). Γίνεται έτσι δυνατή η τοποθέτηση των φωτοπολλαπλασιαστών σε μικρότερες αποστάσεις μεταξύ τους περιορίζοντας το ενεργειακό κατώφλι για την ανίχνευση των μιονίων. Το τηλεσκόπιο πρόκειται να ποντιστεί σε βάθος 3800m, στα ανοιχτά των νοτιοδυτικών ακτών της Πελοποννήσου.

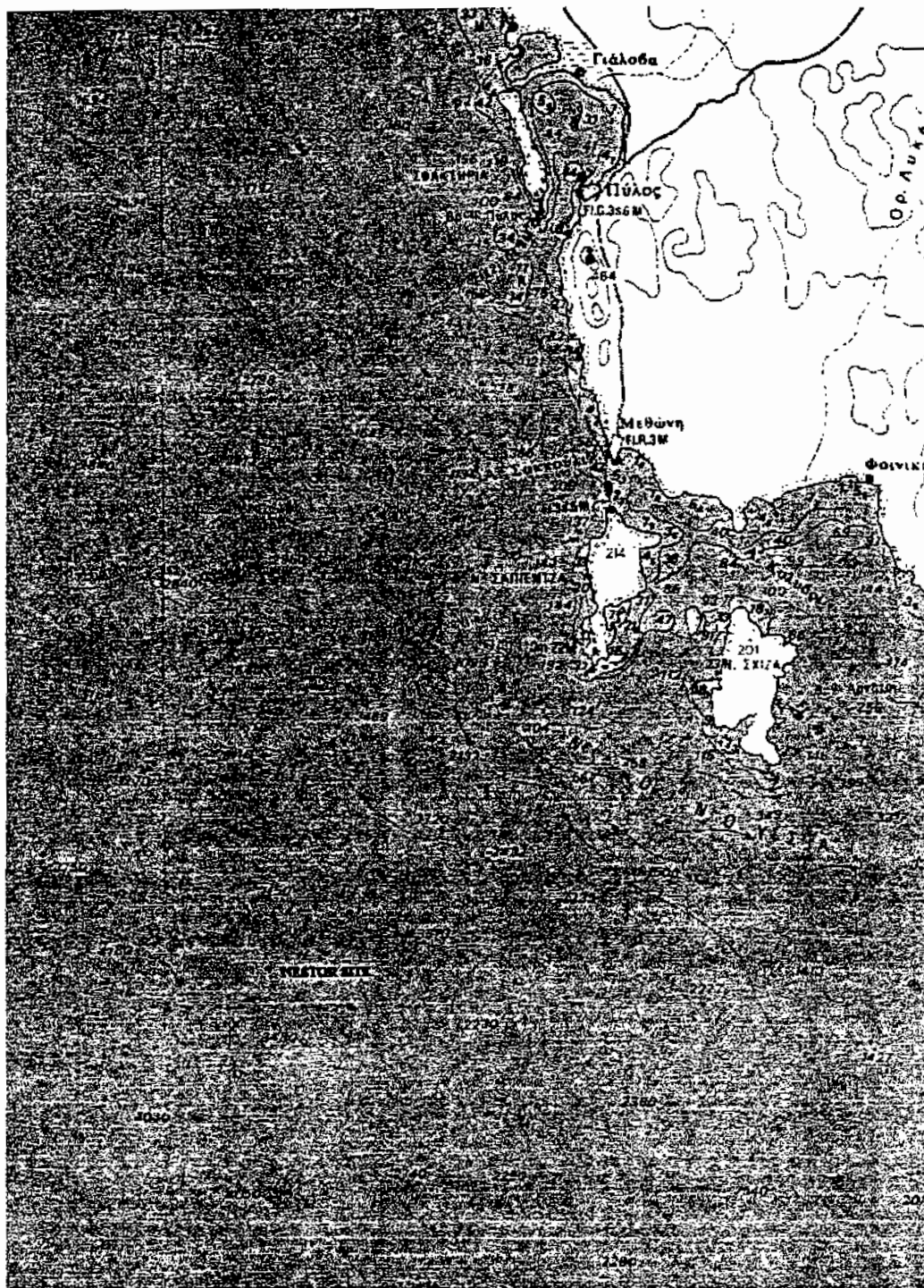
Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται μια αναλυτική περιγραφή του τηλεσκοπίου. Αρχικά αναφέρονται τα βασικά χαρακτηριστικά της περιοχής πόντισης που οδήγησαν και στην επιλογή της. Στη συνέχεια περιγράφουμε τον ανιχνευτή, το μηχανικό του μέρος, τον τρόπο τροφοδοσίας και επικοινωνίας από την ξηρά, τον τρόπο συλλογής και ανάλυσης των δεδομένων, το σύστημα βαθμονόμησής του και τη σχεδιαζόμενη διαδικασία πόντισης. Το κεφάλαιο ολοκληρώνεται με την αναλυτική παρουσίαση του προγράμματος Φυσικής που θα καλύψει η λειτουργία του τηλεσκοπίου και μια σύντομη αναφορά στο μελλοντικό σχεδιασμό.

4.1 Η περιοχή πόντισης

Όπως αναφέρθηκε και στη γενική περιγραφή των αρχών λειτουργίας ενός τηλεσκοπίου νετρίνων, η περιοχή πόντισης αποτελεί βασικό παράγοντα της επιτυχημένης λειτουργίας του, καθώς τα χαρακτηριστικά της περιοχής είναι άμεσα συνδεδεμένα με αυτή. Σε απόσταση 15 περίπου ναυτικών μιλίων από τη μικρή πόλη της Μεθώνης βρίσκονται τα βαθύτερα νερά της Μεσογείου. Η περιοχή ονομάζεται "Φρέαρ των Οινουσών" και το βάθος της ξεπερνά σε ορισμένα σημεία τα 5000m (εικόνα 4.1). Ο βυθός κατεβαίνει εξαιρετικά απότομα στα πρώτα χιλιόμετρα από την ακτή. Σε απόσταση 7.5 ναυτικών μιλίων από τη Νήσο Σαπιένζα το βάθος του πυθμένα φτάνει τα 3800m. Στην περιοχή αυτή αναπτύσσεται μια τεράστια "πεδιάδα", όπου το βάθος του πυθμένα ελάχιστα μεταβάλλεται (± 50 m). Οι διαστάσεις της επίπεδης αυτής επιφάνειας στο βυθό του Ιονίου Πελάγους φτάνουν τα 8km×9km. Η περιοχή αυτή και πιο συγκεκριμένα η γεωγραφική θέση 36°37.5'N, 21°34.6'E έχει επιλεγεί ως η θέση πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ.

Οι συνθήκες που επικρατούν σε τόσο μεγάλα βάθη είναι "ακραίες", αλλά ταυτόχρονα εξαιρετικά σταθερές στο πέρασμα του χρόνου. Ο ανιχνευτής θα πρέπει να αντεπεξέλθει σε συνθήκες πίεσης περίπου 400Atm. Παράλληλα τα υλικά κατασκευής του θα πρέπει να είναι

επιλεγμένα ώστε να περιορίζεται στο ελάχιστο δυνατό η οξείδωση που θα επιφέρει η μακροχρόνια παραμονή στο υδάτινο περιβάλλον. Η χαμηλή θερμοκρασία (14°C) και η σταθερότητα που παρουσιάζει επιτρέπει τη λειτουργία των καλά προστατευμένων από την υγρασία ηλεκτρονικών συσκευών του τηλεσκοπίου σε ιδανικές συνθήκες όπως θα δούμε στη συνέχεια. Με στόχο τη μακροχρόνια λειτουργία του τηλεσκοπίου σε ένα τέτοιο “σκληρό” περιβάλλον, η επιλογή των υλικών κατασκευής είναι πολύ κρίσιμη.



Εικόνα 4.1: Το Φρέαρ των Οινουσών αναπτύσσεται Νοτιοδυτικά της Πελοποννήσου. Σε απόσταση περίπου 15 ναυτικών μιλίων Νότια της πόλης της Πύλου ο πυθμένας του Ιονίου Πελάγους φτάνει σχεδόν τα 4000m βάθος. Στην περιοχή αυτή πρόκειται να εγκατασταθεί το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ.

Η έρευνα στην περιοχή άρχισε από το 1989, όταν Ρώσοι συνεργάτες από την Ακαδημία Επιστημών της τότε Σοβιετικής Ένωσης, στα πλαίσια ερευνητικού ταξιδιού με το ωκεανογραφικό σκάφος R/V "Mendeleev" πραγματοποίησαν μια σειρά περιβαλλοντολογικών μετρήσεων [144]. Από το 1991 μέχρι το 1996 πραγματοποιήθηκαν μια σειρά από μεγάλες ωκεανογραφικές μελέτες της ευρύτερης περιοχής από τις οποίες προέκυψε μια πλήρης εικόνα των συνθηκών που επικρατούν σε αυτή. Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζουμε τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά της περιοχής, όπως έχουν προκύψει από τις μετρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί. Αναλυτική παρουσίαση των πηγών και των μετρήσεων του οπτικού θορύβου στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ γίνεται στο κεφάλαιο "Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ".

4.1.1 Διαπερατότητα του νερού

Όπως έχουμε αναφέρει η ανίχνευση νετρίνων πραγματοποιείται με έμμεσο τρόπο. Η παρουσία τους γίνεται αντιληπτή με την ανίχνευση ακτινοβολίας Cherenkov προερχόμενης από τη διέλευση του παραγόμενου μιονίου ή από τον ηλεκτρομαγνητικό ή αδρονικό καταιονισμό των παραγομένων σωματιδίων από την αλληλεπίδραση του νετρίνου με το νερό. Η διαπερατότητα του νερού που περιβάλλει τον ανιχνευτή, αποτελεί εξαιρετικά κρίσιμο παράγοντα στη διαμόρφωση της ανιχνευτικής ικανότητας του τηλεσκοπίου. Η περιοχή του φάσματος της ακτινοβολίας Cherenkov, για την οποία οι οπτικές ιδιότητες του μέσου πρέπει να μελετηθούν είναι για μήκη κύματος μεταξύ 300nm και 600nm. Για μήκη κύματος μικρότερα των 300nm το φως απορροφάται από το γυαλί, από το οποίο είναι κατασκευασμένο το προστατευτικό περίβλημα του Οπτικού Στοιχείου. Σε μήκη κύματος μεγαλύτερα των 600nm η κβαντική απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή είναι χαμηλότερη από 1%. Δύο διαδικασίες επηρεάζουν τη διαπερατότητα του νερού, η απορρόφηση και η σκέδαση της ακτινοβολίας.

Ας θεωρήσουμε ένα στοιχείο όγκου ΔV θαλασσινού νερού, με πάχος Δr , πάνω στο οποίο προσπίπτει στενή, παράλληλη, μονοχρωματική δέσμη φωτός, με φωτεινή ροή ανά μονάδα μήκους κύματος $\Phi_i(\lambda)$ W nm⁻¹, όπως φαίνεται σχηματικά στην εικόνα 4.2. Ένα ποσοστό της προσπίπτουσας φωτεινής ροής, $\Phi_a(\lambda)$, θα απορροφηθεί κατά τη διέλευσή της από τον όγκο του νερού, ενώ ένα ποσοστό $\Phi_s(\psi, \lambda)$ θα υποστεί σκέδαση σε γωνία ψ . Το υπόλοιπο ποσοστό της αρχικής δέσμης $\Phi_i(\lambda)$ θα διαδοθεί διαμέσου του όγκου του νερού χωρίς να υποστεί διαφοροποίηση στη διεύθυνση. Έστω ότι $\Phi_t(\lambda)$ είναι η συνολική σκεδαζόμενη ροή σε όλες τις γωνίες. Υποθέτουμε επίσης, ότι δεν παρατηρείται το φαινόμενο της μη ελαστικής σκέδασης και επομένως τα σκεδαζόμενα φωτόνια χαρακτηρίζονται από το ίδιο μήκος κύματος με τα προσπίπτοντα. Μπορούμε με βάση τη διατήρηση της ενέργειας να γράψουμε:

$$\Phi_i(\lambda) = \Phi_a(\lambda) + \Phi_s(\lambda) + \Phi_t(\lambda)$$

και να ορίσουμε διαδοχικά τις ποσότητες $A(\lambda)$, $B(\lambda)$ και $T(\lambda)$ μέσω των σχέσεων:

$$A(\lambda) \equiv \frac{\Phi_a(\lambda)}{\Phi_i(\lambda)}, \quad B(\lambda) \equiv \frac{\Phi_s(\lambda)}{\Phi_i(\lambda)}, \quad T(\lambda) \equiv \frac{\Phi_t(\lambda)}{\Phi_i(\lambda)}$$

που καθορίζουν αντίστοιχα το ποσοστό της προσπίπτουσας ακτινοβολίας που απορροφήθηκε, σκεδάστηκε και διαδόθηκε. Οι ποσότητες που περιγράφουν τις οπτικές ιδιότητες ενός μέσου είναι ο συντελεστής απορρόφησης $a(\lambda)$, που δίνεται από τη σχέση:

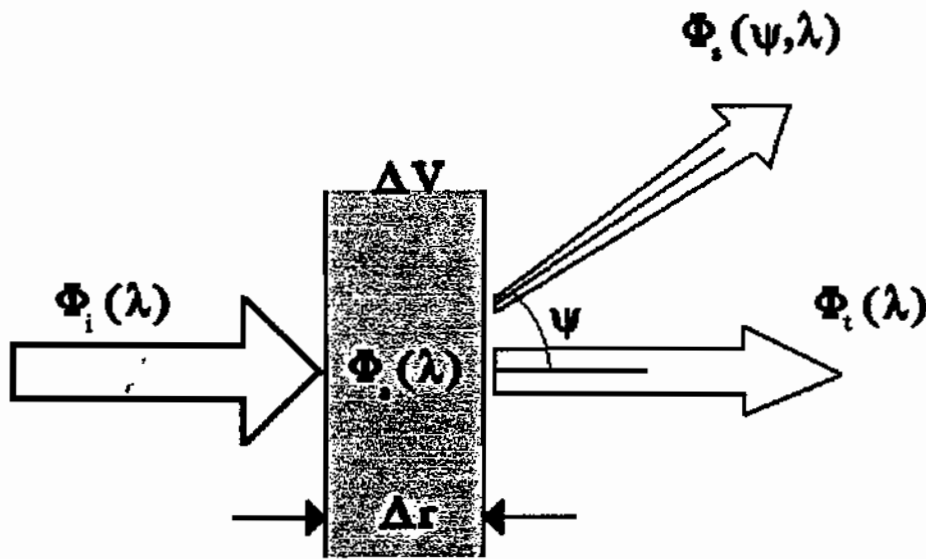
$$a(\lambda) \equiv \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \frac{A(\lambda)}{\Delta r} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (4.1)$$

και ο συντελεστής σκέδασης $b(\lambda)$ που δίνεται από τη σχέση

$$b(\lambda) \equiv \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \frac{B(\lambda)}{\Delta r} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (4.2)$$

Ο συντελεστής εξασθένισης $c(\lambda)$ ορίζεται από τη σχέση:

$$c(\lambda) \equiv a(\lambda) + b(\lambda) \quad (\text{m}^{-1}) \quad (4.3)$$



Εικόνα 4.2: Γεωμετρική απεικόνιση των ποσοτήτων που χρησιμοποιούνται για τον ορισμό των οπτικών παραμέτρων του νερού.

Λαμβάνοντας υπόψη τη γωνιακή κατανομή της σκεδαζόμενης φωτεινής ροής, η ποσότητα $B(\psi, \lambda)$ καθορίζει το ποσοστό της προσπίπτουσας ακτινοβολίας που σκεδάζεται σε στερεά γωνία $\Delta\Omega$ γύρω από τη γωνία ψ , η οποία ονομάζεται γωνία σκέδασης. Ορίζουμε τη συνάρτηση $\beta(\psi, \lambda)$ από τη σχέση:

$$\beta(\psi, \lambda) \equiv \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \frac{B(\psi, \lambda)}{\Delta r \Delta\Omega} = \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \frac{\Phi_s(\psi, \lambda)}{\Phi_i(\lambda) \Delta r \Delta\Omega} \quad (\text{m}^{-1} \text{ sr}^{-1})$$

Αντικαθιστώντας στην τελευταία σχέση την ποσότητα $\Phi_s(\psi, \lambda) = I_s(\psi, \lambda) \Delta\Omega$, όπου $I_s(\psi, \lambda)$ είναι η ένταση της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας στη γωνία ψ και θεωρώντας, ότι η φωτεινή ροή προσπίπτει επί επιφάνειας ΔA , ορίζουμε ως φωτισμό της επιφάνειας την ποσότητα $E_i(\lambda) = \Phi_i(\lambda) / \Delta A$, λαμβάνοντας υπόψη, ότι ο όγκος της ποσότητας του νερού που φωτίζεται είναι $\Delta V = \Delta r \Delta A$, η τελευταία σχέση δίνει:

$$\beta(\psi, \lambda) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{I_s(\psi, \lambda)}{E_i(\lambda) \Delta V} \quad (4.4)$$

Η ποσότητα αυτή ονομάζεται συνάρτηση σκέδασης και αντιστοιχεί στη διαφορική ενεργό διατομή της σκέδασης ανά μονάδα όγκου. Ολοκληρώνοντας τη συνάρτηση σκέδασης σε όλες τις διευθύνσεις λαμβάνουμε τη συνολική σκεδαζόμενη ροή ανά μονάδα φωτισμού και μονάδα όγκου, δηλαδή το συντελεστή σκέδασης

$$b(\lambda) = \int \beta(\psi, \lambda) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \beta(\psi, \lambda) \sin \psi \, d\psi \quad (4.5)$$

Οι βασικές συνεισφορές στη διαδικασία σκέδασης του φωτός, ειδικά στα μεγάλα βάθη είναι δύο, η σκέδαση της ακτινοβολίας λόγω της παρουσίας σωματιδίων στο μέσο, $\beta_p(\psi, \lambda)$ και σκέδαση στα μόρια του μέσου, $\beta_m(\psi, \lambda)$, η οποία ονομάζεται σκέδαση Rayleigh. Η συνάρτηση $\beta_p(\psi, \lambda)$ παρουσιάζει μέγιστο στην αρχική διεύθυνση του φωτός και δεν εξαρτάται σημαντικά από το μήκος κύματος. Η $\beta_m(\psi, \lambda)$ παρουσιάζει εξάρτηση της μορφής $(1 + \cos^2 \psi)$ από τη γωνία σκέδασης, ενώ περιορίζεται συναρτήσει του μήκους κύματος ως $\lambda^{-4.2}$ [104]. Η διαφοροποίηση στον εκθέτη από την αναμενόμενη τιμή 4, προέρχεται από την εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από το μήκος κύματος (βλέπε κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”, παράγραφο “Προσομοίωση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου”). Σημειώνουμε, ότι η σκέδαση στο θαλασσινό νερό παρουσιάζει αξιμουθιακή συμμετρία, γύρω από τη διεύθυνση πρόσπτωσης (για μη πολωμένο φως και τυχαίο προσανατολισμό των μέσων σκέδασης). Συχνά η ολοκλήρωση πραγματοποιείται σε δύο διαφορετικά ημισφαίρια, από 0 μέχρι $\pi/2$ για την περίπτωση εμπροσθοσκέδασης και από $\pi/2$ μέχρι π για την περίπτωση της οπισθοσκέδασης.

Ορίζουμε επίσης τη συνάρτηση φάσης⁴³ της σκέδασης, $\tilde{\beta}(\psi, \lambda)$, από τη σχέση:

$$\tilde{\beta}(\psi, \lambda) \equiv \frac{\beta(\psi, \lambda)}{b(\lambda)} \quad (\text{sr}^{-1})$$

Συνδυάζοντας την τελευταία σχέση με την 4.5 λαμβάνουμε τη συνθήκη κανονικοποίησης για τη συνάρτηση φάσης:

$$2\pi \int_0^\pi \tilde{\beta}(\psi, \lambda) \sin \psi \, d\psi = 1$$

Τέλος η μέση τιμή του συνημιτόνου της γωνίας σκέδασης ψ , η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$\langle \cos \psi \rangle \equiv 2\pi \int_0^\pi \tilde{\beta}(\psi, \lambda) \cos \psi \sin \psi \, d\psi$$

είναι μια ποσότητα που συχνά χρησιμοποιείται για την εκτίμηση της μορφής της συνάρτησης φάσης. Αν η $\tilde{\beta}(\psi, \lambda)$ είναι συμμετρική γύρω από τις 90° τότε η μέση τιμή του συνημιτόνου της

⁴³ Ο όρος συνάρτηση φάσης έχει ιστορική προέλευση και δεν σχετίζεται με τη φάση ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος.

γωνίας σκέδασης είναι μηδέν. Αν η $\tilde{\beta}(\psi, \lambda)$ παρουσιάζει μεγάλες τιμές για μικρές τιμές της γωνίας σκέδασης τότε η μέση τιμή του συνημιτόνου της γωνίας σκέδασης πλησιάζει τη μονάδα.

Οι ποσότητες αυτές είναι πολύ δύσκολο να μετρηθούν, ειδικά μάλιστα όταν αναφερόμαστε στον πυθμένα του ωκεανού. Η μόνη ποσότητα που μπορεί να μετρηθεί με ακρίβεια είναι ο συντελεστής εξασθένησης $\alpha(\lambda)$ ο οποίος χαρακτηρίζει και το μέσο. Στην περίπτωση του τηλεσκοπίου νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ θα πρέπει να ληφθεί υπόψη το μεγάλο μέγεθος των φωτοπολλαπλασιαστών, γεγονός που επιτρέπει την ανίχνευση του μεγαλύτερου μέρους του σκεδαζόμενου φωτός, καθώς η συνάρτηση $\beta(\psi, \lambda)$ παρουσιάζει μέγιστο στην αρχική διεύθυνση του φωτός [104], [145]. Θα παρακολουθήσουμε στη συνέχεια πώς είναι δυνατόν να εκτιμήσουμε τους συντελεστές απορρόφησης και σκέδασης με τη βοήθεια του συντελεστή εξασθένησης και διαφόρων θεωρητικών μοντέλων που περιγράφουν τα μικροσκοπικής κλίμακας φαινόμενα της απορρόφησης και της σκέδασης.

Οι πρώτες μετρήσεις για την εκτίμηση του συντελεστή εξασθένησης πραγματοποιήθηκαν το Νοέμβριο του 1992 με δύο διαφορετικές μεθόδους [146]. Στα πλαίσια της πρώτης μεθόδου συγκεντρώθηκαν 47 δείγματα νερού από διαφορετικά βάθη στην ευρύτερη περιοχή πόντισης. Τα δείγματα περισυνελέγησαν με τη συσκευή "ROZETT". Η συσκευή αυτή έχει τη δυνατότητα καταγραφής του βάθους στο οποίο ελήφθη το κάθε δείγμα. Πραγματοποιήθηκε μέτρηση της εξασθένησης παράλληλης δέσμης φωτός μετά τη διέλευσή της από δύο κυψέλες από χαλαζία, μήκους 1.10m και 0.10m αντίστοιχα, οι οποίες περιείχαν τα δείγματα του θαλασσινού νερού. Πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις για μήκη κύματος από 310nm έως 610nm. Τα δείγματα τοποθετήθηκαν στις κυψέλες του φασματομέτρου αφού η θερμοκρασία τους αποκαταστάθηκε στη θερμοκρασία του περιβάλλοντος. Η ένταση του διερχόμενου φωτός από τις κυψέλες καταγραφόταν από έναν φωτοπολλαπλασιαστή διαμέσου του ρυθμού απαρίθμησης του. Για το ίδιο μήκος κύματος οι δύο κυψέλες περιέχοντας νερό από το ίδιο δείγμα τοποθετήθηκαν εναλλάξ στο φασματόμετρο και καταγράφηκαν οι ρυθμοί απαρίθμησης R_l και R_s για τη μακριά και την κοντή κυψέλη αντίστοιχα. Σε κάθε μέτρηση ο θόρυβος του φωτοπολλαπλασιαστή R_0 καταγραφόταν πριν και μετά τη μέτρηση. Ο συντελεστής εξασθένησης μετρήθηκε μέσω της σχέσης:

$$\alpha(\lambda) = \frac{\ln[(R_s - R_0)/(R_l - R_0)]}{L}$$

όπου L είναι η διαφορά μήκους των δύο κυψελών, δηλαδή 1m.

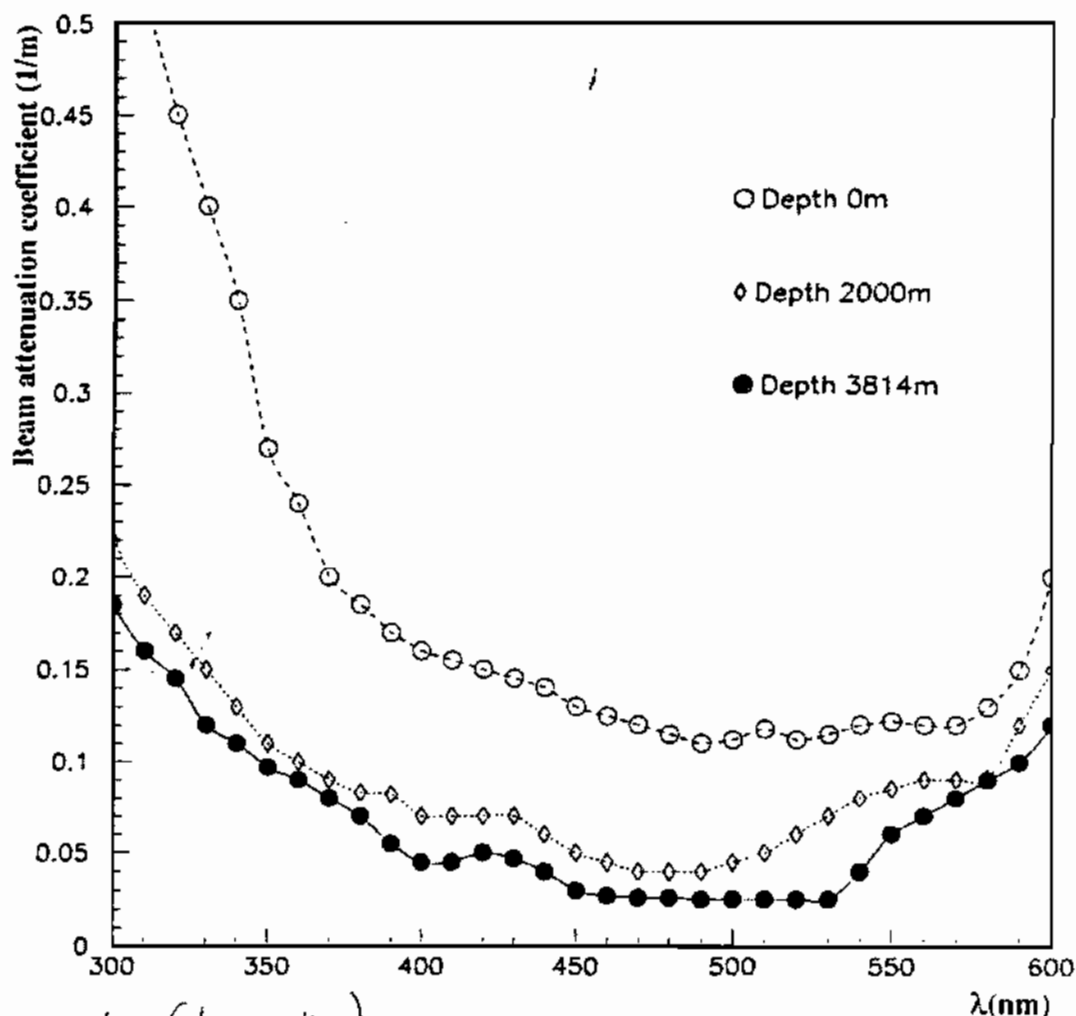
Οι μετρήσεις του συντελεστή εξασθένησης για τη γεωγραφική θέση 36°37.2'N, 21°30.9'E για διαφορετικά βάθη από 0m μέχρι 3814m παρουσιάζονται στην εικόνα 4.3. Ο συντελεστής εξασθένησης περιορίζεται με το βάθος και δεν μεταβάλλεται σημαντικά μετά τα 1500m. Το φάσμα παρουσιάζει τη χαρακτηριστική μορφή που αναμένεται για πολύ καθαρά νερά [147], και παρουσιάζει ελάχιστο στην περιοχή μεταξύ 470nm-490nm. Η ελάχιστη τιμή του συντελεστή εξασθένησης κυμαίνεται μεταξύ των 0.025m^{-1} και 0.04m^{-1} . Η απότομη αύξηση του συντελεστή εξασθένησης για μεγάλα μήκη κύματος οφείλεται στη μεγάλη απορρόφηση της ακτινοβολίας από τα μόρια του νερού σε αυτή την περιοχή του φάσματος.

Η ποσότητα:

$$\alpha(\lambda) - c_{sw}(\lambda) = A\lambda^{-\nu}$$

όπου $c_{sw}(\lambda)$ είναι ο συντελεστής εξασθένησης για το καθαρό νερό, μπορεί να παραμετροποιηθεί σαν συνάρτηση του μήκους κύματος, όπως φαίνεται παραπάνω, οδηγώντας σε εκτίμηση του

εκθέτη ν , $\nu=1.9$. Το αποτέλεσμα αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα, ότι το κύριο ποσοστό της σκέδασης του φωτός οφείλεται σε μικρά σωματίδια, καθώς είναι γνωστό, ότι οι τιμές του ν είναι της τάξεως του 0.3 για σωματίδια με διάμετρο μεγαλύτερη του $1\mu\text{m}$ ενώ για μικρότερα σωματίδια (με διάμετρο μικρότερη από $1\mu\text{m}$) τυπικές τιμές είναι 1.7 με 2.0 [146], [148].



Εικόνα 4.3: Η εξάρτηση του συντελεστή εξασθένισης από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας. Παρουσιάζονται μετρήσεις από δείγματα νερού που συγκεντρώθηκαν από την περιοχή πόντισης από διαφορετικά βάθη. Σε βάθος 3814m η ελάχιστη τιμή του συντελεστή εξασθένισης είναι περίπου 0.025m^{-1} , στη φασματική περιοχή από 450nm-530nm. Η τιμή αυτή αντιστοιχεί σε μήκος εξασθένισης 40m.

Με συνδυασμό των παραπάνω αποτελεσμάτων και της πειραματικής μέτρησης του λόγου $\Lambda = b(\lambda) / c(\lambda)$ όπως παρουσιάζεται στην [149] για βάθη από 100m μέχρι 150m στη Μεσόγειο Θάλασσα, χρησιμοποιώντας το Ηλιακό φως στη φασματική περιοχή $495 \pm 35\text{nm}$, σύμφωνα με την [146] θεωρώντας, ότι η εξασθένιση εξαιτίας της σκέδασης δεν μεταβάλλεται με το βάθος συγκρινόμενη με τη συνολική εξασθένιση, υπολογίζεται η τιμή του συντελεστή απορρόφησης $a(\lambda) = (0.015 \pm 0.002)\text{m}^{-1}$. Όπως περιγράφεται αναλυτικά στην [150] στην περίπτωση χρήσης ηλιακού φωτός (διάχυτο φως, μη παράλληλη φωτεινή δέσμη) για την

εκτίμηση του μήκους εξασθένισης, η φωτεινή ροή περιορίζεται εκθετικά με το βάθος και ο συντελεστής της διάχυτης εξασθένισης δίνεται από τη σχέση:

$$K_d(z, \lambda) = -\frac{d \ln E_d(z, \lambda)}{dz} \quad (\text{m}^{-1})$$

Ο συντελεστής διάχυτης εξασθένισης εξαρτάται από τη διεύθυνση του διάχυτου φωτεινού πεδίου. Οι Smith και Baker [147] πραγματοποίησαν έναν έμμεσο υπολογισμό του ανωτάτου ορίου του συντελεστή απορρόφησης $a(\lambda)$ για το καθαρό θαλασσινό νερό στη φασματική περιοχή 200nm-800nm με βάση τους περιορισμούς, (1) η απορρόφηση από την παρουσία άλατος στο νερό θεωρείται αμελητέα, (2) σκέδαση πραγματοποιείται μόνο σε μόρια νερού και ιόντα άλατος και (3) δεν παρουσιάζεται η περίπτωση μη ελαστικής σκέδασης. Η ανισότητα που προκύπτει από τη θεωρία μεταφοράς της ακτινοβολίας καθορίζει το ανώτατο όριο του συντελεστή απορρόφησης:

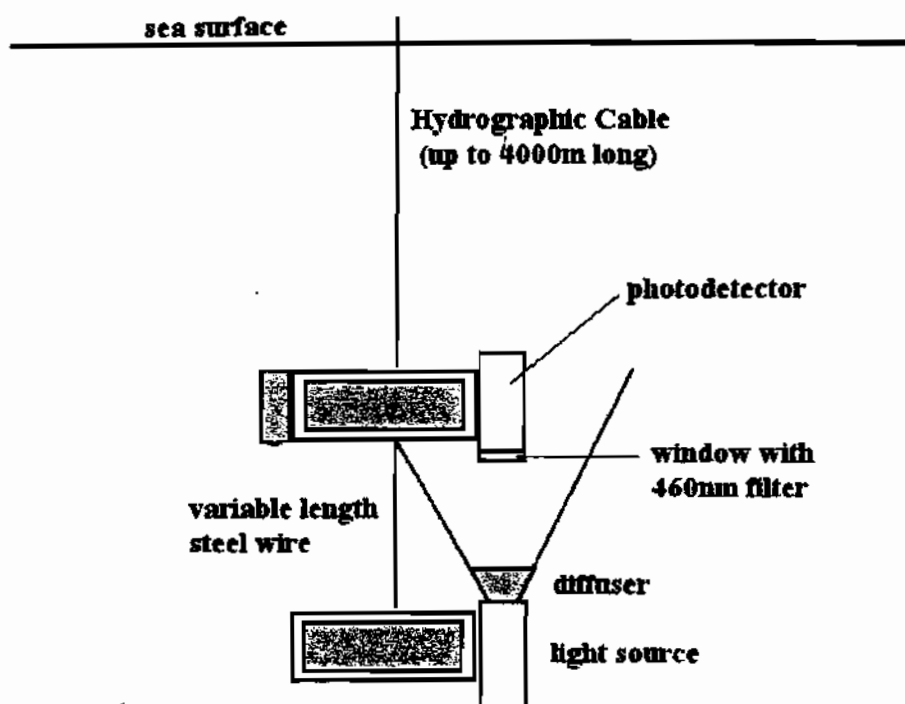
$$a(\lambda) \leq K_d(\lambda) - 0.5b(\lambda)$$

Χρησιμοποιώντας την παραπάνω σχέση και τον πειραματικό υπολογισμό της [149], όπου όμως διορθώνουμε το λόγο $\Lambda = b(\lambda) / K_d(\lambda)$, αφού η μέτρηση πραγματοποιήθηκε με ηλιακό φως, βρίσκουμε ότι $b(\lambda) = 0.01 \text{ m}^{-1}$. Εκτιμούμε με αυτό τον τρόπο, ότι η μέγιστη τιμή του συντελεστή απορρόφησης στα 495nm είναι $a(\lambda) = 0.02 \text{ m}^{-1}$. Με βάση τα αποτελέσματα αυτά, το μήκος απορρόφησης είναι μεγαλύτερο από 50m, ενώ το μήκος σκέδασης είναι 100m. Ο υπολογισμός των Smith και Baker [147] δίνει για μήκος κύματος 490nm, $a(\lambda) \leq 0.0196 \text{ m}^{-1}$, ενώ για μήκος κύματος 500nm, $a(\lambda) \leq 0.0257 \text{ m}^{-1}$.

Στα πλαίσια της δεύτερης μεθόδου μέτρησης του συντελεστή εξασθένισης χρησιμοποιήθηκε μια αυτόνομη συσκευή που ποντίστηκε σε διαφορετικά βάθη. Φωτεινή δέσμη στη φασματική περιοχή από 490nm-530nm ανιχνευόταν από φωτοπολλαπλασιαστή μετά την ανάκλαση της από κάτοπτρο σε απόσταση 15m από την πηγή. Το συνολικό μήκος που διένυε το φως στο νερό ήταν 3m. Στη μέτρηση αυτή, ως αναφορά, χρησιμοποιήθηκε η μέτρηση του συντελεστή εξασθένισης σε βάθος 1m από την επιφάνεια με την προηγούμενη μέθοδο. Τα αποτελέσματα της μεθόδου αυτής παρουσιάζουν πολύ καλή συμφωνία με τα αντίστοιχα της προηγούμενης μεθόδου στο ίδιο μήκος κύματος.

Ο κύριος μηχανισμός που οδηγεί σε εξασθένιση του φωτός για την περίπτωση του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ είναι η απορρόφηση αφού κατά μέσο όρο, όπως προκύπτει από την εξίσωση συνέχειας, ο αριθμός των φωτονίων που θα υποστούν σκέδαση και δεν θα ανιχνευτούν από τον φωτοπολλαπλασιαστή ισούται με τον αριθμό των φωτονίων που δεν θα έβρισκαν την φωτοκάθοδο του φωτοπολλαπλασιαστή αλλά λόγω σκέδασης τελικά θα τη συναντήσουν. Λαμβάνοντας επίσης υπόψη ότι, το 97% των φωτονίων διαδίδεται σε κώνο ημιγωνίας 5° [151] αλλά και το μεγάλο μέγεθος του φωτοπολλαπλασιαστή που χρησιμοποιείται μπορούμε να αποδεχτούμε την παραπάνω προσέγγιση. Για να μετρηθεί ο συντελεστής απορρόφησης του νερού χρησιμοποιήθηκε ένα σύστημα ανίχνευσης για μεγάλες αποστάσεις (long baseline detector with large acceptance) μεταξύ της πηγής και του ανιχνευτή το οποίο αναπτύχθηκε από τους Bradner και Blackinton [145], [152]. Το σύστημα, που παρουσιάζεται στην εικόνα 4.4, αποτελείται από μια πηγή φωτός με ευρύ γωνιακό άνοιγμα εκπομπής και έναν ανιχνευτή, που συγκρατούνται από ανοξείδωτο ατσάλινο σύρμα διαμέτρου 6mm, με μεταβαλλόμενο μήκος. Μπροστά στη φωτεινή πηγή τοποθετήθηκε μέσο διάχυσης για να επιτευχθεί η επιθυμητή διάχυση του φωτός. Χρησιμοποιώντας κατάλληλο φίλτρο πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις μόνο σε μήκος κύματος 460nm. Το φως ανιχνεύεται από μια φωτοδίοδο EG&G, HUV 4000B. Το σήμα

ψηφιοποιείται μέσω ενός Burr Brown ADC80 και μεταδίδεται στο πλοίο διαμέσου του υδρογραφικού καλωδίου, από το οποίο εξαρτάται και το σύστημα.



Εικόνα 4.4: Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος που χρησιμοποιήθηκε για τη μέτρηση του συντελεστή απορρόφησης του θαλασσινού νερού στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ [145].

Πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις για διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ της πηγής και του ανιχνευτή και η ένταση του φωτός καταγράφηκε στην κάθε περίπτωση. Υπολογίστηκε η $1/e$ απόσταση μετάδοσης, β , όπως ονομάζεται χαρακτηριστικά, για να αποφευχθεί σύγχυση με τον όρο μήκος εξασθένισης που χρησιμοποιήθηκε στις προηγούμενες μετρήσεις, με βάση την παραδοχή ότι σε ένα όχι αυστηρά γεωμετρικό πείραμα όπως αυτό, η ένταση της ακτινοβολίας εξαιτίας απορρόφησης μειώνεται εκθετικά με την απόσταση. Επίσης λαμβάνοντας υπόψη, ότι το νερό είναι ισότροπο μέσο, η ένταση της ακτινοβολίας μειώνεται ακολουθώντας το νόμο του αντιστρόφου τετραγώνου, λόγω γεωμετρικής διασποράς. Έτσι η ένταση της ακτινοβολίας μετά από μήκος R δίνεται από τη σχέση:

$$I_R = \frac{I_o}{R^2} \times e^{-R/\beta}$$

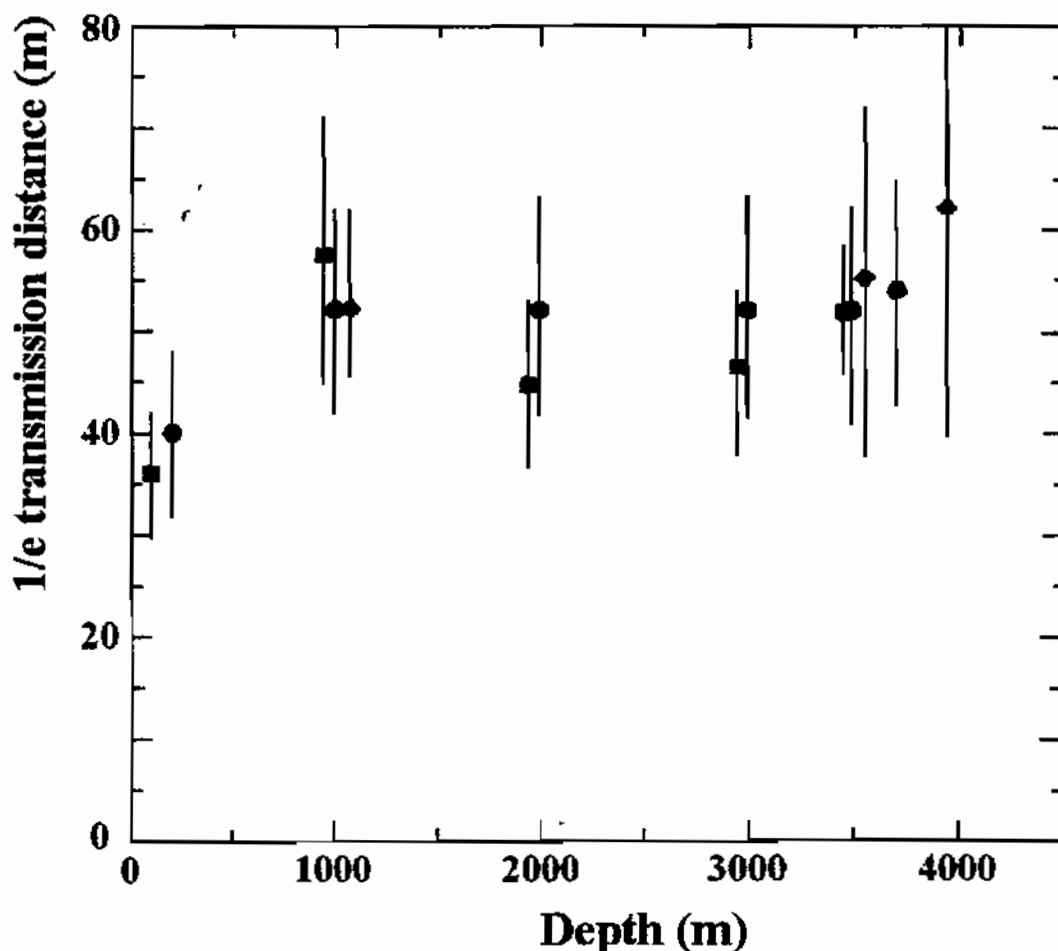
όπου I_o είναι η ένταση της ακτινοβολίας της πηγής. Για δύο διαφορετικές αποστάσεις L και S μπορούμε να υπολογίσουμε τον συντελεστή β ,

$$\beta = (L - S) / (\ln I_S / I_L - 2 \times \ln L / S)$$

όπου I_L και I_S είναι οι εντάσεις της ακτινοβολίας που καταγράφονται από τον ανιχνευτή στις αντίστοιχες αποστάσεις. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε βάθη μέχρι 4000m και για τρεις διαφορετικές αποστάσεις ανάμεσα στην πηγή και τον ανιχνευτή, 7.44m, 20.69m και 40.37m. Η χρονική διάρκεια των μετρήσεων για κάθε απόσταση ήταν 20 λεπτά. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στην εικόνα 4.5 για τρεις διαφορετικές γεωγραφικές θέσεις. Από τις μετρήσεις προκύπτει ότι η $1/e$ απόσταση μετάδοσης για βάθη μεγαλύτερα των 3000m είναι μεγαλύτερη των 50m. Για βάθη μεγαλύτερα των 3500m προκύπτει ότι [145]

$$\beta = 55 \pm 10 \text{ m (460nm)}$$

Το αποτέλεσμα αυτό βρίσκεται σε συμφωνία με τα αποτελέσματα από τις προηγούμενες μετρήσεις. Σημειώνουμε, ότι στις μετρήσεις με παράλληλη στενή δέσμη το σκεδαζόμενο φως “χάνεται” και επομένως η τιμή του μήκους εξασθένισης της ακτινοβολίας είναι μικρότερη από την τιμή που υπολογίζεται σε ένα πείραμα χωρίς αυστηρούς γεωμετρικούς περιορισμούς όπου το περισσότερο σκεδαζόμενο φως καταγράφεται από την ανιχνευτική διάταξη. Αναμένεται σύμπτωση των αποτελεσμάτων των δύο αυτών διαφορετικών πειραματικών διαδικασιών μόνο σε πολύ καθαρά νερά όπου το φαινόμενο της σκέδασης μπορεί να θεωρηθεί αμελητέο.



Εικόνα 4.5: Μετρήσεις της $1/e$ απόστασης διάδοσης της ακτινοβολίας για διαφορετικά βάθη σε τρεις διαφορετικές γεωγραφικές θέσεις στην ευρύτερη περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ [145].

Το συμπέρασμα που προκύπτει από την πλήρη σειρά μετρήσεων των οπτικών ιδιοτήτων του νερού στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ είναι, ότι τα νερά παρουσιάζουν αυξημένη διαπερατότητα και είναι κατάλληλα για την εγκατάσταση του ανιχνευτή.

Στην περίπτωση των τηλεσκοπίων AMANDA και BAIKAL φαινόμενο της σκέδασης εμφανίζεται εξαιρετικά αυξημένο. Στην πρώτη περίπτωση η αύξηση οφείλεται σε φυσαλίδες αέρα που υπάρχουν μέσα στον Ανταρκτικό πάγο ενώ στη λίμνη Βαϊκάλη η συγκέντρωση των ιζημάτων (βλέπε κεφάλαιο “Τηλεσκοπία νετρίνων”) στο νερό είναι αυξημένη με αποτέλεσμα να περιορίζεται σημαντικά η διαπερατότητά του. Το φως που ανιχνεύουν οι φωτοπολλαπλασιαστές έχει υποστεί αλληπάλληλες σκεδάσεις. Η διάδοση των φωτονίων στο μέσο μπορεί να αποδοθεί με τη διαδικασία του τυχαίου περιπάτου με δύο βασικές διαφοροποιήσεις. Η πρώτη είναι, ότι η κατανομή της γωνίας σκέδασης δεν είναι ισοτροπική και η δεύτερη, ότι το φως μπορεί να απορροφηθεί καθώς διαδίδεται στο μέσο. Η μη ισοτροπική κατανομή της γωνίας σκέδασης αποδίδεται με τη συσχέτιση των διαδοχικών διανυσμάτων που αποτελούν το συνολικό μήκος που διήνυσε το φωτόνιο. Υποθέτοντας, ότι τα κέντρα σκέδασης (φυσαλίδες ή σωματίδια) παρουσιάζουν σφαιρική συμμετρία μπορεί να αποδειχτεί, με χρήση πινάκων στροφής για τη στροφή των διαδοχικών διανυσμάτων που αποτελούν τον τυχαίο περίπατο, ότι:

$$\langle \vec{r}_1 \cdot \vec{r}_{1+k} \rangle = L_{scat}^2 (\delta_{0,k} + \langle \cos \psi \rangle^k) \quad (4.6)$$

Σύμφωνα με την [153] η πιθανότητα $W_N(\vec{R})d\vec{R}$ το φωτόνιο να βρίσκεται στη θέση $(\vec{R}, \vec{R} + d\vec{R})$ μετά από N μετατοπίσεις δίνεται στη γενική περίπτωση από τη σχέση:

$$W_N(\vec{R}) = \frac{1}{8\pi^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-i\vec{\rho} \cdot \vec{R}) A_N(\vec{\rho}) d\vec{\rho} \quad (4.7)$$

όπου

$$A_N(\vec{\rho}) = \prod_{j=1}^N \tau_j(\vec{r}_j) \exp(i\vec{\rho} \cdot \vec{r}_j) d\vec{r}_j \quad (4.8)$$

Στην τελευταία σχέση, $\tau_j(\vec{r}_j)$ είναι η συνάρτηση που περιγράφει τη μορφή της μετατόπισης $\vec{r}_j$. Θεωρώντας, ότι οι διαδοχικές μετατοπίσεις περιγράφονται από μια Gaussian κατανομή γύρω από το μήκος σκέδασης L_{scat} και λαμβάνοντας υπόψη την 4.6, η 4.7 καταλήγει στη σχέση [132]:

$$W_N(\vec{R}) = \frac{1}{(2\pi \langle \vec{R}^2 \rangle N / 3)^{3/2}} e^{-\frac{3\vec{R}^2}{2\langle \vec{R}^2 \rangle N}} \quad (4.9)$$

όπου

$$\langle \vec{R}^2 \rangle = \frac{1}{N} \left\langle \left(\sum_{j=1}^N \vec{r}_j \right)^2 \right\rangle \propto 2L_{scat}^2 (1 + g + g^2 + \dots + O(1/N)) = \frac{2L_{scat}^2}{1-g}$$

όπου $g = \langle \cos \psi \rangle$.

Η απορρόφηση μπορεί να ληφθεί υπόψη πολλαπλασιάζοντας την 4.9 με τον όρο $e^{-\left(\frac{NL_{abs}}{L_{scat}}\right)}$, λαμβάνοντας δηλαδή υπόψη την πιθανότητα να απορροφηθεί το φωτόνιο κατά τη διάρκεια της διάδοσής του στο μέσο [132]. Αντικαθιστώντας στην 4.9, $NL_{scat} = c_n t$ όπου c_n είναι η ταχύτητα του φωτός στον πάγο ή το νερό καταλήγουμε στη συνάρτηση Green, που περιγράφει τη

μεταφορά ακτινοβολίας ενός σφαιρικού φωτεινού παλμού που εκπέμπεται στο σημείο $d = 0$, τη χρονική στιγμή $t = 0$:

$$u(d, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{(-\frac{d^2}{4Dt} - \frac{c_d t}{L_{\text{eff}}})}$$

όπου $u(d, t)$ είναι η πυκνότητα των φωτονίων (κάνονικοποιημένη στη μονάδα σε χρόνο $t = 0$) σε απόσταση d από την πηγή και σε χρόνο t από την εκπομπή του φωτεινού παλμού και D είναι η σταθερά διάχυσης που δίνεται από τη σχέση:

$$D = \frac{c_n L_{\text{eff}}}{3} = \frac{c_n}{3} \left(\frac{L_{\text{scat}}}{1 - \langle \cos \psi \rangle} \right)$$

Το μήκος L_{eff} ονομάζεται ενεργό μήκος σκέδασης (effective scattering length). Με δεδομένο ότι η μέση τιμή του συνημιτόνου της γωνίας σκέδασης εκφράζει σε μονάδες στερεάς γωνίας τον παράγοντα της εμπροσθοσκέδασης, η φυσική σημασία που αποκτά το ενεργό μήκος σκέδασης είναι, ότι αντιστοιχεί στην απόσταση για την οποία το ποσοστό $1-1/e$ των φωτονίων έχουν σκεδαστεί προς τα πίσω, στην αντίθετη δηλαδή κατεύθυνση ως προς την αρχική διεύθυνση του φωτός.

Λαμβάνοντας υπόψη την κατανομή των χρόνων άφιξης των φωτονίων στους φωτοπολλαπλασιαστές εκτιμάται ότι το ενεργό μήκος σκέδασης είναι περίπου 25m για την περίπτωση του τηλεσκοπίου AMANDA [126], [127]. Χρησιμοποιώντας τη σχέση που ορίζει το ενεργό μήκος σκέδασης, εκτιμώντας ότι το μήκος σκέδασης της ακτινοβολίας για το νερό στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ είναι πάνω από 100m και ότι η μέση τιμή του συνημιτόνου της γωνίας σκέδασης για μεγάλα θαλάσσια βάθη είναι $\langle \cos \psi \rangle \approx 0.65^{44}$ στα 480nm [104], οδηγούμεθα στο συμπέρασμα ότι το ενεργό μήκος σκέδασης πρέπει να υπερβαίνει τα 300m. Αντίστοιχα αποτελέσματα προκύπτουν και από τη μελέτη των οπτικών ιδιοτήτων της περιοχής πόντισης του τηλεσκοπίου DUMAND II [104].

Χάρη στις εξαιρετικές οπτικές ιδιότητες του θαλασσινού νερού το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ θα είναι ικανό να ανιχνεύει αλληλεπιδράσεις νετρίνων σε αποστάσεις που ξεπερνούν σημαντικά τις γεωμετρικές του διαστάσεις, ενώ θα μπορεί να επιτύχει ακριβή ανακατασκευή τροχιών μιονίων που θα διασχίζουν τον ευαίσθητο όγκο του αφού η ακτινοβολία Cherenkov προερχόμενη από την τροχιά τους διαδίδεται χωρίς σοβαρές αποκλίσεις στην αρχική διεύθυνση εκπομπής της για μεγάλες αποστάσεις.

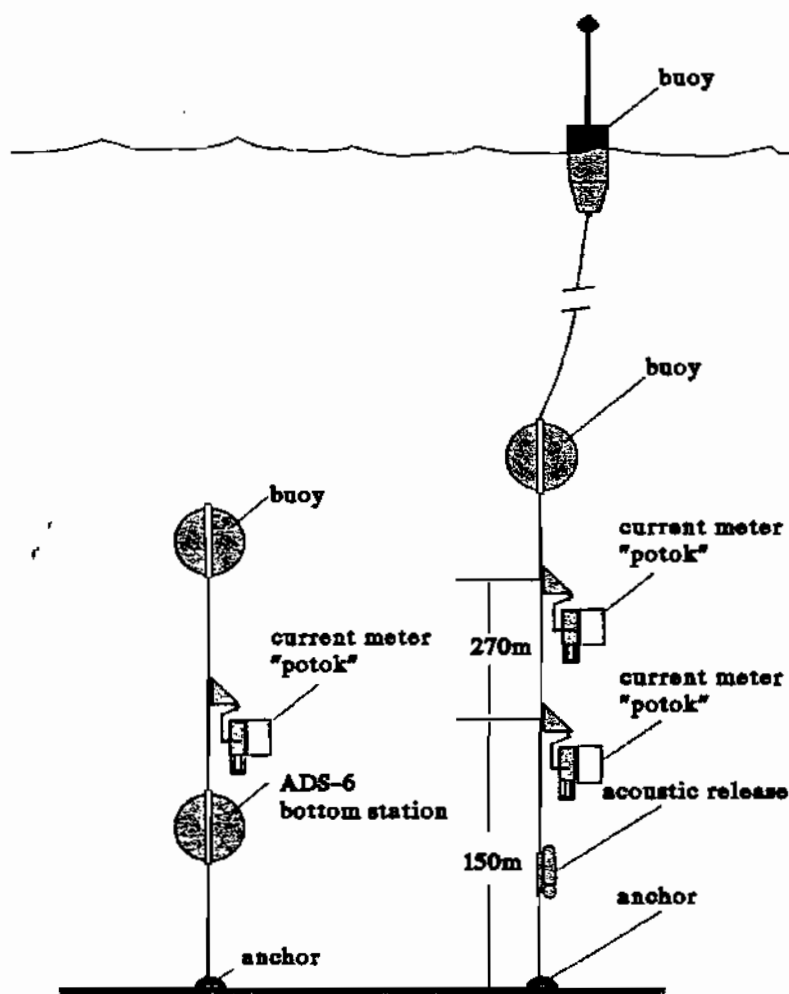
4.1.2 Μετρήσεις υποθαλασίων ρευμάτων

Οι πρώτες μετρήσεις υποθαλασίων ρευμάτων στην περιοχή ποντίσεως του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ πραγματοποιήθηκαν τον Οκτώβριο του 1989 στα πλαίσια ωκεανογραφικής έρευνας που πραγματοποιούσε το σκάφος "Mendeleev" στην ευρύτερη περιοχή [144], [154]. Αυτόνομα συστήματα που περιελάμβαναν και ρευματογράφους ποντίστηκαν σε βάθη μέχρι και 4500m. Οι ρευματογράφοι ήταν προσαρτημένοι πάνω στο σύστημα σε διαφορετικά ύψη από τον πυθμένα της θάλασσας. Οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν στη γεωγραφική θέση $36^\circ 31.9' \text{N}$, $21^\circ 27.2' \text{E}$

⁴⁴ Η τιμή αυτή δεν προέρχεται από μέτρηση αλλά αποτελεί εκτίμηση. Η σημαντική διαφοροποίηση της μέσης τιμής του συνημιτόνου της γωνίας σκέδασης για την περίπτωση του θαλασσινού νερού (όπως παρουσιάζεται στην [104]) με τις αντίστοιχες τιμές για τον πάγο και το νερό της λίμνης (βλέπε κεφάλαιο "Τηλεσκόπια νετρίνων") μας οδηγεί στο συμπέρασμα, ότι θα πρέπει να είμαστε εξαιρετικά επιφυλακτικοί στις εκτιμήσεις αυτές, καθώς οι παράμετροι που περιγράφουν τη διαδικασία σκέδασης είναι πολύ δύσκολο να μετρηθούν πειραματικά.

και σε βάθος 4500m έδειξαν, ότι η μέγιστη τιμή της ταχύτητας των ρευμάτων σε ύψος 3m από τον πυθμένα δεν ξεπερνά τα 8cm/s. Η χρονική διάρκεια των μετρήσεων ήταν τρεις ημέρες.

Τον Ιούλιο του 1991 πραγματοποιήθηκε νέα σειρά μετρήσεων, αυτή τη φορά με το ωκεανογραφικό σκάφος "Vityaz" [154], [140]. Ποντίστηκαν συνολικά δεκαέξι ρευματογράφοι. Ήταν εξαρτημένοι από πλωτήρες που βρίσκονταν στην επιφάνεια της θάλασσας, αλλά ταυτόχρονα αγκυροβολημένοι σε βάθος 3800m στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ.



Εικόνα 4.6: Για τις μετρήσεις των υποθαλασσιών ρευμάτων, το 1992, χρησιμοποιήθηκαν τα δύο συστήματα που βλέπουμε στο σχήμα [154]. Το πρώτο είναι αυτόνομο, ενώ το δεύτερο είναι εξαρτημένο από πλωτήρα που βρίσκεται στην επιφάνεια της θάλασσας. Στο επάνω μέρος του συστήματος τοποθετήθηκε ένας δεύτερος πλωτήρας για να περιορίσει την επίδραση των επιφανειακών ρευμάτων.

Ελήφθησαν μετρήσεις σε διαφορετικά ύψη από τον πυθμένα, μέχρι και 500m. Τα αποτελέσματα έδειξαν, ότι η ταχύτητα των ρευμάτων δεν ξεπερνά τα 20cm/s στα 200-500m πάνω από τον πυθμένα. Σημειώνουμε, ότι τα αποτελέσματα, στην περίπτωση εξάρτησης της συσκευής από επιφανειακό πλωτήρα, επηρεάζονται από τα ρεύματα επιφανείας αλλά και γενικότερα από τον καιρό που επικρατεί στην επιφάνεια της θάλασσας.

Ακολούθησαν νέες μετρήσεις το Νοέμβριο του 1992 με το ωκεανογραφικό σκάφος “Academician Mstislav Keldish” [154], [140]. Χρησιμοποιήθηκαν δύο συστήματα τα οποία παρουσιάζονται στην εικόνα 4.6. Το πρώτο σύστημα ήταν αυτόνομο. Εκτός του ρευματογράφου, που ήταν τοποθετημένος σε ύψος 70m από τον πυθμένα, περιελάμβανε έναν ADS-6 “bottom Station” με ακουστικό σύστημα που έπαιζε και το ρόλο του ακουστικού απελευθερωτή. Το ακουστικό σύστημα χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη των δυνατοτήτων ανίχνευσης αντινετρίνων ηλεκτρονίου εξαιρετικά υψηλών ενεργειών στην περιοχή συχνοτήτων 3-50Hz στα πλαίσια του προγράμματος SADCO⁴⁵ [155], [156]. Το δεύτερο ήταν ένα σύστημα σχεδιασμένο από τους V.V.Ledenev και V.H.Rukol, που περιελάμβανε δύο ρευματογράφους, έναν τοποθετημένο σε ύψος 150m από τον πυθμένα και έναν σε απόσταση 270m από τον πρώτο. Μεταξύ του πλωτήρα της επιφανείας και του συστήματος και σε απόσταση 150m από τον επάνω ρευματογράφο ήταν συνδεδεμένη μια σφαίρα τιτανίου, διαμέτρου 1m, που έπαιζε το ρόλο υποθαλάσσιου πλωτήρα. Με αυτό τον τρόπο περιοριζόταν η επίδραση της κίνησης του πλωτήρα επιφανείας στο σύστημα.

Η διάρκεια των μετρήσεων ήταν τρεις ημέρες. Οι μετρήσεις έδειξαν, ότι η ταχύτητα των ρευμάτων δεν ξεπερνά τα 4.5cm/s.



Εικόνα 4.7: Ο ρευματογράφος “Potok” επάνω στο κατάστρωμα του ωκεανογραφικού σκάφους “Academician Mstislav Keldish”, λίγο πριν από την πόντιση του σε βάθος 3800m, το Νοέμβριο του 1992. Διακρίνεται το ένα από τα δύο μεγάλα πτερύγιά του, τα οποία σε συνδυασμό με μια πυξίδα στο εσωτερικό του καθιστούν δυνατή τη μέτρηση της διεύθυνσης του ρεύματος. Η ταχύτητα του ρεύματος καθορίζεται από τον αριθμό των περιστροφών της έλικας που βρίσκεται στη βάση της συσκευής.

Τον Ιούλιο του 1993 πραγματοποιήθηκε η τελευταία αποστολή με αποκλειστικό στόχο τη μέτρηση των υποθαλασσιών ρευμάτων της περιοχής πόντισης. Η πόντιση του αυτόνομου συστήματος με ένα ρευματογράφο πραγματοποιήθηκε σε βάθος 3800m από το σκάφος “Νέστωρ” [140]. Ο ρευματογράφος ήταν τοποθετημένος σε ύψος 130m από τον πυθμένα της θάλασσας. Η

⁴⁵ Θα αναφερθούμε στο πρόγραμμα SADCO (Sea Acoustic Detection of Cosmic Objects) στην παράγραφο “Το πρόγραμμα Φυσικής”, στη συνέχεια του κεφαλαίου.

χρονική διάρκεια των μετρήσεων ήταν επτά ημέρες. Οι μετρήσεις έδειξαν, ότι η ταχύτητα των ρευμάτων δεν ξεπερνά τα 10cm/s.

Σημειώνουμε, ότι οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε τέτοια ύψη από τον πυθμένα έτσι ώστε να παρουσιάζεται μια εικόνα των ρευμάτων που θα δέχεται το τηλεσκόπιο σε όλο του το ύψος, δεδομένου ότι το τηλεσκόπιο θα βρίσκεται σε ύψος περίπου 100m από τον πυθμένα.

Οι ρευματογράφοι που ποντίστηκαν στα πλαίσια όλων των παραπάνω δοκιμών ήταν όλοι του ίδιου τύπου με μικρές τροποποιήσεις στην κάθε περίπτωση (εικόνα 4.7). Σχεδιάστηκαν και κατασκευάστηκαν από το Experimental Design Bureau (EDB) of Oceanological Engineering (Russian Academy of Sciences) στη Μόσχα [154]. Εκτός από τις οριζόντιες συνιστώσες της ταχύτητας σε δύο κάθετους μεταξύ τους άξονες έχουν τη δυνατότητα να καταγράφουν και τη θερμοκρασία. Η αποθήκευση των πληροφοριών γίνεται σε δίσκο 3.5" MDF ή σε μνήμη που συμπεριλαμβάνεται στο ηλεκτρονικό μέρος του συστήματος ανάλογα με τον τύπο του ρευματογράφου. Μετρήσεις λαμβάνονταν κάθε 1/64, 1/32 και 1/16 της ώρας. Η ταχύτητα του νερού μετρείται με τη βοήθεια έλικας με οριζόντιο άξονα περιστροφής, που βρίσκεται στο κάτω μέρος του ρευματογράφου ενώ η διεύθυνσή της καθορίζεται με δύο παράλληλα πτερύγια και μια πυξίδα. Ο ρευματογράφος μπορούσε να καταγράψει ταχύτητες μεγαλύτερες από 3cm/s⁴⁶ με ακρίβεια 0.5-1cm/s. Η μέτρηση της ταχύτητας πραγματοποιείται μέσω της σχέσης

$$S = A \times R + B$$

όπου R είναι η μέση τιμή του αριθμού των περιστροφών του άξονα της έλικας το δευτερόλεπτο για το θεωρούμενο διάστημα καταγραφής και S είναι η ταχύτητα του νερού σε cm/s. Η διακριτική ικανότητα του συστήματος προσδιορισμού της διεύθυνσης είναι 5°.

Με βάση τα παραπάνω αποτελέσματα που ελήφθησαν την περίοδο 1989-1993 μπορούμε να καταλήξουμε στα παρακάτω συμπεράσματα [154]:

- ✓ Σε όλες τις περιπτώσεις η μέση ταχύτητα των ρευμάτων στην περιοχή πόντισης δεν ξεπερνούσε τα 3cm/s. Η μέγιστη τιμή της ταχύτητας των ρευμάτων, όπως καταγράφηκε στα αυτόνομα συστήματα δεν ξεπερνά τα 10cm/s.
- ✓ Η διεύθυνση των ρευμάτων, που καταγράφηκαν από τα αυτόνομα συστήματα, δεν αλλάζει σημαντικά (όχι περισσότερο από 30°) σε σχέση με τη μέση διεύθυνση κατά το χρονικό διάστημα που πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις. Όλες οι μετρήσεις δείχνουν, ότι η διεύθυνση των ρευμάτων είναι βόρειο-βορειοδυτική.

Οι χαμηλές ταχύτητες των ρευμάτων και το γεγονός ότι δεν παρατηρούνται σημαντικές αλλαγές της διεύθυνσής τους με την πάροδο του χρόνου οδηγούν στο συμπέρασμα, ότι οι μηχανικές καταπονήσεις του ανιχνευτή εξαιτίας της παρουσίας των υποθαλασσίων ρευμάτων στην περιοχή εγκατάστασης θα είναι πολύ μικρές.

4.1.3 Μετρήσεις θερμοκρασίας

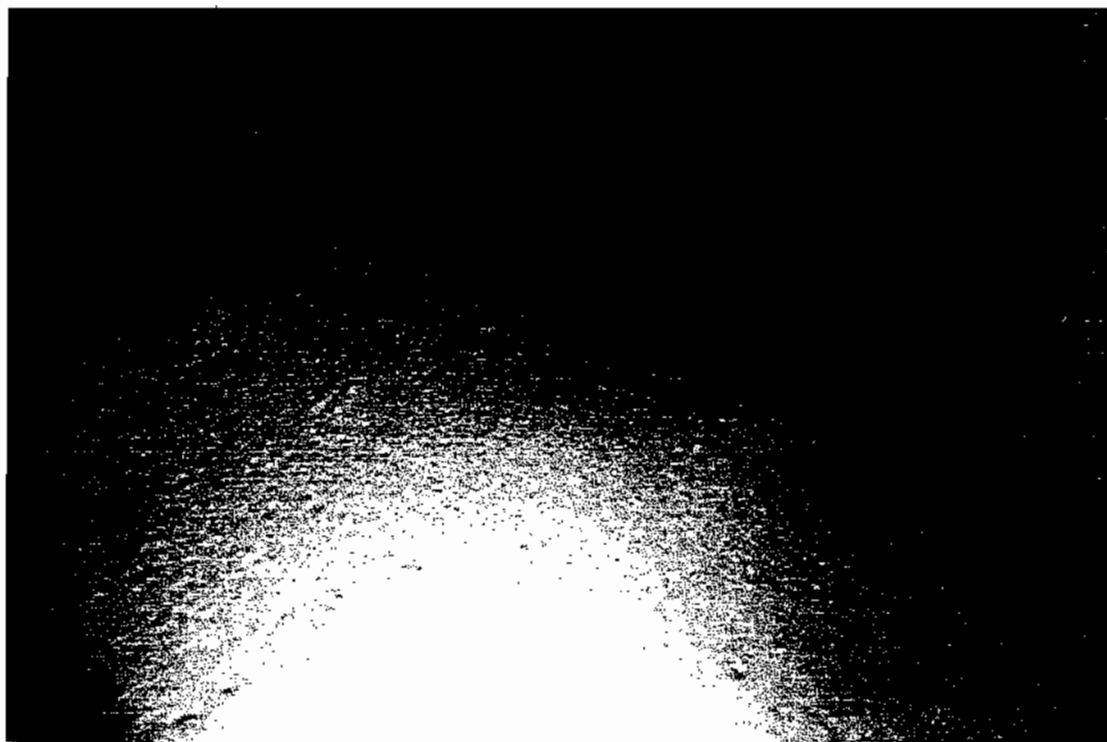
Στα πλαίσια των ωκεανογραφικών ερευνών, την περίοδο 1989-1992, πραγματοποιήθηκαν συνολικά έξι μετρήσεις θερμοκρασίας στην περιοχή πόντισεως του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Οι αισθητήρες θερμοκρασίας που χρησιμοποιήθηκαν το 1992 είχαν διακριτική ικανότητα 0.05°C [154]. Τα αποτελέσματα είναι σε συμφωνία μεταξύ τους και οδηγούν στο συμπέρασμα, ότι η μέση θερμοκρασία του νερού στην περιοχή εγκατάστασης είναι 14.0 ± 0.2 °C.

⁴⁶ Ο κατασκευαστής εγκυιάται για τη γραμμικότητα του οργάνου πάνω από αυτή την ταχύτητα. Ο ρευματογράφος μπορεί να καταγράψει και μικρότερες ταχύτητες [154].

4.1.4 Μορφολογία του πυθμένα

Η μορφολογία του πυθμένα είναι ένας από τους πιο σημαντικούς παράγοντες που πρέπει να ληφθούν υπόψη κατά την κατασκευή αλλά και το σχεδιασμό της μελλοντικής επέκτασης του ανιχνευτή. Ο πυθμένας πρέπει να είναι επίπεδος και ισοβαθής ώστε να είναι δυνατή η μελλοντική επέκταση χωρίς απότομες ασυνέχειες που συχνά εμφανίζονται στον πυθμένα των θαλασσών. Θα πρέπει επίσης να είναι συμπαγής καθώς ολόκληρος ο ανιχνευτής θα στηρίζεται επάνω του. Απαιτείται επιπλέον λεπτομερής γνώση της διαδρομής που θα ακολουθήσει το καλώδιο τροφοδοσίας μέχρι την προσαιγιάλωση του, ώστε να αποφευχθούν σημεία που θα μπορούσαν να του προκαλέσουν φθορά.

Η μορφολογία του πυθμένα της περιοχής πόντισης του τηλεσκοπίου μελετήθηκε για πρώτη φορά στα πλαίσια της ωκεανογραφικής αποστολής του σκάφους "Academician Mstislav Keldish" το 1992 [157], [140]. Η μελέτη πραγματοποιήθηκε με τη χρήση του ηχοβολιστικού ELAC για τη μέτρηση του βάθους και του συστήματος πλοήγησης GPS για τον προσδιορισμό της γεωγραφικής θέσης της μέτρησης. Η απόσταση μεταξύ των σημείων μέτρησης ήταν ένα μίλι αλλά σε κάποιες περιοχές που παρουσίαζαν μεγαλύτερο ενδιαφέρον πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις σε αποστάσεις μισού μιλίου. Από τις μετρήσεις αυτές σχεδιάστηκε ο πρώτος βυθομετρικός χάρτης της ευρύτερης περιοχής πόντισης (κλίμακα 1:100000) αλλά και της περιοχής από όπου μελλοντικά πρόκειται να περάσει το καλώδιο τροφοδοσίας του ανιχνευτή. Το συμπέρασμα που προέκυψε από τη μελέτη αυτή είναι, ότι η περιοχή πόντισης σε βάθος 3800m είναι επίπεδη, εικόνα 4.8, παρουσιάζοντας κλίση 1% και έχει έκταση που φτάνει τα 60km².



Εικόνα 4.8: Φωτογραφία του πυθμένα στη γεωγραφική θέση 36°35.10'N, 2°35.42'E. Το βάθος στην περιοχή αυτή φτάνει τα 3604m. Ο πυθμένας παρουσιάζεται εξαιρετικά επίπεδος και καλύπτεται από στρώμα (μέχρι 18cm) αργιλώδους λάσπης. Η φωτογραφία από τον V. Kolchugin στις 9/11/1992

Περυσυνελέγησαν μια σειρά από δείγματα του βυθού (εικόνα 4.8) από διαφορετικά σημεία (9 συνολικά) με χρήση ειδικών συσκευών. Η μελέτη έγινε σε περιοχή μεταξύ των ισοβαθών 3700m και 3800m. Το επιφανειακό στρώμα του πυθμένα αποτελείται από ανοιχτόχρωμη καφέ ασβεστώδη λάσπη που σταδιακά μετατρέπεται μετά τα πρώτα εκατοστά σε άργιλο, χρώματος ανοιχτού καφέ. Το πάχος του επιφανειακού στρώματος κυμαίνεται μεταξύ 7cm και 18cm και παρουσιάζει πυκνότητα $1.47-1.49 \text{ gr/cm}^3$. Εκτιμάται, ότι το επιφανειακό αυτό στρώμα έχει δημιουργηθεί τα τελευταία 3000 χρόνια. Η εκτίμηση αυτή οδηγεί στο συμπέρασμα, ότι η επικάλυψη ιζημάτων στην περιοχή πόντισης είναι εξαιρετικά περιορισμένη.



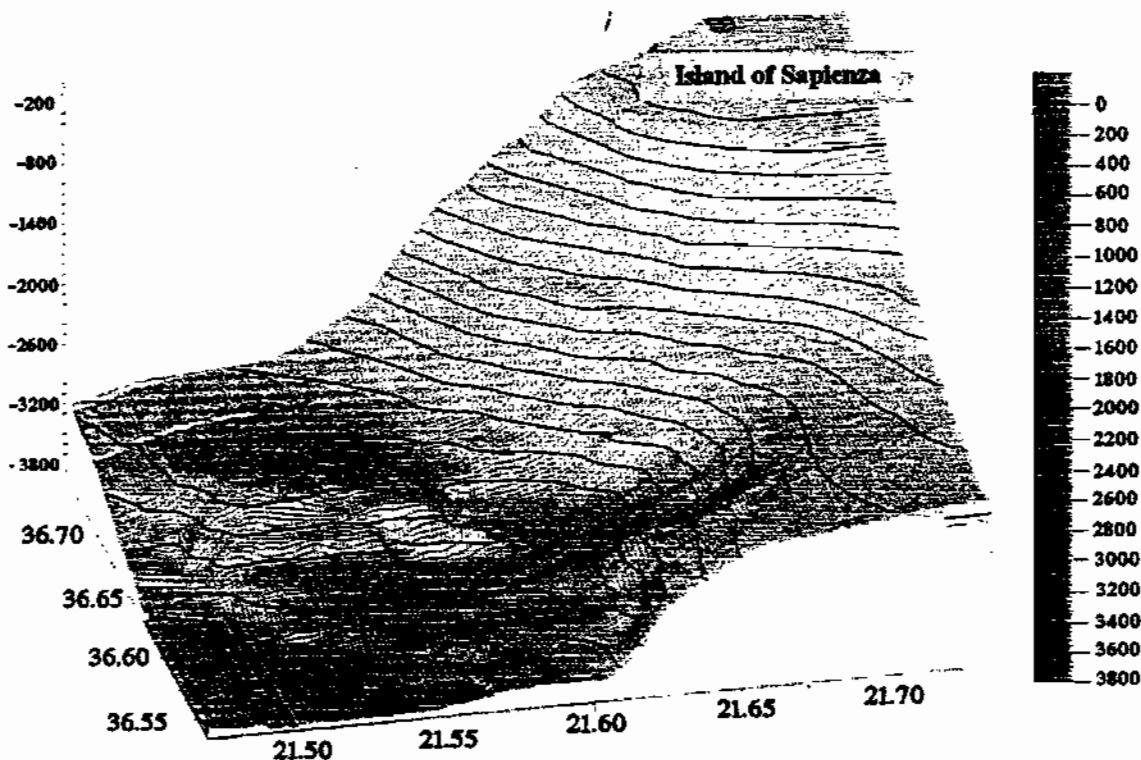
Εικόνα 4.9: Δείγμα από τον πυθμένα από την περιοχή πόντισης. Το δείγμα έχει συνολικό μήκος 168cm και είναι χωρισμένο σε τρία κομμάτια, κάθε ένα από τα οποία έχει κοπεί στη μέση για να μελετηθεί. Το επιφανειακό κομμάτι, χρώματος ανοιχτού καφέ (επάνω αριστερά στην εικόνα) αποτελείται από λάσπη που με το βάθος μετατρέπεται σε άργιλο (πυλό). Ακολουθεί στρώμα γκριζοπράσινης λάσπης και στρώμα αργίλου χρώματος ανοιχτού γκρι. Στη συνέχεια υπάρχει ένα παχύ στρώμα αργίλου χρώματος ανοιχτού καφέ που μετά το ένα μέτρο βάθος αλλάζει αποχρώσεις. Το τελευταίο κομμάτι του δείγματος, κάτω δεξιά αποτελείται από μαύρη λάσπη.

Πλησιάζοντας προς την ακτή ο βυθός αρχίζει και ανεβαίνει απότομα. Με δεδομένο ότι το υποβρύχιο καλώδιο θα πρέπει να διέλθει από την περιοχή αυτή πραγματοποιήθηκε νέα λεπτομερής χαρτογράφηση, ειδικά της περιοχής από την οποία προβλέπεται ότι θα περάσει το καλώδιο. Η μελέτη πραγματοποιήθηκε το Νοέμβριο του 1994 με τη βοήθεια του ωκεανογραφικού σκάφους "ΑΙΓΑΙΟΝ", το οποίο ανήκει στο Ε.Κ.Θ.Ε⁴⁷. Ο καθορισμός της θέσης του σκάφους κατά τη διάρκεια των μετρήσεων πραγματοποιήθηκε με ένα TRIANGLE differential GPS το οποίο ήταν σε επικοινωνία με το σταθμό ξηράς, ο οποίος λειτουργούσε ως σημείο αναφοράς. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνεται προσδιορισμός της θέσης με ακρίβεια $\pm 1\text{m}$. Καλύφθηκαν δύο πιθανές διαδρομές, η μία κατέληγε στη Νήσο Σαπένζα, ενώ η δεύτερη δυτικά της Μεθώνης, πολύ κοντά στην περιοχή που βρίσκεται ο Μετεωρολογικός Σταθμός της Ε.Μ.Υ.⁴⁸ ο οποίος θα στεγάσει το σταθμό ξηράς. Η συνολική απόσταση που διανύθηκε έφτανε τα 100km, ενώ λαμβάνονταν μετρήσεις κάθε 200m. Χρησιμοποιήθηκαν ένα ηχοβολιστικό FURUNO, δύο συχνοτήτων (200kHz, 12kHz) για ρηχά και βαθιά νερά, ένας υψηλής διακριτικής ικανότητας subbottom profiler (3.5kHz) με διάταξη 16 πομπών, "fish", κατασκευασμένος από την ORE και

⁴⁷ Εθνικό Κέντρο Θαλασσίων Ερευνών.

⁴⁸ Εθνική Μετεωρολογική Υπηρεσία.

ένα PAR BOLT "Air Gun", 40 in³, με σχετικά μικρότερη υδροφωνική διάταξη, χαμηλής συχνότητας, για την επίτευξη αποτύπωσης της μορφολογίας του πυθμένα με υψηλότερη διακριτική ικανότητα. Με τις συσκευές αυτές αναμένεται, ότι το σφάλμα στην εκτίμηση του πραγματικού βάθους είναι 1%, ενώ στις περιοχές με μεγάλη κλίση φτάνει το 2%. Με βάση τις μετρήσεις σχεδιάστηκε ο βυθομετρικός χάρτης της ευρύτερης περιοχής που φαίνεται στην εικόνα 4.10.



Εικόνα 4.10: Τρισδιάστατος μορφολογικός-βυθομετρικός χάρτης της περιοχής που μελετήθηκε το Νοέμβριο του 1994. Ο πυθμένας κατεβαίνει απότομα μετά τα πρώτα χιλιόμετρα από την ξηρά και καταλήγει σε μια επίπεδη, μεγάλων διαστάσεων κοιλάδα σε βάθος 3800m.

Με βάση τα αποτελέσματα της μελέτης αυτής [158] η περιοχή από την ξηρά μέχρι το σημείο πόντισης του ανιχνευτή μπορεί να διακριθεί σε τρία μέρη. Στο πρώτο τμήμα το βάθος φτάνει μέχρι τα 500m και η κλίση του βυθού δεν ξεπερνά τις 5°, αν και υπάρχουν σημεία που παρουσιάζουν σημαντικές ασυνέχειες, ειδικά νότια της Νήσου Σαπιένζα. Από τη μελέτη του πυθμένα με τους profilers προκύπτει, ότι ο βυθός είναι βραχώδης, ενώ όπου παρουσιάζονται επίπεδες επιφάνειες, οι βράχοι επικαλύπτονται με λεπτά στρώματα ιζημάτων, πιθανόν αργιλώδους λάσπης, πάχους 15-20cm. Το επόμενο τμήμα της διαδρομής παρουσιάζει σημαντική κλίση, 25°, φτάνοντας μέχρι τα 3200-3600m. Και εδώ ο βυθός είναι πετρώδης χωρίς επικάλυψη. Εντοπίστηκαν σημεία που θα μπορούσαν να προκαλέσουν φθορά στο καλώδιο. Οι περιοχές αυτές σημειώθηκαν και ελήφθησαν υπόψη στη χάραξη της διαδρομής που θα ακολουθήσει το καλώδιο. Η περιοχή νότια της Νήσου Σαπιένζα παρουσιάζει κλίσεις που φτάνουν τις 40°. Το τελευταίο τμήμα της διαδρομής παρουσιάζεται ομαλό και όπως έδειξαν οι μετρήσεις ο πυθμένας αποτελείται από αργιλώδη λάσπη σε βάθος που φτάνει τα 250m. Αναλυτικοί χάρτες της περιοχής σχεδιάστηκαν (1:20000).

Η διαδικασία χάραξης της διαδρομής του καλωδίου ολοκληρώθηκε το Φθινόπωρο του 1997 με τη μελέτη της περιοχής πολύ κοντά στην ξηρά για την προσαιγιάλωση του καλωδίου

[159]. Λεπτομερής μελέτη των βυθομετρικών μετρήσεων οδήγησε στην τελική χάραξη της διαδρομής του καλωδίου, συνολικού μήκους 27km, ξεκινώντας από το Μετεωρολογικό Σταθμό της Μεθώνης, μέχρι το σημείο εγκατάστασης του τηλεσκοπίου (βλέπε παράγραφο “Η πόντιση του τηλεσκοπίου”).

4.2 Το μηχανικό μέρος του τηλεσκοπίου

Στην παράγραφο αυτή θα αναφερθούμε αναλυτικά στη διαμόρφωση της γεωμετρίας του τηλεσκοπίου νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ και θα περιγράψουμε τα τμήματα της κατασκευής. Σε ιδιαίτερη παράγραφο θα παρουσιάσουμε την περίπτωση κατασκευής των τμημάτων του τηλεσκοπίου από αλουμίνιο.

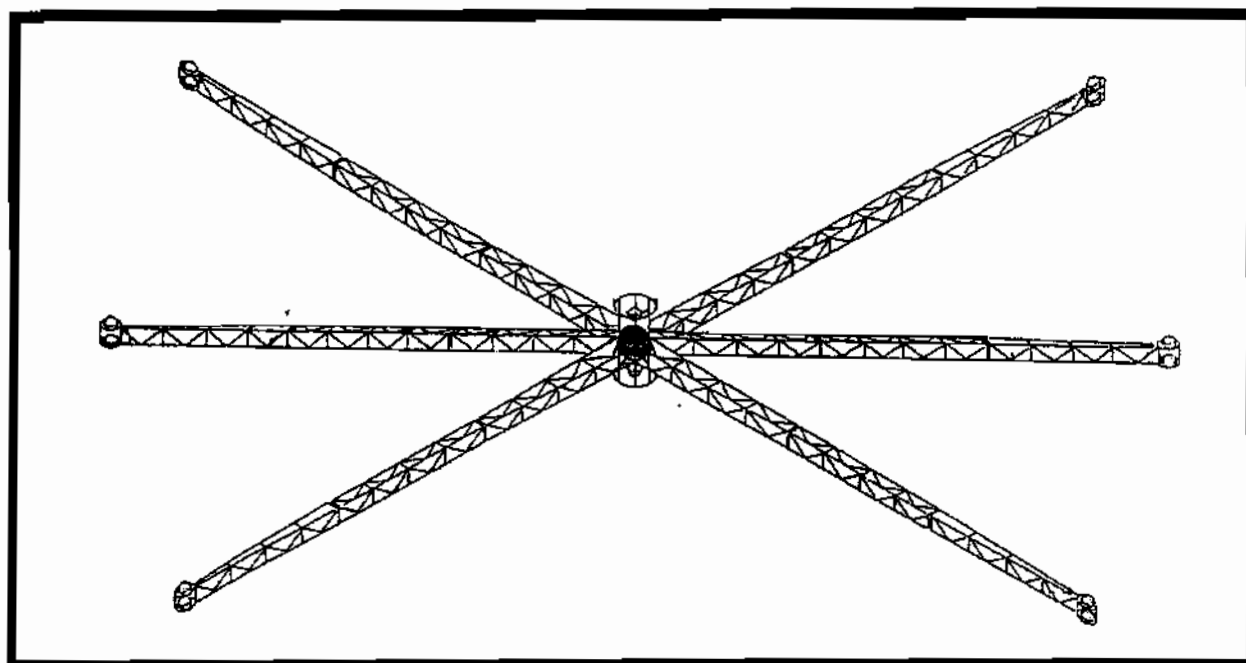
4.2.1 Διαμόρφωση της γεωμετρίας του τηλεσκοπίου

Η διαμόρφωση της γεωμετρίας του ανιχνευτή είναι προϊόν εκτεταμένης μελέτης με στόχο την αναζήτηση των παραμέτρων εκείνων που θα μεγιστοποιούν τις δυνατότητές του για την επίτευξη των στόχων που καθορίζονται από το πρόγραμμα Φυσικής (βλέπε παράγραφο “Το πρόγραμμα Φυσικής” στη συνέχεια του κεφαλαίου). Στο κεφάλαιο “Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες” παρουσιάζονται αναλυτικά οι δύο κώδικες Monte-Carlo που χρησιμοποιήθηκαν στα πλαίσια της μελέτης αυτής. Όπως θα δούμε, τα βασικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή, όπως η ευαίσθητη επιφάνειά του και η διακριτική του ικανότητα στον προσδιορισμό της τροχιάς των μιονίων εξαρτώνται από τις οπτικές παραμέτρους του νερού και από τη διαμόρφωση της γεωμετρίας του. Κατάλληλη προσαρμογή της γεωμετρίας στις οπτικές παραμέτρους του νερού, σε συνδυασμό με τα σχέδια για μελλοντική επέκταση του ανιχνευτή, τους περιορισμούς που επιβάλλονται από τη διαδικασία πόντισης, τις μηχανικές ανοχές της κατασκευής αλλά και το συνολικό κόστος της κατασκευής, της διαδικασίας πόντισης και συντήρησης, οδηγούν στην τελική διαμόρφωση της γεωμετρίας του τηλεσκοπίου.

Επιδιώκοντας την ανίχνευση νετρίνων προερχομένων από όλες τις διευθύνσεις τα Οπτικά Στοιχεία του τηλεσκοπίου τοποθετούνται προσανατολισμένα και προς τις δύο διευθύνσεις της κατακορύφου, οδηγώντας σε ισοτροπική απόκριση του ανιχνευτή. Είδαμε ότι η επικάλυψη ιζημάτων ανάγκασε την ερευνητική ομάδα του τηλεσκοπίου BAIKAL, που αρχικά ακολούθησε την ίδια φιλοσοφία, να περιορίσει τον αριθμό των Οπτικών Στοιχείων που είναι προσανατολισμένα προς τα επάνω. Στην περίπτωση του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ η επικάλυψη των ιζημάτων μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα, όπως αποδεικνύεται από τη μελέτη των ιζημάτων στο επιφανειακό στρώμα του πυθμένα (βλέπε παράγραφο “Η περιοχή πόντισης”). Το γεγονός αυτό σε συνδυασμό με το πολύ μεγάλο βάθος που θα τοποθετηθεί το τηλεσκόπιο, περιορίζοντας σημαντικά το υπόβαθρο από τα μόνια κοσμικής ακτινοβολίας, δίνει τη δυνατότητα τοποθέτησης των μισών Οπτικών Στοιχείων προς τα επάνω. Το σημαντικότερο πρόβλημα στην ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων είναι η ανακατασκευή μιονίων κοσμικής ακτινοβολίας ως μόνια προερχόμενα από το κάτω μέρος του ανιχνευτή. Με την τοποθέτηση σημαντικού αριθμού Οπτικών Στοιχείων προσανατολισμένων προς τα επάνω (από όπου έρχονται τα μόνια κοσμικών ακτίνων) περιορίζεται σημαντικά ο αριθμός των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών. Επιπλέον η Γη αρχίζει και απορροφά δραστικά τα νετρίνα με ενέργειες μεγαλύτερες των 10^{15} eV. Ετσι για την ανίχνευση εξαιρετικά υψηλοενεργειακών γεγονότων απαιτείται τα Οπτικά Στοιχεία να είναι προσανατολισμένα προς τα επάνω, ώστε ο ανιχνευτής να παρουσιάζει σημαντική ευαίσθητη επιφάνεια για την ανίχνευση αυτών των γεγονότων.

Τα Οπτικά Στοιχεία τοποθετούνται κατά ζεύγη, ένα προσανατολισμένο επάνω, ένα κάτω, στα άκρα και στο κέντρο ενός πατώματος, μιας οριζόντιας εξαγωνικής δομής με σχήμα αστεριού (εικόνα 4.11). Η χρήση της οριζόντιας δομής προκύπτει από ένα συνδυασμό

απαιτήσεων της Φυσικής, της διαδικασίας πόντισης αλλά και των μηχανικών ανοχών της κατασκευής. Η απαίτηση για την ανίχνευση ταλαντώσεων ατμοσφαιρικών νετρίνων στρέφει το ενδιαφέρον σε γεγονότα σχετικά χαμηλών ενεργειών. Για την ανίχνευση των γεγονότων αυτών θα πρέπει η απόσταση μεταξύ των Οπτικών Στοιχείων να είναι μικρή, ώστε το κάθε γεγονός να καταγράφεται από ικανοποιητικό αριθμό Οπτικών Στοιχείων, δίνοντας έτσι τη δυνατότητα για επιτυχημένη ανακατασκευή της τροχιάς του μιονίου. Η τοποθέτηση κατακορύφων δομών σε μικρές αποστάσεις δεν είναι εύκολο να πραγματοποιηθεί σε τόσο μεγάλα βάθη και έτσι η χρήση μιας οριζόντιας δομής παρουσιάζεται ως η μόνη λύση. Σημειώνουμε βέβαια ότι οι μηχανικές ανοχές μια τέτοιας κατασκευής περιορίζουν την επέκταση των βραχιόνων του πατώματος σε μήκη μικρότερα των 16-17m. Οι υπολογισμοί που πραγματοποιήθηκαν έδειξαν, ότι το μήκος των 16m είναι απόλυτα ικανοποιητικό για την ικανοποίηση όλων των παραπάνω απαιτήσεων. Στο κέντρο του κάθε πατώματος τοποθετείται μια σφαίρα τιτανίου, διαμέτρου 1m, η οποία στεγάζει τα ηλεκτρονικά του πατώματος. Κάθε πάτωμα αποτελεί μια αυτόνομη μονάδα από την πλευρά της λήψης και μετάδοσης των δεδομένων.

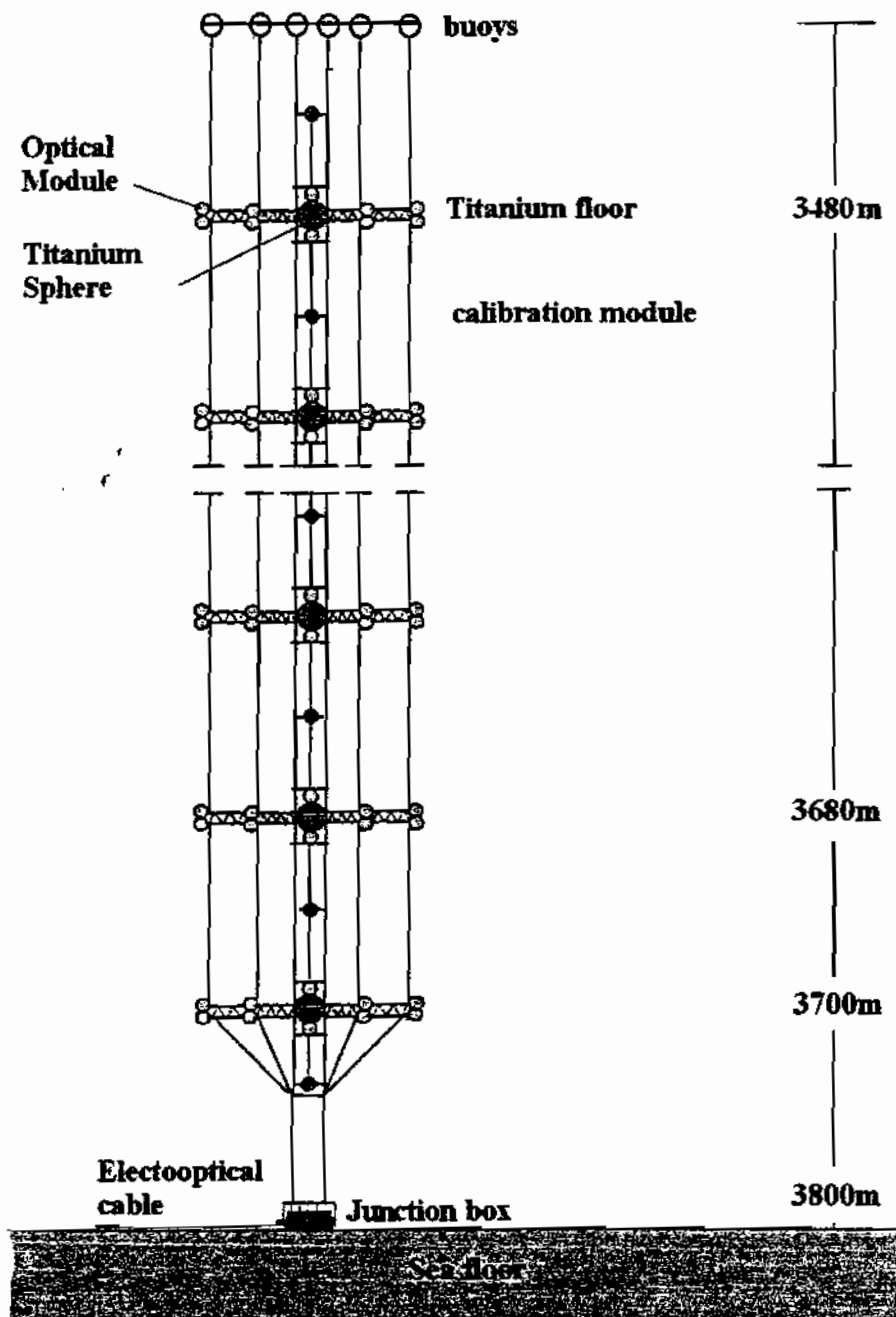


Εικόνα 4.11: Σχηματική αναπαράσταση ενός πατώματος του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Το πάτωμα φέρει 14 Οπτικά Στοιχεία, 12 στα άκρα των έξι βραχιόνων του και 2 στο κέντρο, επάνω και κάτω από τη σφαίρα τιτανίου που στεγάζει τα ηλεκτρονικά του συγκεκριμένου πατώματος. Το πάτωμα είναι κατασκευασμένο από τιτάνιο και έχει ακτίνα 16m.

Στην τελική του μορφή το τηλεσκόπιο θα αποτελείται από 12 πατώματα, τοποθετημένα το ένα πάνω από το άλλο σε απόσταση μεταξύ τους 20m (εικόνα 4.12). Το συνολικό ύψος του τηλεσκοπίου θα φτάνει τα 220m, ενώ το χαμηλότερο πάτωμα θα βρίσκεται περίπου σε ύψος 100m από τον πυθμένα της θάλασσας για να δοθεί ο απαιτούμενος χώρος τόσο στα μόνια προερχόμενα από το κάτω ημισφαίριο, να διανύσουν ικανοποιητικό διάστημα μέσα στο νερό, καθώς αναδύονται από τον πυθμένα, ώστε μεγαλύτερος αριθμός φωτονίων να ανιχνευτεί από τα Οπτικά Στοιχεία, όσο και στα νετρίνα που μπορεί να αλληλεπιδράσουν στον όγκο που βρίσκεται κάτω από τον ανιχνευτή, δημιουργώντας ισχυρούς αδρονικούς και ηλεκτρομαγνητικούς καταιονισμούς, υποδηλώνοντας με αυτό τον τρόπο την παρουσία τους.

4.2.2 Η κατασκευή του πύργου

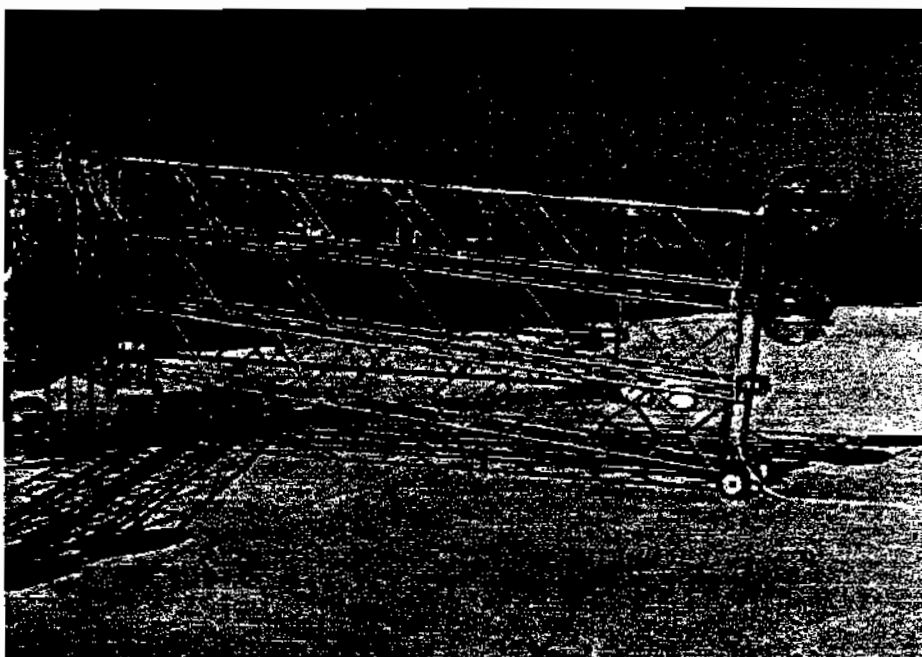
Τον Ιούλιο του 1995, κατά τη διάρκεια συνάντησης εργασίας (NESTOR Mechanical Project Meeting, 9-11 Ιουλίου 1995, Μόσχα), παρουσιάστηκαν οι διάφορες προτάσεις για την τελική κατασκευή του μηχανικού μέρους του τηλεσκοπίου. Μέχρι τότε δύο ήταν οι επικρατέστερες προτάσεις. Η πρώτη προσέβλεπε στην κατασκευή των βραχιόνων από λεπτές σωλήνες τιτανίου. Η κάθετη διατομή κατά μήκος του βραχίονα θα ήταν τριγωνικού σχήματος και θα περιοριζόταν από το κέντρο προς το άκρο του.



Εικόνα 4.12: Σχηματική αναπαράσταση του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Το συνολικό ύψος του συστήματος ξεπερνά τα 220m, ενώ το πάτομα θα βρίσκεται σε απόσταση 100m από τον πυθμένα της θάλασσας.

Το 1991 (βλέπε κεφάλαιο “Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”) είχε δοκιμαστεί με απόλυτη επιτυχία το πρωτότυπο ενός τέτοιου πατώματος, μικρότερων διαστάσεων. Η δεύτερη εναλλακτική πρόταση προσέβλεπε στην κατασκευή τηλεσκοπικών βραχιόνων, αποτελούμενων δηλαδή από μέρη που εισέρχονται το ένα μέσα στο άλλο, διευκολύνοντας τη μεταφορά του πατώματος και γενικότερα τη διαδικασία πόντισης του ανιχνευτή. Οι βασικές παράμετροι της γεωμετρίας του ανιχνευτή, όπως είχαν προκαθοριστεί, ήταν οι εξής:

- ✓ το τηλεσκόπιο αποτελείται από 12 πατώματα σε απόσταση 20m μεταξύ τους
- ✓ κάθε πάτωμα αποτελείται από 6 βραχίονες με μήκος 16m
- ✓ στο κέντρο κάθε πατώματος τοποθετείται μια σφαίρα τιτανίου, διαμέτρου 1m, η οποία στεγάζει τα ηλεκτρονικά συστήματα του πατώματος
- ✓ κάθε πάτωμα φέρει 14 Οπτικά Στοιχεία
- ✓ στο κάτω μέρος του τηλεσκοπίου τοποθετείται το junction box, διαμέσου του οποίου πραγματοποιείται η σύνδεση του πύργου με το ηλεκτροοπτικό καλώδιο, που έρχεται από το σταθμό ξηράς
- ✓ το χαμηλότερο πάτωμα απέχει από τον πυθμένα 100m.

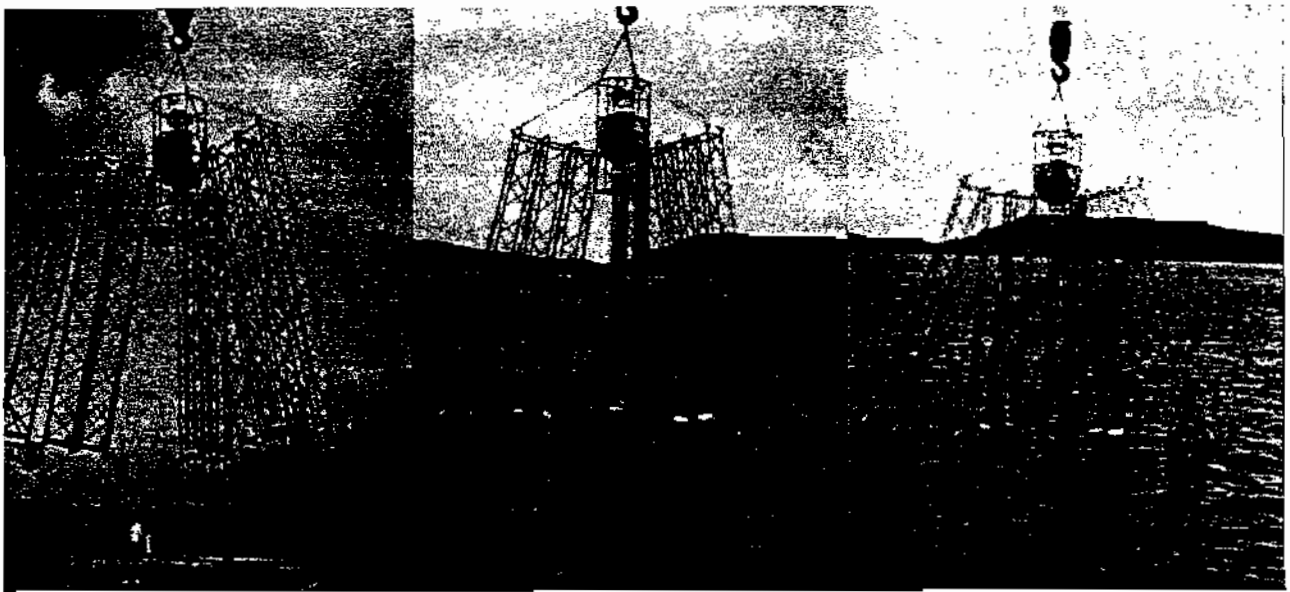


Εικόνα 4.13: Ο κάθε βραχίονας του πατώματος του τηλεσκοπίου μπορεί να διπλώνει σε τρία τμήματα όπως φαίνεται στη φωτογραφία, στα πλαίσια δοκιμαστικής πόντισης. Το συνολικό μήκος του βραχίονα φτάνει τα 16m.

Στα πλαίσια της συνάντησης αυτής παρουσιάστηκε από το Experimental Design Bureau of Oceanological Engineering της Russian Academy of Sciences μια καινούργια πρόταση [160], η οποία και υιοθετήθηκε τελικά. Το κάθε πάτωμα θα έχει τη μορφή που φαίνεται στην εικόνα 4.11. Για να διευκολυνθεί η μεταφορά αλλά και η πόντιση, ο κάθε βραχίονας του πατώματος μπορεί να διπλώνει σε τρία μέρη (εικόνα 4.13). Ο κάθε βραχίονας έχει σχήμα ορθογωνίου παραλληλογράμμου πλαισίου που αποτελείται από σωλήνες τιτανίου, διαμέτρου 30mm. Το

βασικό πλαίσιο υποστηρίζεται από διαγώνιους και κάθετους μικρότερους σωλήνες, διαμέτρου 20mm. Ο κάθε βραχίονας καταλήγει σε δύο ζεύγη στεφανιών που συγκρατούν τα Οπτικά Στοιχεία. Το κεντρικό τμήμα του κάθε πατώματος αποτελείται από ένα κυλινδρικό πλαίσιο στο οποίο στηρίζεται η σφαίρα τιτανίου. Στο επάνω και κάτω μέρος του υπάρχουν ειδικές υποδοχές για την τοποθέτηση των Οπτικών Στοιχείων που θα βρίσκονται στο κέντρο. Ο σχεδιασμός αυτός αλλά και οι διαστάσεις των σωλήνων καθιστούν την κατασκευή ισχυρή με μεγάλη μηχανική αντοχή, αλλά ταυτόχρονα της προσδίδουν το ελάχιστο δυνατό βάρος.

Το κράμα τιτανίου που χρησιμοποιείται για την κατασκευή είναι το OT-4 (με προσμίξεις 4-5% Al, 1-2% Mn) και έχει όριο ρευστότητας $\sigma_r = 60 \text{ kgf/mm}^2$. Οι κολλήσεις πραγματοποιούνται με ηλεκτρικό τόξο Ar (electro-arc welding) και διατηρούν το 97% της μηχανικής αντοχής του μετάλλου. Η επίδραση της οξείδωσης λόγω του θαλασσινού νερού είναι εξαιρετικά περιορισμένη τόσο για το υλικό όσο και για τις κολλήσεις.



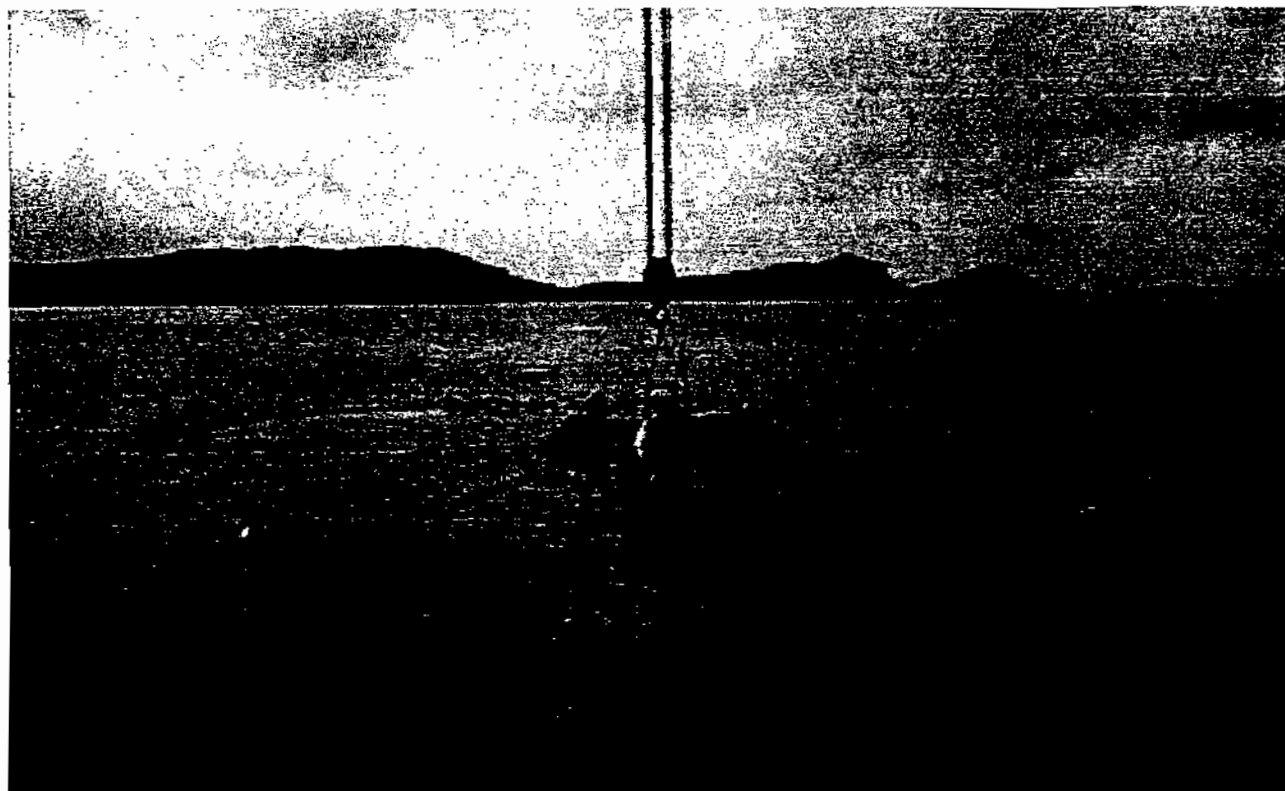
Εικόνα 4.14: Δοκιμαστική πόντιση του πρώτου πατώματος του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ στο λιμάνι της Πύλου. Το πάτωμα είναι εξαρτημένο από γερανό και αρχίζει να βυθίζεται στο νερό. Παρατηρούμε τους μικρούς άσπρους πλωτήρες, δεμένους μεταξύ των τμημάτων των βραχιόνων, που θα βοηθήσουν στο ξεδίπλωμά τους, καθώς λόγω άνωσης θα φέρουν τους βραχίονες στην επιφάνεια. Σημειώνουμε, ότι στη δοκιμή αυτή μόνο τρεις από τους έξι βραχίονες προσαρμόστηκαν στο κεντρικό τμήμα του πατώματος που φέρει τη σφαίρα τιτανίου.

Το πρώτο πάτωμα του τηλεσκοπίου παραδόθηκε το Σεπτέμβριο του 1996. Πραγματοποιήθηκαν μια σειρά από δοκιμαστικές ποντίσεις του πατώματος στον Κόλπο του Ναυαρίνου. Στην πρώτη δοκιμή που πραγματοποιήθηκε μόνο οι τρεις βραχίονες προσαρμόστηκαν στο κεντρικό κομμάτι του πατώματος που φέρει τη σφαίρα τιτανίου. Στις εικόνες 4.14, 4.15 παρουσιάζονται τα διαδοχικά στάδια πόντισης του πατώματος.

Στη δεύτερη φάση της δοκιμής του πατώματος προσαρμόστηκαν όλοι οι βραχίονες και ακολούθησε η διαδικασία πόντισης. Στην εικόνα 4.16 παρουσιάζεται το πλήρες πάτωμα του τηλεσκοπίου με τους βραχίονές του μαζεμένους. Στον πίνακα 4.1 παραθέτουμε τα βάρη των επιμέρους τμημάτων του πατώματος του τηλεσκοπίου, καθώς και το συνολικό βάρος της κατασκευής στον αέρα και στη θάλασσα.

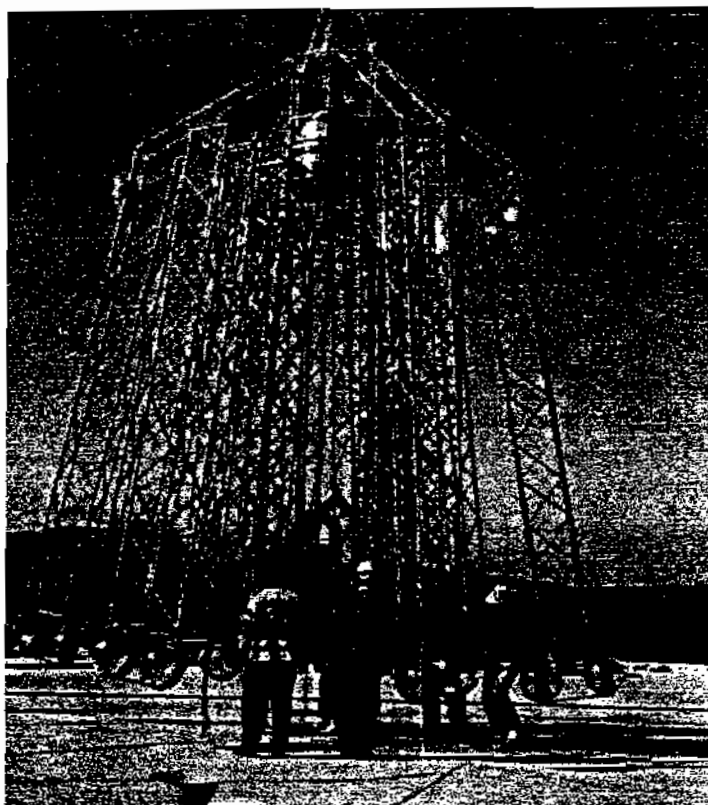
Πίνακας 4.1: Τα βάρη των επιμέρους τμημάτων ενός πατώματος τιτανίου του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ.

	Αριθμός μονάδων	Βάρος μονάδας(kgr)		Συνολικό Βάρος(kgr)	
		στον αέρα	στο νερό	στον αέρα	στο νερό
Κυλινδρικό κεντρικό τμήμα	1	30	23	30	23
Βραχίονες	6	70	53	420	318
Στεφάνια στήριξης υάλινων σφαιρών	14	4	0.5	56	7
Οπτικά Στοιχεία	14	25	-17	350	-238
Σφαίρα τιτανίου	1	380	-70	380	-70
Πάτωμα τιτανίου				1236	40



Εικόνα 4.15: Η άνωση των υάλινων σφαιρών βοηθά στο να ανοίξουν οι βραχίονες του πατώματος. Το ακραίο τμήμα είναι ελεύθερο και ανοίγει μόλις το σύστημα αρχίζει να βυθίζεται. Το δεύτερο τμήμα παραμένει κλειστό, καθώς το άκρο του είναι εξαρτημένο από το κεντρικό τμήμα του πατώματος, μέχρι ολόκληρο το σύστημα να βρεθεί στο νερό. Τότε δύτες ελευθερώνουν τους βραχίονες και πραγματοποιούν τις απαραίτητες συνδέσεις με τη βοήθεια ειδικών ασφαλειών μεταξύ των τμημάτων των βραχιόνων.

Η διαδικασία πόντισης των πατωμάτων από τιτάνιο περιγράφεται αναλυτικά στην παράγραφο “Η πόντιση του τηλεσκοπίου” στη συνέχεια του κεφαλαίου αυτού.



Εικόνα 4.16: Ένα πλήρες πάτωμα τιτανίου ετοιμάζεται για δοκιμαστική πόντιση στο λιμάνι της Πύλου. Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ θα αποτελείται από 12 όμοια πατώματα τα οποία θα διαμορφώνουν έναν πύργο, ύψους 220m.

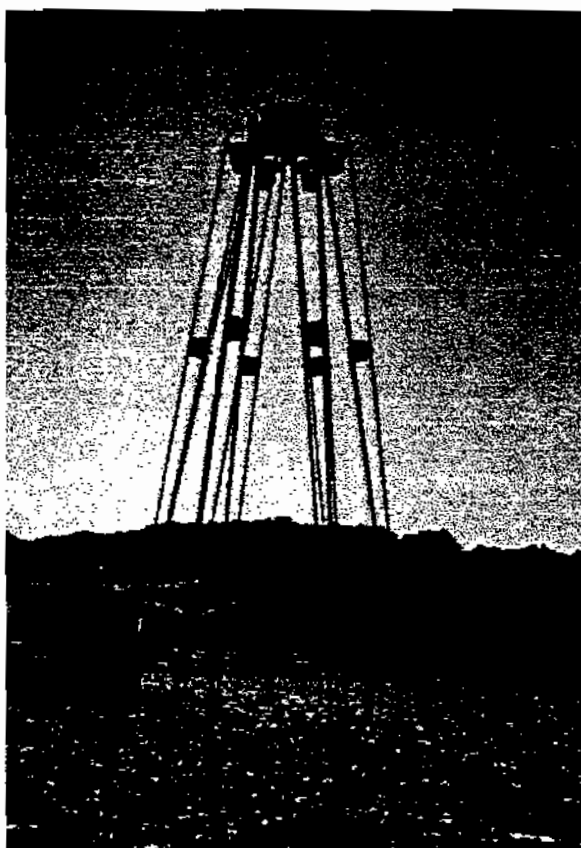
4.2.3 Η κατασκευή πατωμάτων από αλουμίνιο

Η καθυστέρηση που παρατηρήθηκε στην κατασκευή και παράδοση του πρώτου πατώματος τιτανίου οδήγησε στη χρήση πατωμάτων κατασκευασμένων από αλουμίνιο στα πλαίσια των δοκιμών που έχουν πραγματοποιηθεί μέχρι σήμερα. Μάλιστα το πρώτο τμήμα του ανιχνευτή (βλέπε κεφάλαιο “Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων”) που δοκιμαστικά ποντίστηκε το Μάιο του 1997 ήταν κατασκευασμένο από αλουμίνιο. Δύο πατώματα από αλουμίνιο έχουν κατασκευαστεί μέχρι σήμερα και σύντομα ολοκληρώνεται η κατασκευή ενός τρίτου. Υπεύθυνη για το σχεδιασμό και την κατασκευή των πατωμάτων αυτών είναι η ερευνητική ομάδα του Πανεπιστημίου του Κιέλου (Γερμανία). Αναλυτική περιγραφή του πατώματος αλουμινίου παρουσιάζεται στο κεφάλαιο “Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων”.

Το υλικό που χρησιμοποιήθηκε για την κατασκευή των πατωμάτων αυτών είναι κράμα αλουμινίου, DIN3.2315-72' [161], το οποίο επικαλύπτεται από λεπτό στρώμα ανοδίου ώστε να αυξάνει η διάρκεια ζωής του στο θαλασσινό νερό. Το αλουμίνιο αποτελεί ένα εξαιρετικά ανθεκτικό υλικό και η συγκεκριμένη κατασκευή, όπως έδειξε η μελέτη πεπερασμένων στοιχείων (finite element analysis) [161] που πραγματοποιήθηκε στο Ινστιτούτο Επιστήμης Υλικών του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” αλλά και οι δοκιμές του στα πλαίσια των ποντίσεων, μπορεί να αντεπεξέλθει στις καταπονήσεις που θα υποστεί στα πλαίσια της πόντισης αλλά και γενικότερα της λειτουργίας του τηλεσκοπίου.

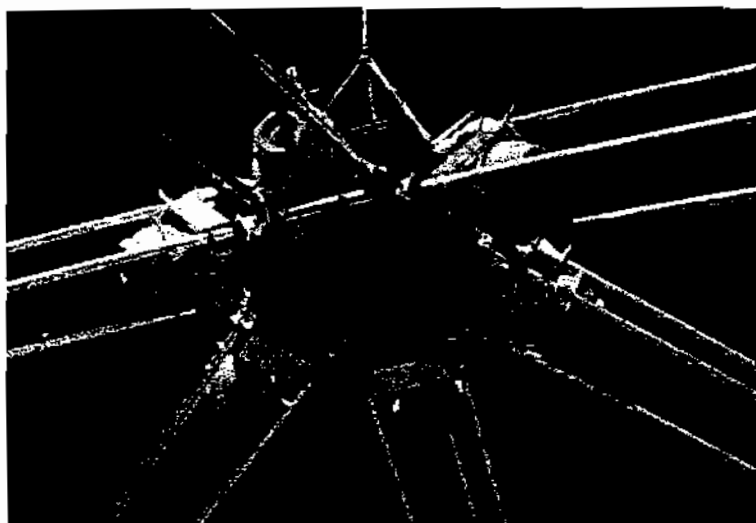


Εικόνα 4.17: Ο κάθε βραχίονας του πατώματος αλουμινίου καταλήγει σε δύο δαχτυλίδια από πολυαμίδιο. Επάνω στα δαχτυλίδια αυτά προσαρμόζονται με τη βοήθεια ανοξειδωτων ατσάλενιων ελασμάτων οι υάλινες σφαίρες που θα περιέχουν τους φωτοπολλαπλασιαστές του τηλεσκοπίου. Κομμάτια σκληρού ελαστικού τοποθετούνται επάνω στη μαύρη προστατευτική ταινία της υάλινης σφαίρας ώστε να μην τραυματιστεί από τα ελάσματα.



Εικόνα 4.18: Πάτωμα από αλουμίνιο κατά τη διάρκεια δοκιμαστικής πόντισης στο λιμάνι της Πύλου. Οι βραχίονες διπλώνουν καθώς το κεντρικό τμήμα ανυψώνεται από το γερανό. Το πάτωμα διπλωμένο μεταφέρεται πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας και αρχίζει η πόντιση. Λόγω της μεγάλης άνωσης των ζευγαριών των υάλινων σφαιρών στα άκρα του πατώματος οι βραχίονες ανοίγουν ώστε το πάτωμα να λάβει την τελική του μορφή, όταν το κεντρικό τμήμα βρεθεί στην επιφάνεια της θάλασσας.

Το πρώτο πάτωμα από αλουμίνιο παραδόθηκε τον Οκτώβριο του 1995. Από τότε μέχρι σήμερα έχουν πραγματοποιηθεί αρκετές δοκιμαστικές ποντίσεις των πατωμάτων αλουμινίου. Ο τρόπος με τον οποίο τα Οπτικά Στοιχεία συγκρατούνται στα άκρα των βραχιόνων φαίνεται στην εικόνα 4.17. Αρχικά πραγματοποιήθηκαν ποντίσεις στο λιμάνι της Πύλου, ακολούθησαν ποντίσεις στον Κόλπο του Ναυαρίνου (μέχρι 50m) αλλά και στο σημείο πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ, σε βάθος 2500m. Στα πλαίσια των ποντίσεων αυτών μετρήθηκαν οι καταπονήσεις που δέχονται τα διάφορα μέρη του πατώματος. Αισθητήρες καταπόνησης (strain gauges) τοποθετήθηκαν σε επιλεγμένα σημεία των σωλήνων που αποτελούν το βραχίονα του πατώματος αλλά και στα τριγωνικά πλαίσια που συγκρατούν τους σωλήνες μεταξύ τους [162].



Εικόνα 4.19: Κοντινή άποψη του κεντρικού τμήματος του πατώματος αλουμινίου. Στο κέντρο είναι τοποθετημένη η σφαίρα τιτανίου που στεγάζει τα ηλεκτρονικά. Το συνολικό βάρος του κάθε πατώματος στη θάλασσα φτάνει τα 200kgf (βλέπε κεφάλαιο “Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων”) με αποτέλεσμα να απαιτείται πρόσθετη άνωση για να επιτευχθεί η πλευστότητα του συστήματος. Έτσι τοποθετούνται 6 υάλλινες σφαίρες BENTHOS γύρω από το κεντρικό τμήμα του πατώματος μέσα στα προστατευτικά τους περιβλήματα.

Σε δοκιμαστική πόντιση ενός πατώματος αλουμινίου, το Σεπτέμβριο του 1996, σε έναν από τους βραχίονες του τοποθετήθηκαν αισθητήρες καταπόνησης σε κάθε έναν από τους 9 σωλήνες που τον αποτελούν. Το πάτωμα συναρμολογήθηκε στην ξηρά. Με τη βοήθεια γερανού το κεντρικό τμήμα του πατώματος ανυψώθηκε σε ύψος περίπου 18m από το έδαφος και στη συνέχεια άρχισε να ποντίζεται στο λιμάνι της Πύλου (εικόνα 4.18). Το πάτωμα, με τη βοήθεια πρόσθετης άνωσης (εικόνα 4.19), επέπλευσε και οι βραχίονές του ασφαλίστηκαν στην προκαθορισμένη θέση τους (εικόνα 4.20). Στη συνέχεια το πάτωμα ρυμουλκήθηκε σε απόσταση περίπου 1 μιλίου, στην απέναντι πλευρά του κόλπου, στην πλατφόρμα που χρησιμοποιείται για τις δοκιμαστικές ποντίσεις (βλέπε παράγραφο “Ο σταθμός ξηράς” στη συνέχεια του κεφαλαίου). Εκεί ποντίστηκε σε βάθος 50m όπου και παρέμεινε για χρονικό διάστημα ενός περίπου μηνός. Μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν μόνο κατά το χρονικό διάστημα ανύψωσης του συστήματος και μέχρι τη χρονική στιγμή που οι βραχίονες ασφάλισαν στην οριζόντια θέση στην επιφάνεια της θάλασσας. Η εκτίμηση της καταπόνησης του συστήματος πραγματοποιείται διαμέσου της μέτρησης της παραμόρφωσης του κάθε σωλήνα του βραχίονα κατά τη διαδικασία. Η διαφοροποίηση στο μήκος του αισθητήρα, που είναι κολλημένος επάνω στην επιφάνεια του υλικού, οδηγεί σε μεταβολή της ηλεκτρικής αντίστασής του και κατά συνέπεια σε μεταβολή της διαφοράς δυναμικού που καταγράφεται. Τα αποτελέσματα που ελήφθησαν παρουσιάζονται στην εικόνα 4.21, για της διαδοχικές φάσεις της διαδικασίας.

Τα αποτελέσματα δείχνουν, ότι η μέγιστη μεταβολή της μετρούμενης διαφοράς δυναμικού φτάνει τα $1.5 \cdot 10^{-4} \text{V}$, που αντιστοιχεί σε μετατόπιση του κεντρικού σημείου των σωλήνων του βραχίονα του πατώματος περίπου κατά 5cm. Στο αποτέλεσμα αυτό καταλήγουμε υποθέτοντας ότι η μετρούμενη διαφορά δυναμικού οφείλεται αποκλειστικά στην παραμόρφωση των σωλήνων του βραχίονα. Δεν λαμβάνεται υπόψη δηλαδή η εξάρτηση που παρουσιάζει η μετρούμενη τιμή της διαφοράς δυναμικού από τις μεταβολές της θερμοκρασίας. Όταν το σύστημα βρίσκεται ολόκληρο μέσα στη θάλασσα τότε η θερμοκρασία περιβάλλοντος μπορεί να θεωρηθεί σταθερή και επομένως να εκτιμηθεί η επίδραση της μεταβολής της θερμοκρασίας στη μετρούμενη τιμή. Όταν όμως το σύστημα βρίσκεται στον αέρα ο παράγοντας της θερμοκρασίας δεν μπορεί να ελεγχθεί απόλυτα. Οι μετατοπίσεις της μέσης τιμής της μετρούμενης διαφοράς δυναμικού που παρουσιάζονται στα δεδομένα οφείλονται στον παράγοντα της θερμοκρασίας [162].



Εικόνα 4.20: Το κεντρικό τμήμα βρίσκεται στην επιφάνεια της θάλασσας και οι βραχίονες ανοίγουν και “κλειδώνουν” στην τελική τους θέση. Αφού πραγματοποιηθεί έλεγχος και των 6 ασφαλειών που συγκρατούν τους βραχίονες και εξασφαλίζουν τη σταθερότητα του συστήματος, η διαδικασία της πόντισης μπορεί να συνεχιστεί

Ύστερα από δύο χρόνια συνεχών δοκιμών των πατωμάτων αλουμινίου προκύπτει το συμπέρασμα, ότι μπορούν να χρησιμοποιηθούν στην κατασκευή του πύργου του τηλεσκοπίου καθώς παρουσιάζουν πολύ μεγάλες μηχανικές ανοχές, ανάλογες με αυτές των πατωμάτων τιτανίου. Το ζήτημα που βρίσκεται αυτή τη στιγμή υπό μελέτη είναι το κατά πόσο το αλουμίνιο επηρεάζεται από την ύπαρξη του ηλεκτρικού πεδίου γύρω από το ηλεκτρόδιο που χρησιμοποιείται για την επιστροφή της τροφοδοσίας του ανιχνευτή (βλέπε παράγραφο “Η τροφοδοσία του ανιχνευτή”) καθώς υπάρχει ο κίνδυνος η διαδικασία αυτή να επιταχύνει την αλλοίωση του μετάλλου λόγω οξειδωσης.

Στην παράγραφο “Η πόντιση του τηλεσκοπίου” θα αναφερθούμε αναλυτικά στη διαδικασία πόντισης των πατωμάτων αλουμινίου ενώ στο κεφάλαιο “Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων” παρουσιάζεται η διαδικασία που ακολουθήθηκε για την πόντιση των δύο πατωμάτων από αλουμίνιο, σε βάθος 2500m το Μάιο του 1997.

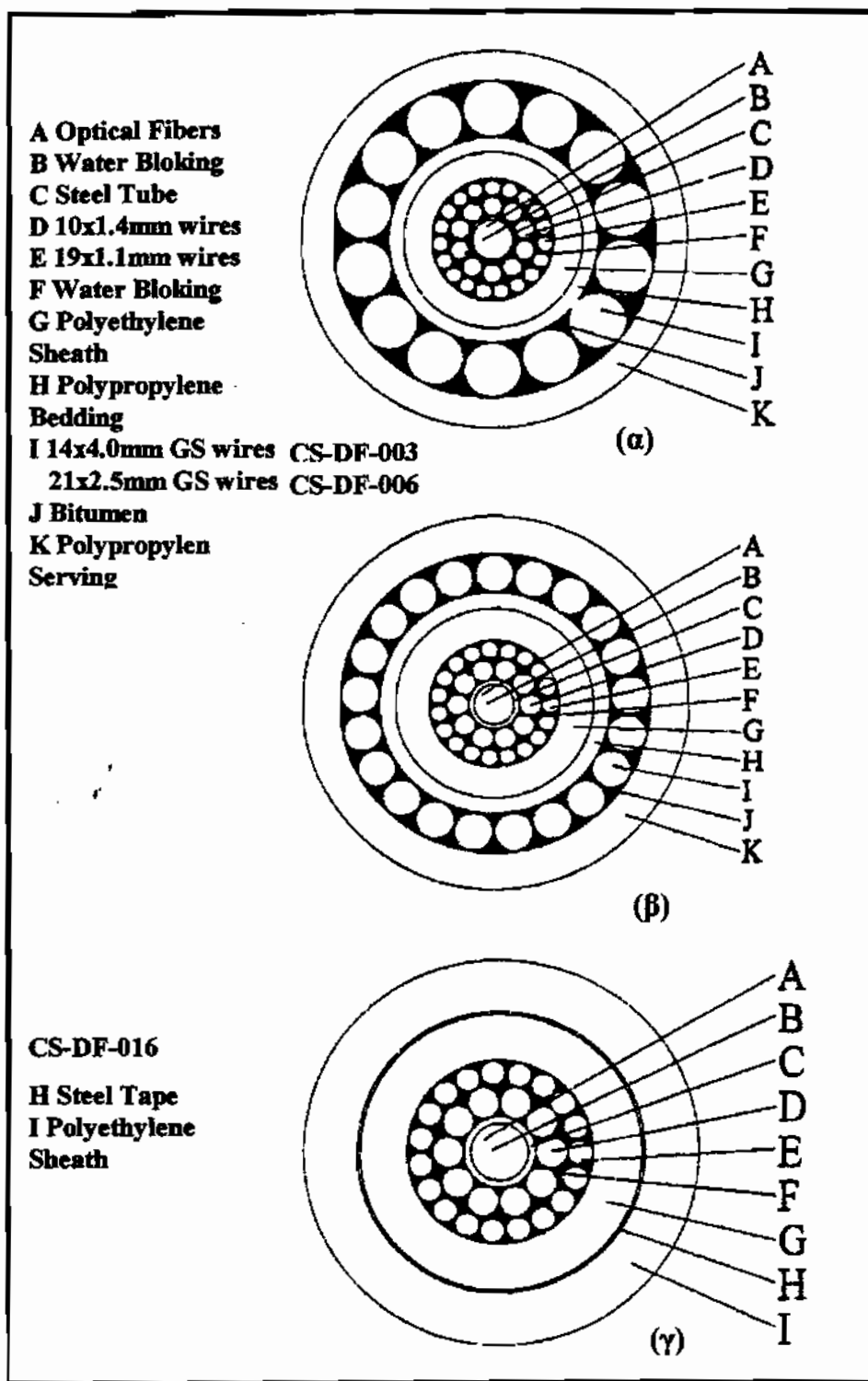
- ✓ να μπορεί να αντεπεξέλθει στις συνθήκες που επικρατούν στην περιοχή προσαιγιάλωσης και πόντισης (μεγάλες πιέσεις, βραχώδης πυθμένας, ανάπτυξη υποθαλασσίων ρευμάτων) αλλά και στις καταπονήσεις που θα υποστεί κατά τη διαδικασία πόντισης του τηλεσκοπίου.

Το κεντρικό τμήμα του καλωδίου, που θα περιλαμβάνει τις οπτικές ίνες και τον αγωγό τροφοδοσίας θα είναι συνεχόμενο, χωρίς ενδιάμεσες συνδέσεις από το σταθμό ξηράς μέχρι τη σύνδεση στο junction box του ανιχνευτή. Το κεντρικό τμήμα του καλωδίου θα καλύπτεται από διαφορετικά επίπεδα θωράκισης ανάλογα με την περιοχή που θα βρίσκεται το συγκεκριμένο τμήμα του καλωδίου. Με βάση τη μελέτη των βυθομετρικών και μορφολογικών στοιχείων του πυθμένα της περιοχής (βλέπε παράγραφο “Μορφολογία του πυθμένα”) προτείνεται [163], [164], [165] η χρήση διαφορετικών τύπων θωράκισης κατά μήκος του καλωδίου έτσι ώστε να εξασφαλίζεται η προστασία του καλωδίου. Σύμφωνα με τις παραπάνω μελέτες θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν τρεις διαφορετικοί τύποι θωράκισης για τη διαδρομή που θα ακολουθήσει το καλώδιο:

- ✓ Για την περιοχή μέχρι βάθος 500m, όπου ο βυθός είναι βραχώδης προτείνεται η χρήση καλωδίου με απλή θωράκιση από ατσάλινα ανοξείδωτα σύρματα διαμέτρου 4mm (single armour deep festoon (medium) cable), τύπου CS-DF-003, συνολικής διαμέτρου 27mm (βλέπε εικόνα 4.22α).
- ✓ Για την περιοχή από 500m μέχρι 3600m όπου ο πυθμένας είναι βραχώδης και αρκετά επικλινής και η παρουσία υποθαλασσίων ρευμάτων μπορεί να προκαλέσει μετακινήσεις του καλωδίου, προτείνεται η χρήση απλής θωράκισης από ατσάλινα ανοξείδωτα σύρματα διαμέτρου 2.5mm (single armour deep festoon (light) cable), τύπου CS-DF-006, συνολικής διαμέτρου 24mm (βλέπε εικόνα 4.22β).
- ✓ Για την ελαφρώς επικλινή περιοχή που ξεκινά από τα 3600m και φτάνει μέχρι το σημείο πόντισης του τηλεσκοπίου προτείνεται η χρήση καλωδίου χωρίς ειδική θωράκιση (lightweight deep festoon (protected) cable), τύπου CS-DF-016. Ένα λεπτό φύλλο ατσαλιού τοποθετείται πριν το εξωτερικό περίβλημα του καλωδίου για την παροχή στοιχειώδους προστασίας στο καλώδιο. Η συνολική διάμετρος του καλωδίου είναι 17.5mm (βλέπε εικόνα 4.22γ).

Δεκαοκτώ οπτικές ίνες βρίσκονται τοποθετημένες στο κέντρο του καλωδίου μέσα σε σωλήνα από ανοξείδωτο ατσάλι. Δύο στρώματα από λεπτά ανοξείδωτα ατσαλένια σύρματα καλύπτουν το προστατευτικό περίβλημα του σωλήνα με τις οπτικές ίνες. Τα σύρματα αυτά αποτελούν τον αγωγό τροφοδοσίας του ανιχνευτή. Γύρω από τα σύρματα μπορεί να τοποθετηθεί λεπτό στρώμα χαλκού για να περιοριστεί η αντίσταση του αγωγού. Ακολουθεί αδιάβροχο προστατευτικό περίβλημα. Στο εξωτερικό τμήμα του καλωδίου τοποθετείται η θωράκιση. Στον πίνακα 4.2 παρουσιάζονται τα χαρακτηριστικά των επιμέρους τμημάτων του καλωδίου.

Η αντίσταση του καλωδίου είναι $6.5\Omega/\text{km}$. Για μήκος 30km, το συνολικό μήκος του καλωδίου, η αντίσταση φτάνει τα 195Ω . Η απαιτούμενη ισχύς για τη λειτουργία του ανιχνευτή είναι πάνω από 3kW. Αν θεωρήσουμε, ότι η τάση τροφοδοσίας του ανιχνευτή είναι 300V dc, τότε η απαιτούμενη ένταση του ρεύματος είναι μεγαλύτερη από 10A. Για 10A ένταση ρεύματος, η πτώση τάσεως στο ηλεκτροοπτικό καλώδιο φτάνει τα 1950V. Η τάση τροφοδοσίας του συστήματος (καλώδιο και ανιχνευτής) θα πρέπει επομένως να ξεπερνά τα 2250V. Η τάση αυτή θα παρέχεται στο σύστημα από την κεντρική μονάδα τροφοδοσίας που θα είναι εγκατεστημένη στο σταθμό ξηράς. Αν περιφερειακά των στρωμάτων ατσάλινων συρμάτων προστεθεί λεπτό περίβλημα από χαλκό τότε η αντίσταση του καλωδίου περιορίζεται σε $1.7\Omega/\text{km}$ και κατά συνέπεια η πτώση τάσης στο καλώδιο θα είναι 510V για ένταση ρεύματος που το διαρρέει 10A. Στην περίπτωση αυτή η τάση τροφοδοσίας από το σταθμό ξηράς περιορίζεται στα 810V.



Εικόνα 4.22: Κάθετη διατομή του ηλεκτροοπτικού καλωδίου που θα χρησιμοποιηθεί για την τροφοδοσία και τις επικοινωνίες του ανιχνευτή. Το κεντρικό τμήμα του καλωδίου (Α-Γ) είναι ενιαίο χωρίς ενδιάμεσες συνδέσεις, ενώ το είδος της θωράκισης αλλάζει για τα διαφορετικά τμήματα του καλωδίου, καθώς θα πρέπει να προστατευθεί από το βραχώδη βυθό και τη μεγάλη του κλίση (Η-Κ). Για τελευταίο τμήμα του καλωδίου (γ), για βάθος μεγαλύτερο των 3800m, δεν προβλέπεται να χρησιμοποιηθεί θωράκιση, παρά μόνο ένα λεπτό στρώμα ατσαλιού πριν το εξωτερικό περίβλημα του καλωδίου (Η-Ι).

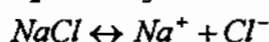
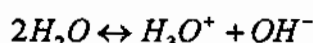
Πίνακας 4.2: Τα τεχνικά χαρακτηριστικά των επιμέρους τμημάτων του ηλεκτροοπτικού καλωδίου.

	CS-DF-003	CS-DF-006	CS-DF-016
Διάμετρος (mm)	27	24	17.5
Βάρος στον αέρα (kg/m)	2.0	1.3	0.5
Βάρος στο νερό (kg/m)	1.4	0.9	0.3
Ειδική βαρύτητα	3.3	2.9	2.1
Ελάχιστη διάμετρος καμπύλωσης (m)	2	1.5	1.5

Για την επιστροφή της τροφοδοσίας του ανιχνευτή χρησιμοποιείται το θαλασσινό νερό, αποφεύγοντας τη χρήση δευτέρου αγωγού στο καλώδιο, κάτι που θα αύξανε το βάρος του, τη διάμετρο του, το κόστος του αλλά και τις απώλειες του συστήματος. Η μέθοδος “επιστροφή μέσω της θάλασσας”⁴⁹ παρουσιάζεται στην επόμενη παράγραφο.

4.3.2 Η επιστροφή μέσω της θάλασσας

Το θαλασσινό νερό αποτελεί αγωγό για το ηλεκτρικό ρεύμα καθώς τόσο τα μόριά του, όσα και τα άλατα που βρίσκονται διαλυμένα σε αυτό υπόκεινται σε διάσπαση:



δημιουργώντας τους φορείς του ηλεκτρικού ρεύματος. Με στόχο τη μείωση των απωλειών κατά την τροφοδοσία του ανιχνευτή αλλά και τον περιορισμό του κόστους του καλωδίου τροφοδοσίας, υιοθετήθηκε η μέθοδος “επιστροφή μέσω της θάλασσας” για την τροφοδοσία του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Έτσι χρησιμοποιώντας δύο ηλεκτρόδια, τοποθετημένα κοντά στα δύο άκρα του ηλεκτροοπτικού καλωδίου επιτυγχάνεται η επιστροφή της τροφοδοσίας του ανιχνευτή, συνδέοντας το πρώτο με την κεντρική μονάδα τροφοδοσίας στο σταθμό ξηράς και το δεύτερο στο junction box στο κάτω μέρος του ανιχνευτή. Τα ηλεκτρόδια πρέπει να είναι κατασκευασμένα από κατάλληλο μέταλλο (πλατίνα, τιτάνιο) αλλά και να βρίσκονται στο κατάλληλο δυναμικό, έτσι ώστε η φθορά τους λόγω της ηλεκτρόλυσης να είναι περιορισμένη. Αναφερόμαστε ειδικά στο ηλεκτρόδιο που θα τοποθετηθεί σε μεγάλο βάθος, κοντά στο junction box του ανιχνευτή. Το δεύτερο ηλεκτρόδιο που θα βρίσκεται κοντά στην ξηρά μπορεί να είναι και από σίδηρο, αφού είναι δυνατή η αντικατάστασή του σε οποιαδήποτε στιγμή. Η αντίσταση του συστήματος αυτού είναι της τάξεως του 1Ω, ανάλογα με την επιφάνεια των ηλεκτροδίων.

Το 1993 ένα σύστημα δύο ηλεκτροδίων, εγκατεστημένων σε απόσταση 200m μεταξύ τους, δοκιμάστηκε για επτά εβδομάδες στον Κόλπο του Ναυαρίνου. Τα ηλεκτρόδια τοποθετήθηκαν σε βάθος 10m. Η ένταση του ρεύματος έφτανε τα 18A για τάση τροφοδοσίας 22V, αποδεικνύοντας, ότι η αντίσταση του συστήματος ήταν περίπου 1.2Ω. Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιήθηκε και στα πλαίσια της δοκιμαστικής πόντισης του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων, το Μάιο του 1997, όπου η τάση τροφοδοσίας ξεπερνούσε τα 300V (βλέπε κεφάλαιο “Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων”). Σημειώνουμε, ότι η χρήση της μεθόδου μπορεί να περιορίσει το χρόνο ζωής της κατασκευής αλουμινίου.

⁴⁹ Ο διεθνής όρος για τη μέθοδο αυτή είναι seawater return.

4.4 Σύστημα μετάδοσης δεδομένων

[The tome that contained the stellar code, delivered to me with great ceremony, was not especially interesting—at least not at first reading. The beginning went:
 “00011010100011111001101111100101001010100”.
 The rest was more of the same.]
 “His Master’s Voice” Stanislaw Lem

Το σύστημα μετάδοσης των δεδομένων για το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ έχει σχεδιαστεί κατά τέτοιο τρόπο ώστε να επιτυγχάνεται η μετάδοση της πλήρους μορφής του παλμού κάθε ενός εκ των 168 φωτοπολλαπλασιαστών του, στο σταθμό ξηράς, σε απόσταση 30km από το τηλεσκόπιο, σε πραγματικό χρόνο (real time). Κάθε πάτωμα διαθέτει το δικό του ηλεκτρονικό σύστημα, το οποίο στεγάζεται στη σφαίρα τιτανίου που βρίσκεται στο κέντρο του. Σε πρώτη φάση οι παλμοί των φωτοπολλαπλασιαστών ψηφιοποιούνται (με 200MHz 8 bit fast ADC) και τα δεδομένα μεταδίδονται στην ξηρά διαμέσου του υποβρυχίου ηλεκτροοπτικού καλωδίου που διαθέτει 18 οπτικές ίνες. Η χρονική συνέπεια των δεδομένων από τους φωτοπολλαπλασιαστές επιτυγχάνεται με τη χρήση ενός μοναδικού ρολογιού με συχνότητα 10MHz που δημιουργείται στο ηλεκτρονικό σύστημα που είναι εγκατεστημένο στο σταθμό ξηράς (τοπικός σταθμός ελέγχου⁵⁰) και στέλνεται στο ηλεκτρονικό σύστημα του ανιχνευτή (off shore electronics) διαμέσου των οπτικών ινών. Το σύστημα ελέγχου (slow control system) για την παρακολούθηση της λειτουργίας του ανιχνευτή, της καταγραφής των σχετικών θέσεων των φωτοπολλαπλασιαστών και των περιβαλλοντολογικών παραμέτρων θα στέλνει και θα λαμβάνει δεδομένα μέσω του βασικού συστήματος μετάδοσης δεδομένων.

Το ηλεκτρονικό σύστημα που έχει αναπτυχθεί για τη μετάδοση των δεδομένων ικανοποιεί τις ακόλουθες απαιτήσεις:

- ✓ Έλεγχος σε πραγματικό χρόνο της συμπεριφοράς του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή κατά τη διάρκεια της επεξεργασίας των δεδομένων.
- ✓ Η λογική που θα ακολουθηθεί για την τελική επιλογή των γεγονότων (trigger logic) αποφασίζεται στην ξηρά και διαμορφώνεται ανάλογα με την περίπτωση.
- ✓ Ελαχιστοποίηση του dead time του συστήματος.
- ✓ Επιτυγχάνεται η μέγιστη δυνατή γνώση της μορφής του παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή.

Η γνώση της μορφής του παλμού είναι πολύ σημαντική πληροφορία καθώς μπορεί να χρησιμοποιηθεί στη διαδικασία επιλογής των γεγονότων. Αναφέρουμε χαρακτηριστικά, ότι με τον τρόπο αυτό μπορούν να εντοπιστούν σήματα που οφείλονται στη δράση βιοφωταύγειας, τα οποία παρουσιάζουν συνήθως χαρακτηριστική μορφή (βλέπε κεφάλαιο “Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”) ή σήματα που οφείλονται στην ταυτόχρονη διέλευση περισσότερων από ένα μιονίων, σε σχεδόν παράλληλες τροχιές, από την ευρύτερη περιοχή του ανιχνευτή.

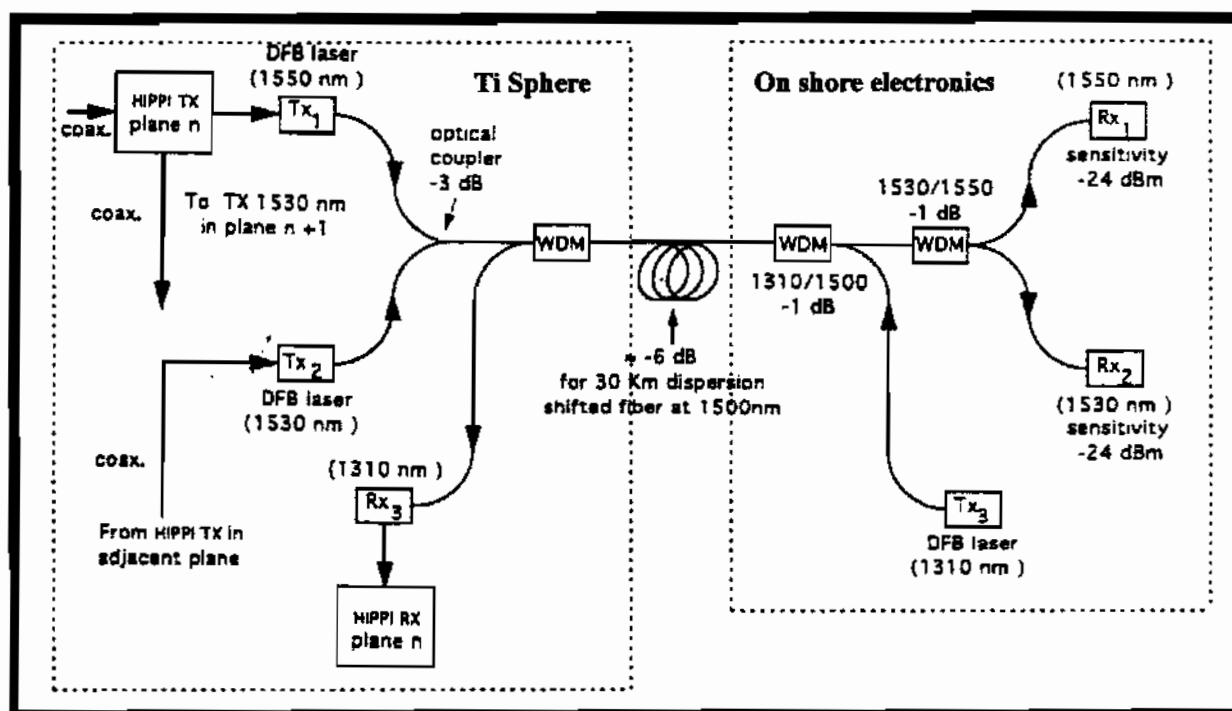
4.4.1 Optical link (Οπτική σύνδεση)

Η μετάδοση σημάτων σε απόσταση 30km επιβάλλει την επιλογή monomode οπτικών ινών και τη χρήση laser ως φωτεινή πηγή εκπομπής. Η μετάδοση των δεδομένων θα γίνεται μέσω του ίδιου ηλεκτροοπτικού καλωδίου που χρησιμοποιείται για την τροφοδοσία του ανιχνευτή. Σύμφωνα με τις προδιαγραφές του καλωδίου [163] οι οπτικές ίνες που περιέχει

⁵⁰ Βλέπε παράγραφο “Σύστημα ελέγχου της λειτουργίας του ανιχνευτή”.

παρουσιάζουν απώλειες $\leq 0.20\text{dB/km}$ στα 1550nm και $\leq 0.38\text{dB/km}$ στα 1330nm . Στα μήκη κύματος αυτά προβλέπεται να πραγματοποιείται η μετάδοση των δεδομένων από τον ανιχνευτή και των εντολών ελέγχου από το σταθμό ξηράς προς τον ανιχνευτή αντίστοιχα.

Το σύστημα οπτικής σύνδεσης (εικόνα 4.23) είναι σχεδιασμένο έτσι ώστε να επιτυγχάνεται η μετάδοση των δεδομένων του κάθε πατώματος του τηλεσκοπίου ανεξάρτητα από τα υπόλοιπα, χρησιμοποιώντας δύο πομπούς laser, έναν στα 1550nm που θα στέλνει τα σήματα στην οπτική ίνα που αντιστοιχεί στο συγκεκριμένο πάτωμα και έναν στα 1530nm που θα στέλνει τα σήματα στην οπτική ίνα που αντιστοιχεί στο αμέσως επόμενο πάτωμα. Με τον τρόπο αυτό τα δεδομένα από το κάθε πάτωμα φτάνουν στην ξηρά από δύο διαφορετικές οδούς αυξάνοντας τον παράγοντα ασφάλειας του συστήματος. Τα σήματα των δύο πατωμάτων συνδυάζονται σε έναν optical coupler.

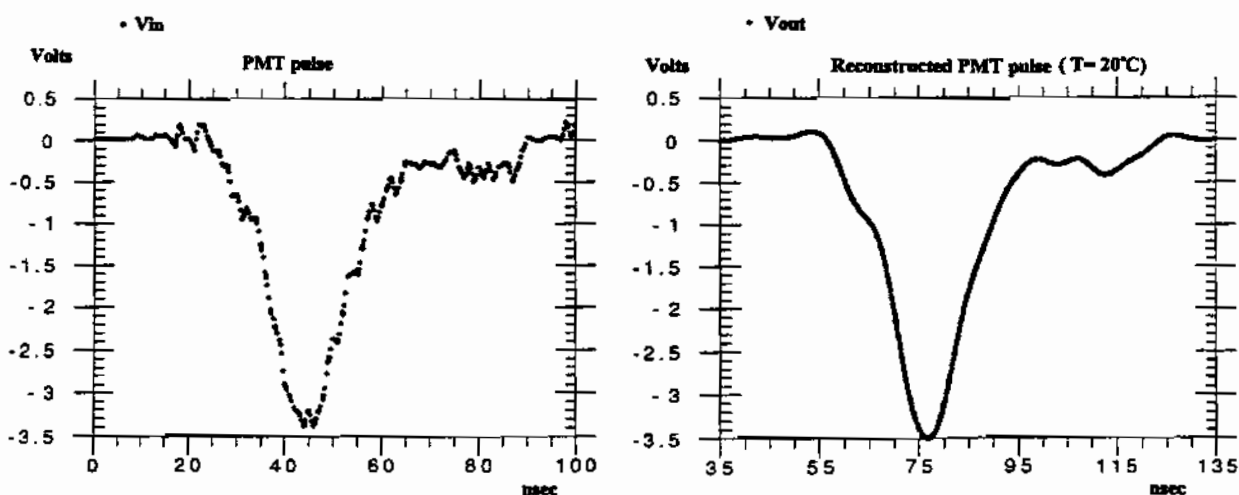


Εικόνα 4.23: Το σύστημα οπτικής σύνδεσης μεταξύ του συστήματος μετάδοσης δεδομένων στη σφαίρα τιτανίου και του συστήματος λήψης στο σταθμό ξηράς. Η μετάδοση των δεδομένων των φωτοπολλαπλασιαστών του κάθε πατώματος πραγματοποιείται σε δύο μήκη κύματος, στα 1550nm μέσω της αντίστοιχης οπτικής ίνας που είναι συνδεδεμένη με το συγκεκριμένο πάτωμα και στα 1530nm μέσω της οπτικής ίνας που είναι συνδεδεμένη στο γειτονικό πάτωμα. Τα δύο ομοαξονικά καλώδια που παρουσιάζονται στην εικόνα αναφέρονται στην επικοινωνία μεταξύ των πατωμάτων.

Οι εντολές ελέγχου από το σταθμό ξηράς μεταδίδονται προς τον ανιχνευτή διαμέσου των ίδιων οπτικών ινών σε μήκος κύματος 1310nm , με τη βοήθεια δύο Wavelength Division Multiplexers (WDMs), οι οποίοι τοποθετούνται στα άκρα του ηλεκτροοπτικού καλωδίου. Οι WDMs χρησιμοποιούνται για την αύξηση της πληροφορίας που μπορεί να μεταφέρει μια οπτική ίνα, πολυπλέκοντας τα μήκη κύματος των σημάτων που μεταδίδονται μέσω αυτής.

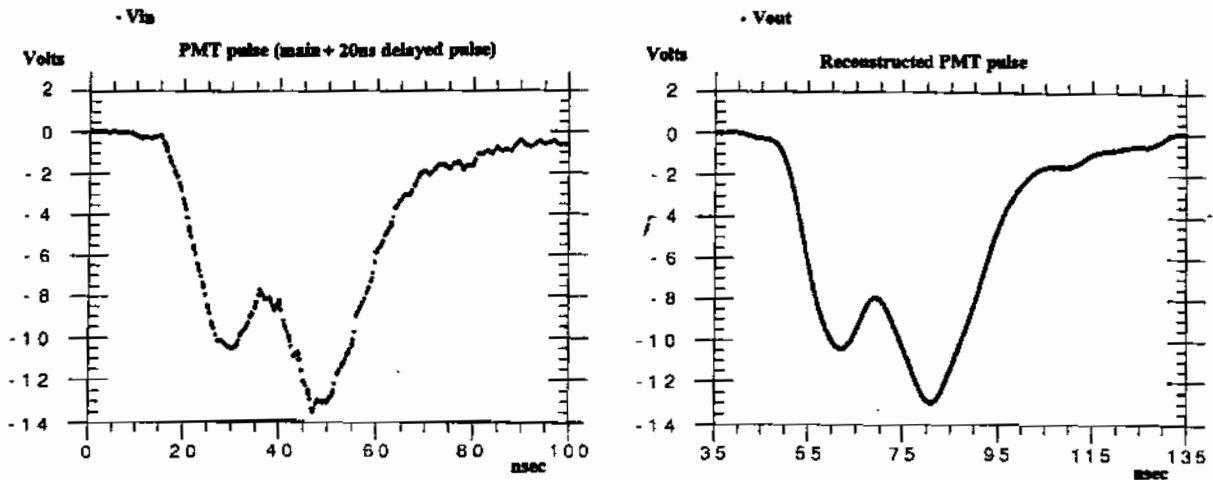
τα 6V, ενώ η απόκλιση από τη γραμμική συμπεριφορά ξεπερνά το 20% στα 8V. Το ύψος του σήματος του φωτοπολλαπλασιαστή μπορεί να φτάσει και τα 40V. Για να ανταποκρίνεται το φάσμα του εύρους των σημάτων του φωτοπολλαπλασιαστή στην κλίμακα του ADC (μέχρι 2V) το σήμα του φωτοπολλαπλασιαστή συμπιέζεται με τη βοήθεια ενός παθητικού κυκλώματος που βασίζεται στα μη γραμμικά χαρακτηριστικά μιας διόδου (Q1 στην εικόνα 4.24). Για μικρούς παλμούς, κάτω από την τάση αποκοπής της διόδου, στην είσοδο του ADC παρουσιάζεται σήμα με το μισό ύψος του πραγματικού παλμού, ενώ για μεγάλα σήματα του φωτοπολλαπλασιαστή ο παλμός περιορίζεται σημαντικά. Οι παράμετροι της διόδου ελέγχονται διαρκώς, αν και αναμένεται σταθερή συμπεριφορά αφού η θερμοκρασία του περιβάλλοντος θα είναι σταθερή μέσα στη σφαίρα τιτανίου. Όταν τα δεδομένα φτάσουν στην ξηρά, λαμβάνοντας υπόψη τα χαρακτηριστικά της διόδου γίνεται εφικτή η αναπαράσταση της μορφής του παλμού, διαβάζοντας τα δείγματα από το ADC και εισάγοντας τις τιμές στις αντίστροφες εξισώσεις κυκλωμάτων συμπίεσης που χρησιμοποιήθηκαν κατά τη λήψη των δεδομένων. Η λύση των εξισώσεων αυτών αντιπροσωπεύει το ύψος του παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή τη χρονική στιγμή που ελήφθηκε το δείγμα. Στη συνέχεια, η χρήση διαφόρων φίλτρων μπορεί να οδηγήσει σε πιο λεπτομερή αναπαράσταση του παλμού. Με τον τρόπο αυτό γίνεται δυνατή η πλήρης ανακατασκευή παλμών με ύψη από 30mV μέχρι 40V, αποδίδοντας ένα δυναμικό εύρος μεγαλύτερο από 1000.

Με εύρος ζώνης των σημάτων του φωτοπολλαπλασιαστή της τάξεως των 100MHz και συχνότητα δειγματοληψίας 200MHz είναι δυνατή η ακριβής ανακατασκευή της μορφής του παλμού⁵¹. Στην εικόνα 4.25 παρουσιάζουμε την περίπτωση ανακατασκευής ενός παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή GH6921, διαμέτρου 15", τύπου R2018-03B της Hamamatsu (βλέπε κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο") κατά τη διάρκεια δοκιμής του στη δεξαμενή "la gamelle". Στην εικόνα 4.26, η μεγάλη διακριτική ικανότητα του φωτοπολλαπλασιαστή και η πραγματοποίηση δειγματοληψίας με συχνότητα 200MHz οδηγούν στη διάκριση δύο πολύ κοντινών σημάτων ($\Delta t = 20\text{ns}$). Ένα τέτοιο γεγονός αναμένεται να καταγραφεί από τους φωτοπολλαπλασιαστές του ανιχνευτή κατά τη διέλευση δύο μιονίων κινούμενων παράλληλα σε μικρή απόσταση μεταξύ τους.



Εικόνα 4.25: Ο πραγματικός και ο ανακατασκευασμένος παλμός φωτοπολλαπλασιαστή του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ στα πλαίσια δοκιμών του συστήματος συλλογής δεδομένων. Το Οπτικό Στοιχείο που φέρει τον φωτοπολλαπλασιαστή είναι τοποθετημένο στη δεξαμενή δοκιμών "la gamelle", όπου τα σήματα παράγονται από τη διέλευση μιονίων κοσμικής ακτινοβολίας από το νερό που περιβάλλει το Οπτικό Στοιχείο (βλέπε κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο"). Ο ρυθμός της δειγματοληψίας στα πλαίσια της δοκιμής αυτής ήταν 200MHz.

⁵¹ Στο κεφάλαιο "Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων" παρουσιάζουμε την πρωτότυπη μονάδα δειγματοληψίας και ψηφιοποίησης που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια των δοκιμών του ανιχνευτή.



Εικόνα 4.26: Οι φωτοπολλαπλασιαστές του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ είναι ικανοί να διακρίνουν πολύ κοντινούς χρονικά παλμούς ($\Delta t = 20\text{ns}$ στη συγκεκριμένη περίπτωση), το σύστημα δειγματοληψίας είναι ικανό να τους καταγράψει και το σύστημα μετάδοσης δεδομένων να μεταφέρει στην ξηρά την ακριβή μορφή του παλμού, παρέχοντας τη δυνατότητα ανίχνευσης μιονίων που κινούνται παράλληλα σε πολύ μικρές αποστάσεις μεταξύ τους. Στην εικόνα παρουσιάζεται ο πραγματικός και ο ανακατασκευασμένος διπλός παλμός που κατέγραψε το σύστημα συλλογής δεδομένων στα πλαίσια της δοκιμής του φωτοπολλαπλασιαστή GH6921.

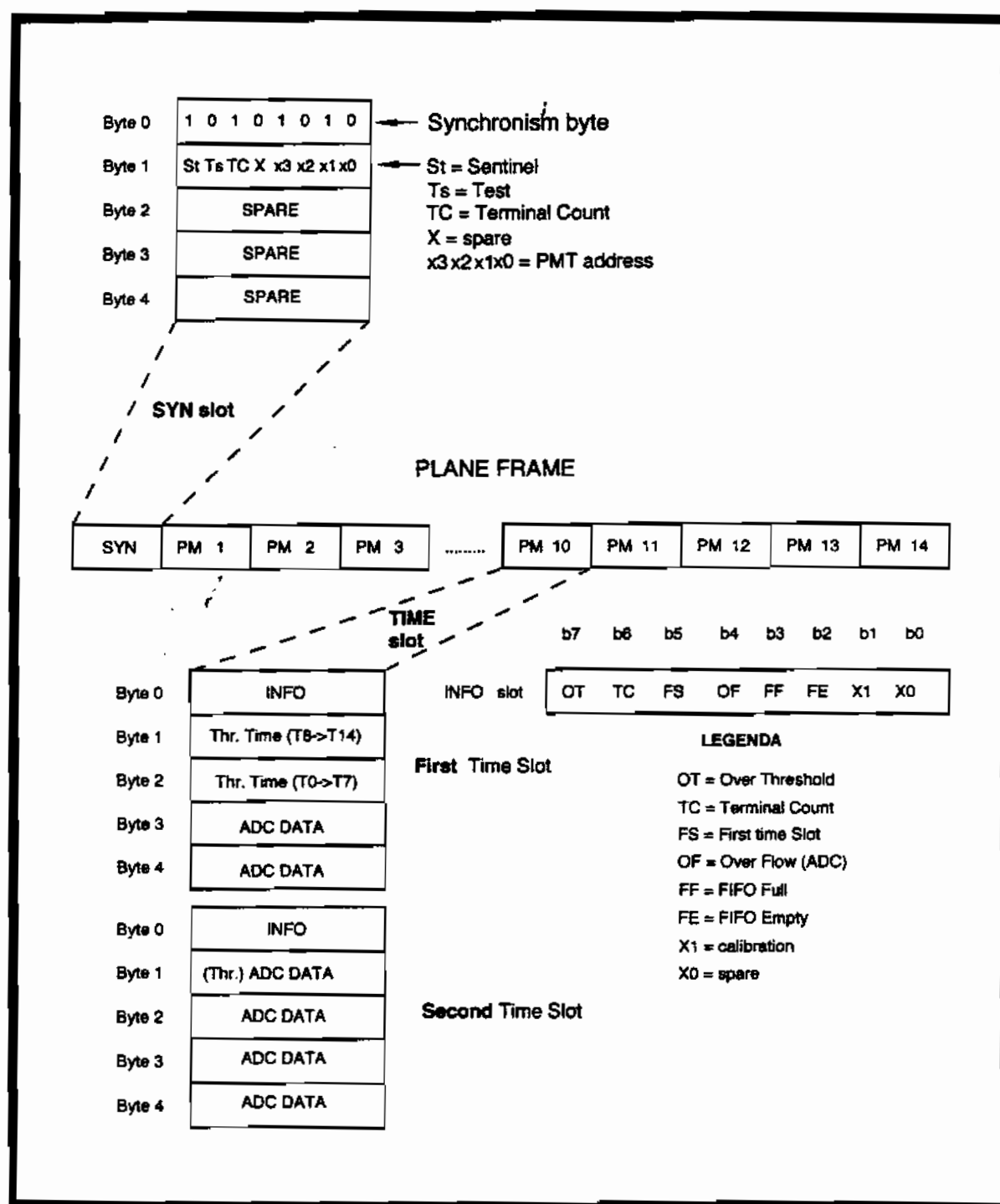
4.4.3 Σύστημα μετάδοσης δεδομένων

Η μετάδοση της ψηφιοποιημένης πληροφορίας από όλους τους φωτοπολλαπλασιαστές του πατώματος, μέσω μιας οπτικής ίνας, πραγματοποιείται μέσω μιας σύνδεσης σημείου-σημείου, δύο κατευθύνσεων (bi-directional point to point link (G-Link)), με ρυθμό 400Mbits/s. Ένα σήμα, συχνότητας 10MHz (Master Clock), μεταδίδεται από τον τοπικό σταθμό ελέγχου (βλέπε παράγραφο “Σύστημα ελέγχου της λειτουργίας του ανιχνευτή”) που είναι εγκατεστημένος στο σταθμό ξηράς προς όλους τους απομακρυσμένους σταθμούς ελέγχου που είναι εγκατεστημένοι στις σφαίρες τιτανίου των πατωμάτων του ανιχνευτή, διαμέσου του ηλεκτροοπτικού καλωδίου (μέσω πομπού laser στα 1310nm), παρέχοντας τη δυνατότητα συγχρονισμού της λειτουργίας των φωτοπολλαπλασιαστών του. Ένα Phase Locked Loop (PLL) στη μητρική κάρτα του συστήματος πολλαπλασιάζει τη συχνότητα του σήματος σε 20MHz. Στη συνέχεια το σήμα οδηγείται σε κάθε μία από τις 14 θυγατρικές κάρτες όπου ένα PLL ($\times 10$) αυξάνει τη συχνότητα του σήματος σε 200MHz, η οποία είναι η συχνότητα δειγματοληψίας. Το ρολόι αυτό αυξάνει διαρκώς έναν Time Register (TR) με 15bits, που βρίσκεται στη θυγατρική κάρτα. Κάθε 27000 counts (που αντιστοιχούν σε χρόνο 135μs) ο τοπικός σταθμός ελέγχου στέλνει ένα σήμα τερματισμού (T_c , Terminal Count signal), το οποίο μηδενίζει την τιμή του TR, συγχρονίζοντας όλους τους TRs του ανιχνευτή.

Η συλλογή των δειγμάτων που λαμβάνει το ADC κωδικοποιείται σε στοιχεία (λέξεις) των 40bits (Time Slot word), σε μια μεγάλης ταχύτητας FPGA³² (Xilinx 3190A-09), κάθε φορά που το ύψος του δείγματος του παλμού είναι ίσο ή ξεπερνά ένα κατώφλι, που μπορεί να καθορίζεται από την ξηρά και στη συνέχεια αποθηκεύεται σε μια μονάδα μνήμης FIFO (first in first out). Τη χρονική στιγμή που ανιχνεύεται υπέρβαση του κατωφλίου από το δείγμα, ξεκινά ένας “κύκλος διαβάσματος” που περιέχει τουλάχιστον δύο στοιχεία. Το πρώτο στοιχείο (First Time Slot) περιέχει την πληροφορία για τον παλμό (1byte), το INFO byte, το χρόνο που

³² Field Programmable Gate Array

πραγματοποιήθηκε η υπέρβαση του κατωφλίου, threshold time (TR count, N_{TR} , 2bytes) και δύο δείγματα από το ADC που έχουν προηγηθεί του threshold time (εικόνα 4.27).



Εικόνα 4.27: Η διαμόρφωση των δεδομένων, κατά τη μεταφορά τους από το σύστημα συλλογής προς το σταθμό ξηράς, όπου θα λαμβάνει χώρα η αποκωδικοποίηση, η επιλογή και τελικά η ανάλυση τους. Τα δεδομένα μεταφέρονται σε ομάδες, αποτελούμενες από 15 στοιχεία, 40bit το κάθε ένα. Ο ρυθμός μεταφοράς θα είναι 400Mbit/s.

Στο INFO byte περιλαμβάνεται και το T_c bit, το οποίο μεταδίδεται πίσω στο σταθμό ξηράς μαζί με τον “κύκλο διαβάσματος”, ώστε να μετρηθεί ο αριθμός $M_{T_c(PMT)}$ των T_c που ελήφθησαν από μία θυγατρική κάρτα (από έναν φωτοπολλαπλασιαστή) και να υπολογιστεί ο απόλυτος χρόνος t της ενεργοποίησης του φωτοπολλαπλασιαστή διαμέσου της σχέσης

$$t = M_{T_c(PMT)} \times 135 \mu s + N_{TR} / 200 \text{ MHz}$$

Κάθε ένα από τα στοιχεία που ακολουθούν περιέχουν 4bytes με διαδοχικά δείγματα του ADC και το INFO byte (εικόνα 4.27). Τα στοιχεία (time slots) από τους φωτοπολλαπλασιαστές του κάθε πατώματος οργανώνονται σε ομάδες (Plane Frames). Η κάθε ομάδα, εκτός των 14 στοιχείων περιλαμβάνει και μια λέξη των 5bytes (SYN slot) για τον συγχρονισμό του πατώματος που δημιουργείται στο SYN register της μητρικής κάρτας. Στο στοιχείο αυτό είναι διαθέσιμα 3bytes για τα δεδομένα του συστήματος ελέγχου.

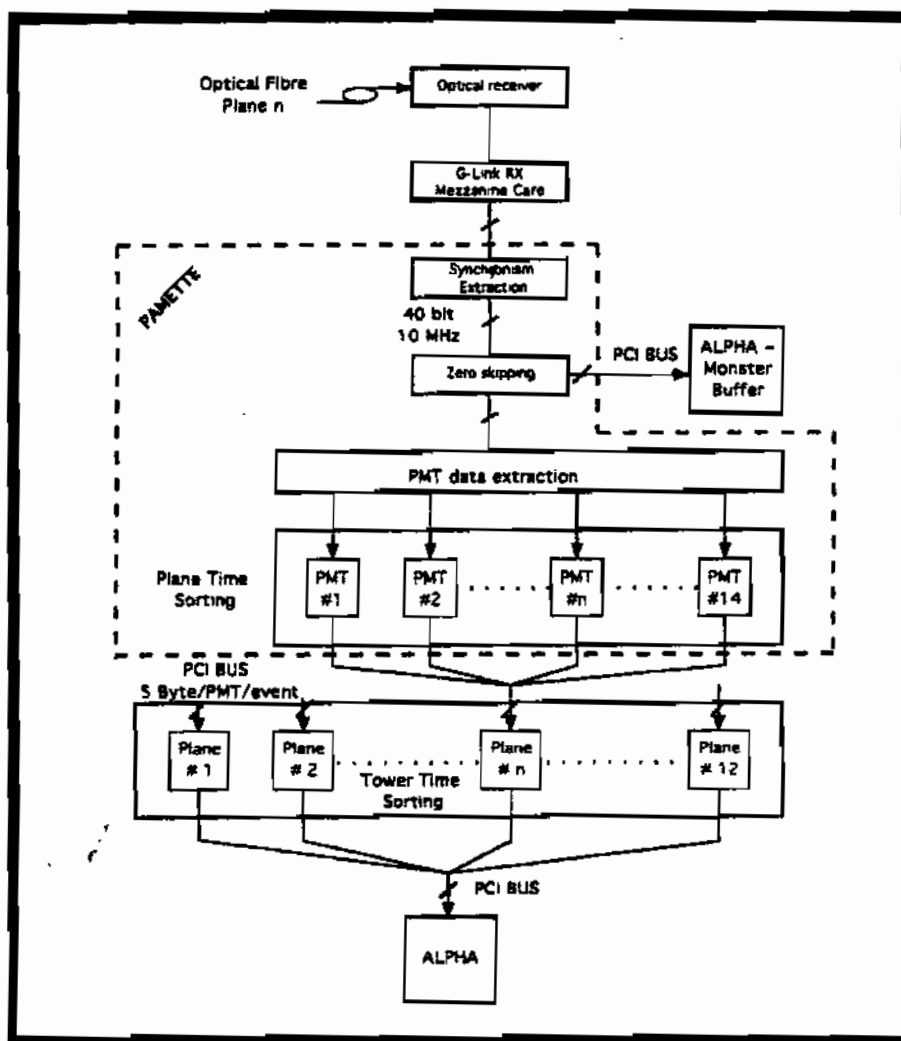
Ο “κύκλος διαβάσματος” του φωτοπολλαπλασιαστή συνεχίζεται μέχρι το σήμα του να βρεθεί χαμηλότερα από το κατώφλι καθόλη τη διάρκεια ενός ολόκληρου στοιχείου (20ns). Αν για παράδειγμα ένας “κύκλος διαβάσματος” περιλαμβάνει 5 στοιχεία, αντιστοιχεί σε διάρκεια δειγματοληψίας του παλμού 90ns, 10ns που αντιστοιχούν στα δύο δείγματα που προηγήθηκαν της χρονικής στιγμής υπέρβασης του κατωφλίου και 4x20ns που αντιστοιχούν στα 4 στοιχεία που ακολούθησαν το πρώτο.

Στην περίπτωση που ο ρυθμός με τον οποίο τα δεδομένα αποθηκεύονται στη μονάδα μνήμης της θυγατρικής κάρτας είναι πιο αργός από το ρυθμό με τον οποίο μπορούν να διαβαστούν η πληροφορία από τον φωτοπολλαπλασιαστή θα χαθεί. Ο μέγιστος ρυθμός απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή, στον οποίο το σύστημα συλλογής και μετάδοσης δεδομένων μπορεί να ανταποκριθεί είναι 133kHz [166], [167].

4.5 Αρχιτεκτονική του συστήματος επιλογής των δεδομένων

Ο ανιχνευτής ΝΕΣΤΩΡ θα καταγράφει καθημερινά πολύ μικρό αριθμό σημαντικών γεγονότων αφού το σήμα (μόνια προερχόμενα από νετρίνα) υπερκαλύπτεται από το υπόβαθρο των κατερχομένων ατμοσφαιρικών μιονίων. Επιπλέον μια σειρά από άλλες φυσικές διεργασίες, όπως η φυσική ραδιενέργεια και η βιοφωταύγεια δημιουργούν ένα σταθερό υπόβαθρο το οποίο προστίθεται στον ηλεκτρονικό θόρυβο των φωτοπολλαπλασιαστών. Με βάση τα παραπάνω, εκτιμάται ότι ο ρυθμός απαρίθμησης για ολόκληρο τον ανιχνευτή (168 Οπτικά Στοιχεία) θα φτάνει τα 17MHz. Στόχος του συστήματος επιλογής των γεγονότων είναι να περιοριστεί ο ρυθμός απαρίθμησης σε μερικά Hz μέσω μιας σειράς αποφάσεων σκανδαλισμού αυξανόμενης πολυπλοκότητας.

Η διαδικασία του φιλτραρίσματος πραγματοποιείται σε δύο κύρια στάδια, ένα ικανό να ανταποκριθεί στο μέγιστο ρυθμό απαρίθμησης του ανιχνευτή (~23MHz) και να λάβει μια σειρά από τοπολογικές αποφάσεις με βάση τους χρόνους ενεργοποίησης των φωτοπολλαπλασιαστών και το φορτίο που έχουν καταγράψει και ονομάζεται πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού και ένα δεύτερο όπου ο εισερχόμενος ρυθμός είναι μικρότερος (μερικά kHz), καθώς έχει περιοριστεί στο πρώτο στάδιο, αλλά η αναγνώριση των σημαντικών γεγονότων είναι πιο πολύπλοκη και απαιτεί τη χρήση ειδικά ανεπτυγμένων αλγορίθμων για τη συσχέτιση των σημάτων από ολόκληρο τον ανιχνευτή, που ονομάζεται δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού. Στην εικόνα 4.28 παρουσιάζεται η σχηματική αναπαράσταση της αρχιτεκτονικής του συστήματος επιλογής των δεδομένων.



Εικόνα 4.28: Τα δεδομένα από τους φωτοπολλαπλασιαστές φτάνοντας στη ξηρά περνούν από διαδοχικά επίπεδα επιλογής ώστε να απομονωθούν τα πραγματικά ενδιαφέροντα από τα γεγονότα που έχουν καταγραφεί. Η διαδικασία αυτή λαμβάνει χώρα σε δύο επίπεδα σκανδαλισμού στα πλαίσια των οποίων πραγματοποιούνται οι επιμέρους διαδικασίες που παρουσιάζονται στο σχήμα.

4.5.1 Πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού

Η καρδιά του πρώτου επιπέδου σκανδαλισμού των δεδομένων του ανιχνευτή είναι η PCI Pamette V1 της Digital, μια add-on κάρτα, που συνδυάζει το βιομηχανικό standard bus PCI με τη χρήση των ταχύτατων Xilinx 4000 series FPGAs, chips τα οποία μπορούν να προγραμματισθούν και να επαναπρογραμματισθούν ανάλογα με τις απαιτήσεις του πειράματος. Κάθε PCI Pamette V1 περιλαμβάνει 5 Xilinx 4020E-3, ένα από τα οποία είναι προγραμματισμένο από τον κατασκευαστή και λειτουργεί σαν PCI interface, ενώ τα υπόλοιπα 4 διαμορφώνουν έναν 2x2 πίνακα. Η μονάδα διαθέτει ακόμα δύο μονάδες μνήμης, εύρους 16bit, με 64k SRAM (Static RAM) και θέσεις για 72pin SIMM DRAM (Dynamic RAM). Στην προκειμένη περίπτωση μόνο οι τρεις από τις τέσσερις διαθέσιμες για προγραμματισμό FPGAs χρησιμοποιούνται σε συνδυασμό με τις δύο μόνιμες μονάδες μνήμης.

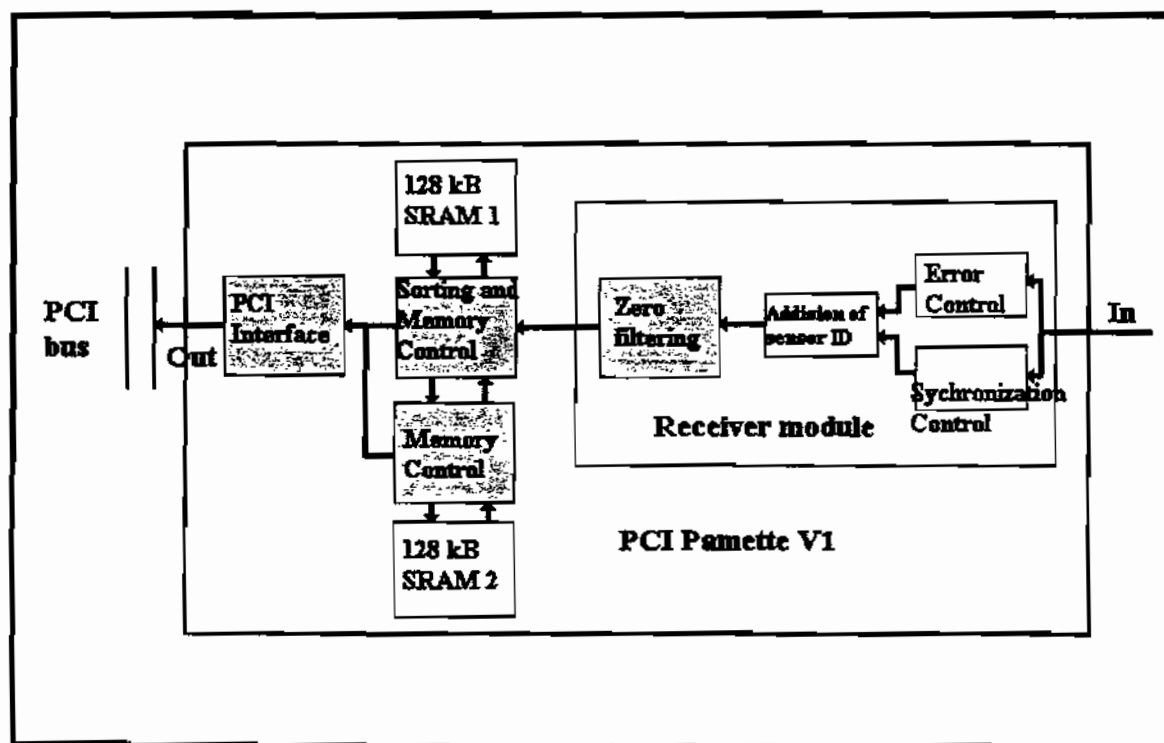
Τα δεδομένα που φτάνουν στο σταθμό ξηράς αποκωδικοποιούνται από το ηλεκτρονικό κύκλωμα του G-Link δέκτη σε στοιχεία των 40bits (Time Slot words). Η αποκωδικοποίηση

πραγματοποιείται μέσω μια κάρτας (Mezzanine card) που μετασχηματίζει τα 400Mb/s σε 10Mword/s (40bits words) ροής δεδομένων και είναι ενσωματωμένη επάνω στην PCI Pamette V1. Τα δεδομένα φτάνουν σε ομάδες (βλέπε παράγραφο “Σύστημα μετάδοσης των δεδομένων”) 15 στοιχείων, 40bits το κάθε ένα. Κάθε στοιχείο, όπως είδαμε, μπορεί να περιέχει την πληροφορία έναρξης του γεγονότος (first time slot), μπορεί να περιέχει δεδομένα (data slot) ή να είναι κενό (empty slot). Το πρώτο στοιχείο σε κάθε ομάδα είναι το SYN.

Η PCI Pamette V1 είναι προγραμματισμένη να εκτελεί τις παρακάτω διαδικασίες:

- ✓ Συγχρονίζει το ρυθμό επεξεργασίας των δεδομένων με το ρυθμό λήψης, ώστε να αποφευχθεί απώλεια γεγονότων ενώ παράλληλα ελέγχει, αν τα δεδομένα έχουν τη σωστή μορφή, για την περίπτωση που υπάρχει πρόβλημα στη μετάδοση.
- ✓ Πραγματοποιεί το πρώτο φιλτράρισμα των γεγονότων ώστε να ανιχνευτούν τα άδεια (empty slots) στοιχεία και να απομακρυνθούν. Κατά τη διαδικασία αυτή χάνεται η αρχική μορφή λήψης καθώς τα άδεια στοιχεία θα συμπληρωθούν με τα επόμενα. Για το λόγο αυτό στα πλαίσια του φιλτραρίσματος σε κάθε στοιχείο που συνεχίζει αποδίδεται ο αριθμός του φωτοπολλαπλασιαστή που αντιστοιχούν τα δεδομένα που περιέχει (sensor ID).
- ✓ Δημιουργεί 14 διαφορετικές θέσεις μνήμης, μια για κάθε φωτοπολλαπλασιαστή του πατώματος και αποθηκεύει τα δεδομένα.
- ✓ Ταξινομεί τα δεδομένα με τη σωστή χρονική τους σειρά, σύμφωνα με την πληροφορία που φτάνει από τις αντίστοιχες Daughter Boards.

Στην εικόνα 4.29 παρουσιάζεται η σχηματική αναπαράσταση των λειτουργιών της PCI Pamette V1.



Εικόνα 4.29: Λογικό διάγραμμα του πρώτου επιπέδου σκανδαλισμού που πραγματοποιείται στη μονάδα PCI Pamette V1 της Digital. Κάθε τέτοια μονάδα αντιστοιχεί σε ένα πάτωμα διαβάζοντας τα δεδομένα που έρχονται απευθείας από την αντίστοιχη μητρική κάρτα (Mother Board).

Η πληροφορία από τον παλμό του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή αποθηκεύεται σε μια μονάδα μνήμης RAM (Monster Buffer) αμέσως μετά την απομάκρυνση των άδειων στοιχείων (βλέπε εικόνα 4.28). Σε κάθε τέτοια μονάδα μνήμης περιέχονται όλα τα δεδομένα από τον κάθε φωτοπολλαπλασιαστή για χρόνο ίσο με το χρόνο που απαιτείται για την ανάγνωση της FIFO της κάθε θυγατρικής κάρτας (6144μs). Ο ρυθμός με τον οποίο η πληροφορία θα αποθηκεύεται στη μονάδα μνήμης θα φτάνει τα 133kevent/s, ρυθμός που αντιστοιχεί στο μέγιστο ρυθμό απαρίθμησης του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή. Η ανίχνευση γεγονότων των οποίων η χρονική διάρκεια ξεπερνά τα 6144μs (παλμοί από δράση βιόφωταύγειας) μπορεί να πραγματοποιηθεί με την πρόσθεση του απαιτούμενου αριθμού μονάδων μνήμης.

Στα πλαίσια του πρώτου επιπέδου σκανδαλισμού, ο χρόνος υπέρβασης του κατωφλίου και το συνολικό φορτίο του κάθε γεγονότος θα χρησιμοποιηθούν, ενώ υπόλοιπη πληροφορία που αφορά στο γεγονός⁵³ θα αποθηκευτεί σε μια μεγάλη μονάδα μνήμης αναμένοντας την απόφαση. Η πληροφορία αυτή θα προκύψει από τα δείγματα του παλμού που έχουν μεταφερθεί και θα αποτελέσει το κριτήριο για την απόφαση που θα ληφθεί στο πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού. Αποτελείται από 4bytes για κάθε γεγονός εκ των οποίων 2bytes χρησιμοποιούνται για τη χρονική πληροφορία (135μs διάρκεια, 5ns/channel), 1byte χρησιμοποιείται για την καταγραφή του συνολικού φορτίου και 1byte για τον καθορισμό του φωτοπολλαπλασιαστή που κατέγραψε το γεγονός. Με τον τρόπο αυτό τα σήματα από ολόκληρο τον ανιχνευτή θα εισάγονται στη μονάδα λήψης της απόφασης σκανδαλισμού με συχνότητα 20-23MHz. Η μονάδα που πρόκειται να χρησιμοποιηθεί για την εκτέλεση αυτής της λειτουργίας είναι μία 13η PCI Pallette V1 που θα ακολουθεί τη διάταξη των 12 μονάδων για τη λήψη των δεδομένων από το κάθε πάτωμα. Η μονάδα αυτή θα προγραμματιστεί με τέτοιο τρόπο ώστε να αναζητά χρονικές συμπτώσεις ανάμεσα σε γεγονότα που έχουν καταγραφεί από φωτοπολλαπλασιαστές γειτονικών πατωμάτων, απομακρύνοντας σημαντικό αριθμό τυχαίων ενεργοποιήσεων των φωτοπολλαπλασιαστών. Ο χρόνος μεταξύ των ενεργοποιήσεων των φωτοπολλαπλασιαστών πρέπει να είναι συμβατός με το χρόνο που χρειάζεται το φως να διασχίσει τη μεταξύ τους απόσταση. Επιπλέον η γνώση του συνολικού φορτίου του παλμού αποτελεί βασικό κριτήριο για την αναγνώριση σημαντικών γεγονότων, καθώς οι παλμοί που οφείλονται στις διασπάσεις ^{40}K , στη συντριπτική τους πλειοψηφία, δεν ξεπερνούν το επίπεδο του ενός φωτοηλεκτρονίου. Ο καθορισμός του αριθμού των απαιτούμενων ενεργοποιήσεων και του χρονικού παραθύρου μέσα στο οποίο θα πρέπει να λάβουν χώρα μπορεί να καθορίζεται ανάλογα στα πλαίσια της μελέτης που πραγματοποιείται κάθε φορά. Πάντως οι τιμές των παραπάνω παραμέτρων πρέπει να προσδιοριστούν κατά τέτοιο τρόπο ώστε να πραγματοποιείται ο στόχος του πρώτου επιπέδου σκανδαλισμού που είναι ο περιορισμός της ροής των δεδομένων σε επίπεδο χαμηλότερο των kHz (μερικά MB/s).

4.5.2 Δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού

Στο δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού μόνο τα ενδιαφέροντα γεγονότα επιλέγονται. Το χρονικό παράθυρο αναζήτησης σχετικών μεταξύ τους ενεργοποιήσεων περιορίζεται σχεδόν στο 1μs, χρόνος που απαιτείται για ένα σχετικιστικά κινούμενο μόνιο να διασχίσει τον ανιχνευτή. Τα σήματα από τους φωτοπολλαπλασιαστές που έχουν καταγραφεί στο χρονικό αυτό παράθυρο θα χρησιμοποιηθούν για την πραγματοποίηση μιας πρώτης προσπάθειας ανακατασκευής της τροχιάς, ώστε να προσδιοριστούν κατ' εκτίμηση οι παράμετροι της τροχιάς. Θα αναφερθούμε αναλυτικά στον πολύ γρήγορο αυτό αλγόριθμο προσδιορισμού των παραμέτρων της τροχιάς στο κεφάλαιο "Αλγόριθμος ανακατασκευής". Το δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού θα πραγματοποιείται σε πολύ γρήγορους επεξεργαστές (όπως οι ALPHA της Digital). Ο ρυθμός των γεγονότων που θα συνεχίζει για ανάλυση, μετά το δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού αναμένεται να είναι της τάξεως των μερικών Hz.

⁵³ Ο όρος γεγονός αναφέρεται εδώ στην ενεργοποίηση του φωτοπολλαπλασιαστή.

4.6 Σύστημα ελέγχου της λειτουργίας του ανιχνευτή

Ο σχεδιασμός και η κατασκευή του συστήματος ελέγχου⁵⁴ της λειτουργίας του ανιχνευτή είναι σε εξέλιξη. Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζουμε τις βασικές λειτουργίες που θα εκτελεί το σύστημα ελέγχου. Αρχικά παρουσιάζουμε την αρχιτεκτονική του συστήματος ενώ στην συνέχεια αναφερόμαστε σε ορισμένες βασικές λειτουργίες, απαραίτητες για τη σωστή λειτουργία του ανιχνευτή, όπως ο έλεγχος του συστήματος βαθμονόμησης και του συστήματος εντοπισμού των σχετικών θέσεων των φωτοπολλαπλασιαστών του τηλεσκοπίου, αλλά και του συστήματος καταγραφής των περιβαλλοντολογικών παραμέτρων.

4.6.1 Το σύστημα ελέγχου

Το σύστημα ελέγχου του ανιχνευτή ΝΕΣΤΩΡ αποτελείται από μια σειρά υποσυστημάτων υπεύθυνων για τις παρακάτω λειτουργίες:

- ✓ Επικοινωνία του σταθμού ξηράς (τοπικός σταθμός ελέγχου) με τον ανιχνευτή μέσω του συστήματος οπτικής σύνδεσης (βλέπε παράγραφο “Σύστημα μετάδοσης των δεδομένων”).
- ✓ Έλεγχος της τροφοδοσίας των σφαιρών τιτανίου που στεγάζουν τα ηλεκτρονικά συστήματα των πατώματων και της τροφοδοσίας των Οπτικών Στοιχείων.
- ✓ Έλεγχος του συστήματος βαθμονόμησης του ανιχνευτή.
- ✓ Έλεγχος του συστήματος εντοπισμού του ανιχνευτή.
- ✓ Έλεγχος των αισθητήρων καταγραφής των περιβαλλοντολογικών παραμέτρων.

Η βασική φιλοσοφία με την οποία αναπτύσσεται το σύστημα ελέγχου του ανιχνευτή είναι η αυτονομία που χαρακτηρίζει κάθε μονάδα του συστήματος. Έτσι αν παρατηρηθεί κάποιο πρόβλημα σε ένα από τα πατώματα του ανιχνευτή το υπόλοιπο σύστημα συνεχίζει ανεπηρέαστο τη λειτουργία του. Το ηλεκτροοπτικό καλώδιο με τις 18 οπτικές ίνες επιτρέπει αυτή τη φιλοσοφία στο σχεδιασμό του συστήματος ελέγχου. Επιπλέον οι φωτοπολλαπλασιαστές του κάθε πατώματος τροφοδοτούνται ανά 7 από διαφορετική μονάδα τροφοδοσίας ώστε αν παρατηρηθεί βλάβη σε κάποια μονάδα να μην σταματήσει η λειτουργία όλων των φωτοπολλαπλασιαστών του πατώματος.

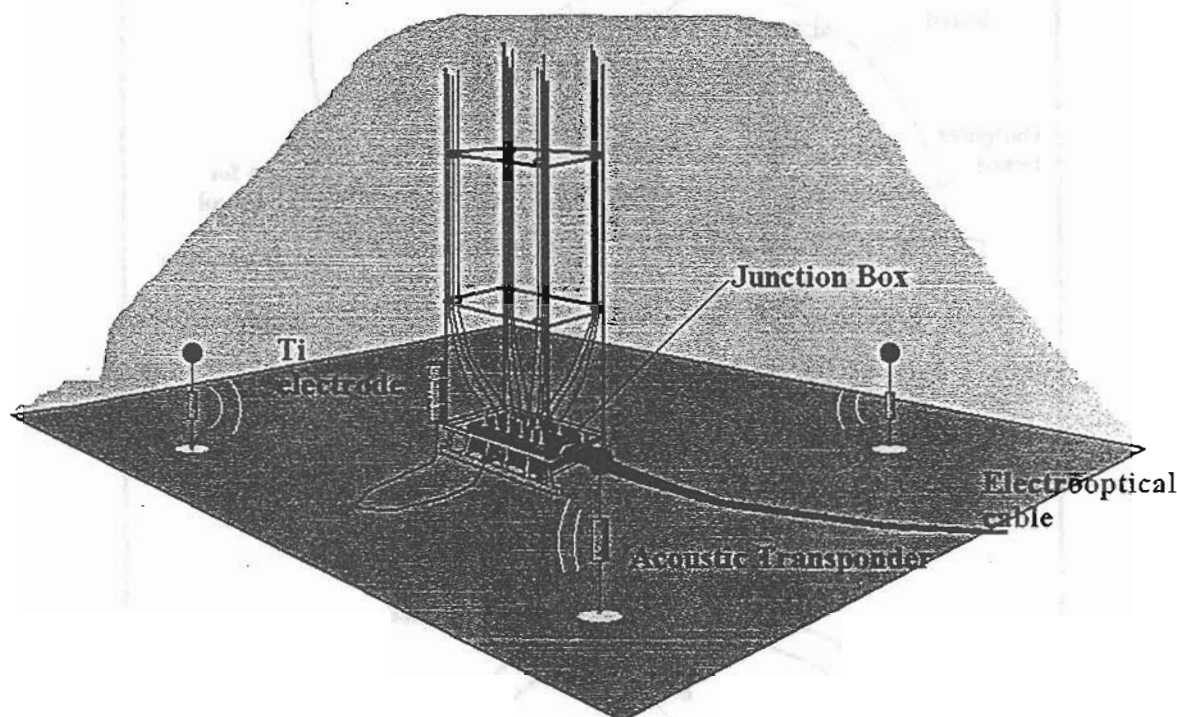
Το σύστημα ελέγχου αποτελείται από τον τοπικό σταθμό ελέγχου (Shore Master Control) που είναι εγκατεστημένος στο σταθμό ξηράς, το junction box, τη μονάδα στην οποία καταλήγει το ηλεκτροοπτικό καλώδιο και βρίσκεται κάτω από το τηλεσκόπιο και τους απομακρυσμένους σταθμούς ελέγχου (Undersea Monitoring and Control) που είναι εγκατεστημένοι στις σφαίρες τιτανίου των πατωμάτων. Στη συνέχεια αναφερόμαστε χωριστά στα υποσυστήματα αυτά και στις λειτουργίες που πραγματοποιούν.

Ο τοπικός σταθμός ελέγχου περιλαμβάνει:

- 1 Έναν κεντρικό υπολογιστή για τον έλεγχο των παραμέτρων του συστήματος. Ο κεντρικός υπολογιστής είναι υπεύθυνος για τη σωστή εκτέλεση των προγραμμάτων που “τρέχουν” στους απομακρυσμένους σταθμούς ελέγχου.
- 2 Έναν κωδικοποιητή/αποκωδικοποιητή για την αξιόπιστη μετάδοση των δεδομένων.

⁵⁴ Ο όρος σύστημα ελέγχου της λειτουργίας του ανιχνευτή αποδίδει το διεθνή όρο “Slow Controls”.

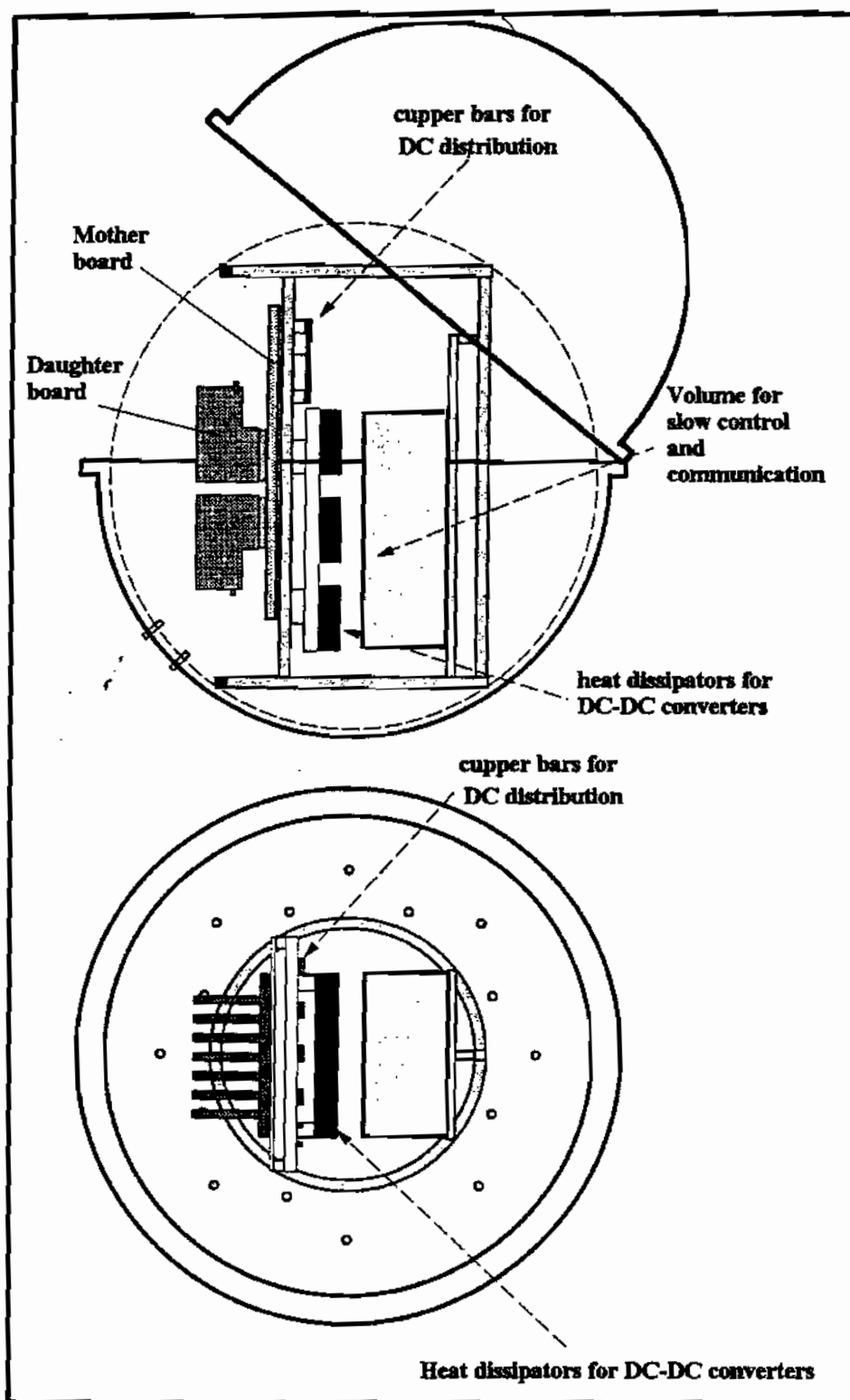
- 3 Έναν πομπό laser (στα 1310nm) που θα στέλνει τα σήματα ελέγχου και ένα δέκτη laser που λαμβάνει την πληροφορία από τους απομακρυσμένους σταθμούς ελέγχου. Τα φωτεινά σήματα των 1310nm στέλνονται στους απομακρυσμένους σταθμούς μέσω δύο Wavelength Division Multiplexer (WDM) που βρίσκονται στα άκρα των οπτικών ινών που συνδέουν τον τοπικό σταθμό με τους απομακρυσμένους και διαχωρίζουν τα σήματα ελέγχου από τα σήματα των φωτοπολλαπλασιαστών που στέλνονται από το σύστημα μετάδοσης δεδομένων στα 1550nm και 1530nm (βλέπε παράγραφο "Σύστημα μετάδοσης των δεδομένων"). Η εισερχόμενη πληροφορία ελέγχου από τους απομακρυσμένους σταθμούς θα φτάνει μαζί με τα δεδομένα των φωτοπολλαπλασιαστών στα δύο μήκη κύματος και στη συνέχεια θα διαχωρίζεται για περαιτέρω ανάλυση.



Εικόνα 4.30: Σχηματική αναπαράσταση του τρόπου σύνδεσης του junction box με το ηλεκτροοπτικό καλώδιο και τον ανιχνευτή. Το ηλεκτροοπτικό καλώδιο καταλήγει σε κατάλληλο συνδετήρα με άρθρωση για να αποφευχθούν οι καταπονήσεις του καλωδίου κατά την πόντιση. Από το junction box ξεκινούν 12 ηλεκτροοπτικά καλώδια, ένα για το κάθε πάτωμα του ανιχνευτή. Επάνω στο σύστημα είναι εξαρτημένο το ηλεκτρόδιο τιτανίου για την επιστροφή της τροφοδοσίας μέσω της θάλασσας. Οι εκπομποί ακουστικών σημάτων αποτελούν μέρος του συστήματος εντοπισμού του ανιχνευτή και είναι τοποθετημένοι σε διάφορες θέσεις γύρω από το τηλεσκόπιο.

Το junction box αποτελεί το συνδετικό κρίκο ανάμεσα στον ανιχνευτή και το ηλεκτροοπτικό καλώδιο. Στο junction box είναι επίσης συνδεδεμένο το ηλεκτρόδιο από τιτάνιο για την επιστροφή της τροφοδοσίας του συστήματος. Στην εικόνα 4.30 παρουσιάζεται μια σχηματική αναπαράσταση της σύνδεσης του junction box. Η περίπτωση που παρουσιάζεται στην εικόνα αποτελεί προσέγγιση της τελικής διαμόρφωσης του συστήματος. Το ηλεκτροοπτικό καλώδιο φτάνει από το σταθμό ξηράς και συνδέεται με το junction box μέσω ειδικού ηλεκτροοπτικού συνδετήρα. Το σύστημα σύνδεσης του καλωδίου περιλαμβάνει άρθρωση (universal joint) ώστε να περιοριστούν οι καταπονήσεις που θα υποστεί κατά τη διαδικασία της πόντισης. Όπως θα δούμε

στη συνέχεια του κεφαλαίου (παράγραφος “Η πόντιση του τηλεσκοπίου”) η πόντιση του καλωδίου και του ανιχνευτή πρόκειται να πραγματοποιηθεί σε μια ενιαία διαδικασία.



Εικόνα 4.31: Σχηματική αναπαράσταση του ηλεκτρονικού συστήματος κάθε πατώματος του ανιχνευτή στο εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου που βρίσκεται στο κέντρο του. Διακρίνεται το σύστημα δειγματοληψίας, το σύστημα ελέγχου και οι μονάδες τροφοδοσίας τους, συνδεδεμένες με τις κατάλληλες μονάδες απαγωγής θερμότητας για την ελάττωση της θερμοκρασίας που αναπτύσσεται στους μετασχηματιστές.

Έτσι κατά την πόντιση του ανιχνευτή, το ηλεκτροοπτικό καλώδιο θα είναι συνδεδεμένο στο junction box και επιβάλλεται ειδική μέριμνα για την προστασία του από μεγάλες καταπονήσεις. Από το junction box θα ξεκινούν τα καλώδια για την τροφοδοσία και την επικοινωνία με το περιβαλλοντολογικό string ΛΑΕΡΤΗΣ⁵⁵. Σε κάθε γραμμή τροφοδοσίας που ξεκινά από το junction box θα παρεμβάλλεται κατάλληλη ασφάλεια, η οποία θα ελέγχεται από το κεντρικό σύστημα ελέγχου.

Οι απομακρυσμένοι σταθμοί ελέγχου είναι εγκατεστημένοι μέσα στη σφαίρα τιτανίου του κάθε πατώματος (εικόνα 431). Ο κάθε ένας από αυτούς είναι υπεύθυνος για τις παρακάτω λειτουργίες:

- 1 Τροφοδοσία των φωτοπολλαπλασιαστών του πατώματος. Η τάση κάθε φωτοπολλαπλασιαστή ρυθμίζεται έτσι ώστε το ύψος του παλμού που αντιστοιχεί στο ένα φωτοηλεκτρόνιο να είναι 120mV. Το σύστημα ελέγχου είναι υπεύθυνο για την τροφοδοσία του Οπτικού Στοιχείου με την κατάλληλη τάση ελέγχου για τη ρύθμιση της τάσης του φωτοπολλαπλασιαστή στην προκαθορισμένη τιμή (βλέπε κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”). Παράλληλα είναι δυνατή η επαναρύθμιση της τάσης του φωτοπολλαπλασιαστή όποτε κρίνεται σκόπιμο. Η τιμή της τάσης του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή καταγράφεται από το σύστημα ελέγχου.
- 2 Τροφοδοσία και έλεγχος του συστήματος βαθμονόμησης του ανιχνευτή.
- 3 Παρακολούθηση της θερμοκρασίας και της υγρασίας εντός της σφαίρας τιτανίου, με τη χρήση ειδικών αισθητήρων. Εκτός της καταγραφής της θερμοκρασίας περιβάλλοντος στο εσωτερικό της σφαίρας καταγράφεται και η θερμοκρασία σε ορισμένες ευαίσθητες ηλεκτρονικές μονάδες (βλέπε κεφάλαιο “Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων”).
- 4 Παρακολούθηση της μετακίνησης του πατώματος με τη χρήση κλισιομέτρου (x-y) και μιας πυξίδας (βλέπε κεφάλαιο “Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων”).
- 5 Συλλογή των δεδομένων από τα υδρόφωνα που είναι τοποθετημένα σε διάφορες θέσεις γύρω από τον ανιχνευτή (σύστημα εντοπισμού).
- 6 Μετάδοση όλων των καταγεγραμμένων δεδομένων στο σταθμό ξηράς μέσω του βασικού συστήματος επικοινωνίας του ανιχνευτή (βλέπε παράγραφο “Σύστημα μετάδοσης των δεδομένων”).

Οι απομακρυσμένοι σταθμοί ελέγχου αποτελούνται από ένα VME crate με ενσωματωμένο υπολογιστή (Motorola 68000 series) που φέρει μονάδα επικοινωνίας, μονάδες ADC (VME) για την καταγραφή της πληροφορίας και μονάδες DAC για τον έλεγχο των υποσυστημάτων. Όλες οι CPUs που θα είναι εγκατεστημένες στις σφαίρες τιτανίου θα διαθέτουν λογισμικό σύστημα παρακολούθησης (software controllable watchdog circuit), για την επανεκκίνηση των υπολογιστών στην περίπτωση που παρατηρηθεί κάποιο πρόβλημα. Συμπεριλαμβάνουν ακόμη έναν δέκτη laser (στα 1310nm) για τη λήψη των εντολών ελέγχου από τον τοπικό σταθμό ελέγχου και δύο πομπούς laser (στα 1530nm και 1550nm) με τον αντίστοιχο κωδικοποιητή/αποκωδικοποιητή ψηφιακής πληροφορίας. Τέλος το σύστημα περιλαμβάνει μια σειρά από ρυθμιστές τάσεις (DC/DC converters) για τη δημιουργία των καταλλήλων τάσεων τροφοδοσίας στις διάφορες μονάδες.

Η φιλοσοφία του σχεδιασμού και της κατασκευής των απομακρυσμένων σταθμών ελέγχου βασίζεται στην επιλογή εξαιρετικά αξιόπιστων μονάδων καθώς, μετά την πόντιση, η συντήρηση του ανιχνευτή δεν είναι δυνατή μέχρι την ανέλυσή του. Με στόχο τη συνεχόμενη λειτουργία του ανιχνευτή για τουλάχιστον πέντε χρόνια, η επιλογή των συνιστωσών του

⁵⁵ Αναφορά στο πείραμα ΛΑΕΡΤΗΣ γίνεται στην συνέχεια της παραγράφου (Σύστημα καταγραφής περιβαλλοντολογικών παραμέτρων).

συστήματος, παράλληλα με την προσπάθεια για περιορισμό των βασικών λειτουργιών που θα λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου αποτελεί ζήτημα πρωτεύουσας σημασίας. Επιπλέον ο σχεδιασμός του συστήματος γίνεται με τέτοιο τρόπο ώστε βλάβη σε μια μονάδα να μην προκαλέσει γενική κατάρρευση του συστήματος. Κατ' αυτό τον τρόπο υπάρχει αλληλοϋποστήριξη των λειτουργιών από διαφορετικές μονάδες αλλά και επιμερισμός των διαφόρων λειτουργιών, ειδικά της τροφοδοσίας από διαφορετικές μονάδες, ώστε να μην επιβαρύνονται σημαντικά. Σε κάθε περίπτωση το πλήρες σύστημα αλλά και τα υποσυστήματα του ξεχωριστά θα ελεγχθούν σε μακροχρόνιες δοκιμές, ώστε να κριθούν για την αξιοπιστία τους.

4.6.2 Σύστημα βαθμονόμησης

Το σύστημα βαθμονόμησης του ανιχνευτή αποτελείται από τις μονάδες βαθμονόμησης που είναι τοποθετημένες μεταξύ των πατώματων του. Ο ρόλος του συστήματος βαθμονόμησης είναι πολύ σημαντικός για τη λειτουργία του ανιχνευτή. Τα Οπτικά Στοιχεία του ανιχνευτή θα καταγράφουν τους φωτεινούς παλμούς, καθορισμένου ύψους, που εκπέμπονται σε καθορισμένες χρονικές στιγμές από τις μονάδες βαθμονόμησης. Με τον τρόπο αυτό θα καθορίζονται:

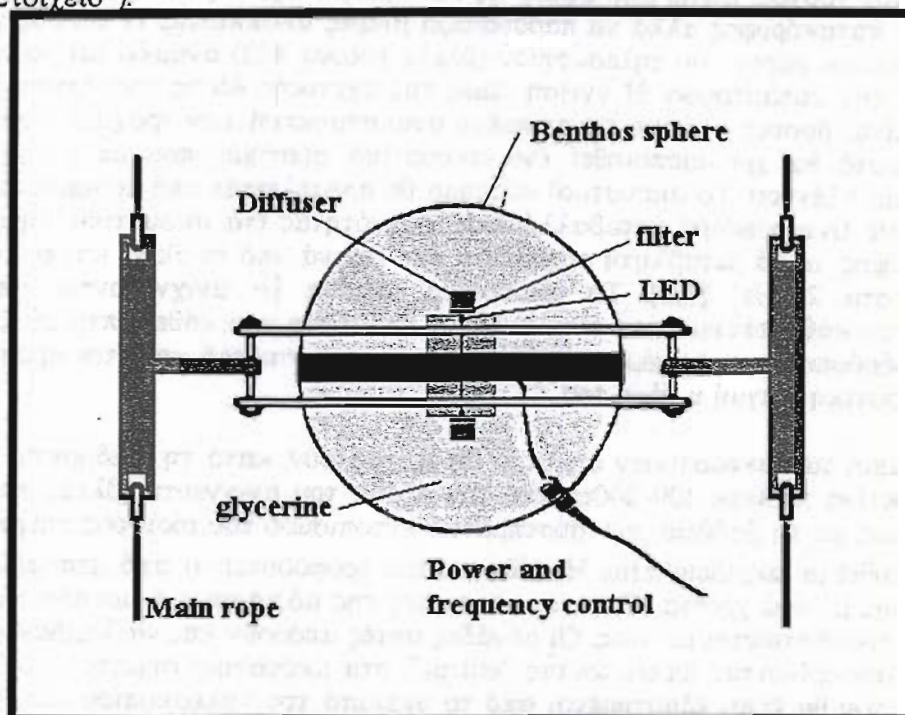
- ✓ οι απαιτούμενες διορθώσεις στους χρόνους ενεργοποίησης των φωτοπολλαπλασιαστών του κάθε πατώματος
- ✓ η μεταβολή της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου ως συνάρτηση του χρόνου
- ✓ η επικάλυψη ιζημάτων στα επάνω ημισφαίρια των Οπτικών Στοιχείων
- ✓ το μήκος εξασθένισης της ακτινοβολίας μέσα στο νερό καθόλη τη διάρκεια της λειτουργίας του ανιχνευτή.

Το σύστημα βαθμονόμησης βρίσκεται ακόμα στη φάση σχεδιασμού, καθώς μια μεγάλη σειρά παραμέτρων πρέπει να ληφθούν υπόψη στην κατασκευή του. Η κάθε μονάδα βαθμονόμησης θα αποτελείται από έναν pulser, δύο μπλε LEDs⁵⁶, που εκπέμπουν στο ίδιο μήκος κύματος με αυτό της ακτινοβολίας Cherenkov, προσανατολισμένα προς τα επάνω και προς τα κάτω αντίστοιχα και τα κατάλληλα μέσα διάχυσης, ώστε οι φωτεινοί παλμοί να ενεργοποιούν τα Οπτικά Στοιχεία που παρακολουθούν το γεωμετρικό όγκο ανάμεσα στα δύο πατώματα, όπου βρίσκεται η μονάδα. Η τροφοδοσία της μονάδας βαθμονόμησης γίνεται από τον απομακρυσμένο σταθμό ελέγχου μέσα στη σφαίρα τιτανίου, η τιμή της τάσεως τροφοδοσίας (από την οποία καθορίζεται η ένταση του φωτεινού παλμού) όπως και η συχνότητα των φωτεινών παλμών θα ρυθμίζεται ανάλογα με την περίπτωση από τον τοπικό σταθμό ελέγχου στην ξηρά. Τα δύο LEDs μέσα στην ίδια μονάδα βαθμονόμησης θα ενεργοποιούνται με μικρή χρονική καθυστέρηση το πρώτο ως προς το δεύτερο, ώστε να μελετηθεί το φαινόμενο της οπισθοσκέδασης. Δύο μονάδες που θα περιέχουν ένα μόνο LED θα τοποθετηθούν στο υψηλότερο και στο χαμηλότερο μέρος του πύργου για τη βαθμονόμηση των Οπτικών Στοιχείων του ανώτερου και του κατώτερου πατώματος του τηλεσκοπίου (βλέπε εικόνα 4.12).

Η κάθε μονάδα βαθμονόμησης τοποθετείται σε υάλινο προστατευτικό περίβλημα (υάλινη σφαίρα BENTHOS) και προσαρμόζεται με ειδικό σύστημα εξάρτησης επάνω στα σχοινιά που συνδέουν τα κεντρικά τμήματα διαδοχικών πατωμάτων του ανιχνευτή (βλέπε εικόνα 4.32). Η τροφοδοσία του pulser και ο σκανδαλισμός του, που πραγματοποιείται σε καθορισμένες χρονικές στιγμές, λαμβάνουν χώρα μέσω ηλεκτρικού συνδετήρα του ίδιου ακριβώς τύπου με

⁵⁶ Τα τεχνικά χαρακτηριστικά των μπλε LEDs που θα χρησιμοποιηθούν περιγράφονται στο κεφάλαιο "Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων".

αυτούς που χρησιμοποιούνται για την τροφοδοσία των Οπτικών Στοιχείων (βλέπε κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο").



Εικόνα 4.32: Σχηματική αναπαράσταση μίας εκ των μονάδων βαθμονόμησης που θα βρίσκονται μεταξύ των πατωμάτων του ανιχνευτή. Ένα σύστημα από δύο LEDs και έναν pulser του οποίου η τάση τροφοδοσίας και η συχνότητα ελέγχονται από τον απομακρυσμένο σταθμό ελέγχου που είναι εγκατεστημένος στη σφαίρα τιτανίου ενός από τα πλησιέστερα πατάματα, τοποθετούνται στο εσωτερικό της υάλινης προστατευτικής σφαίρας BENTHOS. Το εσωτερικό της σφαίρας είναι γεμάτο με γλυκερίνη η οποία θα λειτουργήσει ως απορροφητής της ενέργειας που θα απελευθερωθεί στην περίπτωση σύνθλιψης του περιβλήματος κάτω από τη μεγάλη πίεση, περιορίζοντας τον κίνδυνο καταστροφής των κεντρικών σχοινιών που συνδέουν τα πατάματα του ανιχνευτή.

Όπως αναφέραμε οι μονάδες βαθμονόμησης τοποθετούνται μεταξύ των πατωμάτων και εξαρτώνται από τα κεντρικά σχοινιά του ανιχνευτή. Σε περίπτωση σύνθλιψης της προστατευτικής υάλινης σφαίρας της μονάδας βαθμονόμησης, υπάρχει κίνδυνος να κοπούν τα κεντρικά σχοινιά, γεγονός που μπορεί να προκαλέσει διατάραξη της ισορροπίας του ανιχνευτή. Για να περιοριστεί αυτός ο κίνδυνος η υάλινη προστατευτική σφαίρα θα γεμίσει⁵⁷ με πολυμερές σιλικόνης ή γλυκερίνη, η οποία θα δράσει απορροφητικά στην περίπτωση σύνθλιψης. Επιπλέον η υάλινη σφαίρα θα τοποθετηθεί σε διαφανές κάλυμμα από plexi-glass. Η πρωτότυπη μονάδα βαθμονόμησης βρίσκεται στο στάδιο σχεδιασμού. Θα ακολουθήσουν δοκιμές του συστήματος σε συνθήκες υψηλής πίεσης και από τα αποτελέσματα θα κριθεί η λειτουργικότητά του.

4.6.3 Σύστημα εντοπισμού

[Ψίθυροι στην παγωμένη σιωπή]
Experiment, Νοέμβριος-Δεκέμβριος 1997

Παρά το γεγονός ότι οι τιμές των υποθαλασσιών ρευμάτων είναι μικρές, όπως έδειξαν οι μετρήσεις στην περιοχή πόντισης, αναμένεται η σχετική θέση των πατωμάτων να μεταβάλλεται

⁵⁷ Η σφαίρα δεν θα είναι πλήρως γεμάτη καθώς πρέπει να λάβουμε υπόψη τη συρρίκνωσή της κατά τη συμπίεση.

με την πάροδο του χρόνου. Κάτω από αυτές τις συνθήκες ο άξονας του τηλεσκοπίου μπορεί να μην είναι πάντα κατακόρυφος αλλά να παρουσιάζει μικρές αποκλίσεις. Η τοποθέτηση μεγάλων πλωτήρων στο επάνω μέρος του τηλεσκοπίου (βλέπε εικόνα 4.12) αναμένεται να περιορίσει τις αποκλίσεις από την κατακόρυφο. Η γνώση όμως της σχετικής θέσης των Οπτικών Στοιχείων του ανιχνευτή είναι βασική για την επιτυχημένη ανακατασκευή των τροχιών των μιονίων. Για να επιτευχθεί αυτό θα χρησιμοποιηθεί ένα ακουστικό σύστημα που θα ελέγχεται από το κεντρικό σύστημα ελέγχου. Το ακουστικό σύστημα θα αποτελείται από εκπομπούς ακουστικών σημάτων (acoustic transponders) μεταβαλλόμενης συχνότητας (τα ακουστικά σήματα, "chirps", έχουν σταθερό ύψος αλλά μεταβλητή συχνότητα που ξεκινά από τα 5kHz και φτάνει στο τέλος της εκπομπής στα 25kHz) [168]. Τα ακουστικά σήματα θα ανιχνεύονται από υδρόφωνα εγκατεστημένα σε κάθε πάτωμα του ανιχνευτή. Η απόσταση του κάθε Οπτικού Στοιχείου από το αντίστοιχο υδρόφωνο του πατώματος είναι γνωστή και σταθερή και έτσι προσδιορίζεται τη συγκεκριμένη χρονική στιγμή η θέση του.

Οι εκπομποί των ακουστικών σημάτων θα ποντιστούν, κατά τη διαδικασία πόντισης του ανιχνευτή σε ακτίνα περίπου 100-200m από τον άξονα του ανιχνευτή (βλέπε εικόνα 4.30). Η εγκατάστασή τους, με τη βοήθεια των συστημάτων εντοπισμού του σκάφους επιφανείας, μπορεί να πραγματοποιηθεί με ακρίβεια $\pm 1m$. Η κάθε μονάδα τροφοδοτείται από μπαταρίες λιθίου που έχουν χρόνο ζωής μερικά χρόνια. Όταν οι μπαταρίες της αδειάσουν, η μονάδα ανελκύεται και οι μπαταρίες αντικαθιστώνται με νέες. Οι μονάδες αυτές μπορούν και να λαμβάνουν ακουστικά σήματα. Θα ανταποκρίνονται, εκπέμποντας "chirps", στα ακουστικά σήματα που θα λαμβάνουν από εκπομπούς που θα είναι εξαρτημένοι από το σκελετό του τηλεσκοπίου και θα ελέγχονται απευθείας από το κεντρικό σύστημα ελέγχου.

Η ταχύτητα ζού ήχου στο νερό εξαρτάται από την πίεση, τη θερμοκρασία και την αλατότητα, παράμετροι οι οποίες θα καταγράφονται από το αντίστοιχο σύστημα του κεντρικού ελέγχου (βλέπε παράγραφο "Σύστημα καταγραφής περιβαλλοντολογικών παραμέτρων"). Μια απλή εξίσωση που χρησιμοποιείται συχνά για τον προσδιορισμό της ταχύτητας του ήχου, συναρτήσει αυτών των παραμέτρων είναι [168]:

$$v_{sound} = 1449 + 4.6T - 0.055T^2 + 0.0003T^3 + (1.39 - 0.012T)(S - 35) + 0.017z$$

όπου v_{sound} είναι η ταχύτητα του ήχου σε m/sec,

T είναι η θερμοκρασία σε $^{\circ}C$,

S είναι αλατότητα σε ppt (parts per thousand),

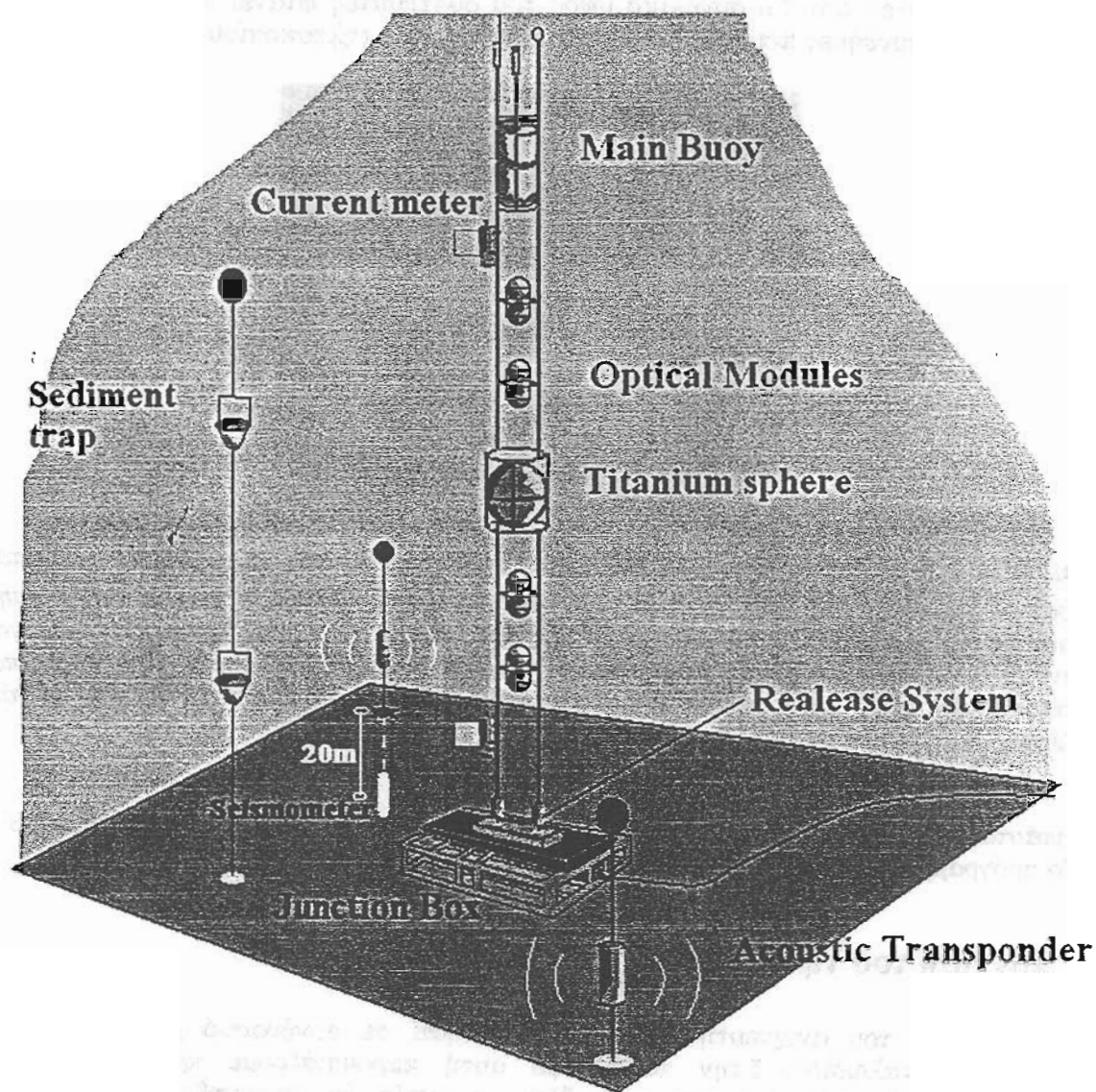
z είναι το βάθος σε m.

Με τη βοήθεια του συστήματος αυτού οι σχετικές θέσεις των Οπτικών Στοιχείων μπορούν να προσδιοριστούν με ακρίβεια 50cm. Επιπρόσθετα η πληροφορία που θα καταγράφεται από το ακουστικό σύστημα σε συνδυασμό με τα δεδομένα από την πυξίδα και τα κλισιόμετρα του κάθε πατώματος, θα παρέχουν τη δυνατότητα για τον ακριβή καθορισμό της διαμόρφωσης του σχήματος του ανιχνευτή με την πάροδο του χρόνου.

4.6.4 Σύστημα καταγραφής περιβαλλοντολογικών παραμέτρων

Η μέτρηση των περιβαλλοντολογικών παραμέτρων στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ αποτελεί βασική προϋπόθεση για τη σωστή λειτουργία του ανιχνευτή. Παράλληλα όμως τα δεδομένα αυτά παρουσιάζουν εξαιρετικό ενδιαφέρον για άλλες επιστημονικές ομάδες, όπως για τους ωκεανογράφους, τους γεωλόγους, τους βιολόγους, τους σεισμολόγους. Στα πλαίσια του γενικού ενδιαφέροντος που αναπτύσσεται, σχεδιάστηκε ένα σύστημα για την καταγραφή και μετάδοση στην ξηρά, σε πραγματικό χρόνο, περιβαλλοντολογικών δεδομένων από την περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΤΣΩΡ. Το σύστημα αυτό ονομάζεται ΛΑΕΡΤΗΣ (LAERTIS, Laboratory in the Abyss of Europe with Real

time data Transfer to shore for Interdisciplinary Studies) [169]. Το σύστημα τροφοδοτείται και επικοινωνεί με το σταθμό ξηράς μέσω του ίδιου ακριβώς συστήματος που χρησιμοποιείται για το τηλεσκόπιο. Ο έλεγχος της λειτουργίας του συστήματος πραγματοποιείται από τον τοπικό σταθμό, μέσω ενός απομακρυσμένου σταθμού ελέγχου που είναι υπεύθυνος για την καταγραφή και μετάδοση των περιβαλλοντολογικών παραμέτρων. Στην εικόνα 4.33 παρουσιάζεται μια σχηματική αναπαράσταση του συστήματος ΛΑΕΡΤΗΣ.



Εικόνα 4.33: Το σύστημα καταγραφής περιβαλλοντολογικών παραμέτρων (ΛΑΕΡΤΗΣ) απαραίτητων για τη σωστή λειτουργία του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ αλλά και για την ευρύτερη περιβαλλοντολογική μελέτη της περιοχής πόντισης.

Ένα ηλεκτροοπτικό καλώδιο, προερχόμενο από το junction box του τηλεσκοπίου, καταλήγει στον απομακρυσμένο σταθμό ελέγχου που είναι εγκατεστημένος στο εσωτερικό μιας σφαίρας τιτανίου που βρίσκεται στο κέντρο του συστήματος. Τα Οπτικά Στοιχεία που φέρει το σύστημα καταγράφουν φως προερχόμενο από φυσικές διαδικασίες (διασπάσεις K^{40} , βιοφωταύγεια) που λαμβάνουν χώρα στην ευρύτερη περιοχή. Κατά μήκος του συστήματος τοποθετούνται διάφοροι αισθητήρες περιβαλλοντολογικών παραμέτρων, ρευματογράφοι (εικόνα

4.34), αισθητήρες θερμοκρασίας, πίεσης, συστήματα σειсмоγράφων, συστήματα μέτρησης της αγωγιμότητας/αλατότητας του νερού, εκπομποί ακουστικών σημάτων, υδρόφωνα. Το σύστημα συμπληρώνουν αυτόνομες μονάδες που ποντίζονται περιφερειακά του, όπως συστήματα εκπομπών ακουστικών σημάτων για τον εντοπισμό και ιζηματοπαγίδες για την καταγραφή του ρυθμού επικάθησης ιζημάτων. Τέλος το σύστημα περιλαμβάνει τηλεοπτική κάλυψη και φωτισμό του ανιχνευτή με προβολείς για την οπτική παρακολούθηση του τηλεσκοπίου, όταν αυτό κριθεί απαραίτητο. Σημειώνουμε βέβαια ότι στην περίπτωση που ενεργοποιούνται οι προβολείς θα πρέπει ο ανιχνευτής να τίθεται εκτός λειτουργίας ώστε να μην “τυφλωθούν” οι φωτοπολλαπλασιαστές του. Το συνολικό ύψος του συστήματος φτάνει τα 400m έτσι ώστε να καταγράφονται οι συνθήκες που επικρατούν κατά μήκος του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ.



Εικόνα 4.34: Ο ρευματογράφος RCM7 της Aanderaa Instruments (Νορβηγία) μπορεί να καταγράψει ταχύτητες ρευμάτων μεγαλύτερες από 2cm/s με προσδιορισμό της διεύθυνσης $\pm 7.5^\circ$, ενώ ταυτόχρονα φέρει αισθητήρα θερμοκρασίας και πίεσης ενώ έχει τη δυνατότητα να μετρά και την αγωγιμότητα του νερού. Η μεταφορά των δεδομένων που καταγράφονται μπορεί να πραγματοποιηθεί μέσω ακουστικών σημάτων μέχρι απόσταση 800m με χρήση κατάλληλου υδροφώνου.

Η εγκατάσταση του συστήματος ΛΑΕΡΤΗΣ προβλέπεται να πραγματοποιηθεί εντός του έτους 1998. Το πρόγραμμα ΛΑΕΡΤΗΣ παρουσιάζεται στην [169].

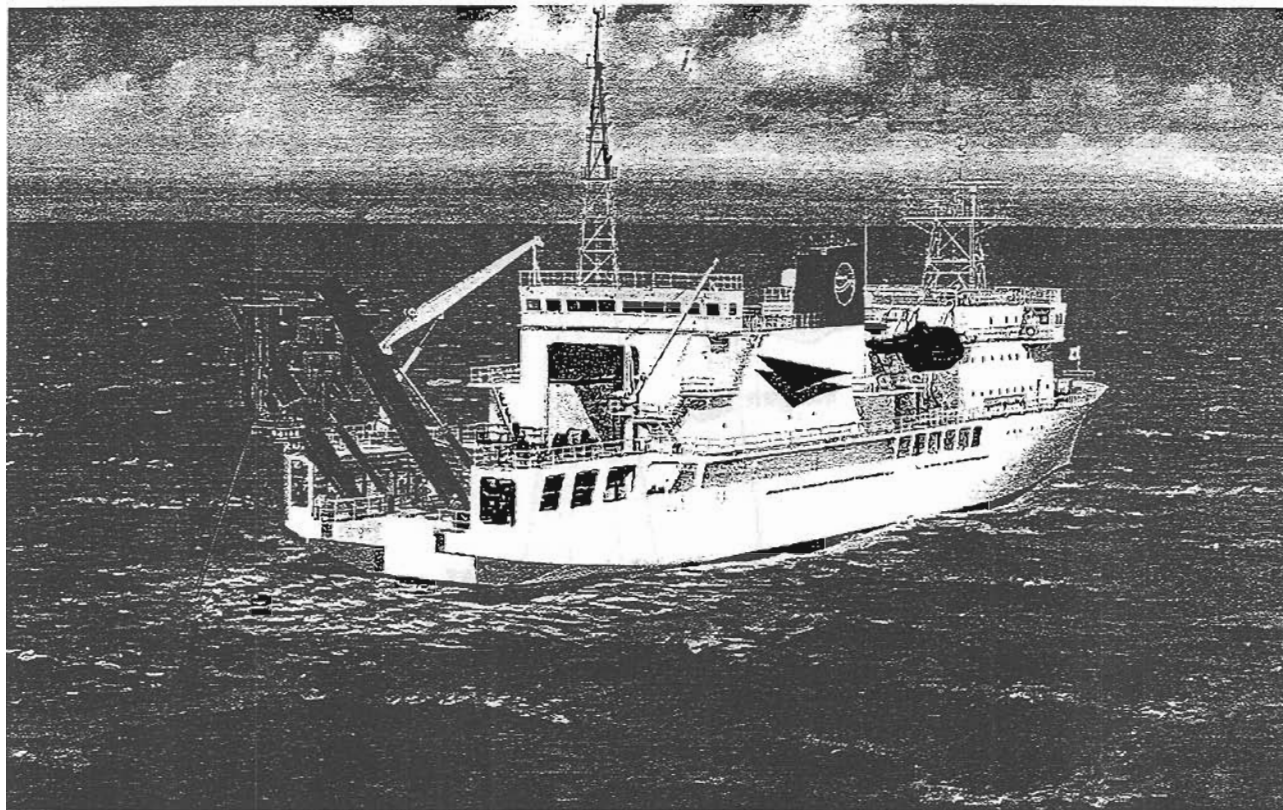
4.7 Η πόντιση του τηλεσκοπίου

Η πόντιση του ανιχνευτή θα πραγματοποιηθεί σε συνδυασμό με την πόντιση του ηλεκτροοπτικού καλωδίου. Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζουμε πρώτα τη διαδικασία προσαιγιάλωσης και πόντισης του καλωδίου, η οποία θα προηγηθεί και στη συνέχεια αναφερόμαστε στα στάδια της πόντισης του ανιχνευτή. Η διαδικασία που περιγράφεται αφορά την περίπτωση που ο ανιχνευτής αποτελείται από πατώματα τιτανίου. Στο τέλος της παραγράφου αναφερόμαστε στη διαδικασία πόντισης πατωμάτων αλουμινίου επισημαίνοντας τα σημεία στα οποία διαφέρει από την προηγούμενη.

4.7.1 Προσαιγιάλωση και πόντιση του ηλεκτροοπτικού καλωδίου

Με στόχο την επιλογή της καταλληλότερης και ασφαλέστερης διαδρομής του υποβρυχίου ηλεκτροοπτικού καλωδίου πραγματοποιήθηκε μια σειρά μετρήσεων στη θαλάσσια ζώνη μεταξύ της ακτογραμμής και της ισοβαθούς των 100m, η οποία δεν είχε καλυφθεί από τις προηγούμενες μετρήσεις καθώς και αναλυτική μελέτη των βυθομετρικών μετρήσεων και

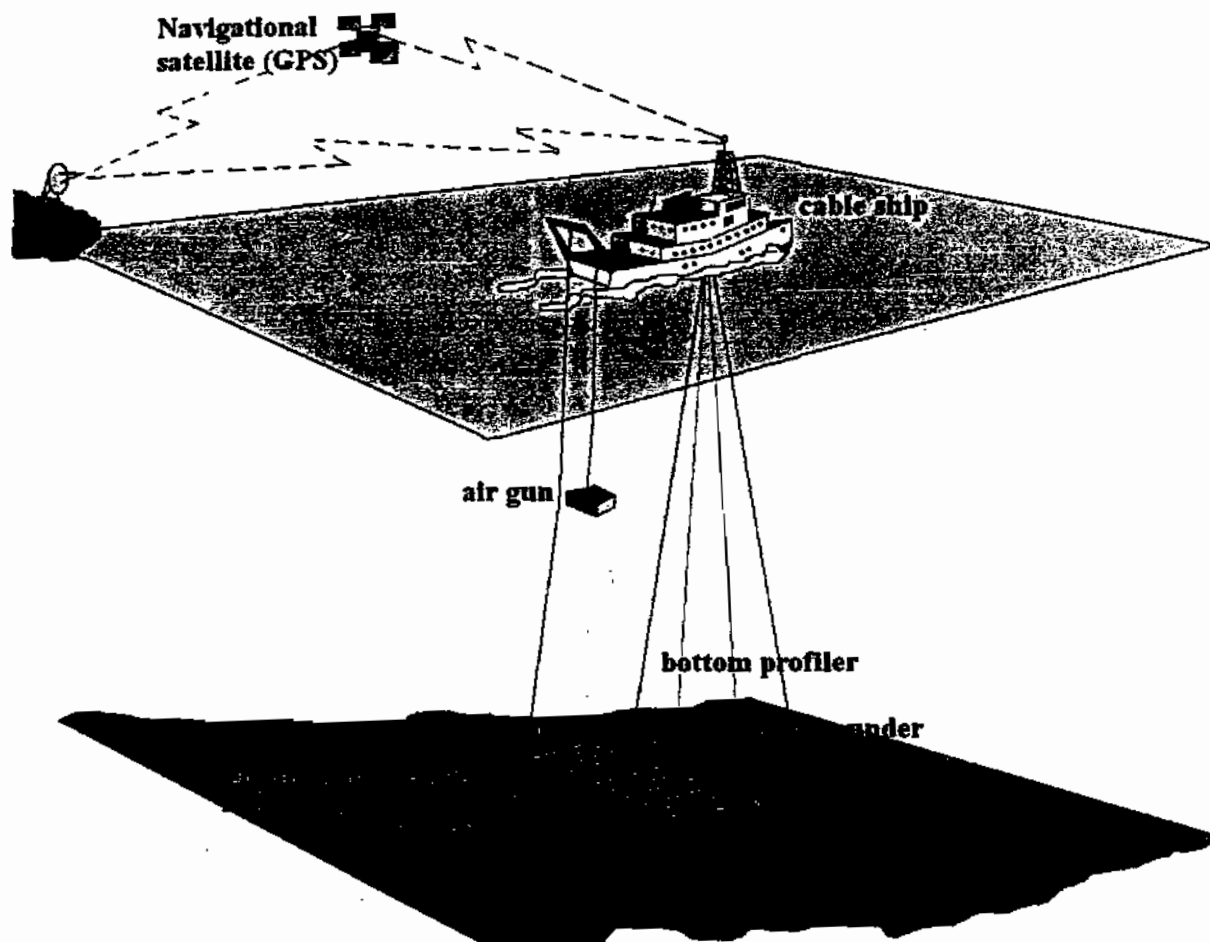
μορφολογικών στοιχείων του πυθμένα της πελάγιας ζώνης που είχαν καταγραφεί στα πλαίσια της ωκεανογραφικής μελέτης του 1994 (βλέπε παράγραφο “Μορφολογία του πυθμένα”). Η μελέτη της ευρύτερης περιοχής που βρίσκεται κοντά στην ακτογραμμή επιβάλλεται ώστε να προστατευθεί το καλώδιο από φυσικούς παράγοντες, όπως ο κυματισμός αλλά και από την ανθρώπινη δραστηριότητα (αλιεία, αγκυροβόληση σκαφών).



Εικόνα 4.35: Το καλωδιακό πλοίο πραγματοποιεί την πόντιση του καλωδίου ξεκινώντας από την ακτή, κατευθυνόμενο προς το σημείο πόντισης του τηλεσκοπίου.

Με βάση τη μελέτη αυτή θα πρέπει να ακολουθηθούν διαφορετικές μέθοδοι προστασίας, ανάλογα με το τμήμα του καλωδίου που πρέπει να προστατευθεί. Πιο συγκεκριμένα οι μέθοδοι προστασίας αναφέρονται σε τρία τμήματα του καλωδίου. Στη συνέχεια παρουσιάζουμε τα τμήματα αυτά, όπως έχουν χωριστεί ανάλογα με τη μέθοδο προστασίας που προτείνεται [159].

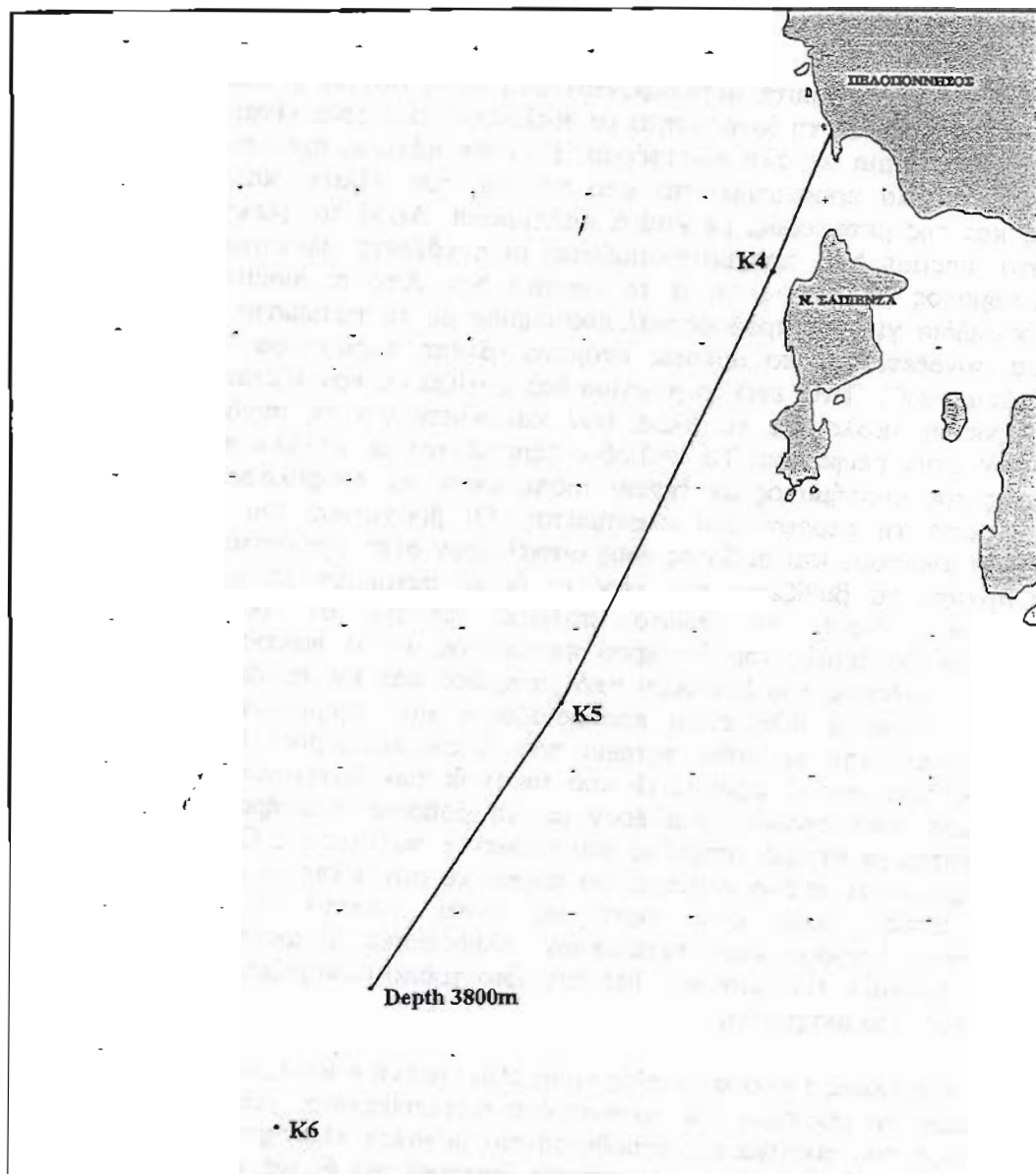
- 1 Το χερσαίο τμήμα του καλωδίου, μήκους 905m, εκτείνεται από το Μετεωρολογικό Σταθμό της Μεθώνης (σταθμός ξηράς) μέχρι την ακτή και θα είναι υπόγειο.
- 2 Το δεύτερο μέρος του καλωδίου, μήκους 82m, φτάνει σε απόσταση 53m από την ακτή και σε βάθος 5m από την επιφάνεια της θάλασσας. Το τμήμα αυτό του καλωδίου θα πρέπει να προστατευτεί ιδιαίτερα καθώς η περιοχή είναι βραχώδης και υπάρχει συχνά έντονος κυματισμός. Έτσι προτείνεται η τοποθέτησή του σε σκληρό σωλήνα από PVC, πάκτωση του ανά τακτά διαστήματα (4-5m) με κατάλληλους πασσάλους οι οποίοι θα εμπεύγονται στον πυθμένα σε βάθος ενός περίπου μέτρου και εγκυβωτισμός του σωλήνα με σκυρόδεμα.
- 3 Το παράκτιο υποθαλάσσιο τμήμα του καλωδίου θα έχει μήκος 415m, ξεκινά από το πέρας του δεύτερου τμήματος και φτάνει μέχρι βάθος 20m, όπου εκτιμάται, ότι η επίδραση της παράκτιας δυναμικής είναι αμελητέα για την ασφάλεια του καλωδίου. Για το τμήμα αυτό του καλωδίου προβλέπεται μόνο πάκτωσή του ανά τακτά διαστήματα με πασσάλους, οι οποίοι φέρουν στο επάνω τους μέρος κατάλληλο δακτύλιο από τον οποίο θα διέρχεται το καλώδιο.



Εικόνα 4.36: Η πόντιση του ηλεκτροοπτικού καλωδίου σε εξέλιξη. Όλα τα συστήματα εντοπισμού που διαθέτει το καλωδιακό πλοίο είναι σε λειτουργία για τον προσδιορισμό της προκαθορισμένης διαδρομής του καλωδίου. Τα συστήματα καταγραφής της μορφολογίας του πυθμένα είναι επίσης σε λειτουργία για να αποφευχθούν επικίνδυνα σημεία που δεν έχουν εντοπιστεί εξαρχής.

4 Το πελάγιο τμήμα του καλωδίου συνολικού μήκους 30km, που φτάνει μέχρι το σημείο εγκατάστασης του τηλεσκοπίου, δεν θα προστατευθεί περαιτέρω της δικής του θωράκισης.

Στην εικόνα 4.36 παρουσιάζεται σχηματικά η διαδικασία που σχεδιάζεται να ακολουθηθεί για την πόντιση του ηλεκτροοπτικού καλωδίου, ενώ στην εικόνα 4.37 παρουσιάζεται η προτεινόμενη διαδρομή που θα ακολουθήσει το καλώδιο από το σταθμό ξηράς μέχρι τον ανιχνευτή. Η πόντιση θα ξεκινήσει με την προσαιγιάλωση του καλωδίου με τις απαραίτητες διαδικασίες για την προφύλαξη του καλωδίου. Το καλωδιακό πλοίο, που φέρει το καλώδιο, αρχίζει να το ποντίζει ακολουθώντας τη διαδρομή που έχει χαραχθεί με βάση τη μελέτη του πυθμένα. Ο εντοπισμός των προκαθορισμένων θέσεων πραγματοποιείται με τη χρήση differential GPS σε διαρκή επικοινωνία με το σταθμό ξηράς που αποτελεί το σημείο αναφοράς.



Εικόνα 4.37: Η προτεινόμενη διαδρομή του καλωδίου από την ακτή της Μεθώνης μέχρι το σημείο πόντισης στα 3800m [159]. Το συνολικό μήκος της διαδρομής φτάνει τα 27km. Ο σχεδιασμός έχει πραγματοποιηθεί με βάση τη μελέτη της μορφολογίας του πυθμένα της πελάγιας ζώνης [158] και της επιπρόσθετης μελέτης της περιοχής κοντά στην ακτή, μέχρι βάθους 100m [159].

Ο πλωτός γερανός που θα χρησιμοποιηθεί για την πόντιση του ανιχνευτή αναμένει την άφιξη του καλωδιακού πλοίου στο σημείο της πόντισης. Η άκρη του καλωδίου συνδέεται με το junction box που θα βρίσκεται στο κάτω μέρος του ανιχνευτή. Αφού πραγματοποιηθεί η σύνδεση του καλωδίου με τον ανιχνευτή ξεκινάει η πόντιση του ανιχνευτή. Η διαδικασία της πόντισης του ανιχνευτή παρουσιάζεται στην επόμενη παράγραφο.

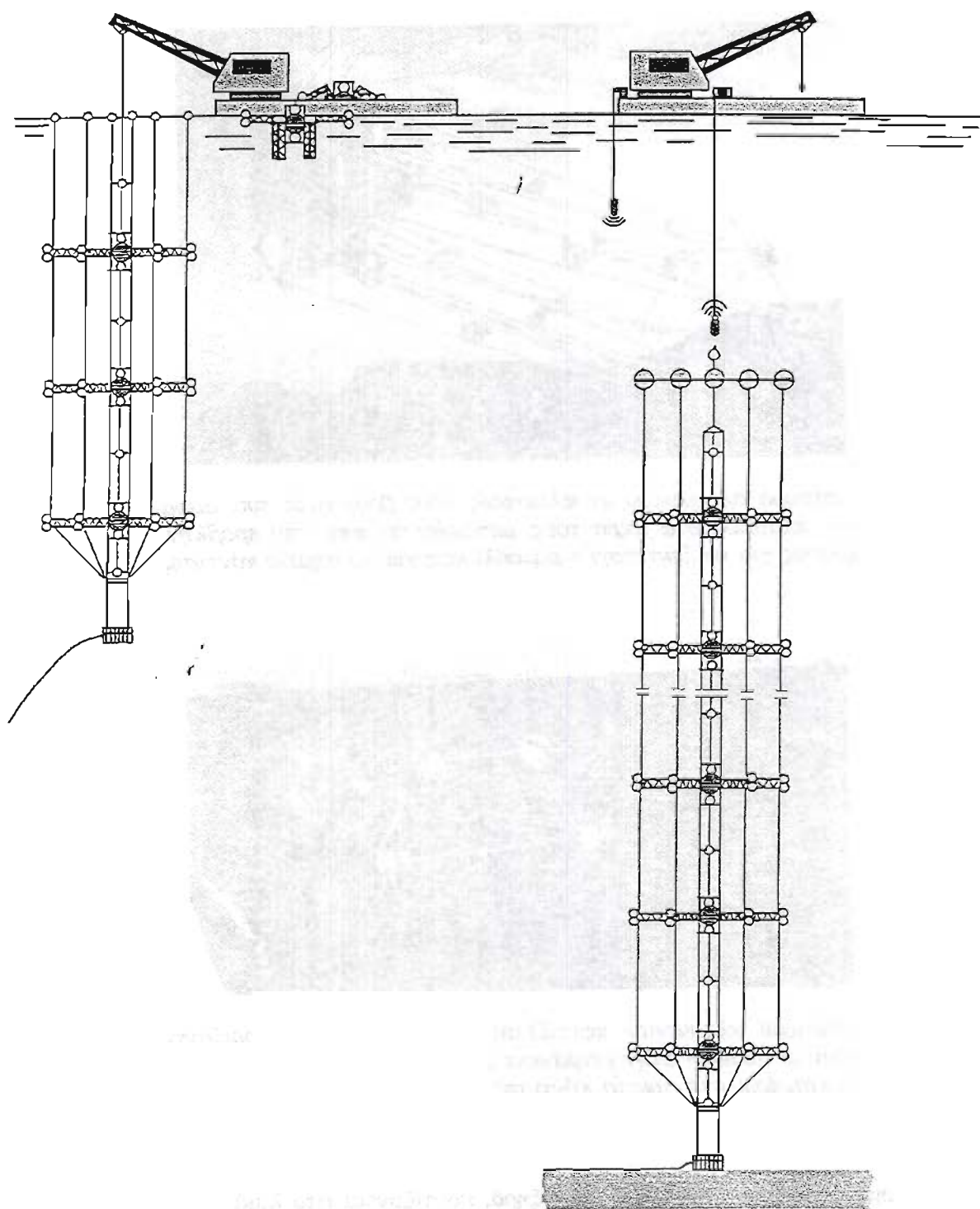
4.7.2 Πόντιση του ανιχνευτή

Τα πατώματα του ανιχνευτή μεταφέρονται στη θέση πόντισης επάνω σε πλατφόρμα. Καθώς οι βραχίονές τους έχουν τη δυνατότητα να διπλώνουν στα τρία, είναι εφικτή η μεταφορά όλων των πατωμάτων σε μια μεγάλη πλατφόρμα. Το κάθε πάτωμα έχει συναρμολογηθεί στην ξηρά. Τα Οπτικά Στοιχεία προστατεύονται από το φως του Ήλιου, κατά τη διάρκεια της συναρμολόγησης και της μεταφοράς, με μαύρα καλύμματα. Αφού το ηλεκτροοπτικό καλώδιο προσαρμολογείται στο junction box, πραγματοποιούνται οι συνδέσεις, ηλεκτρική και οπτική, του χαμηλότερου πατώματος του ανιχνευτή με το junction box. Από το junction box ξεκινούν τα ηλεκτροοπτικά καλώδια για την τροφοδοσία/επικοινωνία με τα πατώματα του ανιχνευτή ενώ το κάθε πάτωμα συνδέεται με το αμέσως επόμενο (βλέπε παράγραφο "Η συλλογή και η μετάδοση των δεδομένων"). Έτσι ενώ το junction box αρχίζει να ποντίζεται και το χαμηλότερο πάτωμα του ανιχνευτή ακολουθεί, τα άκρα των καλωδίων για τη σύνδεση των επόμενων πατωμάτων μένουν στην επιφάνεια. Τα καλώδια εξαρτώνται με μεγάλη προσοχή επάνω στα σχοινιά εξάρτησης του συστήματος με τέτοιο τρόπο ώστε να προφυλάσσονται από μεγάλες τάσεις αλλά και από τη στρέψη του συστήματος. Οι βραχίονες του πρώτου πατώματος ελευθερώνονται και ανοίγουν και οι δύτες τους ασφαλίζουν στην οριζόντια θέση. Λίγο πριν το πρώτο πάτωμα αρχίσει να βυθίζεται στο νερό οι δύτες αφαιρούν τα καλύμματα από τους φωτοπολλαπλασιαστές. Αφού το πρώτο πάτωμα φτάσει σε βάθος περίπου 20m, πραγματοποιούνται οι συνδέσεις του δεύτερου πατώματος με το junction box και το πρώτο πάτωμα. Τα σχοινιά σύνδεσης που ξεκινούν από το πρώτο πάτωμα συνδέονται με το δεύτερο. Όπως φαίνεται στην εικόνα 4.38, όπου παρουσιάζουμε μια σχηματική αναπαράσταση της πόντισης του ανιχνευτή, από το κάθε πάτωμα που βρίσκεται μερικά μέτρα κάτω από την επιφάνεια του νερού ξεκινούν 10 σχοινιά (6 από τα άκρα των βραχιόνων, 4 από το κεντρικό τμήμα), τα άνω άκρα των οποίων επιπλέουν με τη βοήθεια πλωτήρων. Τα σχοινιά αυτά συνδέονται στα αντίστοιχα σημεία στήριξης του επόμενου πατώματος. Οι βραχίονες του κάθε πατώματος χαρακτηρίζονται με ένα νούμερο. Θα πρέπει να συνδεθούν οι αντίστοιχοι βραχίονες των πατωμάτων μεταξύ τους έτσι ώστε να είναι γνωστή η σχετική θέση των φωτοπολλαπλασιαστών διαφορετικών πατωμάτων, πληροφορία απαραίτητη για την επιτυχή ανακατασκευή των τροχιών των μιονίων. Με τον ίδιο τρόπο συνεχίζεται και η πόντιση των υπολοίπων πατωμάτων του ανιχνευτή.

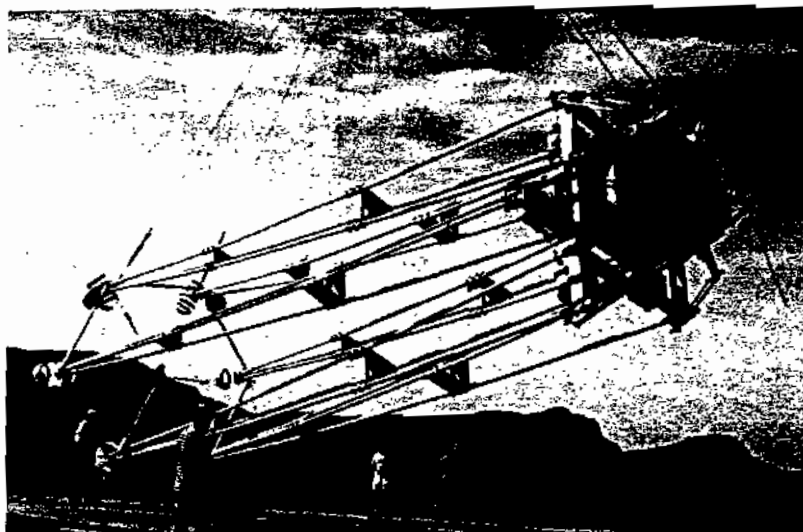
Στο χαμηλότερο μέρος του συστήματος είναι εξαρτημένη η άγκυρα, βάρους περίπου 2tons και αμέσως ψηλότερα το σύστημα του ακουστικού απελευθερωτή, για περίπτωση έκτακτης ανάγκης. Στην κορυφή του συστήματος τοποθετούνται μεγάλοι πλωτήρες. Με τον τρόπο αυτό αυξάνει η άνωση του συστήματος και ο ανιχνευτής διατηρεί τον άξονά του κατακόρυφο. Όταν ολοκληρωθεί η συναρμολόγηση του ανιχνευτή και ολόκληρο το σύστημα βρίσκεται σε βάθος μερικών μέτρων κάτω από την επιφάνεια, στο κεντρικό σχοινί εξάρτησης συνδέεται ακουστικός απελευθερωτής και το σύστημα εξαρτάται πλέον από το βίντζι του σκάφους. Με τον τρόπο αυτό το σύστημα θα φτάσει στον πυθμένα στην καθορισμένη θέση. Όταν η άγκυρα βρίσκεται πολύ κοντά στον πυθμένα, το σύστημα ελευθερώνεται από το σχοινί εξάρτησης και "κάθεται" στον πυθμένα της θάλασσας (εικόνα 4.38).

Η πόντιση πραγματοποιείται με ταχύτητα που δεν υπερβαίνει τα 20-30cm/s για να αποφευχθεί επιπρόσθετη μηχανική καταπόνηση του συστήματος.

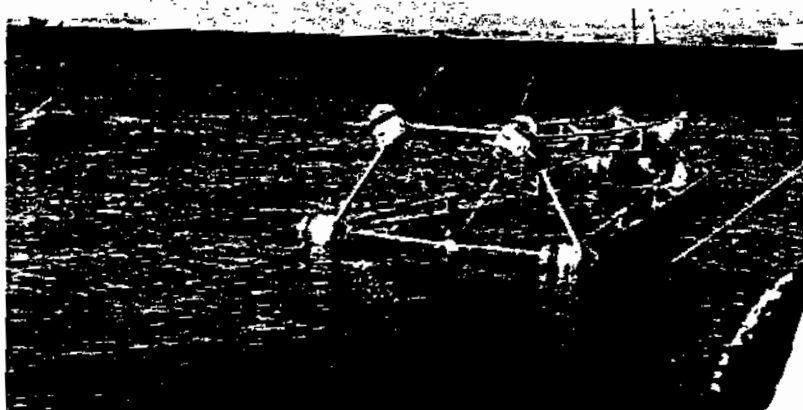
Όπως προαναφέρθηκε, εξαιτίας της καθυστέρησης που παρουσιάζεται στην παράδοση των πατωμάτων τιτανίου, προσανατολιζόμαστε, στο πρώτο τουλάχιστον στάδιο της εγκατάστασης του τηλεσκοπίου, στη χρήση πατωμάτων από αλουμίνιο τα οποία έχουν δοκιμαστεί τα τελευταία δύο χρόνια δίνοντας ικανοποιητικά αποτελέσματα. Για την πόντιση των πατωμάτων αλουμινίου θα πρέπει να ακολουθηθεί διαφορετική διαδικασία για τη μεταφορά τους στο σημείο πόντισης καθώς το μεγάλο τους μέγεθος καθιστά πολύ δύσκολη τη μεταφορά τους επάνω σε πλατφόρμα. Έτσι μελετήθηκε η περίπτωση της ρυμούλκησης τους στο σημείο πόντισης.



Εικόνα 4.38: Σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας πόντισης του ανιχνευτή. Η συναρμολόγηση του τηλεσκοπίου λαμβάνει χώρα στην επιφάνεια της θάλασσας με τη βοήθεια του πλωτού γερανού. Αρχικά ποντίζονται τα πατώματα του ανιχνευτή και συνδέονται μεταξύ τους. Όταν ολοκληρωθεί η σύνδεση των πατωμάτων, μια σειρά από μεγάλους πλωτήρες τοποθετείται στην κορυφή του συστήματος για να διατηρείται σε κατακόρυφη θέση. Υπό το βάρος της άγκυρας το σύστημα κατεβαίνει αργά εξαρτημένο από το βίντζι του πλοίου. Μόλις προσεγγίσει τον πυθμένα ο ακουστικός απελευθερωτής που βρίσκεται στην κορυφή ελευθερώνει το τηλεσκόπιο το οποίο θα καθίσει στον πυθμένα της θάλασσας στην προκαθορισμένη θέση.



Εικόνα 4.39: Το πάτωμα αλουμινίου με κλειστούς τους βραχίονές του, ασφαλισμένους με τη βοήθεια εξαγωνικού πλαισίου στα άκρα τους, μεταφέρεται από την προβλήτα πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας για να ξεκινήσει η ρυμούλκηση για το σημείο πόντισης



Εικόνα 4.40: Το πάτωμα αλουμινίου ποντίζεται με τον άξονά του οριζόντιο. Οι πρόσθετοι πλωτήρες συγκρατούν το πάτωμα στην επιφάνεια. Στη συνέχεια το πάτωμα θα εξαρτηθεί από το σκάφος που θα το μεταφέρει στο σημείο πόντισης. Η ταχύτητα ρυμούλκησης μπορεί να φτάσει τα 5miles/hr.

Τα πατώματα συναρμολογούνται στην ξηρά, ποντίζονται στο λιμάνι, όπως περιγράψαμε στην παράγραφο “Το μηχανικό μέρος του ανιχνευτή” και στη συνέχεια ρυμουλκούνται στη θέση πόντισης. Η διαδικασία αυτή ακολουθήθηκε κατά την πόντιση του ανιχνευτή δύο πατωμάτων (βλέπε κεφάλαιο “Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων”) με επιτυχία. Η ταχύτητα με την οποία μεταφέρθηκαν τα πατώματα στο σημείο πόντισης ήταν περίπου 1mile/hr. Το Σεπτέμβριο του 1997 δοκιμάστηκε ένας διαφορετικός τρόπος μεταφοράς των πατωμάτων. Το πάτωμα ασφαλίσει με τους βραχίονές του κλειστούς (εικόνα 4.39) και ποντίζεται στη θάλασσα κλειστό με τον άξονά του οριζόντιο (εικόνα 4.40). Με τον τρόπο αυτό η ταχύτητα ρυμούλκησης μπορεί να φτάσει τα 5miles/hr.

4.8 Σταθμός ξηράς

Στην παράγραφο αυτή θα αναφερθούμε στο κέντρο ελέγχου του ανιχνευτή που θα βρίσκεται στην ξηρά αλλά και στο δοκιμαστικό σταθμό ελέγχου που πρόκειται να εγκατασταθεί στον Κόλπο του Ναυαρίνου για το συστηματικό έλεγχο των τμημάτων του τηλεσκοπίου που πρόκειται να ποντιστούν.

4.8.1 Σταθμός ξηράς

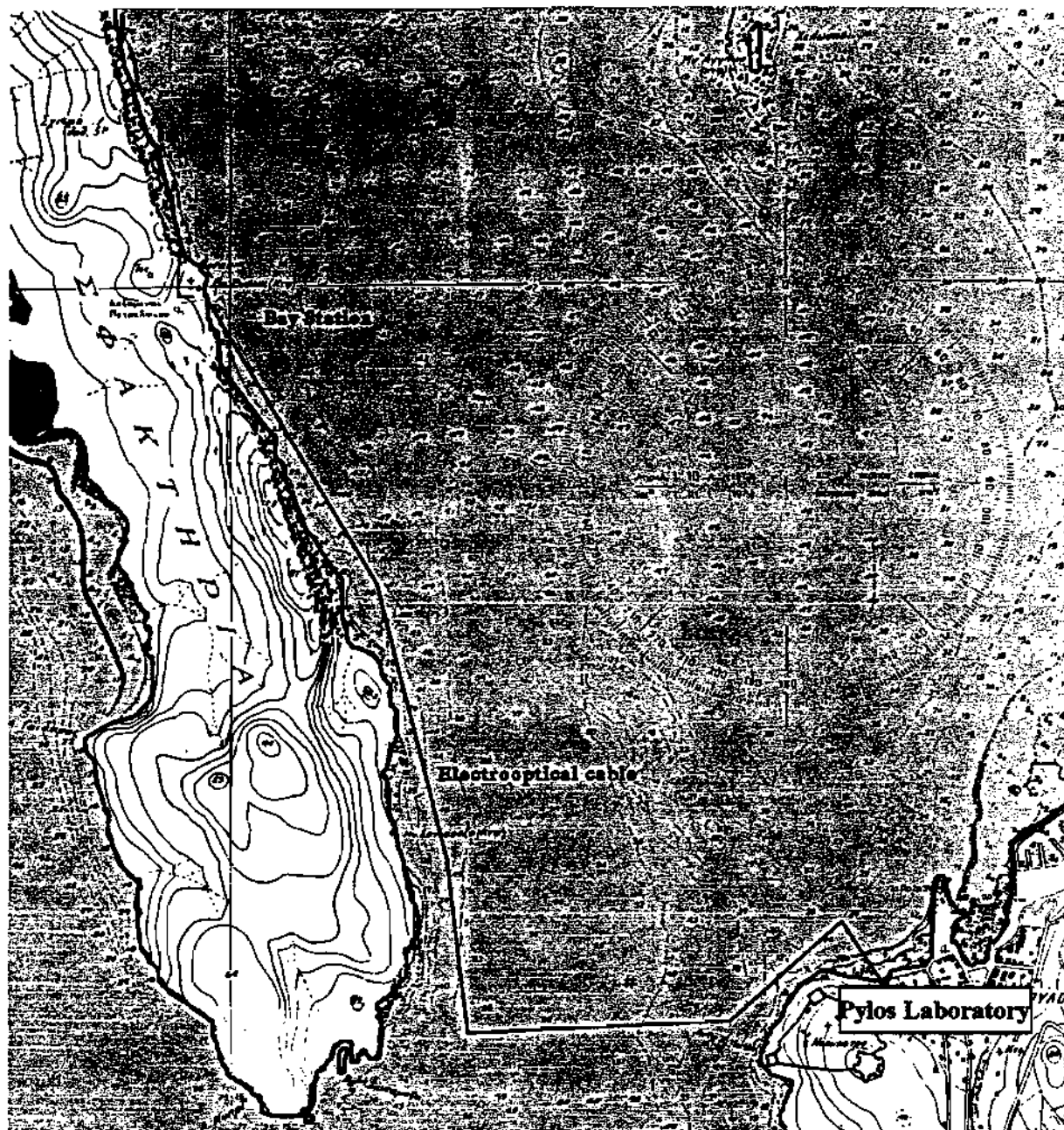
Ο σταθμός ξηράς θα εγκατασταθεί στο Μετεωρολογικό Σταθμό Μεθώνης. Η γεωγραφική του θέση, 36°49.6'N, 21°42.3'E, αποτελεί σημείο αναφοράς για όλες τις βυθομετρικές μετρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί στην περιοχή. Στα πλαίσια εγκατάστασης και λειτουργίας του τηλεσκοπίου, στο σταθμό ξηράς θα λαμβάνουν χώρα οι παρακάτω διαδικασίες:

- ✓ καταλήγει το καλώδιο τροφοδοσίας και επικοινωνίας του ανιχνευτή.
- ✓ δημιουργείται η απαιτούμενη υψηλή τάση (dc) για την τροφοδοσία του ανιχνευτή.
- ✓ είναι εγκατεστημένο το σύστημα οπτικής σύνδεσης (optical link) με τον ανιχνευτή που περιλαμβάνει και τους πομπούς/δέκτες laser και τις συσκευές WDM για να συνδυάζουν/διαχωρίζουν τις συχνότητες του φωτός laser (βλέπε παράγραφο “Σύστημα μετάδοσης των δεδομένων”).
- ✓ πραγματοποιείται ο έλεγχος των παραμέτρων του συστήματος ώστε να εξασφαλίζεται η σωστή λειτουργία του ανιχνευτή, ο έλεγχος του συστήματος βαθμονόμησης και ο έλεγχος των περιβαλλοντολογικών παραμέτρων (βλέπε παράγραφο “Σύστημα ελέγχου της λειτουργίας του ανιχνευτή”).
- ✓ είναι εγκατεστημένο το σύστημα λήψης των δεδομένων (βλέπε παράγραφο “Σύστημα μετάδοσης των δεδομένων”).
- ✓ πραγματοποιείται το πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού (βλέπε παράγραφο “Αρχιτεκτονική του συστήματος επιλογής των δεδομένων”).
- ✓ προωθούνται τα γεγονότα που περνούν επιτυχώς το πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού στο εργαστήριο της Πύλου όπου λαμβάνει χώρα το δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού και η ανάλυση των δεδομένων.

Η επικοινωνία του σταθμού ξηράς με το εργαστήριο θα πραγματοποιείται μέσω δικτύου στο οποίο θα είναι συνδεδεμένοι οι υπολογιστές που θα πραγματοποιούν τις παραπάνω εργασίες και ο κεντρικός ηλεκτρονικός υπολογιστής, ο οποίος θα ελέγχει τη λειτουργία τους και θα είναι εγκατεστημένος στο εργαστήριο της Πύλου.

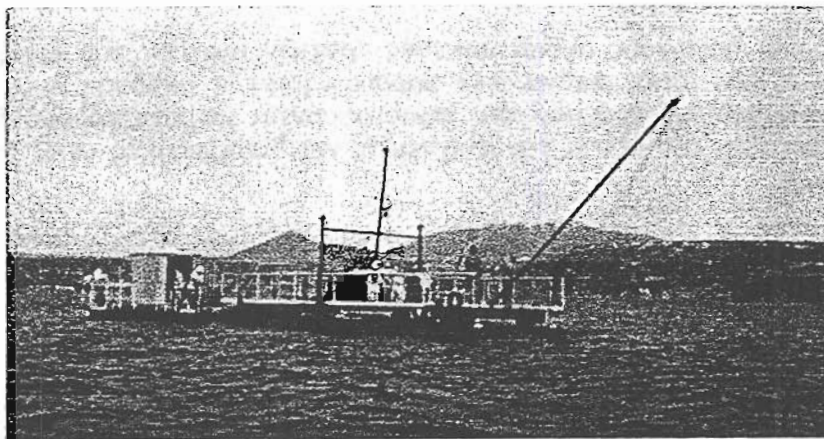
4.8.2 Σταθμός ελέγχου στον Κόλπο του Ναυαρίνου (Bay Station)

Μέσα στον καλά προστατευμένο από τον καιρό, Κόλπο του Ναυαρίνου, πρόκειται να εγκατασταθεί ένας σταθμός ελέγχου, στη θέση που φαίνεται στην εικόνα 4.41.



Εικόνα 4.41: Ο σταθμός ελέγχου θα βρίσκεται στην θέση που σημειώνεται στο χάρτη και θα επικοινωνεί με το εργαστήριο μέσω ενός ηλεκτροοπτικού καλωδίου. Στο σταθμό αυτό θα πραγματοποιείται η τελική δοκιμή κάθε πατώματος του τηλεσκοπίου πριν ποντιστεί. Το βάθος της θάλασσας στο σημείο φτάνει τα 50m.

Ο σταθμός ελέγχου αποτελείται από το ηλεκτροοπτικό καλώδιο που συνδέει το υπό δοκιμή σύστημα με το εργαστήριο στην ξηρά, τις απαραίτητες ηλεκτρονικές μονάδες για την τροφοδοσία και την επικοινωνία με το σύστημα και το μηχανικό σύστημα για την πόντιση και την ανέλκυσή του σε βάθος περίπου 50m. Το μηχανικό σύστημα που έχει μέχρι σήμερα χρησιμοποιηθεί είναι μια πλατφόρμα, η οποία φέρει βίντζι και γεννήτρια για την πραγματοποίηση της πόντισης και της ανέλκυσης του συστήματος (εικόνα 4.42). Με τον τρόπο αυτό το καλοκαίρι του 1996 πραγματοποιήθηκε δοκιμαστική πόντιση των δύο πατωμάτων αλουμινίου σε βάθος 50m.



Εικόνα 4.42: Ο σταθμός του Κόλπου του Ναυαρίνου στα πλαίσια των μηχανικών δοκιμών που πραγματοποιήθηκαν τον Αύγουστο του 1996. Ο σταθμός διαθέτει γεννήτρια ρεύματος, βίντζι καθώς και υποβρύχια κάμερα για την παρακολούθηση του υπό δοκιμή συστήματος. Με την πόντιση του ηλεκτροοπτικού καλωδίου που θα συνδέει το σταθμό με το εργαστήριο της Πύλου θα είναι δυνατός και ο ηλεκτρονικός έλεγχος των πατώματων του ανιχνευτή. Όλα τα πατώματα του ανιχνευτή, πριν ποντιστούν, θα δοκιμάζονται στο σταθμό του Κόλπου του Ναυαρίνου.

Με την πόντιση του ηλεκτροοπτικού καλωδίου, η οποία προβλέπεται να πραγματοποιηθεί εντός του έτους 1998, ο σταθμός θα ξεκινήσει τη λειτουργία του σε μόνιμη βάση. Οι βασικές λειτουργίες που θα λαμβάνουν χώρα στο σταθμό του Κόλπου του Ναυαρίνου είναι οι ακόλουθες:

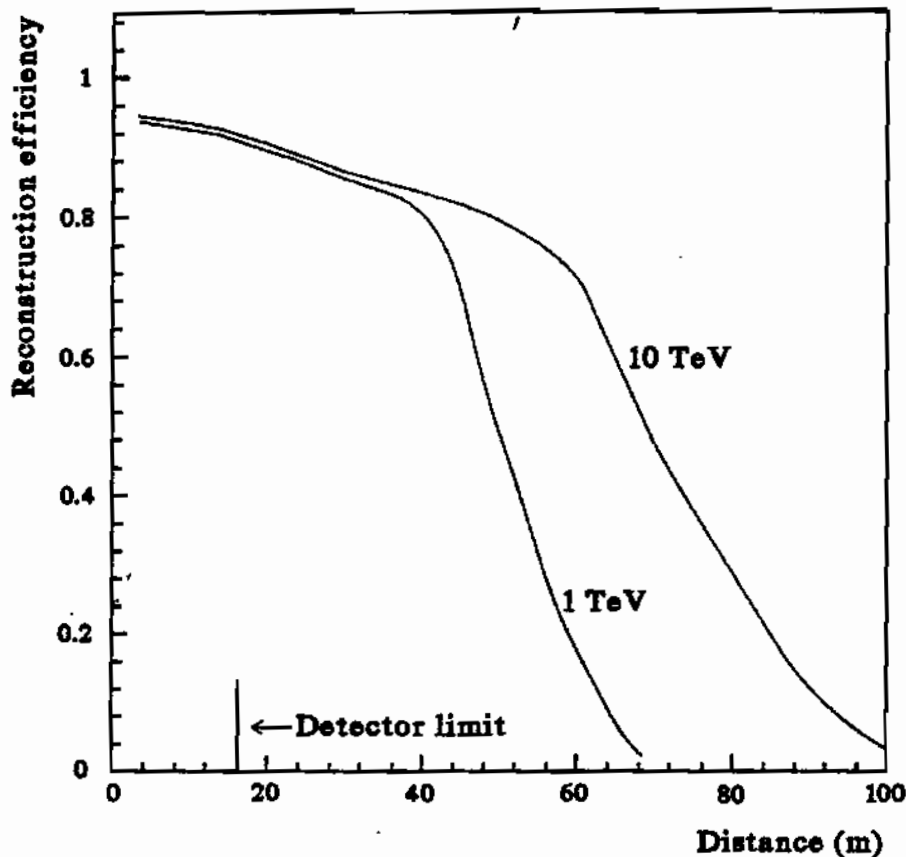
- ✓ Έλεγχος του συστήματος μετάδοσης και λήψης δεδομένων σε πραγματικές συνθήκες για μεγάλο χρονικό διάστημα.
- ✓ Ηλεκτρονικός έλεγχος του κάθε πατώματος του ανιχνευτή πριν από την πόντισή του.
- ✓ Μηχανικός έλεγχος του κάθε πατώματος του ανιχνευτή πριν από την πόντισή του.
- ✓ Έλεγχος ηλεκτρονικός ή μηχανικός και μελέτη κάθε πρόσθετης συσκευής που πρόκειται να ποντιστεί μαζί με το τηλεσκόπιο.

Σημειώνουμε, ότι τα Οπτικά Στοιχεία του κάθε πατώματος θα τροφοδοτούνται κανονικά κατά τη διάρκεια της δοκιμής, αλλά θα είναι καλυμμένα με ειδικές μαύρες θήκες ώστε να μην εκτεθούν στο Ηλιακό φως που φτάνει στα 50m.

4.9 Το πρόγραμμα Φυσικής

Το μέγεθος της ευαίσθητης επιφάνειας ενός ανιχνευτή αποτελεί βασικό παράγοντα της διαμόρφωσης της ανιχνευτικής του ικανότητας. Η σταδιακή επέκταση του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ θα οδηγήσει σε αύξηση της ανιχνευτικής αλλά και της διακριτικής του ικανότητας. Ο κύριος στόχος της ερευνητικής ομάδας, σε πρώτη φάση, είναι η εγκατάσταση ενός πύργου του τηλεσκοπίου. Η εγκατάσταση 6 πύργων, σε δεύτερη φάση, περιφερειακά του πρώτου για τη διαμόρφωση ενός πολύ μεγαλύτερου ανιχνευτή του οποίου η ευαίσθητη επιφάνεια θα φτάνει το 0.1km^2 , θα οδηγήσει στον εντοπισμό σημειακών πηγών νετρίνων, με διακριτική ικανότητα μικρότερη της 1° [140]. Βασική παράμετρο για την επέκταση του ανιχνευτή αποτελεί η

ικανότητα ανίχνευσης και επιτυχούς ανακατασκευής τροχιών μιονίων που διέρχονται εκτός των γεωμετρικών του ορίων. Στην εικόνα 4.43 παρουσιάζεται η απόδοση ενός πύργου του τηλεσκοπίου στην ανακατασκευή τροχιών που δημιουργούνται με κατακόρυφη διεύθυνση σε διαφορετικές αποστάσεις από τον άξονα του ανιχνευτή, για διαφορετικές τιμές της ενέργειας των διερχομένων μιονίων.



Εικόνα 4.43: Η ικανότητα ανακατασκευής τροχιών μιονίων που διέρχονται εκτός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή αποτελεί καθοριστικό παράγοντα της μελλοντικής επέκτασης του τηλεσκοπίου. Στην εικόνα παρουσιάζεται η ικανότητα ανακατασκευής κατακόρυφων τροχιών (με ακρίβεια 5°) για ενέργειες 1TeV και 10TeV, συναρτήσει της απόστασής τους από τον άξονα του ανιχνευτή [140]

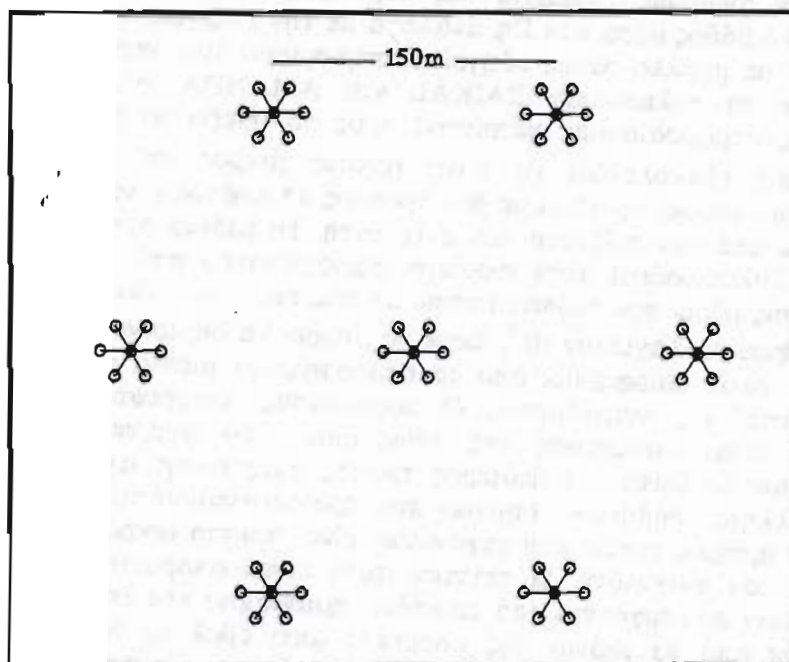
Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ, στην πρώτη φάση της λειτουργίας του, θα είναι σε θέση να ανιχνεύσει νετρίνα από διάφορες πηγές, με ενέργειες μεγαλύτερες από 10GeV. Η ευαίσθητη επιφάνειά του, για δεδομένη γεωμετρία, είναι συνάρτηση της ενέργειας των παραγομένων μιονίων αλλά και της επιδιωκόμενης διακριτικής ικανότητας. Το σύστημα συλλογής των δεδομένων του τηλεσκοπίου παρέχει τη δυνατότητα ρύθμισης του κατωφλίου των φωτοπολλαπλασιαστών ανάλογα με την περίπτωση ώστε να είναι δυνατή η επιλογή γεγονότων ανάλογα με την ενέργειά τους.

4.9.1 Ανίχνευση νετρίνων από εξωγήινες πηγές

Η κύρια πηγή νετρίνων, εξωγήινης προέλευσης, είναι το διάχυτο υπόβαθρο που δημιουργούν ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες (AGN). Η διάχυτη ροή νετρίνων είναι αποτέλεσμα της συνολικής εκπομπής όλων των AGN που κατανέμονται ομοιόμορφα σε όλο τον ουρανό. Η

αναμενόμενη ροή νετρίνων από αυτές τις πηγές περιγράφεται από διάφορα θεωρητικά μοντέλα (βλέπε κεφάλαιο “Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών”). Σε κάθε περίπτωση η ανίχνευση των γεγονότων αυτών μπορεί να πραγματοποιηθεί μόνο σε πολύ υψηλές ενέργειες ($\geq 10 \text{ TeV}$) αφού για χαμηλότερες ενέργειες το υπόβαθρο εξαιτίας των ατμοσφαιρικών νετρίνων είναι πολύ ισχυρό και δεν επιτρέπει τη διάκρισή τους. Η τοποθέτηση των μισών φωτοπολλαπλασιαστών του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ προσανατολισμένων προς τα επάνω, παρέχει τη δυνατότητα ανίχνευσης νετρίνων με εξαιρετικά μεγάλες ενέργειες ($\geq 1 \text{ PeV}$) για τα οποία η Γη γίνεται πλέον αδιαφανής καθώς η ενεργός διατομή των αλληλεπιδράσεων των νετρίνων με την ύλη αυξάνεται σημαντικά περιορίζοντας το μήκος αλληλεπίδρασης. Για την ανίχνευση των νετρίνων αυτών δεν απαιτείται αυξημένη διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή. Η ανίχνευσή τους μπορεί να πραγματοποιηθεί είτε μέσω μιονίων πολύ υψηλών ενεργειών, τα οποία μπορεί να προέρχονται από όλες τις διευθύνσεις, είτε με την ανίχνευση ισχυρότατων ηλεκτρομαγνητικών και αδρονικών καταιονισμών που αναπτύσσονται κατά την αλληλεπίδραση των νετρίνων με την ύλη.

Στο κεφάλαιο “Ανίχνευση νετρίνων από AGN με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ” παρουσιάζεται ο υπολογισμός του αναμενόμενου αριθμού ανερχομένων μιονίων από τη διάχυτη ροή νετρίνων από AGN, σε ένα χρόνο λειτουργίας του ανιχνευτή.



Εικόνα 4.44: Για τη δεύτερη φάση λειτουργίας του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ προβλέπεται η εγκατάσταση 6 πύργων περιφερειακά του πρώτου σε απόσταση 100-150m, ώστε τα υψηλοενεργειακά μίονια που θα διέρχονται μεταξύ τους να ανακατασκευάζονται επιτυχώς (βλέπε εικόνα 4.43). Η ευαίσθητη επιφάνεια της ανιχνευτικής διάταξης που φαίνεται στην εικόνα φτάνει τα 100000 m^2 για μίονια ενέργειας 10 TeV και διακριτική ικανότητα ως προς τον προσδιορισμό της τροχιάς τους 1° .

Στη δεύτερη φάση της λειτουργίας του το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ (εικόνα 4.44), με ευαίσθητη περιοχή της τάξεως του 0.1 km^2 , για ενέργειες της τάξεως του 1 TeV , θα επιτυγχάνει ανίχνευση μιονίων, με διακριτική ικανότητα μικρότερη της 1° στον προσδιορισμό της τροχιάς τους, καθιστώντας δυνατό τον εντοπισμό σημειακών πηγών νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών στον ουρανό [140], [4].

Χρησιμοποιώντας μια εντελώς διαφορετική μέθοδο ανίχνευσης των ισχυρότατων ηλεκτρομαγνητικών και αδρονικών καταιονισμών που προκαλούνται κυρίως από την αλληλεπίδραση αντινετρίνου ηλεκτρονίου με ηλεκτρόνιο ($\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^-$, Glashow resonance) για ενέργειες μεγαλύτερες των 5PeV, οι Ρώσοι συνεργάτες προτείνουν την κατασκευή ενός ακουστικού τηλεσκοπίου νετρίνων, SADCO, Sea Acoustic Detector of Cosmic Objects, ικανού να ανιχνεύσει έναν διπολικό ακουστικό παλμό που παράγεται από τη διαστολή του νερού εξαιτίας της εξαιρετικά εντοπισμένης παραγωγής θερμότητας από την εναπόθεση ενέργειας κατά την αλληλεπίδραση.

4.9.2 Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων

Στο φάσμα των ενεργειών μεταξύ 10GeV (ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή³⁸) και 10TeV τα νετρίνα προερχόμενα από αλληλεπίδραση κοσμικών ακτίνων στην ατμόσφαιρα υπερτερούν σημαντικά των νετρίνων από άλλες πηγές. Στην ενεργειακή αυτή περιοχή το μεγαλύτερο πρόβλημα θορύβου που έχουν να αντιμετωπίσουν τα τηλεσκόπια νετρίνων είναι το ισχυρό υπόβαθρο εξαιτίας των μιονίων που επίσης παράγονται κατά την αλληλεπίδραση των κοσμικών ακτίνων στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας και έχουν τη δυνατότητα να φτάσουν σε πολύ μεγάλο βάθος μέσα στη Γη, ανάλογα με την ενέργειά τους. Η τοποθέτηση του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ σε μεγάλο βάθος οδηγεί σε περιορισμό του υποβάθρου κατά 70 φορές περίπου, σε σχέση με τα τηλεσκόπια BAIKAL και AMANDA, αλλά ο λόγος σήματος (αναμενόμενος αριθμός ατμοσφαιρικών νετρίνων) προς το υπόβαθρο (αναμενόμενος αριθμός ατμοσφαιρικών μιονίων) εξακολουθεί να είναι αρκετά μικρός ($\approx 10^{-5}$). Η ανίχνευση των ατμοσφαιρικών νετρίνων μπορεί να γίνει με δύο τρόπους. Ο πρώτος είναι η ανίχνευση μιονίων που προέρχονται κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή. Τα μίονια αυτά θα προέρχονται από νετρίνα που έχουν αλληλεπιδράσει στην ευρύτερη περιοχή κάτω από τον ανιχνευτή. Για την επίτευξη της ανίχνευσης μέσω του τρόπου αυτού, απαιτείται ο ανιχνευτής να έχει παράγοντα απόρριψης του υποβάθρου τουλάχιστον 10^{-5} , ώστε να μπορεί να διακρίνει τα πραγματικά μίονια που έρχονται από το κάτω ημισφαίριο, από τα ατμοσφαιρικά μίονια των οποίων οι τροχιές έχουν ανακατασκευαστεί ως ανερχόμενες. Ο παράγοντας απόρριψης του υποβάθρου, για συγκεκριμένο βάθος, είναι συνάρτηση της γεωμετρίας του ανιχνευτή και της μεθόδου ανακατασκευής που ακολουθείται. Ο δεύτερος τρόπος ανίχνευσης ατμοσφαιρικών νετρίνων είναι ο εντοπισμός αλληλεπιδράσεων νετρίνων που πραγματοποιούνται μέσα στα γεωμετρικά όρια του ανιχνευτή. Ο αριθμός αυτών των γεγονότων είναι αρκετά μικρός καθώς εξαρτάται από το γεωμετρικό όγκο του ανιχνευτή. Η τεχνική αυτή είναι απαραίτητη για την ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων που έρχονται από το επάνω ημισφαίριο και δεν υπάρχει διαφορετικός τρόπος να διακριθούν από τα μίονια της κοσμικής ακτινοβολίας. Με τον τρόπο αυτό το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ, διαθέτοντας φωτοπολλαπλασιαστές προσανατολισμένους προς τα επάνω, θα είναι σε θέση να μελετήσει το φαινόμενο των “ταλαντώσεων των νετρίνων” χρησιμοποιώντας τα ατμοσφαιρικά νετρίνα. Έτσι αν η μετατροπή φάσης $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ δεν πραγματοποιείται, λόγω συμμετρίας ο αναμενόμενος αριθμός νετρίνων από το κάτω ημισφαίριο θα πρέπει να ισούται με τον αριθμό των νετρίνων από το επάνω ημισφαίριο. Κάθε απόκλιση από αυτή την ισότητα θα αποτελεί ένδειξη ταλαντώσεων νετρίνων μιονίου (βλέπε κεφάλαιο “Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών”). Στο κεφάλαιο “Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”, παρουσιάζεται η μέθοδος που εφαρμόζουμε για την απόρριψη των λάθος ανακατασκευασμένων ατμοσφαιρικών μιονίων και ο υπολογισμός της αναμενόμενης ροής ατμοσφαιρικών νετρίνων σε ένα χρόνο λειτουργίας του τηλεσκοπίου.

³⁸ Το ενεργειακό κατώφλι του τηλεσκοπίου δεν μπορεί να προσδιοριστεί αυστηρά. Το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή είναι χαμηλότερο εφόσον τα μίονια δημιουργούνται εντός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή. Για τα εσωτερικά γεγονότα το ενεργειακό κατώφλι είναι περίπου 5-10GeV, ενώ για τα διερχόμενα μίονια είναι περίπου 20-30GeV.

4.9.3 Ανίχνευση νετρίνων από εξαύλωση neutralinos στο κέντρο της Γης

Ενα τηλεσκόπιο νετρίνων μπορεί να ανιχνεύσει νετρίνα που προέρχονται από εξαυλώσεις neutralinos που λαμβάνουν χώρα στον πυρήνα της Γης [140]. Τα neutralinos κινούμενα με ταχύτητες μερικών εκατοντάδων km/s, χάνουν ενέργεια μέσω ελαστικής σκέδασης με την ύλη των ουρανίων σωμάτων, όπως η Γη και ο Ήλιος, καθώς τα διασχίζουν. Η ταχύτητα διαφυγής στην επιφάνεια της Γης είναι 11.2 km/s ενώ η ταχύτητα διαφυγής στην επιφάνεια του Ήλιου είναι 617.5 km/s. Οι τυπικές ταχύτητες των neutralinos είναι περίπου 200 km/s και επομένως συλλαμβάνονται από τον Ήλιο πολύ πιο εύκολα από ότι από τη Γη. Αν όμως η μάζα τους προσεγγίζει τη μάζα κάποιου από τα στοιχεία που αφθονούν στη Γη μπορούμε να υποθέσουμε, ότι αυξάνεται η πιθανότητα σύλληψής τους. Εξαιτίας της απώλειας ενέργειας, τα neutralinos συγκεντρώνονται στον πυρήνα της Γης και ανά ζεύγη εξαυλώνονται οδηγώντας τελικά σε σημαντική ροή νετρίνων υψηλών ενεργειών που χαρακτηρίζονται από την κατακόρυφη διεύθυνσή τους. Η ανίχνευση των νετρίνων αυτών που θα προέρχονται από στενή γωνιακή περιοχή γύρω από το Ναδίρ του ανιχνευτή μπορεί να πραγματοποιηθεί θέτοντας αυστηρούς περιορισμούς στον προσδιορισμό της διεύθυνσης (βλέπε κεφάλαιο “Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών”) των ανιχνευόμενων μιονίων. Ο ανιχνευτής ΝΕΣΤΩΡ, από την πρώτη φάση εγκατάστασής του (ένας πύργος), θα αποτελεί έναν ιδανικό ανιχνευτή νετρίνων από την εξαύλωση neutralinos στο κέντρο της Γης, καθώς παρουσιάζει μεγάλη ικανότητα στην ακριβή ανακατασκευή σχεδόν κατακόρυφων τροχιών. Επισημαίνουμε, ότι η πολύ μικρή ροή ατμοσφαιρικών νετρίνων στην πολύ στενή γωνιακή περιοχή γύρω από το Ναδίρ του ανιχνευτή αποτελεί σημαντικό πλεονέκτημα της μελέτης αυτής. Η αναζήτηση νετρίνων από την εξαύλωση neutralinos στο κέντρο της Γης αποτελεί αντικείμενο της [256].



Το Οπτικό Στοιχείο

[Οι σπλινθωμένες πλάκες του κορμιού του γυάλιζαν στο φως και τα λαμπερά κόκκινα φωτοηλεκτρικά κύτταρα ήταν τα μάτια του.]

“Εγώ το Ρομπότ”, Ισαάκ Ασίμοφ, 1950

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται οι διαφορετικοί τύποι Οπτικών Στοιχείων (Optical Modules, OMs) που χρησιμοποιούνται στα τηλεσκόπια νετρίνων τα οποία βρίσκονται σήμερα υπό κατασκευή. Αρχικά γίνεται παρουσίαση των Οπτικών Στοιχείων των τηλεσκοπίων DUMAND II, BAIKAL και AMANDA. Στη συνέχεια γίνεται εκτενής περιγραφή του Οπτικού Στοιχείου που χρησιμοποιείται στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ. Τέλος γίνεται παρουσίαση του πρότυπου Οπτικού Στοιχείου που σχεδιάστηκε στο LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory) στα πλαίσια της μελέτης (R&D) για την κατασκευή του km-scale ανιχνευτή νετρίνων. Σε κάθε περίπτωση οι φωτοπολλαπλασιαστές των Οπτικών Στοιχείων ενός ανιχνευτή νετρίνων πρέπει να ικανοποιούν ορισμένες προϋποθέσεις, τις οποίες παραθέτουμε συνοπτικά:

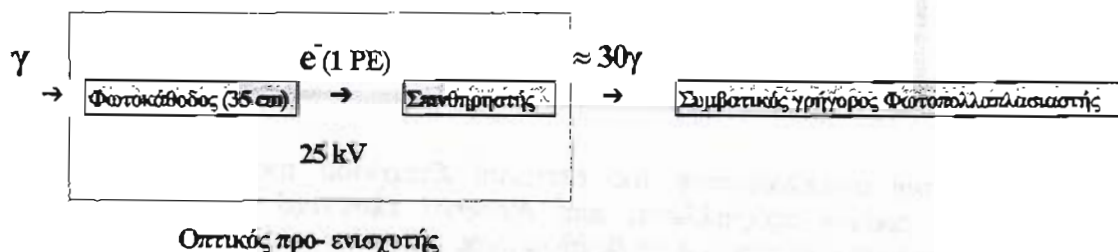
- ✓ μεγάλη επιφάνεια φωτοκαθόδου με ομοιόμορφη ευαισθησία σε όλη της την έκταση
- ✓ κατάλληλο σχήμα φωτοκαθόδου, ώστε να εξασφαλίζεται μικρή διακύμανση στους χρόνους άφιξης των φωτοηλεκτρονίων στην πρώτη δύνοδο, ανεξάρτητα από το σημείο της φωτοκαθόδου από το οποίο προέρχονται
- ✓ μέγιστη ευαισθησία στα μήκη κύματος της ακτινοβολίας Cherenkov
- ✓ καλή διακριτική ικανότητα ως προς το ύψος του παλμού (ειδικά στο επίπεδο του ενός φωτοηλεκτρονίου, αφού η συντριπτική πλειοψηφία των σημάτων που θα καταγράφουν οι φωτοπολλαπλασιαστές του τηλεσκοπίου θα είναι παλμοί που αντιστοιχούν σε ένα φωτοηλεκτρόνιο)
- ✓ καλή διακριτική ικανότητα ως προς το χρόνο καταγραφής του παλμού
- ✓ μικρή ευαισθησία στο μαγνητικό πεδίο της Γης, ώστε να μην επηρεάζεται η τροχιά των φωτοηλεκτρονίων από τη φωτοκάθοδο προς την πρώτη δύνοδο και εντός του συστήματος των δυνόδων του φωτοπολλαπλασιαστή. Ειδικά στο επίπεδο ενός φωτοηλεκτρονίου η επίδραση του μαγνητικού πεδίου μπορεί να είναι καθοριστική αν το φωτοηλεκτρόνιο δεν “συναντήσει”, λόγω απόκλισης της τροχιάς του, την πρώτη δύνοδο
- ✓ μεγάλο χρόνο ζωής (MTBF της τάξεως των δέκα χρόνων)

Ο συνδυασμός των παραπάνω χαρακτηριστικών δεν είναι εύκολο να επιτευχθεί. Το σημαντικότερο πρόβλημα είναι η απαίτηση για μεγάλη φωτοκάθοδο, γεγονός που δεν επιτρέπει την επίτευξη των καλύτερων δυνατών αποτελεσμάτων, ειδικά στην περίπτωση της επίδρασης του μαγνητικού πεδίου της Γης. Στην παρουσίαση των Οπτικών Στοιχείων θα παρακολουθήσουμε τις διαφορετικές μεθόδους που χρησιμοποιούνται ανά περίπτωση για την επίτευξη των παραπάνω απαιτήσεων. Επισημαίνουμε την ανάγκη ικανοποίησης της τελευταίας προϋπόθεσης αφού ανιχνευτές τέτοιου μεγέθους, όπως τα τηλεσκόπια νετρίνων, θα πρέπει να έχουν μεγάλο χρόνο ζωής.

5.1 Το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου DUMAND II

Ο ανιχνευτής DUMAND II χρησιμοποιεί δύο διαφορετικούς τύπους Οπτικών Στοιχείων που σχεδιάστηκαν και αναπτύχθηκαν παράλληλα στη Γερμανία (EOM, European OM) και στην Ιαπωνία (JOM, Japan OM). Φυσικά υπάρχει η δυνατότητα εναλλαγής των δύο διαφορετικών τύπων Οπτικών Στοιχείων αφού είναι συμβατά με τα υπόλοιπα τμήματα του ανιχνευτή.

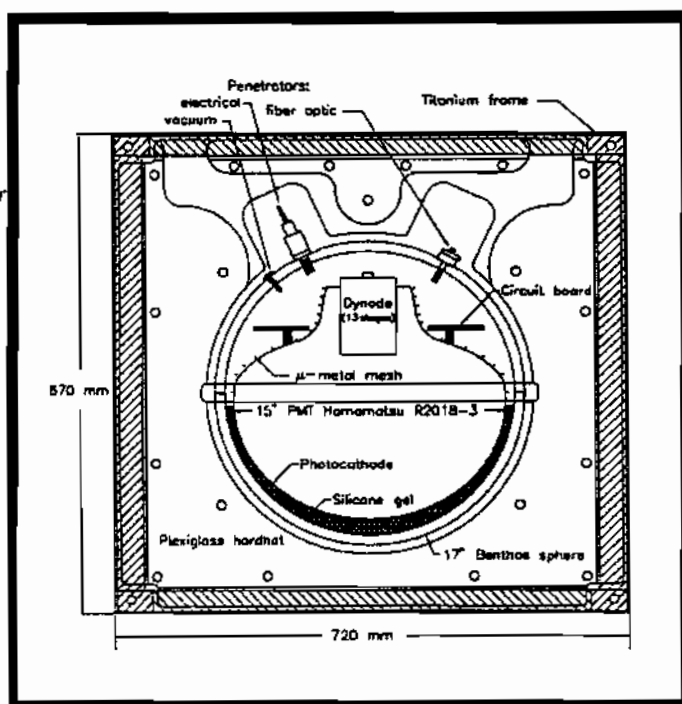
Το EOM αναπτύχθηκε με βάση το Οπτικό Στοιχείο του προγράμματος JULIA⁵⁹, χρησιμοποιώντας τον φωτοπολλαπλασιαστή XP2600 της PHILIPS και το ηλεκτρονικό σύστημα DMQT (DuMand Q-T) για πολύ γρήγορη ανάγνωση (fast read-out). Ο φωτοπολλαπλασιαστής αποτελεί ένα συνδυασμό ενός οπτικού προ-ενισχυτή με ένα μικρό (διαμέτρου 23mm) φωτοπολλαπλασιαστή, XP2982. Πιο συγκεκριμένα τα φωτοηλεκτρόνια από μια μεγάλη ημισφαιρική φωτοκάθοδο με 2π viewing angle, επιταχύνονται υπό ένα ισχυρό δυναμικό 25kV και προσπίπτουν πάνω σε έναν υψηλής απόδοσης σπινθηριστή ο οποίος βρίσκεται στο κέντρο της. Το φως από το σπινθηριστή ανιχνεύεται από το μικρό φωτοπολλαπλασιαστή. Για κάθε φωτοηλεκτρόνιο παραγόμενο στη φωτοκάθοδο ο XP2982 ανιχνεύει 30 φωτόνια. Ο συνδυασμός αυτός παρουσιάζει πολύ ικανοποιητικά χαρακτηριστικά ως προς τη διακριτική ικανότητα, ως προς το χρόνο και το ύψος του παλμού, ακόμα και για μικρό αριθμό φωτοηλεκτρονίων και για το λόγο αυτό χαρακτηρίζεται και σαν "smart" PMT. Η αρχή λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή παρουσιάζεται στην εικόνα 5.1. Η διακριτική ικανότητα ως προς το ύψος του παλμού φτάνει το 50% (FWHM) για παλμούς ενός φωτοηλεκτρονίου. Ο σπινθηριστής εκπέμπει φως ισοτροπικά και κατά συνέπεια η απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή (gain) δεν εξαρτάται από το σημείο πρόσπτωσης της ακτινοβολίας Cherenkov στη φωτοκάθοδο, με αποτέλεσμα ο φωτοπολλαπλασιαστής να παρουσιάζει ομοιόμορφη απόκριση ως προς το ύψος παλμού. Επιπλέον με τη μέθοδο αυτή δεν παρατηρείται το φαινόμενο των pre-pulses (βλέπε παράγραφο "Ο φωτοπολλαπλασιαστής R2018-03 της Hamamatsu"), το οποίο όπως θα διαπιστώσουμε οφείλεται σε κακή εστίαση των φωτοηλεκτρονίων. Εξαιτίας της πολύ μεγάλης διαφοράς δυναμικού που επιταχύνει τα ηλεκτρόνια, η απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή δεν επηρεάζεται από το μαγνητικό πεδίο της Γης και δεν επιβάλλεται η θωράκισή του. Ο μικρός φωτοπολλαπλασιαστής, XP2982, θωρακίζεται με κυλινδρικό φύλλο μ-metal. Το σύστημα DMQT [83], [170] πραγματοποιεί μια γρήγορη ολοκλήρωση στο φορτίο και δημιουργεί ένα τετραγωνικό σήμα, του οποίου η leading edge δίνει το χρόνο απόκρισης του φωτοπολλαπλασιαστή και το εύρος του είναι ανάλογο του συνολικού φορτίου (αριθμός φωτοηλεκτρονίων). Για μεγάλα ύψη παλμού το εύρος μεταβάλλεται λογαριθμικά με τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων.



Εικόνα 5.1: Η αρχή λειτουργίας του "smart" φωτοπολλαπλασιαστή XP-2600 της PHILIPS, της ανιχνευτικής μονάδας που χρησιμοποιείται στο Οπτικό Στοιχείο EOM του τηλεσκοπίου DUMAND.

⁵⁹ Joint Underwater Laboratory and Institute for Astro-particle-physics, πρόγραμμα για την κατασκευή τηλεσκοπίου νετρίνων στον Ατλαντικό Ωκεανό [83].

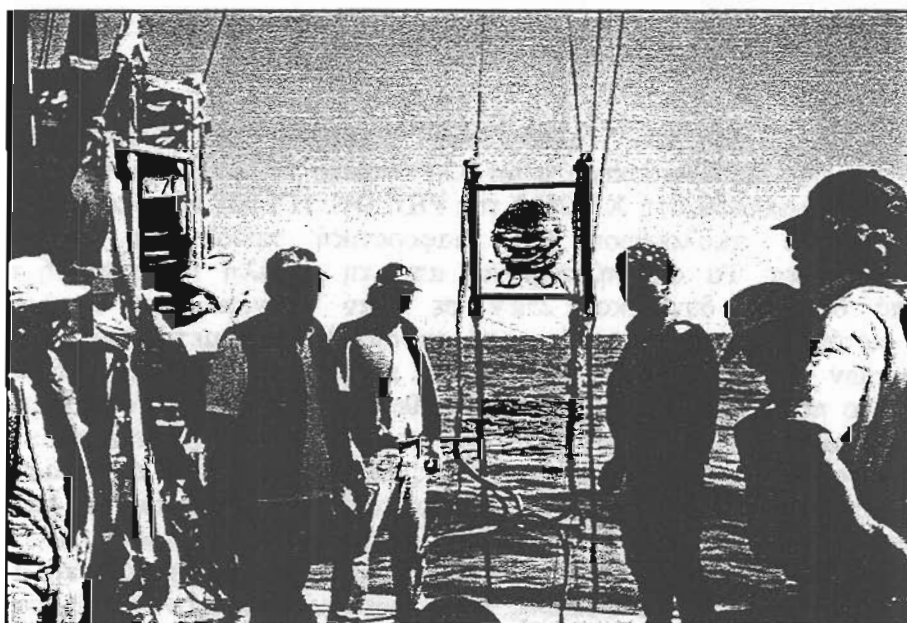
Ο φωτοπολλαπλασιαστής απαιτεί για τη λειτουργία του δύο τροφοδοσίες υψηλής τάσεως. Η πρώτη είναι καθορισμένη στα 25kV και μπορεί να ανάβει και να σβήνει διαμέσου της RCU (Remote Control Unit). Η δεύτερη μπορεί να μεταβάλλεται από 0 μέχρι 1.7kV. Τα ηλεκτρονικά μέρη του EOM τοποθετούνται περιφερειακά της βάσεως του φωτοπολλαπλασιαστή και επάνω σε δύο boards, την EOM/A, power board, που περιλαμβάνει τους DC/DC converters, το MODEM και τις μονάδες DAC και ADC, και την EOM/B, computer board, που περιλαμβάνει το γρήγορο κύκλωμα DMQT, το LED και τον RCU-computer. Το υάλινο περίβλημα κατασκευάζεται από την εταιρεία JENA και ο φωτοπολλαπλασιαστής τοποθετείται στο εσωτερικό του με τη βοήθεια οπτικού πολυμερούς σιλικόνης (Wacker Semicosil 912), το οποίο διατηρεί πολύ καλή διαπερατότητα μέχρι και τα 250nm. Τα βασικά μειονεκτήματα του EOM είναι ο μεγάλος χρόνος αποκατάστασης του σπινθηριστή (περίπου 60ns), γεγονός που δεν επιτρέπει τη διάκριση κοντινών χρονικά παλμών, η δυσκολία στην επίτευξη ικανοποιητικής οπτικής επαφής μεταξύ του σπινθηριστή και του μικρού φωτοπολλαπλασιαστή και επί πλέον η σημαντική διακύμανση του transit time για πρόσπτωση της ακτινοβολίας σε διαφορετικά σημεία της φωτοκαθόδου, παρά το σφαιρικό της σχήμα (διαφορές της τάξεως των 5ns παρατηρούνται μεταξύ των 0° και 90°). Στην επόμενη παράγραφο, όπου περιγράφουμε το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου BAIKAL, θα δούμε πως οι διακυμάνσεις του transit time μπορούν να περιοριστούν σε τιμές χαμηλότερες του 1ns με την τροποποίηση του σχήματος της φωτοκαθόδου.



Εικόνα 5.2: Σχηματική αναπαράσταση του Οπτικού Στοιχείου του DUMAND II (κάθετη διατομή). Η υάλινη σφαίρα περιβάλλεται από διάφανο πλαστικό κάλυμμα (hardhat), ενώ ολόκληρη η κατασκευή συγκρατείται με τη βοήθεια ενός πλαισίου από τιτάνιο.

Το JOM, εικόνες 5.2 και 5.3, αποτελεί μεταγενέστερη έκδοση του Οπτικού Στοιχείου που χρησιμοποιήθηκε στην πρώτη φάση του πειράματος (SPS, DUMAND I) [171]. Το Οπτικό Στοιχείο αποτελείται από το μεγάλο φωτοπολλαπλασιαστή R2018 (15" στη διάμετρο) της HAMAMATSU Photonics, Japan με σύστημα γρήγορης ανάγνωσης από το τροφοδοτικό και μια μονάδα ελέγχου (RCU, remote control unit) που βασίζεται σε μία 68301-CPU. Βασικό πλεονέκτημα του φωτοπολλαπλασιαστή αυτού είναι οι μικροί σε χρονική διάρκεια παλμοί, ώστε να είναι δυνατή η ανίχνευση κοντινών (≥ 10 ns) χρονικά σημάτων και κατά συνέπεια η αναγνώριση δεσμών μιονίων (muon bundles). Η μεγάλη φωτοκάθοδος επηρεάζει την ικανότητα

εστίασης των φωτοηλεκτρονίων στην πρώτη δύνοδο και κατά συνέπεια τα χρονικά χαρακτηριστικά του φωτοπολλαπλασιαστή. Παρά το γεγονός αυτό πραγματοποιήθηκε σημαντική βελτίωση των χρονικών χαρακτηριστικών καθώς και της μορφής του παλμού στις νεότερες εκδόσεις του φωτοπολλαπλασιαστή με τροποποιήσεις τόσο στο σχήμα της φωτοκαθόδου όσο και στη δομή των δυνόδων [172]. Επίσης προστέθηκαν δύο ηλεκτρόδια εστίασης μεταξύ της φωτοκαθόδου και της πρώτης δυνόδου, ακριβώς επάνω από την πρώτη δύνοδο και σε απόσταση περίπου 1cm από αυτή, βελτιώνοντας την ικανότητα εστίασης των φωτοηλεκτρονίων στην πρώτη δύνοδο. Αναλυτική περιγραφή της τελευταίας, βελτιωμένης έκδοσης του φωτοπολλαπλασιαστή, R2018-03, με πλήρη παρουσίαση των χαρακτηριστικών του γίνεται στη συνέχεια του κεφαλαίου. Για να επιτευχθεί η μέγιστη απόδοση για ολόκληρη την ευαίσθητη επιφάνεια είναι αναγκαία η θωράκιση του φωτοπολλαπλασιαστή από το μαγνητικό πεδίο της Γης. Αυτό επιτυγχάνεται με τη χρήση ενός πλέγματος από μ -metal (βλέπε παράγραφο “Το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ” στη συνέχεια του κεφαλαίου αυτού), το οποίο περιορίζει το μαγνητικό πεδίο της Γης από 0.5Gauss σε περίπου 0.1Gauss στο εσωτερικό του. Έχει το σχήμα του φωτοπολλαπλασιαστή και αποτελείται από λεπτά σύρματα μ -metal, διαμέτρου 0.7mm, κολλημένα μεταξύ τους ανά 40mm. Το ποσοστό κάλυψης της φωτοκαθόδου από το πλέγμα μ -metal είναι 2% [172]. Το αποτέλεσμα της θωράκισης είναι η επίτευξη μεγαλύτερης ομοιομορφίας στην απόκριση του φωτοπολλαπλασιαστή (βλέπε παράγραφο “Η θωράκιση του φωτοπολλαπλασιαστή” στη συνέχεια του κεφαλαίου) και η αύξηση της απόδοσής του κατά 7%.



Εικόνα 5.3: Το Οπτικό Στοιχείο JOM πάνω στο πρώτο string του τηλεσκοπίου DUMAND II που ποντίστηκε το Δεκέμβριο του 1994. Το Οπτικό Στοιχείο είναι τοποθετημένο στο διαφανές ακρυλικό προστατευτικό περίβλημα, πάχους 6mm και εξαρτάται από το string μέσω του πλαισίου από τιτάνιο. Το πλαίσιο από τιτάνιο χρησιμοποιείται για να προστατέψει το string στην περίπτωση που το Οπτικό Στοιχείο συνθλιβεί εξαιτίας της μεγάλης πίεσης.

Το σύστημα γρήγορης ανάγνωσης καταγράφει τη διάρκεια του παλμού (TOT, time over threshold) και το συνολικό συλλεγόμενο φορτίο για παλμούς μεγαλύτερους των 3 φωτοηλεκτρονίων. Το Οπτικό Στοιχείο παράγει έναν τετραγωνικό παλμό του οποίου η leading edge δίνει το χρόνο απόκρισης του φωτοπολλαπλασιαστή ενώ το εύρος του παρέχει τον TOT. Εάν γίνεται και μέτρηση φορτίου παράλληλα, ένας δεύτερος τετραγωνικός παλμός παράγεται, καθυστερημένος κατά 200ns, με εύρος ανάλογο με τη λογαριθμική τιμή του συνολικού φορτίου.

Η τάση λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή είναι περίπου 2000V, στην οποία το gain φτάνει το 5×10^7 . Ο φωτοπολλαπλασιαστής είναι τοποθετημένος μέσα σε υάλινο προστατευτικό περίβλημα που κατασκευάζεται από την εταιρεία BENTHOS, ειδικά για χρήσεις σε μεγάλα βάθη. Η σφαίρα αποτελείται από δύο ημισφαίρια. Στο ένα τοποθετείται ο φωτοπολλαπλασιαστής με τη βοήθεια διαφανούς πολυμερούς σιλικόνης (Shinetsu Chemical Inc., Tokyo, Japan), χάρη στο οποίο επιτυγχάνεται η οπτική επαφή του φωτοπολλαπλασιαστή με το υάλινο περίβλημα αλλά και η προστασία του φωτοπολλαπλασιαστή από τη συρρίκνωση της σφαίρας υπό πίεση. Το δεύτερο ημισφαίριο (όπως παραδίδεται από την κατασκευάστρια εταιρεία) περιλαμβάνει δύο κυλινδρικές υποδοχές 5/16 και 7/16 της ίντσας, για την τοποθέτηση ενός οπτικού και ενός τετραπολικού ηλεκτρικού συνδετήρα αντίστοιχα. Διαμέσου του ηλεκτρικού συνδετήρα πραγματοποιείται η τροφοδοσία του Οπτικού Στοιχείου (48V, dc) και η επικοινωνία με αυτό (δύο γραμμές). Μέσω επίσης του οπτικού συνδετήρα οι παλμοί του Οπτικού Στοιχείου οδηγούνται σε multimode οπτική ίνα. Σε μια τρίτη μικρότερη υποδοχή τοποθετείται μια βαλβίδα κενού που χρησιμοποιείται για τη δημιουργία κενού στο εσωτερικό της σφαίρας, όταν κλείσουν τα ημισφαίρια για να επιτευχθεί τέλεια επαφή. Τα ηλεκτρονικά μέρη του Οπτικού Στοιχείου τοποθετούνται περιφερειακά στη βάση του φωτοπολλαπλασιαστή.

Περιγραφή του EOM γίνεται στις [83], [170], ενώ οι πιο πλήρεις αναφορές για το JOM είναι οι [171], [172] και [173].

5.2 Το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου BAIKAL

Στο Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου BAIKAL ως ανιχνευτικής μονάδας χρησιμοποιείται ο φωτοπολλαπλασιαστής Quasar-370. Ο φωτοπολλαπλασιαστής αυτός αποτελεί αντιγραφή του φωτοπολλαπλασιαστή XP-2600 της PHILIPS. Η PHILIPS όπως αναφέραμε στην προηγούμενη παράγραφο ακολούθησε μια διαφορετική προσέγγιση από τις άλλες κατασκευάστριες εταιρείες. Τα φωτοηλεκτρόνια από τη μεγάλη ημισφαιρική φωτοκάθοδο επιταχύνονται υπό διαφορά δυναμικού 25kV σε έναν γρήγορο και υψηλής απόδοσης σπινθηριστή. Τα φωτόνια που εκπέμπονται από το σπινθηριστή μετά την πρόσπτωση των φωτοηλεκτρονίων των 25keV ανιχνεύονται από ένα μικρό συμβατικό φωτοπολλαπλασιαστή. Ένα φωτοηλεκτρόνιο παραγόμενο στη φωτοκάθοδο θα δώσει τελικά 30 φωτοηλεκτρόνια στο μικρό φωτοπολλαπλασιαστή. Η ενίσχυση αυτή έχει ως αποτέλεσμα την εξαιρετική διακριτική ικανότητα σε επίπεδο ενός φωτοηλεκτρονίου, όπως είδαμε και στην περιγραφή του EOM, παράμετρο πολύ βασική στην ανίχνευση ασθενών φωτεινών σημάτων και τον περιορισμό του οπτικού υποβάθρου, αλλά και πολύ μικρές διακυμάνσεις στον καθορισμό του χρόνου καταγραφής του παλμού. Οι μικρές χρονικές διακυμάνσεις αποτελούν πολύ σημαντικό παράγοντα στην προσπάθεια ανακατασκευής των τροχιών των μιονίων. Ο συγκεκριμένος φωτοπολλαπλασιαστής δίνει τη δυνατότητα για χρήση πολύ αυστηρών περιορισμών ως προς το χρόνο ανίχνευσης των γεγονότων και κατά συνέπεια πιο ακριβή προσδιορισμό της κατεύθυνσης των μιονίων. Στην εικόνα 5.4α παρουσιάζεται ο φωτοπολλαπλασιαστής XP-2600 ενώ στην 5.4β φαίνεται η τροποποίησή του στο Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου BAIKAL.

Ο φωτοπολλαπλασιαστής Quasar-370 έχει σχήμα σαν μανιτάρι, ώστε τα φωτοηλεκτρόνια να διανύουν ισόχρονες τροχιές, όπως καθορίζεται από τις διαφορές στον transit-time για τα διαφορετικά σημεία της φωτοκαθόδου. Οι διακυμάνσεις του transit-time έχουν περιοριστεί με τον τρόπο αυτό σε τιμές μικρότερες του 1ns. Το υλικό της φωτοκαθόδου είναι K_2CsSb (Bialkali type). Ο μικρός συμβατικός φωτοπολλαπλασιαστής είναι ο UGON [117]. Ο τυπικός ρυθμός απαρίθμησης για τον Quasar-370 είναι της τάξεως των 30kHz στους 20°C για κατώφλι στο 0.25 του παλμού του ενός φωτοηλεκτρονίου. Το υάλινο προστατευτικό περίβλημα έχει αναπτυχθεί ειδικά για το πείραμα BAIKAL και έχει λεπτότερα τοιχώματα από τα αντίστοιχα για χρήσεις στα μεγάλα θαλάσσια βάθη, αφού το τηλεσκόπιο βρίσκεται σε βάθος περίπου 1000m. Τέσσερα καλώδια, μέσω ηλεκτρικών συνδετήρων που προσαρμίζονται σε τέσσερις υποδοχές του υάλινου περιβλήματος, μεταφέρουν τα σήματα από την άνοδο και τη δύνοδο, την τροφοδοσία του

επιτυγχάνοντας περιορισμό του οπτικού θορύβου στα 100Hz, rise time της τάξεως του 1ns και jitter περίπου 500ps.

Τα τροφοδοτικά υψηλής τάσεως, ένας διαιρέτης τάσεως και ένα LED τοποθετούνται επίσης στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου. Ο έλεγχος και τα ηλεκτρονικά για την καταγραφή των δεδομένων στεγάζονται στο "Svjaska Electronic Module". Ένας Q-T μετασχηματισμένος παλμός προκύπτει ως πληροφορία. Το εύρος του είναι ανάλογο με τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων. Η εμβέλεια κυμαίνεται από 1 μέχρι αρκετές εκατοντάδες φωτοηλεκτρόνια. Καλή γραμμικότητα πάντως επιτυγχάνεται μόνο μέχρι τα 100 φωτοηλεκτρόνια.

Πλήρης παρουσίαση του Οπτικού Στοιχείου του τηλεσκοπίου BAIKAL γίνεται στις [117] και [175] ενώ υπάρχουν αρκετές αναφορές στους φωτοπολλαπλασιαστές XP-2600, [83] και Quasar-370, [176], [122]. Πρόσφατη αναφορά επάνω στην εξελιγμένη μορφή του Quasar-370, με παρουσίαση και της καινούργιας φιλοσοφίας με τις δύο ανόδους είναι η [174].

5.3 Το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου AMANDA

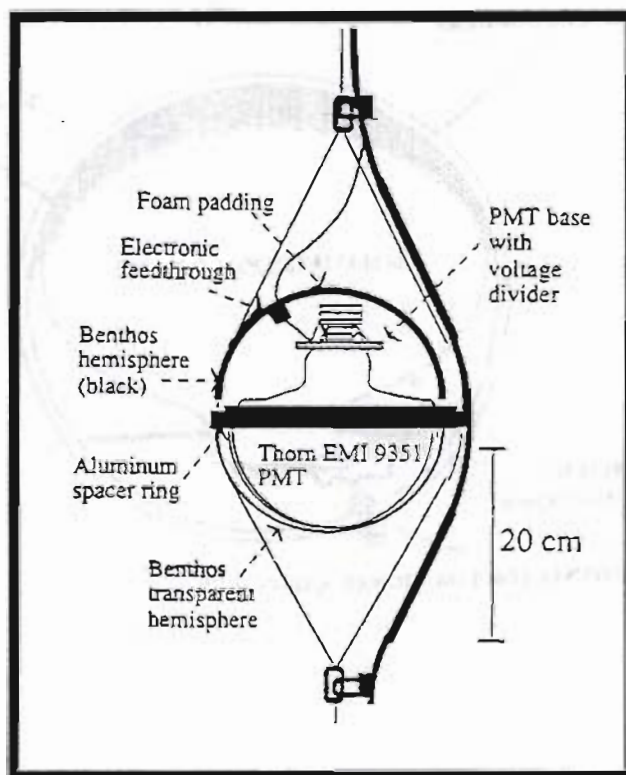
Στην πρώτη φάση της κατασκευής του τηλεσκοπίου (AMANDA-A) χρησιμοποιήθηκε ο φωτοπολλαπλασιαστής 9353 της Thorn EMI, τροποποίηση του 9351 ειδικά για το πείραμα AMANDA. Η βασική διαφοροποίηση του φωτοπολλαπλασιαστή 9353 είναι, ότι στο σχεδιασμό του δόθηκε προσοχή στην ευαισθησία σε επίπεδο ενός φωτοηλεκτρονίου. Η διάμετρός του είναι 20cm και η φωτοκάθοδος του έχει σχεδόν ημισφαιρικό σήμα, φτάνοντας έως τις 70° περιορίζοντας την εσaiσθητή επιφάνεια. Με τον τρόπο αυτό περιορίζεται το υψηλό οπτικό υπόβαθρο από τα μόνια κοσμικής ακτινοβολίας. Επιλέχτηκε για την υψηλή του απόδοση (gain 10^8), τα πολύ καλά χρονικά χαρακτηριστικά του και τη χαμηλή απόδοση στην ανίχνευση φωτονίων που έρχονται από το πίσω μέρος του φωτοπολλαπλασιαστή. Ο ρυθμός απαρίθμησης του είναι της τάξεως των 1500Hz. Ο φωτοπολλαπλασιαστής στεγάζεται σε προστατευτικό περίβλημα ικανό να υπερνικήσει πίεση 250Atm, το οποίο αποτελείται από 3 μέρη. Δύο υάλινα ημισφαίρια, 25cm στη διάμετρο και πάχους 1.5cm, που κατασκευάζονται από την εταιρεία BENTHOS, τα οποία συνδέονται μεταξύ τους μέσω ενός αλουμινένιου κυλινδρικού δαχτυλιδιού, πάχους 5cm, το οποίο σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε από το University of California, Berkeley. Το ημισφαίριο που βρίσκεται στο πίσω μέρος του φωτοπολλαπλασιαστή είναι καλυμένο με μαύρο χρώμα σε μια προσπάθεια να ελαττωθεί ακόμα περισσότερο η απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή στην αντίθετη κατεύθυνση και να περιοριστεί το οπτικό cross talk μεταξύ γειτονικών φωτοπολλαπλασιαστών. Το μεταλλικό δαχτυλίδι είναι απαραίτητο αφού ο φωτοπολλαπλασιαστής δεν θα χωρούσε διαφορετικά στην υάλινη σφαίρα. Στην εικόνα 5.5 παρουσιάζεται σχηματική αναπαράσταση του Οπτικού Στοιχείου του τηλεσκοπίου AMANDA.

Στη δεύτερη φάση κατασκευής του τηλεσκοπίου (AMANDA-B) χρησιμοποιείται ο φωτοπολλαπλασιαστής R5912-2 της Hamamatsu, 8", με 14 επίπεδα ενίσχυσης και μεγαλύτερη απόδοση (gain 10^9). Εκτός από τις σφαίρες BENTHOS, σε ορισμένα Οπτικά Στοιχεία χρησιμοποιούνται σφαίρες της εταιρείας BILLINGS, 12", οι οποίες όμως παρουσιάζουν μεγαλύτερη απορρόφηση στο UV.

Σημειώνουμε, ότι στην περίπτωση του τηλεσκοπίου AMANDA τα Οπτικά Στοιχεία δεν μπορούν να αντικατασταθούν αν παρουσιάσουν βλάβη. Όπως αναφέραμε και στην περιγραφή του τηλεσκοπίου στο κεφάλαιο "Τηλεσκοπία νετρίνων", το Οπτικό Στοιχείο περιλαμβάνει μόνο τον φωτοπολλαπλασιαστή σε μια προσπάθεια να είναι όσο πιο απλό γίνεται, ώστε να αυξηθεί η διάρκεια ζωής του.

Και οι δύο φωτοπολλαπλασιαστές που χρησιμοποιούνται στο τηλεσκόπιο παρουσιάζουν πολύ καλά χαρακτηριστικά ικανοποιώντας τις περισσότερες από τις αρχικές προϋποθέσεις.

Εχουν όμως μικρή επιφάνεια φωτοκαθόδου, γεγονός που περιορίζει σημαντικά τον ενεργό όγκο ολόκληρου του ανιχνευτή. Είναι εξαιρετικά δύσκολο να διατηρηθούν τα χαρακτηριστικά αυτά με την αύξηση της επιφάνειας της φωτοκαθόδου. Στις [127], [177] παρουσιάζεται περιγραφή του Οπτικού Στοιχείου του AMANDA-A και B αντίστοιχα. Στην [178] μπορεί κανείς να βρει ένα συγκριτικό έλεγχο των φωτοπολλαπλασιαστών 8" (EMI και Hamamatsu) με ειδική αναφορά στις προϋποθέσεις που πρέπει να πληρούν.



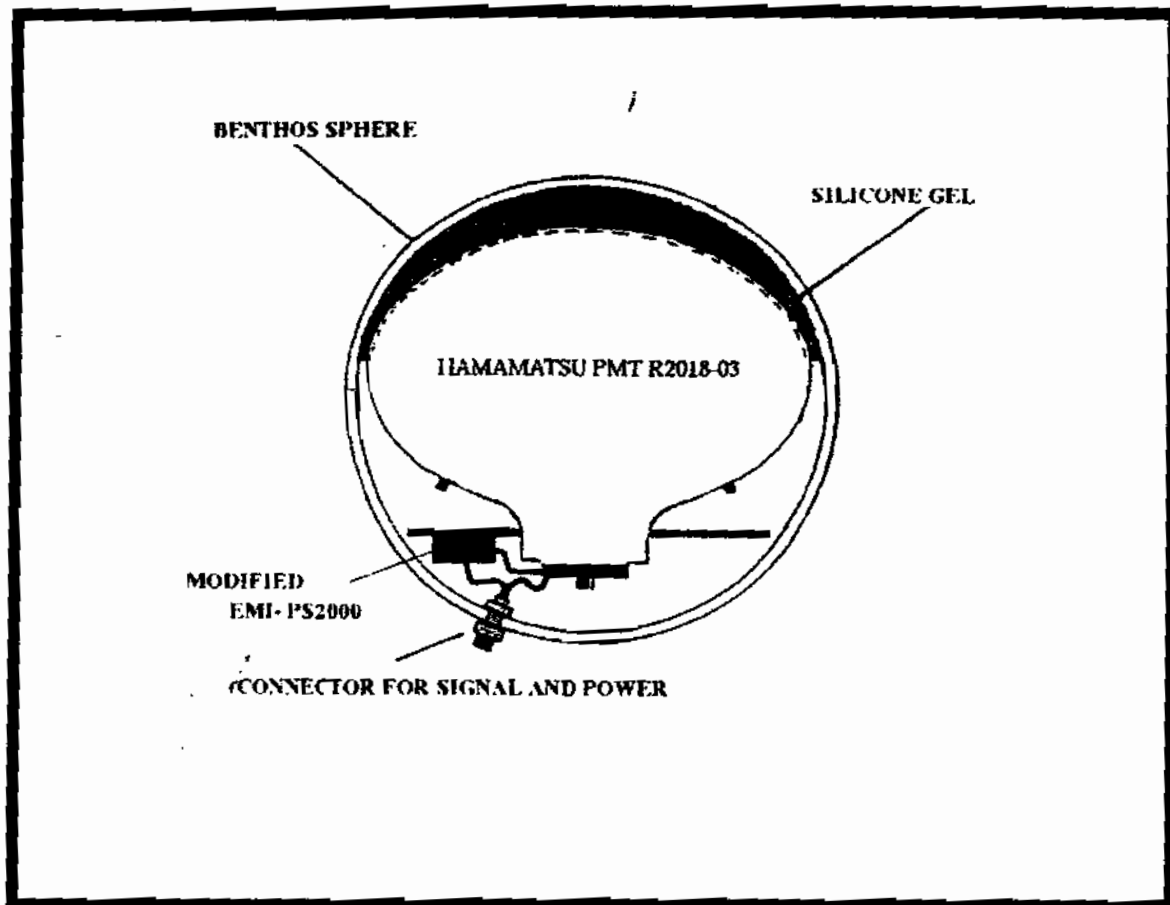
Εικόνα 5.5: Σχηματική αναπαράσταση του Οπτικού Στοιχείου του ανιχνευτή AMANDA-A. Στο επόμενο στάδιο κατασκευής του ανιχνευτή (AMANDA-B) ο φωτοπολλαπλασιαστής της EMI αντικαταστάθηκε από τον R5912-2 της Hamamatsu.

5.4 Το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ

Τα πρώτα Οπτικά Στοιχεία για το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ κατασκευάστηκαν το 1991 στα πλαίσια προκαταρκτικών μετρήσεων θορύβου στην περιοχή πόντισης. Στο χρονικό διάστημα που μεσολάβησε το Οπτικό Στοιχείο βελτιώθηκε σημαντικά για να φτάσει στη σημερινή του μορφή (εικόνα 5.6). Εκτός των βασικών προϋποθέσεων που αναφέρθηκαν στην αρχή του κεφαλαίου και που θα έπρεπε να ικανοποιούνται, επιδίωξη της ερευνητικής ομάδας στον σχεδιασμό του Οπτικού Στοιχείου ήταν να είναι αρκετά απλό ώστε να περιορίζεται στο ελάχιστο δυνατό η περίπτωση να παρουσιάσει πρόβλημα κατά το μεγάλο χρονικό διάστημα για το οποίο θα βρίσκεται σε λειτουργία μέσα στη θάλασσα. Όπως θα δούμε αναλυτικά στην περιγραφή που ακολουθεί η μόνη ηλεκτρονική συσκευή που βρίσκεται μέσα στο Οπτικό Στοιχείο εκτός του φωτοπολλαπλασιαστή, είναι το τροφοδοτικό υψηλής τάσεως για τη λειτουργία του.

Ο φωτοπολλαπλασιαστής τοποθετείται μέσα σε υάλινη προστατευτική σφαίρα ικανή να αντέξει πιέσεις σχεδόν μέχρι 700Atm. Ο φωτοπολλαπλασιαστής θωρακίζεται από το μαγνητικό

πεδίο της Γης με τη βοήθεια ενός πλέγματος από μ -metal. Στις παραγράφους που ακολουθούν περιγράφουμε τα μέρη του Οπτικού Στοιχείου. Ακολουθεί αναφορά στην εξέλιξή του μέχρι τη σημερινή του μορφή, στον τρόπο κατασκευής του και στον έλεγχο στον οποίο υποβάλλεται πριν κριθεί έτοιμο για πόντιση.



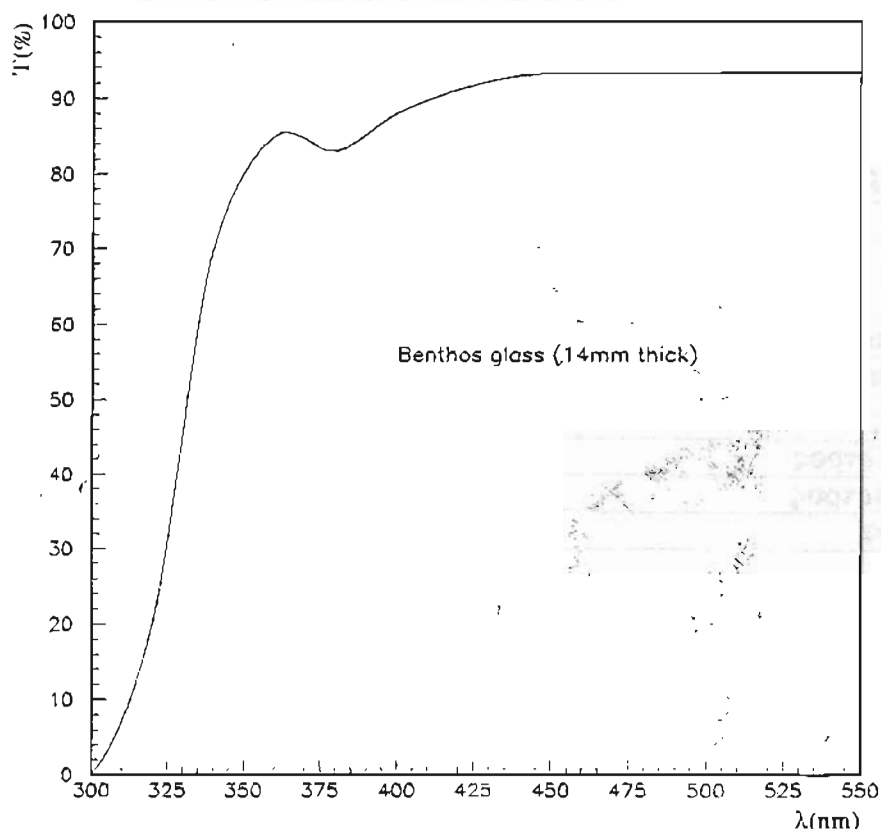
Εικόνα 5.6: Κάθετη διατομή του Οπτικού Στοιχείου του τηλεσκοπίου ΝΕΕΣΤΩΡ. Η στήριξη του φωτοπολλαπλασιαστή μέσα στη σφαίρα και η καλή οπτική τους επαφή επιτυγχάνεται με χρήση πολυμερούς σιλικόνης. Πλέγμα από μ -metal περιβάλλει το φωτοπολλαπλασιαστή θωρακίζοντάς τον από το μαγνητικό πεδίο της Γης. Το τροφοδοτικό υψηλής τάσεως τοποθετείται επάνω σε δίσκο από αλουμίνιο γύρω από τη βάση του φωτοπολλαπλασιαστή, ώστε να ισοκατανέμεται η θερμότητα στον ελεύθερο χώρο μέσα στο Οπτικό Στοιχείο. Τροφοδοσία, μετάδοση σήματος, έλεγχος και παρακολούθηση της τροφοδοσίας γίνονται μέσω ενός και μόνο ηλεκτρικού συνδετήρα με 7 ακίδες (pins).

5.4.1 Η υάλινη σφαίρα BENTHOS

"Glass is truly strong stuff in compression"
Samuel O. Raymond, Benthos, 1975

Η υάλινη σφαίρα BENTHOS αποτελεί το προστατευτικό περίβλημα του Οπτικού Στοιχείου. Χρησιμοποιείται η σφαίρα 2040-17V, διαμέτρου 17" (43.4cm), ικανή να στεγάσει το φωτοπολλαπλασιαστή και το τροφοδοτικό του. Είναι κατασκευασμένη από ανοπτουομένη βοριοπυριτιούχο ύαλο (annealed, low expansion borosilicate glass) και ζυγίζει 17.7kg. Η διαπερατότητα της σφαίρας είναι πολύ καλή στα μήκη κύματος που έχουμε τη μέγιστη

ευαισθησία του φωτοπολλαπλασιαστή. Στην εικόνα 5.7 παρουσιάζουμε τις μετρήσεις διαπερατότητας για τη σφαίρα BENTHOS, που πραγματοποιήθηκαν στο Εργαστήριο Αναλυτικής Χημείας του Πανεπιστημίου Αθηνών χρησιμοποιώντας το φασματοσκόπιο Hitachi U-2000 [179]. Τα αποτελέσματα αναφέρονται στην περίπτωση κάθετης πρόσπτωσης δέσμης φωτός σε γυαλί BENTHOS πάχους 14mm. Σημειώνουμε εδώ ότι υπάρχει μικρή διακύμανση στο πάχος των τοιχωμάτων της σφαίρας, 13-16mm στους πόλους και 14-15mm στον ισημερινό. Αντίστοιχες μετρήσεις έχουν πραγματοποιηθεί για τις σφαίρες BENTHOS που χρησιμοποιούνται στο τηλεσκόπιο DUMAND [171], [180] και βρίσκονται σε ικανοποιητική συμφωνία με τις μετρήσεις που παρουσιάζονται στην εικόνα 5.7.



Εικόνα 5.7: Η διαπερατότητα της υάλινης σφαίρας BENTHOS (κατασκευασμένη από ανοπτυσμένη βοριοπυριτιούχο ύαλο) συναρτήσει του μήκους κύματος του προσπίπτοντος φωτός. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν για κάθετη πρόσπτωση φωτός σε γυαλί πάχους 14mm.

Αποτελείται από δύο ημισφαίρια τα οποία εφαρμόζουν κατά μοναδικό τρόπο μεταξύ τους. Η σφαίρα έχει δοκιμασθεί υπό πίεση από την κατασκευάστρια εταιρεία, πριν την αποστολή της με συγκεκριμένο προσανατολισμό των δύο ημισφαιρίων και ενδείκνυται η σχετική τους θέση να μην αλλάξει [181] κατά τη διαδικασία κατασκευής του Οπτικού Στοιχείου. Για το λόγο αυτό σε τρία σημεία στον ισημερινό των ημισφαιρίων τοποθετούνται ειδικοί δείκτες για να υποδεικνύουν τη σωστή θέση εφαρμογής. Αν για κάποιο λόγο επιβάλλεται η εναλλαγή ημισφαιρίων διαφορετικών σφαιρών τότε αφού εφαρμόσουν μεταξύ τους με τον καλύτερο δυνατό τρόπο θα πρέπει η σφαίρα να δοκιμασθεί για τρεις τουλάχιστον κύκλους⁶¹ σε πίεση 670 Atm, πριν χρησιμοποιηθεί στην κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου.

⁶¹ Με τον όρο “κύκλος” εννοούμε την διαδικασία συμπίεσης και αποσυμπίεσης της σφαίρας.

Το 1971 [182], [183] προτάθηκε για πρώτη φορά η απευθείας εφαρμογή των δύο ημισφαιρίων, χωρίς τη χρήση γράσσου ή άλλου υλικού πάνω στις επιφάνειες επαφής. Ένα υλικό σαν λάστιχο, soft butyl rubber sealant, προστατευμένο από μια ειδική ταινία για υποβρύχια χρήση (vinyl tape), αναλαμβάνει το ρόλο της στεγανοποίησης εξωτερικά. Η προστασία αυτή αφορά κυρίως στο χρονικό διάστημα που η σφαίρα βρίσκεται στην επιφάνεια της θάλασσας αλλά και στα πρώτα μέτρα βάθους καθώς το σύστημα ποντίζεται. Στη συνέχεια η πίεση παίζει καθοριστικό ρόλο συγκρατώντας τα ημισφαίρια μεταξύ τους με εξαιρετικά μεγάλη δύναμη. Όταν μια σφαίρα διαμέτρου 43cm, (BENTHOS patented/ VacuSealed®) βρίσκεται σε βάθος 6700m η δύναμη που συγκρατεί τα δύο ημισφαίρια ξεπερνά τα 800000kgf [183]. Τα κύρια χαρακτηριστικά της σφαίρας που χρησιμοποιείται στα πλαίσια του πειράματος ΝΕΣΤΩΡ παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα:

Πίνακας 5.1: Τα κύρια χαρακτηριστικά της σφαίρας BENTHOS (2040-17V).

Συντελεστής θερμικής διαστολής	$38 \times 10^{-7}/^{\circ}\text{C}$
Ειδικό βάρος	2.22
Μέτρο Young	62 GPa (9×10^6 p.s.i)
Λόγος Poisson	0.20
Δείκτης διάθλασης	1.47
Θερμική αγωγιμότητα	0.0023 calorie/cm sec $^{\circ}\text{C}$
Ειδική θερμότητα	0.18 calories/gr $^{\circ}\text{C}$
Εξωτερική διάμετρος	43.2 cm
Εσωτερική διάμετρος	40.4 cm
Βάρος στον αέρα	17.7 kgf
Ανωση	25.4 kgf
Μέγιστο βάθος	6700m

Οι σφαίρες κατασκευάζονται με σχεδόν τον ίδιο λόγο πάχους τοιχωμάτων (T) προς την εξωτερική διάμετρο (d), $T/d = 0.032$. Καθώς η εξωτερική πίεση αυξάνει η διάμετρος της σφαίρας μικραίνει κατά Δd . Η ποσότητα αυτή μπορεί να εκτιμηθεί για την κάθε περίπτωση με τη βοήθεια της σχέσης [182]:

$$\Delta d = 1.16 \times 10^{-6} Dd$$

όπου D είναι το βάθος στο οποίο βρίσκεται η σφαίρα. Η μείωση της διαμέτρου με το βάθος προκαλεί μείωση του όγκου της σφαίρας κατά ΔV που δίνεται από τον τύπο:

$$\Delta V = (2.64 \times 10^{-6}) Dd^3$$

Η μεταβολή της θερμοκρασίας επηρεάζει επίσης τις διαστάσεις της σφαίρας. Μεταβολή της θερμοκρασίας κατά ΔT προκαλεί μεταβολή στη διάμετρο Δd_T :

$$\Delta d_T = (3.2 \times 10^{-6})(\Delta T)d$$

Για βάθος 3800m και διαφορά θερμοκρασίας της τάξεως των 10°C (περίπτωση τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ) η συνολική μείωση στη διάμετρο της σφαίρας είναι 2mm [184]. Για βάθος 5000m και διαφορά θερμοκρασίας 29°C (περίπτωση τηλεσκοπίου DUMAND) η συνολική μείωση στη διάμετρο είναι 2.45mm [180]. Η πληροφορία αυτή είναι πολύ σημαντική και πρέπει να λαμβάνεται υπόψη κατά την τοποθέτηση του φωτοπολλαπλασιαστή στην υάλινη σφαίρα. Θα

επανέλθουμε στο θέμα αυτό στη παράγραφο “Η κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου” στη συνέχεια του κεφαλαίου.

5.4.2 Ο φωτοπολλαπλασιαστής R2018-03 της Hamamatsu

“Photon is our business”
Hamamatsu Photonics

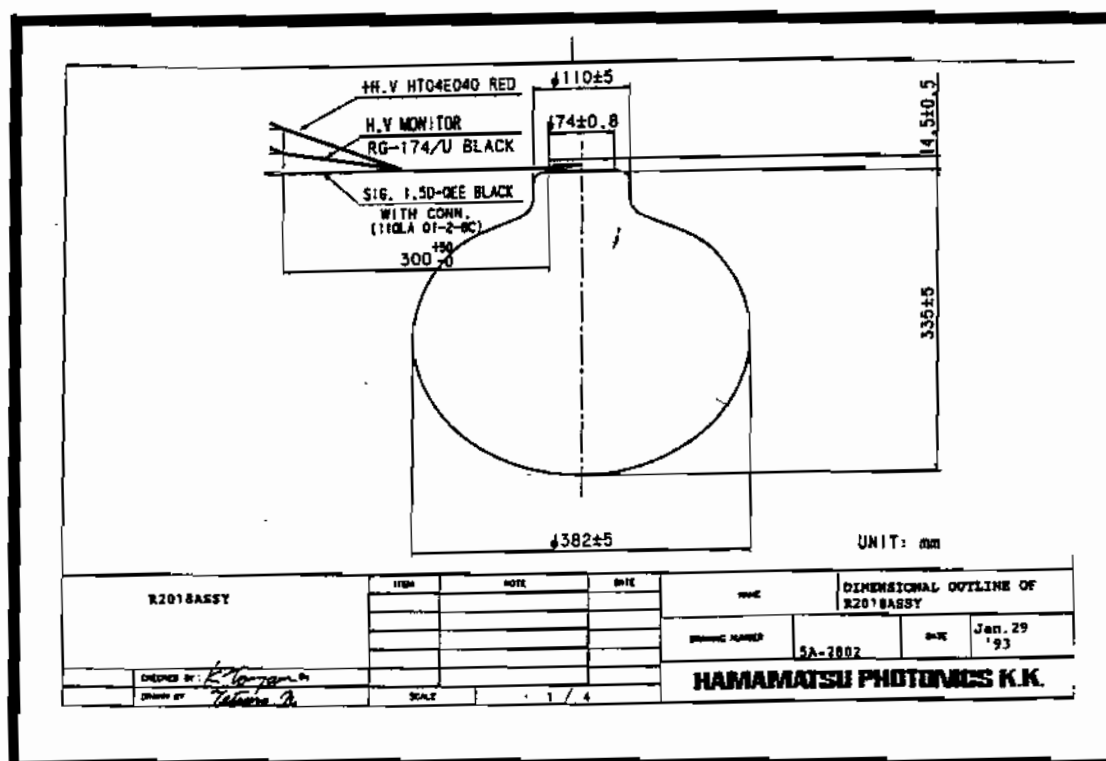
Ο φωτοπολλαπλασιαστής R2018-03 (σχήμα 5.8) επιλέχθηκε για τα εξής βασικά χαρακτηριστικά του:

- ✓ μεγάλη επιφάνεια φωτοκαθόδου ($\approx 0.14\text{m}^2$)
- ✓ το σχήμα φωτοκαθόδου είναι ελλειψοειδές από περιστροφή, πεπλατυσμένο στους πόλους
- ✓ ευαισθησία στην φασματική περιοχή από 300nm έως 650nm με μέγιστο στα $420\pm 30\text{nm}$.
- ✓ η τυπική τιμή για το λόγο peak/valley είναι 1.4 για την κατανομή του ύψους του παλμού του ενός φωτοηλεκτρονίου
- ✓ η τυπική τιμή για τον TTS (transit time spread) 5.5ns
- ✓ χαμηλή θερμοιονική εκπομπή³
- ✓ τάση λειτουργίας χαμηλότερη των 2500V επιτυγχάνεται ενίσχυση (gain) 5×10^7

Σημειώνουμε, ότι ο φωτοπολλαπλασιαστής R2018-03 αποτελεί το τρίτο στάδιο εξέλιξης του φωτοπολλαπλασιαστή R2018. Αρχικά πραγματοποιήθηκε διαφοροποίηση του σχήματος της φωτοκαθόδου από ημισφαιρικό σε πεπλατυσμένο ελλειψοειδές από περιστροφή [172], [173]. Η τροποποίηση αυτή περιόρισε τη διακύμανση του χρόνου αύξησης των ηλεκτρονίων στη φωτοκάθοδο, TTS, από τα 10ns στα 6ns (FWHM). Στο δεύτερο στάδιο πραγματοποιήθηκε τροποποίηση της διάταξης των δυνόδων ώστε να περιοριστεί ο αριθμός των φωτοηλεκτρονίων που δεν “συναντούν” την πρώτη δύνοδο [172]. Έτσι επιτεύχθηκε ομοιομορφία στην απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή σε ολόκληρη τη φωτοκάθοδο σε ποσοστό 5%. Στην τελική μορφή, R2018-03, τοποθετήθηκαν μεταξύ της πρώτης δυνόδου και της φωτοκαθόδου δύο ηλεκτρόδια για την καλύτερη εστίαση των φωτοηλεκτρονίων. Με τον τρόπο αυτό περιορίστηκε ακόμα περισσότερο το TTS (περίπου κατά 1ns) και η κορυφή που αντιστοιχεί στο ένα φωτοηλεκτρόνιο ξεχώρισε καθαρά στην κατανομή ύψους παλμού.

Η τυπική κβαντική απόδοση (quantum efficiency) του φωτοπολλαπλασιαστή είναι 20% στα 420nm. Η διάταξη των 13 δυνόδων που αποτελούν το σύστημα ενίσχυσης έχει τη μορφή venetian blind. Το λογικό διάγραμμα της βάσεως του φωτοπολλαπλασιαστή φαίνεται στο σχήμα 5.9. Ο χρόνος που χρειάζεται από τη δημιουργία του φωτοηλεκτρονίου στη φωτοκάθοδο έως τη δημιουργία του σήματος είναι 85ns (transit time) ενώ η κατανομή των χρόνων παρουσιάζει FWHM=5.5ns. Ο τυπικός ρυθμός απαρίθμησης (dark count rate) για παλμούς με ύψος μεγαλύτερο από το ύψος του παλμού που αντιστοιχεί στο 0.25 του φωτοηλεκτρονίου ($30\text{mV} \rightarrow 0.25\text{p.e.}$) είναι μικρότερος των 10kHz στους 25 °C, όταν ο φωτοπολλαπλασιαστής λειτουργεί σε τάση, στην οποία παρουσιάζει ενίσχυση 5×10^7 . Η συλλεκτική ικανότητα του φωτοπολλαπλασιαστή είναι 65-70%, σύμφωνα με μετρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί στους φωτοπολλαπλασιαστές που έχουν δοκιμαστεί. Μετρήσεις της απόδοσης του φωτοπολλαπλασιαστή που πραγματοποιήθηκαν πρόσφατα, έδωσαν για το γινόμενο της κβαντικής απόδοσης, σε μήκος κύματος 420nm, επί τη συλλεκτική ικανότητα και στην κορυφή της φωτοκαθόδου [185]:

$$qe(420\text{nm}) \times ce = 0.15 \pm 0.01$$



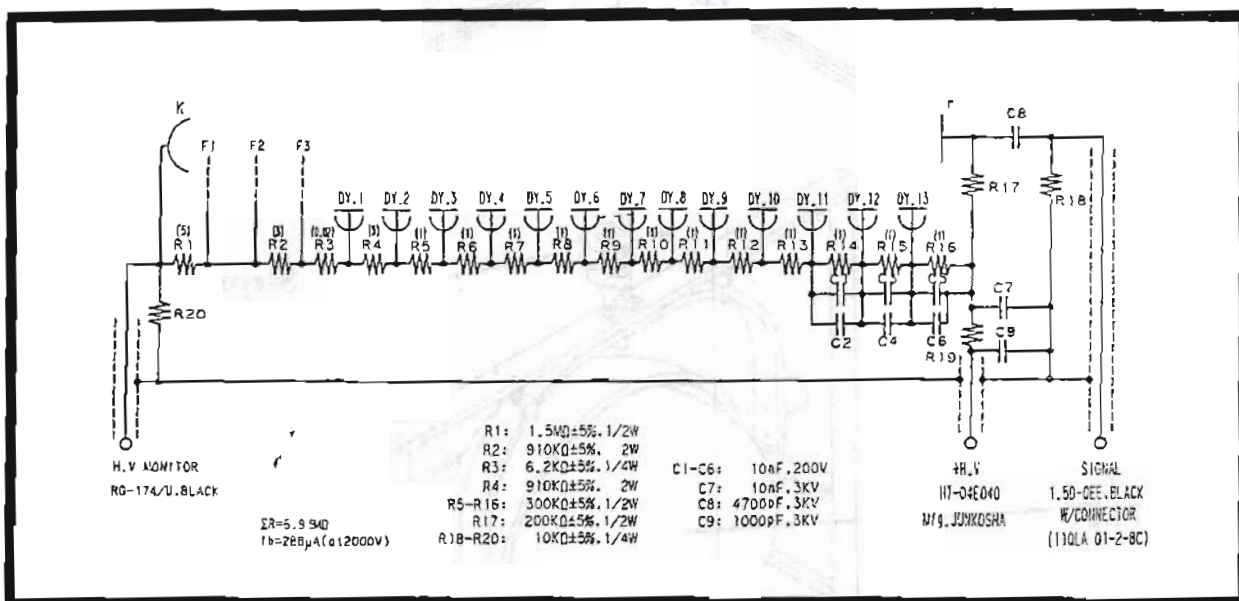
Εικόνα 5.8: Σχηματική αναπαράσταση του φωτοπολλαπλασιαστή R2018-03. Οι διαστάσεις που αναφέρονται στην εικόνα είναι σε mm.

Όλοι οι φωτοπολλαπλασιαστές που θα χρησιμοποιηθούν στην κατασκευή του τηλεσκοπίου πρέπει να ικανοποιούν τις προδιαγραφές που έχουν συμφωνηθεί με την κατασκευάστρια εταιρεία [186]. Επιπλέον, για την παρακολούθηση της συμπεριφοράς του φωτοπολλαπλασιαστή με την πάροδο του χρόνου και τη μελέτη των κύριων παραμέτρων λειτουργίας του έχει αναπτυχθεί ένα σύστημα ελέγχου με το οποίο πραγματοποιούμε μια σειρά από μετρήσεις στους φωτοπολλαπλασιαστές αμέσως μετά την παράδοσή τους από την εταιρεία. Ο έλεγχος περιλαμβάνει:

- ✓ Μέτρηση της κατανομής του ύψους του παλμού ενός φωτοηλεκτρονίου (peak to valley ratio και gain του φωτοπολλαπλασιαστή).
- ✓ Μέτρηση του TTS για παλμούς ενός φωτοηλεκτρονίου.
- ✓ Έλεγχος της ομοιογένειας της φωτοκαθόδου. Η απόκριση του φωτοπολλαπλασιαστή μετριέται ως συνάρτηση της θέσεως της προσπίπτουσας δέσμης φωτός στη φωτοκάθοδο.
- ✓ Μελέτη της μεταβολής της απόδοσης του φωτοπολλαπλασιαστή ως συνάρτηση της τάσεως τροφοδοσίας.
- ✓ Μελέτη της μεταβολής του TTS συναρτήσει της έντασης του προσπίπτοντος φωτεινού παλμού.
- ✓ Μελέτη του ρυθμού απαρίθμησης (dark count rate) για μεγάλο χρονικό διάστημα στην τάση λειτουργίας

✓ Καθορισμός του ρυθμού εμφάνισης pre-pulses (παλμοί που εμφανίζονται μεταξύ 100ns έως 15ns πριν τον κύριο παλμό), late-pulses (παλμοί που εμφανίζονται μεταξύ 15ns έως 100ns μετά τον κύριο παλμό) και after-pulses (παλμοί που εμφανίζονται μεταξύ 100ns και 30μs μετά τον κύριο παλμό). Σύμφωνα με τις προδιαγραφές του φωτοπολλαπλασιαστή ο τυπικός ρυθμός καταγραφής για τους pre-pulses είναι 0.5% με μέγιστη αποδεκτή τιμή 2%, για τους late pulses 1% με μέγιστη αποδεκτή τιμή 3% και για τους after-pulses 0.5% με μέγιστη αποδεκτή τιμή 3%.

Στις επόμενες παραγράφους παρουσιάζουμε τη διαδικασία ελέγχου από την οποία περνάει ο κάθε φωτοπολλαπλασιαστής, το σύστημα ελέγχου και συλλογής δεδομένων και τα συγκεντρωτικά αποτελέσματα από τον έλεγχο 200 φωτοπολλαπλασιαστών.

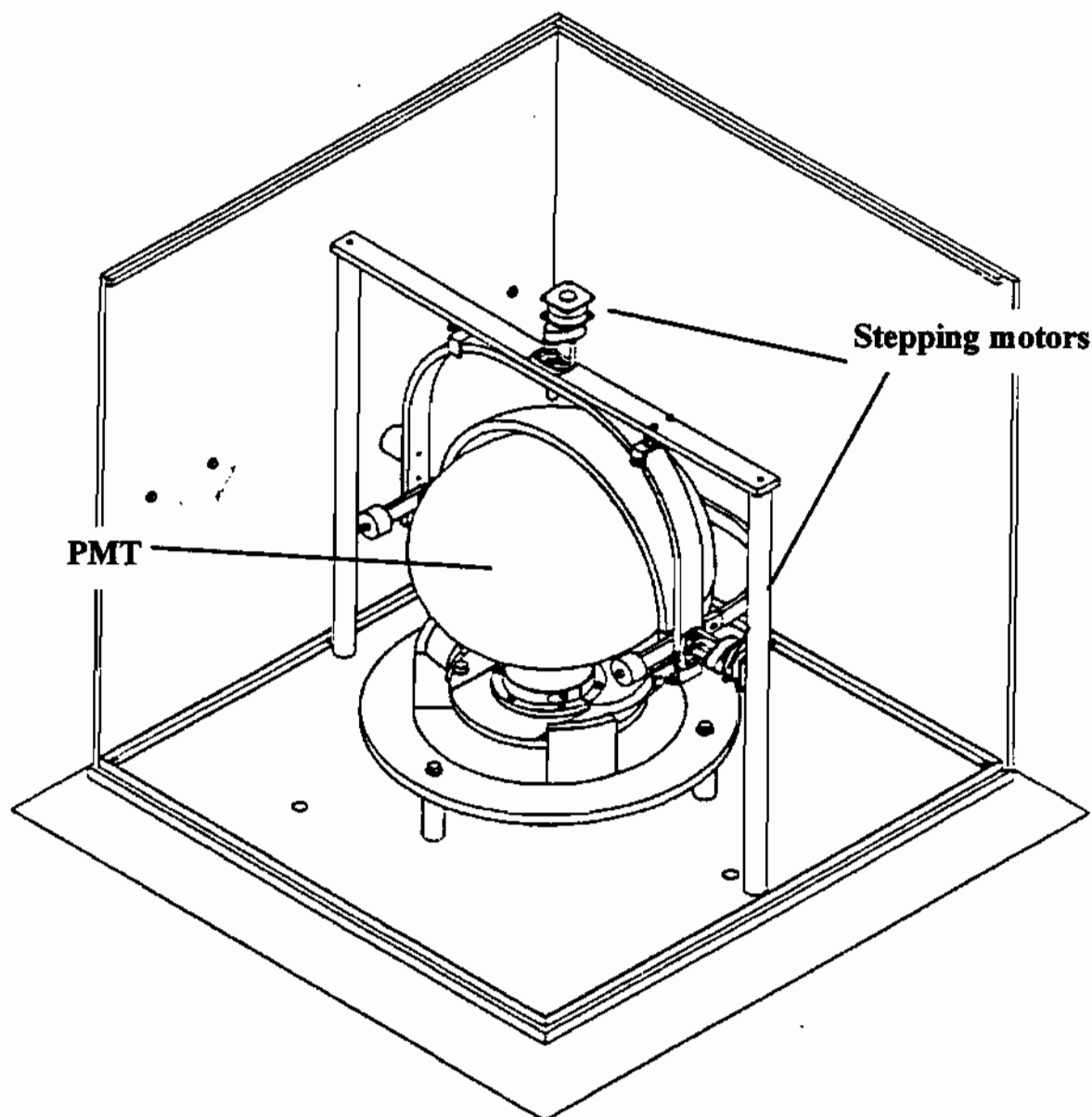


Εικόνα 5.9: Το διάγραμμα της βάσεως (bleeder string) του φωτοπολλαπλασιαστή R2018-03. Η βάση καλύπτεται με silicone gel ώστε να προστατεύονται τα ηλεκτρονικά της από την υγρασία που είναι δυνατόν, παρά τις προφυλάξεις που λαμβάνονται, να αναπτυχθεί μέσα στο Οπτικό Στοιχείο. Τα τρία καλώδια που βγαίνουν από τη βάση είναι το καλώδιο υψηλής τάσεως για την τροφοδοσία του φωτοπολλαπλασιαστή, το καλώδιο του σήματος και το καλώδιο για την παρακολούθηση της τάσεως του φωτοπολλαπλασιαστή.

5.4.2.1 Η διαδικασία ελέγχου των φωτοπολλαπλασιαστών

Αμέσως μετά την παραλαβή του φωτοπολλαπλασιαστή και την επιβεβαίωση, ότι οι παράμετροί του, όπως καταγράφονται στο φύλλο ελέγχου που τον συνοδεύει, ικανοποιούν τις προδιαγραφές που έχουν συμφωνηθεί με την εταιρεία, τοποθετείται σε ειδικά διαμορφωμένο “σκοτεινό” δωμάτιο, στο οποίο μπορούν να ελέγχονται έως 60 φωτοπολλαπλασιαστές ταυτόχρονα. Εκεί η τάση τροφοδοσίας του ρυθμίζεται στα 1700V ώστε να επιβεβαιωθεί σε πρώτη φάση η σωστή λειτουργία του φωτοπολλαπλασιαστή. Μετά την πάροδο 24 ωρών και εφόσον ο φωτοπολλαπλασιαστής εξακολουθεί να συμπεριφέρεται φυσιολογικά (σταθερός ρυθμός απαρίθμησης σε όλο αυτό το χρονικό διάστημα), η τάση τροφοδοσίας ρυθμίζεται στα 2000V. Η συμπεριφορά του φωτοπολλαπλασιαστή καταγράφεται για όσο χρονικό διάστημα παραμένει στο σκοτεινό δωμάτιο. Μετά την πάροδο 2-7 ημερών (ανάλογα με τις ανάγκες της γραμμής παραγωγής) από την έναρξη της διαδικασίας ελέγχου ο κάθε φωτοπολλαπλασιαστής που έχει περάσει επιτυχώς το πρώτο στάδιο ελέγχου τοποθετείται χωριστά σε ένα δεύτερο μικρότερο σκοτεινό δωμάτιο, μέσα σε ένα μαύρο κουτί που περιέχει ειδική βάση για τον έλεγχό του. Εκεί

θα πραγματοποιηθεί και το μεγαλύτερο μέρος του ελέγχου του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή. Αφού και αυτό το στάδιο ολοκληρωθεί, ο φωτοπολλαπλασιαστής συνδέεται με το τροφοδοτικό του και επιστρέφει στο μεγάλο σκοτεινό δωμάτιο για μακροχρόνιο έλεγχο. Η τάση τροφοδοσίας ρυθμίζεται στην τάση λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή, όπως έχει καθοριστεί από το προηγούμενο στάδιο ελέγχου και ο ρυθμός απαρίθμησης του (dark count rate) παρακολουθείται από το σύστημα συλλογής δεδομένων.

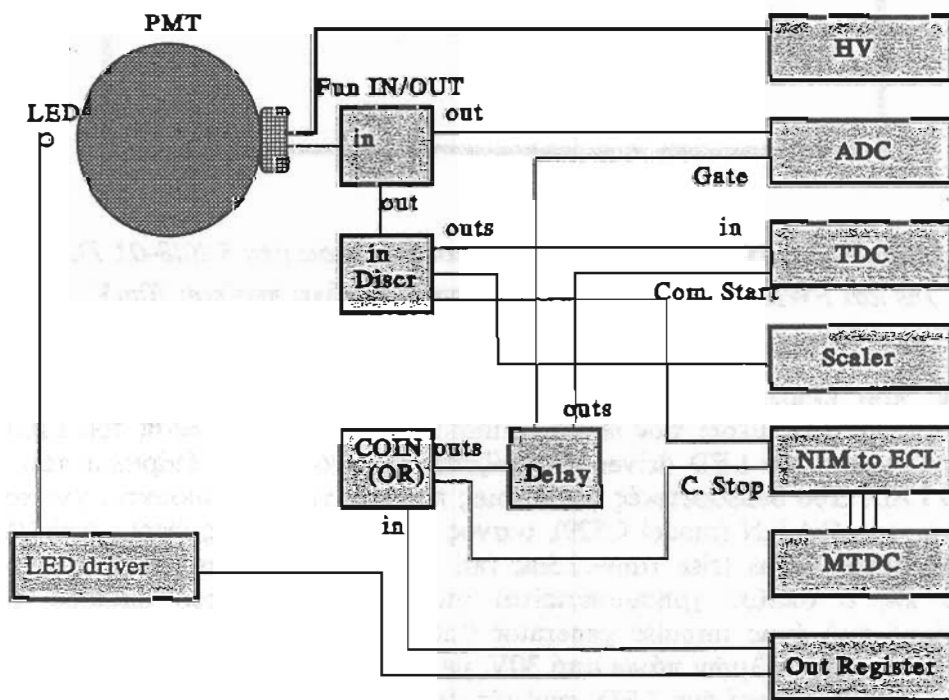


Εικόνα 5.10: Το σύστημα ελέγχου των φωτοπολλαπλασιαστών. Ο έλεγχος της ομοιογένειας της φωτοκαθόδου πραγματοποιείται οδηγώντας το LED σε 40 διαφορετικά της σημεία με τη βοήθεια δύο *stepping motors* όπως φαίνεται στο σχήμα. Σημειώνουμε, ότι κατά τη διαδικασία ελέγχου ο φωτοπολλαπλασιαστής θωρακίζεται από το μαγνητικό πεδίο της Γης με πλέγμα από *μ-metal*.

Αν κάποιος φωτοπολλαπλασιαστής δεν ικανοποιεί τις προδιαγραφές ή αναπτύξει κατά τη διάρκεια των διαφορετικών σταδίων ελέγχου μη αποδεκτή συμπεριφορά⁶², αφού παραμείνει για τουλάχιστον 10 μέρες υπό σταθερή τάση τροφοδοσίας και δεν παρουσιάσει σημαντική βελτίωση, επιστρέφεται στην εταιρεία κατασκευής για αντικατάσταση.

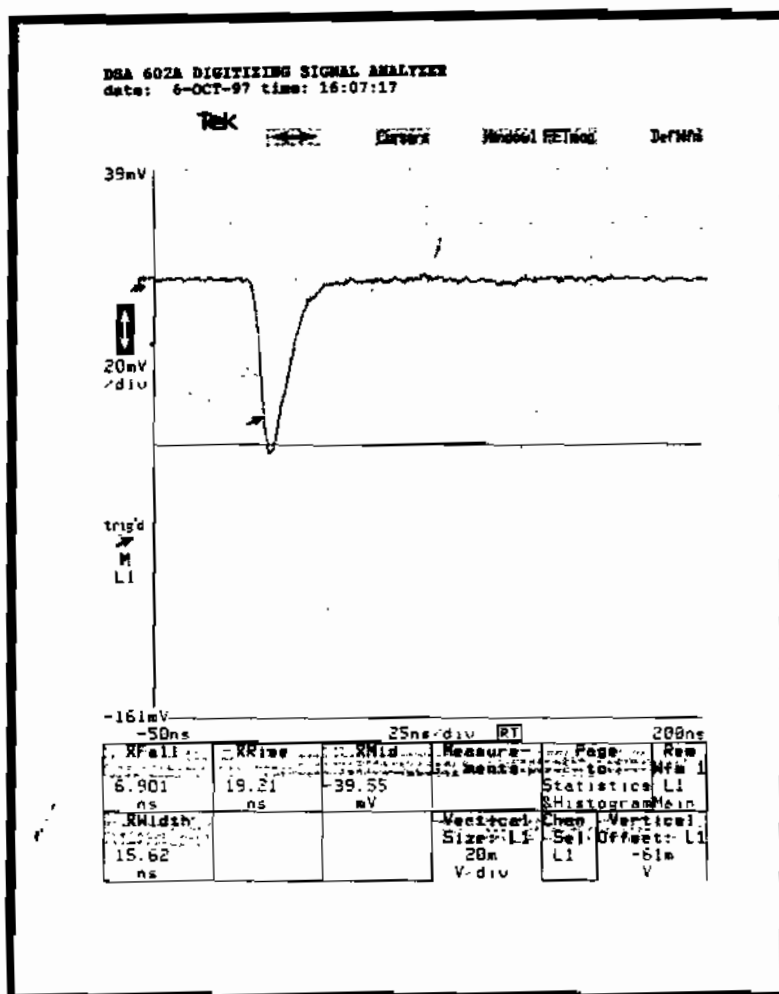
5.4.2.2 Το σύστημα ελέγχου και συλλογής δεδομένων

Ολόκληρη η διαδικασία ελέγχου, συμπεριλαμβανομένης και της παρακολούθησης του ρυθμού απαρίθμησης για μεγάλο χρονικό διάστημα πραγματοποιείται με τη χρήση ενός λογισμικού πακέτου που έχει αναπτυχθεί για το σκοπό αυτό. Το μηχανικό τμήμα του συστήματος ελέγχου φαίνεται στην εικόνα 5.10. Περιλαμβάνει τη βάση που συγκρατεί τον φωτοπολλαπλασιαστή, προσανατολισμένο προς τα επάνω, ένα μεταλλικό Π που φέρει ένα stepping motor στο κέντρο του, το οποίο ελέγχει την περιστροφή ενός βραχίονα (μεταβολή της ϕ συντεταγμένης), σχήματος Π , στην μια από τις άκρες του οποίου βρίσκεται ένα δεύτερο stepping motor για τον έλεγχο του βραχίονα (μεταβολή της θ συντεταγμένης) πάνω στον οποίο είναι τοποθετημένα τα LEDs που χρησιμοποιούνται για τον έλεγχο. Η απόσταση των LEDs από την κορυφή του φωτοπολλαπλασιαστή είναι 2cm. Όπως μπορεί να δει κανείς από το ακριβές σχήμα του φωτοπολλαπλασιαστή στην εικόνα 5.8 η επιφάνεια του είναι σφαιρική μόνο μέχρι τις 63° . Μέχρι το σημείο εκείνο η απόσταση εκπομπής του φωτός από τη φωτοκάθοδο είναι σταθερή (2cm) και επομένως τα αποτελέσματα του scan είναι συγκρίσιμα μεταξύ τους. Για περιοχές με $\theta > 63^\circ$ πραγματοποιούμε την κατάλληλη αναπροσαρμογή των αποτελεσμάτων ανάλογα με την απόσταση του LED από τον φωτοπολλαπλασιαστή.



Εικόνα 5.11: Το διάγραμμα του συστήματος ελέγχου των φωτοπολλαπλασιαστών. Το σύστημα είναι αυτοματοποιημένο και πραγματοποιεί όλες τις απαραίτητες μετρήσεις σε χρονικό διάστημα δύο ωρών. Η διαδικασία του cross-scan διαρκεί μία ώρα.

⁶² Περιπτώσεις των βασικότερων προβλημάτων που έχουν παρουσιάσει οι φωτοπολλαπλασιαστές αναφέρονται στην παράγραφο "Αποτελέσματα από τον έλεγχο των φωτοπολλαπλασιαστών".



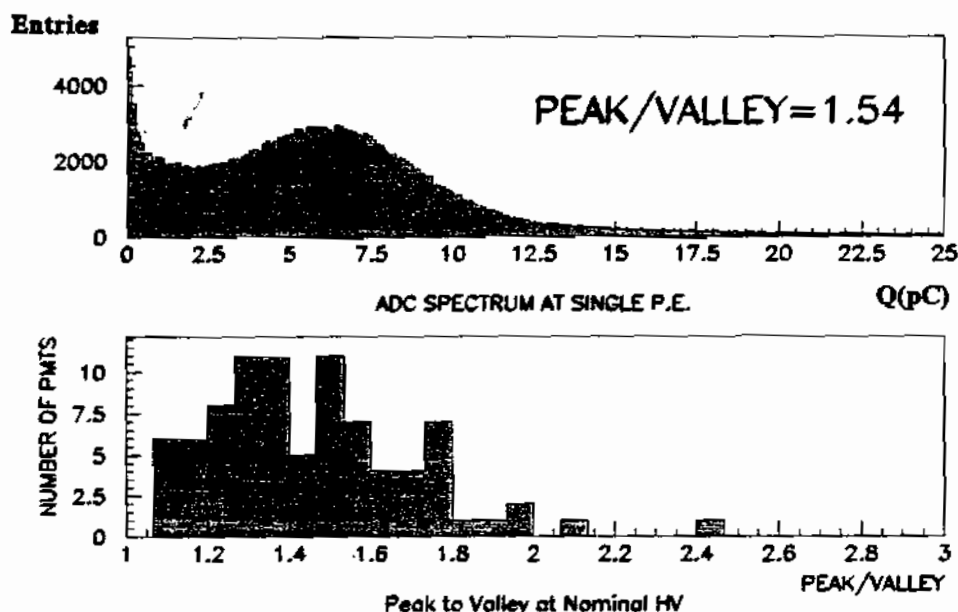
Εικόνα 5.12: Χαρακτηριστικός παλμός του φωτοπολλαπλασιαστή R2018-03. Παρουσιάζει χρόνο ανόδου ίσο με 7ns και FWHM ≈ 15 ns. Το ύψος του παλμού είναι περίπου 70mV.

Το φως που εκπέμπεται προς τη φωτοκάθοδο ελέγχεται απόλυτα με τη βοήθεια ηλεκτρονικού υπολογιστή, μέσω των stepping motors καθορίζεται η θέση του LED επάνω στη φωτοκάθοδο ενώ μέσω του LED driver καθορίζεται το ύψος και η διάρκεια του παλμού που στέλνουμε στο LED. Δύο διαφορετικές γεννήτριες παλμών χρησιμοποιούνται για το λόγο αυτό, ένας LED driver της C.A.E.N (model C529), ικανός να δίνει παλμούς ύψους από 2V μέχρι 20V εύρους από 5ns μέχρι 400ns (rise time < 2.5ns, fall time < 3ns) με διακριτική ικανότητα εύρους καλύτερη του 2%, ο οποίος χρησιμοποιείται για τον έλεγχο στο επίπεδο των πολλών φωτοηλεκτρονίων, ενώ ένας impulse generator (model 1000D) των Picosecond Pulse Labs, με δυνατότητα δημιουργίας παλμών πάνω από 30V, με διάρκεια 0.5ns (FWHM) και risetime 0.25ns, χρησιμοποιείται για να οδηγεί ένα LED, συνδεδεμένο με ανάστροφη πόλωση για να επιτύχουμε συνθήκες ενός φωτοηλεκτρονίου με μεγάλη ακρίβεια στον προσδιορισμό του χρόνου. Το ηλεκτρονικό τμήμα του συστήματος ελέγχου, το οποίο περιλαμβάνει και την τροφοδοσία του φωτοπολλαπλασιαστή αλλά και την καταγραφή της τάσεως λειτουργίας του φαίνεται στο σχήμα 5.11. Η καταγραφή των δεδομένων γίνεται με τη βοήθεια μονάδων CAMAC [187]. Πιο συγκεκριμένα χρησιμοποιούμε ένα TDC (LeCroy, model 2228A), ένα ADC (LeCroy, model 2249A), ένα Multi-hit TDC (LeCroy, model 3377) και έναν scaler 12 καναλιών (LeCroy, model 2551).

Η διαδικασία του θ - ϕ cross-scan πραγματοποιείται στο επίπεδο των πολλών φωτοηλεκτρονίων ($\approx 15\text{PEs}$) σε 40 διαφορετικά σημεία της φωτοκαθόδου. Η απόκριση του φωτοπολλαπλασιαστή ως προς το ύψος του παλμού και το χρόνο καταγραφής του εξετάζεται σε κάθε ένα από αυτά. Για ορισμένο αριθμό φωτοπολλαπλασιαστών η διαδικασία πραγματοποιείται σε 400 σημεία της φωτοκαθόδου (full-scan) και διαρκεί περίπου 10 ώρες. Σημειώνουμε εδώ, ότι ο κάθε φωτοπολλαπλασιαστής τοποθετείται στο σύστημα ελέγχου έτσι ώστε να έχει πάντοτε τον ίδιο προσανατολισμό ως προς το μαγνητικό πεδίο της Γης. Η δομή των δυνόδων του πρέπει να είναι πάντοτε προσανατολισμένη παράλληλα στο βραχίονά του LED.

5.4.2.3 Αποτελέσματα από τον έλεγχο των φωτοπολλαπλασιαστών

Στην εικόνα 5.12 παρουσιάζεται η μορφή ενός χαρακτηριστικού παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή R2018-03. Ο χρόνος ανόδου είναι περίπου 7ns ενώ το εύρος του παλμού είναι λίγο μεγαλύτερο από 15 ns. Στη συγκεκριμένη περίπτωση το ύψος του παλμού είναι περίπου 70mV. Η μορφή του παλμού μπορεί να προσομοιωθεί χρησιμοποιώντας δύο συναρτήσεις Gauss με διαφορετικά πλάτη ώστε να αναπαραχθεί η διαφορά ανάμεσα στον rise time (χρόνο ανόδου) και στον fall time (χρόνο καθόδου) του παλμού.



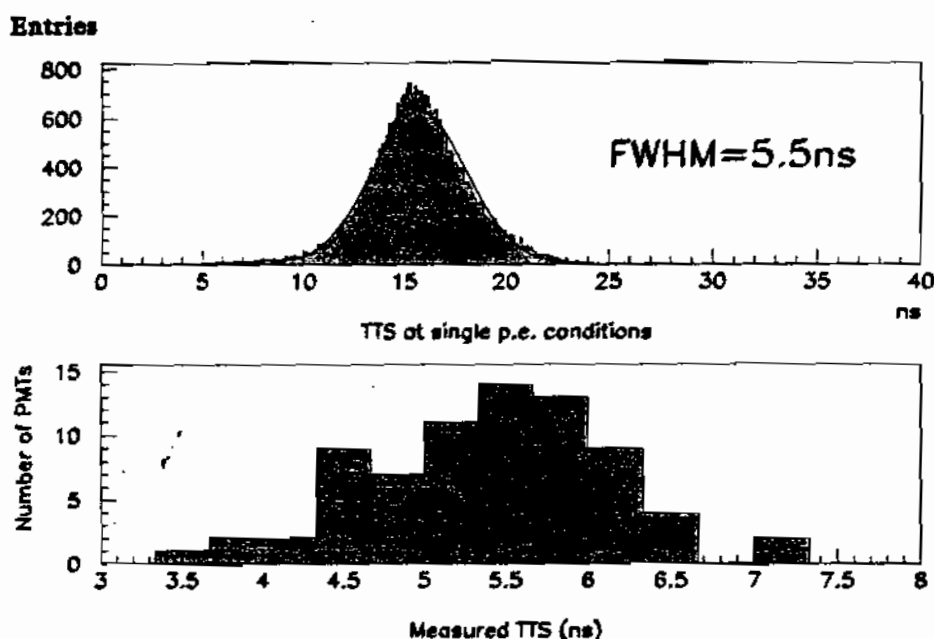
Εικόνα 5.13: Το φάσμα από το ADC για συνθήκες ενός φωτοηλεκτρονίου. Στην επάνω εικόνα παρουσιάζεται ένα τυπικό φάσμα από το ADC σε συνθήκες ενός φωτοηλεκτρονίου, με λόγο peak/valley ίσο με 1.5. Το ιστόγραμμα κάτω παρουσιάζει την κατανομή του λόγου peak/valley για τους φωτοπολλαπλασιαστές που έχουν μετρηθεί.

Ο rise time (RT) μιας συνάρτησης Gauss,

$$S(t) = S_0 \times \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{t-\mu}{\sigma}\right)^2\right]$$

μπορεί να οριστεί σαν το χρονικό διάστημα Δt στο οποίο η συνάρτηση $S(t)$ μεταβάλλεται από $0.1 \times S_0$ σε $0.9 \times S_0$. Για να προσομοιώσει κάποιος έναν παλμό με δεδομένο RT, πρέπει να χρησιμοποιήσει συνάρτηση Gauss με $\sigma = RT/1.69$.

Οι μετρήσεις, όπως προαναφέραμε, πραγματοποιούνται αρχικά στο επίπεδο του ενός φωτοηλεκτρονίου, χρησιμοποιώντας τον Picosecond pulser και ένα πορτοκαλί LED με ανάστροφη πόλωση, ώστε να δίνει πολύ λίγο φως. Το ύψος του παλμού που στέλνουμε στο LED είναι 3.5V και το εύρος του 10ns.



Εικόνα 5.14: Το φάσμα του TDC υπό συνθήκες ενός φωτοηλεκτρονίου. Επάνω παρουσιάζεται μια τυπική κατανομή του transit time η οποία έχει ληφθεί υπό συνθήκες ενός φωτοηλεκτρονίου. Κάτω παρουσιάζεται η κατανομή του T.T.S για τους φωτοπολλαπλασιαστές που έχουν ελεγχθεί.

Στην εικόνα 5.13 παρουσιάζεται ένα τυπικό φάσμα του ADC το οποίο λαμβάνεται υπό συνθήκες ενός φωτοηλεκτρονίου και ένα ιστόγραμμα που παρουσιάζει τις διακυμάνσεις στις τιμές του λόγου peak/valley για τους φωτοπολλαπλασιαστές που έχουν ελεγχθεί. Η κορυφή στο φάσμα λόγω του φωτοηλεκτρονίου ξεχωρίζει ικανοποιητικά από το υπόβαθρο που δημιουργούν οι δύνοδοι του φωτοπολλαπλασιαστή. Η μέση τιμή του λόγου peak/valley είναι 1.5. Το αποτέλεσμα αυτό αποδεικνύει την απόλυτα ικανοποιητική θωράκιση του φωτοπολλαπλασιαστή από το μαγνητικό πεδίο της Γης, με τη χρήση του πλέγματος από μ -metal. Η απόσταση από το κέντρο της φωτοκαθόδου μέχρι το πρώτο ηλεκτρόδιο εστίασης (focusing electrode) είναι 194mm, ενώ η απόσταση μέχρι την πρώτη δύνοδο είναι 203mm. Το φωτοηλεκτρόνιο πρέπει να διανύσει αυτές τις αποστάσεις, επιταχυνόμενο από διαφορά δυναμικού $\approx 700V$, χωρίς να αποκλίνει σημαντικά από την πορεία του και να “συναντήσει” την πρώτη δύνοδο διαστάσεων 41x41mm. Χάρη στην παρουσία του πλέγματος, το μαγνητικό πεδίο στο εσωτερικό του φωτοπολλαπλασιαστή περιορίζεται περίπου στο 10% της τιμής του (βλέπε παράγραφο “Η θωράκιση του φωτοπολλαπλασιαστή” στη συνέχεια του κεφαλαίου). Η μέγιστη απόκλιση της τροχιάς του φωτοηλεκτρονίου, κάτω από αυτές τις συνθήκες, είναι $\approx 2mm$. Η απόδοση (absolute gain) του φωτοπολλαπλασιαστή μετριέται στο στάδιο αυτό. Όλοι οι φωτοπολλαπλασιαστές που έχουν ελεγχθεί παρουσιάζουν μεγαλύτερη απόδοση από τις προδιαγραφές (5×10^7).

Στην εικόνα 5.14 παρουσιάζεται η τυπική κατανομή του T.T.S. για συνθήκες ενός φωτοηλεκτρονίου και ένα ιστόγραμμα με τις διακυμάνσεις στις τιμές του T.T.S. για τους φωτοπολλαπλασιαστές που έχουν ελεγχθεί. Η μέση τιμή του είναι 5.5ns, σε πολύ καλή συμφωνία με τις προδιαγραφές.

Διεξοδική μελέτη έχει πραγματοποιηθεί στο θέμα του θορύβου (dark current) των φωτοπολλαπλασιαστών. Με τον όρο θόρυβο χαρακτηρίζουμε σήματα του φωτοπολλαπλασιαστή τα οποία δημιουργούνται, όταν η φωτοκάθοδος του είναι προστατευμένη από κάθε εξωτερική οπτική ακτινοβολία (π.χ. με την τοποθέτηση του φωτοπολλαπλασιαστή σε κλειστό μαύρο κουτί). Υπάρχουν αρκετοί παράγοντες οι οποίοι δημιουργούν θόρυβο στο φωτοπολλαπλασιαστή. Ο θόρυβος του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή παρουσιάζεται αρκετά αυξημένος με την έναρξη της λειτουργίας του, ειδικά μάλιστα αν η φωτοκάθοδος του έχει εκτεθεί στο φως. Χρειάζονται αρκετές ώρες μέχρι να αποκατασταθεί ένας σταθερός ρυθμός απαρίθμησης. Στην περίπτωση που ο φωτοπολλαπλασιαστής έχει εκτεθεί σε ηλιακό φως ο χρόνος αποκατάστασης μπορεί να φτάσει και τις δύο ημέρες.

Αφού σταθεροποιηθεί ο ρυθμός απαρίθμησης (τυπικές τιμές μικρότερες των 10kHz σε θερμοκρασία 25°C) μπορεί να μελετηθεί η επίδραση της μεταβολής της θερμοκρασίας, κρατώντας σταθερή την τάση τροφοδοσίας και ψύχοντας το φωτοπολλαπλασιαστή. Η θερμοιονική εκπομπή της φωτοκαθόδου αλλά και των δυνόδων είναι ο σημαντικότερος παράγοντας δημιουργίας θορύβου. Η εκτίμηση του θορύβου μπορεί να γίνει με τη βοήθεια της εξίσωσης της θερμοιονικής εκπομπής του Richardson:

$$R = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

όπου A είναι σταθερά, ϕ είναι το απαιτούμενο έργο ($\approx 1.4\text{eV}$ [188], [189]), T η θερμοκρασία σε βαθμούς K και k είναι η σταθερά Boltzmann. Στην εικόνα 5.15 παρουσιάζουμε την εξάρτηση του θορύβου τριών φωτοπολλαπλασιαστών από τη θερμοκρασία. Σημειώνουμε εδώ, ότι η θερμοκρασία της βάσεως του φωτοπολλαπλασιαστή αυξάνεται κατά 5°C όταν αυτός είναι σε λειτουργία [203].

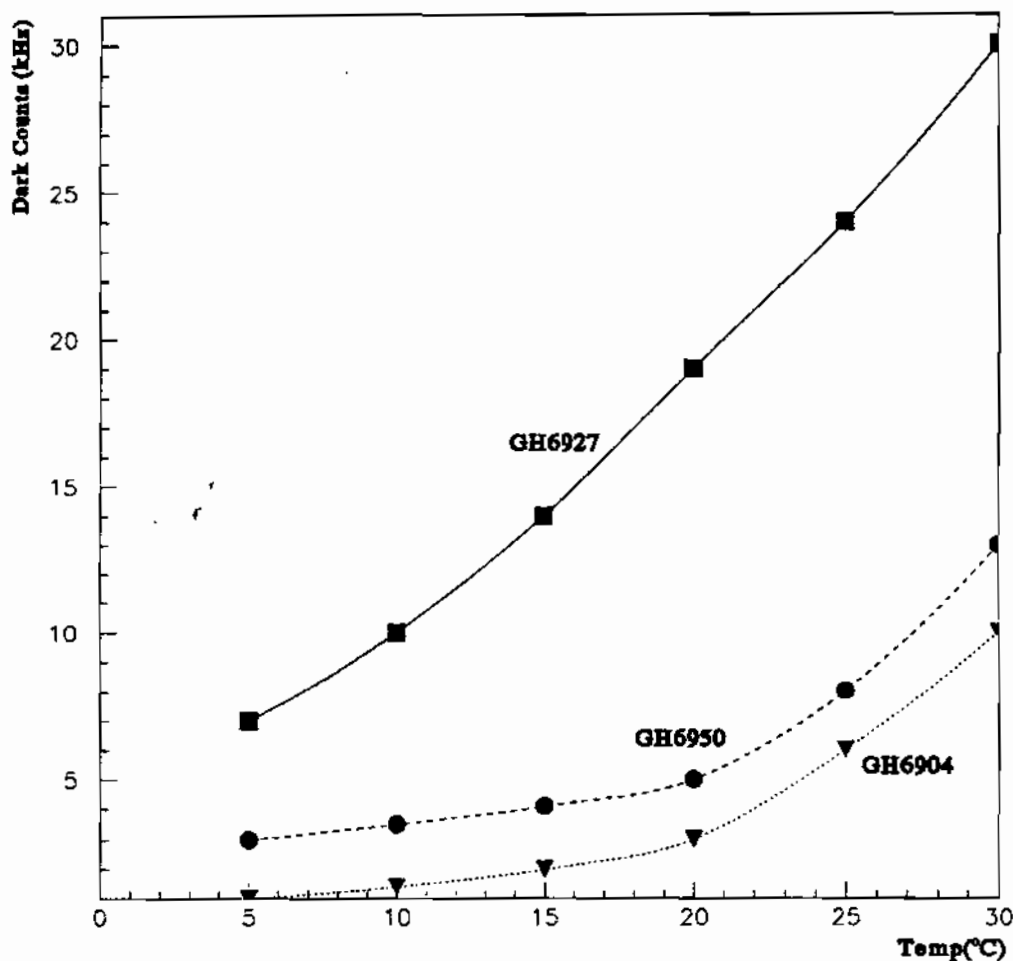
Ένας δεύτερος παράγοντας θορύβου είναι η ακτινοβολία Cherenkov που παράγεται στο γυαλί του φωτοπολλαπλασιαστή, προερχόμενη από τις κοσμικές ακτίνες. Η ροή των κοσμικών ακτίνων είναι 1-2 σωματίδια (μιάνα 70%, ηλεκτρόνια 30% και λιγότερο από 1% πρωτόνια και πόνια) ανά λεπτό ανά τετραγωνικό εκατοστό. Σε μεγάλο ποσοστό τα σωματίδια αυτά είναι σχετικιστικά και παράγουν ακτινοβολία Cherenkov καθώς διασχίζουν το γυαλί του φωτοπολλαπλασιαστή. Λαμβάνοντας υπόψη τον αριθμό των παραγομένων φωτονίων Cherenkov ανά εκατοστό τροχιάς, την ισχυρή απορρόφηση από το γυαλί κάτω από τα 300nm καθώς και την κβαντική απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή περιμένουμε περίπου 200 φωτοηλεκτρόνια ανά εκατοστό τροχιάς. Ανάλογα με τον προσανατολισμό της φωτοκαθόδου μπορούμε να έχουμε αρκετούς μικρούς παλμούς, όταν ο άξονας του φωτοπολλαπλασιαστή είναι κατακόρυφος, ή λιγότερους αλλά πιο μεγάλους παλμούς, όταν ο άξονας του φωτοπολλαπλασιαστή είναι οριζόντιος [190]. Στο κεφάλαιο "Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων" θα επανέλθουμε στο φαινόμενο αυτό και θα δούμε πώς μπορούμε να χρησιμοποιούμε τις κοσμικές ακτίνες για να ελέγξουμε το σύστημα συλλογής δεδομένων του ανιχνευτή.

Η παρουσία ραδιοϊσοτόπων στο γυαλί του φωτοπολλαπλασιαστή μπορεί να οδηγήσει σε εκπομπή φωτοηλεκτρονίων από τη φωτοκάθοδο. Η συγκέντρωση K στη βοριοπυριτιούχο ύαλο (borosilicate glass) είναι περίπου 0.07% [191], [192]. Η διάσπαση του ^{40}K , ισότοπου με περιεκτικότητα 0.01% στο συνολικό ποσοστό του K, πραγματοποιείται κατά 89% μέσω β-διάσπασης (βλέπε παράγραφο "Φυσική ραδιενέργεια" του κεφαλαίου "Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ"). Ένα ηλεκτρόνιο με ενέργεια μεγαλύτερη από 0.51 MeV παράγει

περίπου 400 φωτόνια ανά εκατοστό στην ορατή περιοχή του φάσματος μέσω ακτινοβολίας Cherenkov στο γυαλί [193]. Για μήκος 2mm (πάχος του γυαλιού) αναμένουμε ένα μέγιστο αριθμό φωτοηλεκτρονίων,

$$400 \times 0.2 \times 20\% = 16 \text{ φωτοηλεκτρόνια}$$

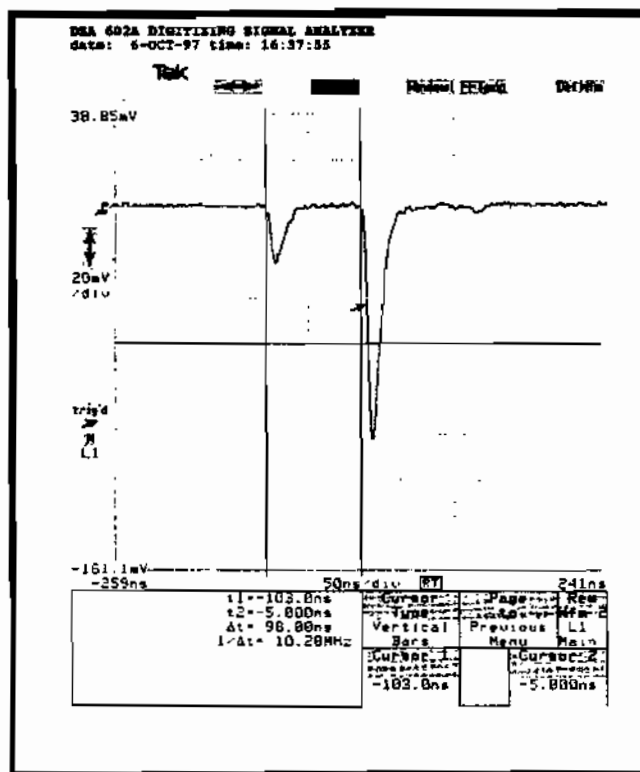
Εκτίμηση της συνεισφοράς στον θόρυβο του φωτοπολλαπλασιαστή από άλλες πηγές, όπως Co^{60} , Am^{241} , Sr^{90} παρουσιάζονται στις αναφορές [192], [194].



Εικόνα 5.15: Η μεταβολή της θερμοκρασίας επηρεάζει σημαντικά το θόρυβο του φωτοπολλαπλασιαστή. Οι φωτοπολλαπλασιαστές δοκιμάζονται σε περιβάλλον 20-25 °C, ενώ η θερμοκρασία που αναμένουμε να επικρατεί στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου κατά τη λειτουργία του σε βάθος 4000m είναι ~16 °C (βλέπε παράγραφο “Η εξέλιξη του Οπτικού Στοιχείου”). Αναμένουμε ελάττωση του καταγραφόμενου ρυθμού απαρίθμησης κατά 50%.

Σημαντική συνεισφορά στο θόρυβο του φωτοπολλαπλασιαστή μπορεί να παίζει και η παρουσία ρευμάτων διαρροής μέσω των στηριγμάτων των ηλεκτροδίων αλλά και των ακίδων της βάσεως (pins). Ο περιορισμός του θορύβου αυτής της μορφής είναι αρκετά δύσκολος αφού και με μόνωση των στηριγμάτων τα πολύ μικρής έντασης ρεύματα ($\sim 10^{-12}$ A) εξακολουθούν να υπάρχουν.

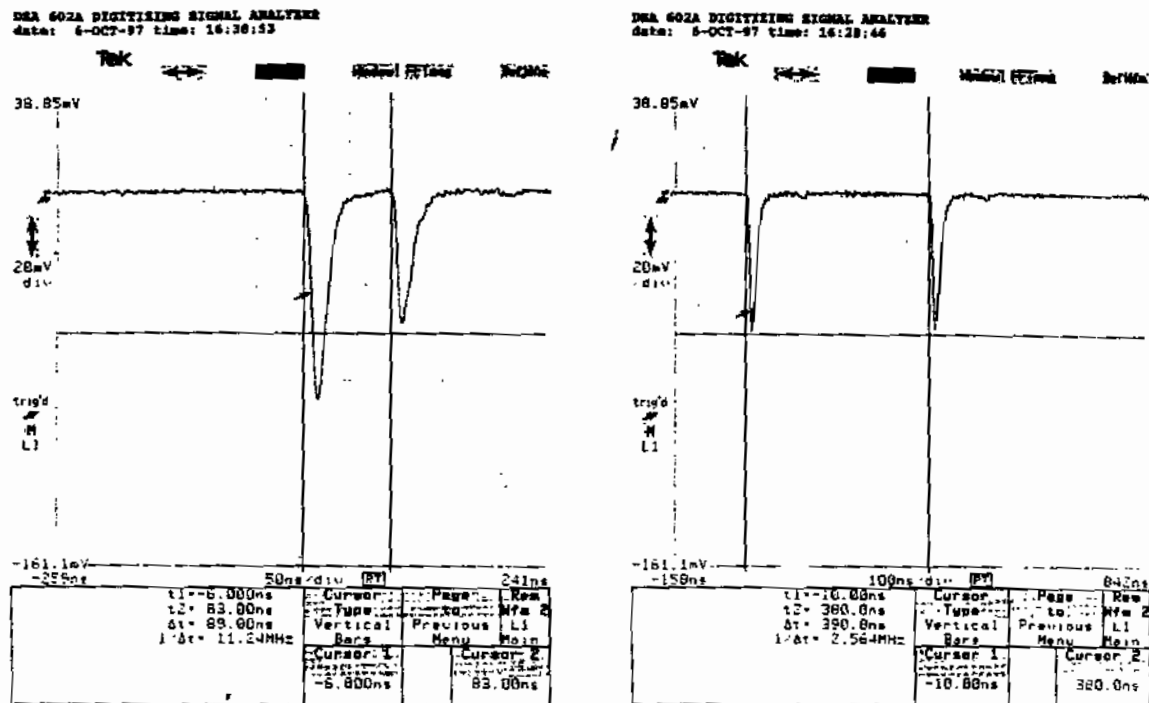
Η μελέτη του θορύβου περιλαμβάνει εκτίμηση του ποσοστού των pre/late/after-pulses. Η δημιουργία των pre-pulses οφείλεται στο ότι υπάρχει η πιθανότητα ένα φωτοηλεκτρόνιο να “χάσει” κάποια από τις πρώτες δυνόδους (ειδικά την πρώτη). Οι παλμοί αυτοί παρουσιάζονται μέχρι 100ps πριν από τον κύριο παλμό και είναι αρκετά μικρότεροι του. Στην εικόνα 5.16 παρουσιάζεται περίπτωση καταγραφής pre-pulse. Το ποσοστό των pre-pulses στους φωτοπολλαπλασιαστές που μετρήθηκαν βρέθηκε σημαντικά μικρότερο (τυπική τιμή 0.1%) από το αναμενόμενο από τις προδιαγραφές (τυπική τιμή 0.5%, μέγιστη αποδεκτή τιμή 2%).



Εικόνα 5.16: Χαρακτηριστική περίπτωση καταγραφής pre-pulse. Το φαινόμενο αυτό έχει μικρότερη συχνότητα εμφάνισης από την αναμενόμενη, σύμφωνα με τις προδιαγραφές των φωτοπολλαπλασιαστών.

Η δημιουργία των after-pulses, περιγράφεται στην [195] και οφείλεται στην παρουσία ατόμων αέρα στο εσωτερικό του φωτοπολλαπλασιαστή. Τα άτομα αυτά ιονίζονται από τα ηλεκτρόνια και επιταχύνονται προς τη φωτοκάθοδο υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου, την οποία τελικά διεγείρουν προκαλώντας καθυστερημένη εκπομπή φωτοηλεκτρονίων. Οι παλμοί αυτοί είναι αρκετά μεγάλοι σε σχέση με τον κύριο παλμό και μπορούν να φτάσουν και στο ίδιο ύψος, όταν ειδικά η μελέτη γίνεται σε επίπεδο ενός φωτοηλεκτρονίου. After-pulses μπορούν να δημιουργηθούν και από ιονισμό των ατόμων του αέρα στην περιοχή μεταξύ των δυνόδων. Ειδικά στην περίπτωση φωτοπολλαπλασιαστών με δομή δυνόδων τύπου venetian blind, τα ιόντα που δημιουργούνται στην περιοχή αυτή είναι σχεδόν αδύνατον να φτάσουν στη φωτοκάθοδο διαπερνώντας τη δομή των δυνόδων και έτσι συντελούν στη δημιουργία παλμών που είναι αρκετά μικρότεροι από τον παλμό που αντιστοιχεί σε ένα φωτοηλεκτρόνιο ($\approx 120\text{mV}$). Στην εικόνα 5.17 παρουσιάζονται δύο περιπτώσεις after-pulses, στην πρώτη περίπτωση παλμός σχεδόν στο ίδιο ύψος με τον κύριο παλμό εμφανίζεται 400ns μετά, ενώ στη δεύτερη περίπτωση ο δευτερεύων παλμός είναι σημαντικά μικρότερος ($\approx 70\text{mV}$) και εμφανίζεται περίπου 90ns μετά τον κύριο παλμό. Κάτω από συνθήκες αρκετών φωτοηλεκτρονίων είναι δυνατόν να εκπεμφθεί φως από τις τελευταίες δυνόδους (electrode glow) το οποίο μπορεί να ανιχνευτεί από τη

φωτοκάθοδο συντελώντας στη δημιουργία μικρών παλμών οι οποίοι παρουσιάζονται 30-100ns (late-pulses). Οι μετρήσεις έδειξαν, ότι το ποσοστό των after/late-pulses είναι μικρότερο του 3%.

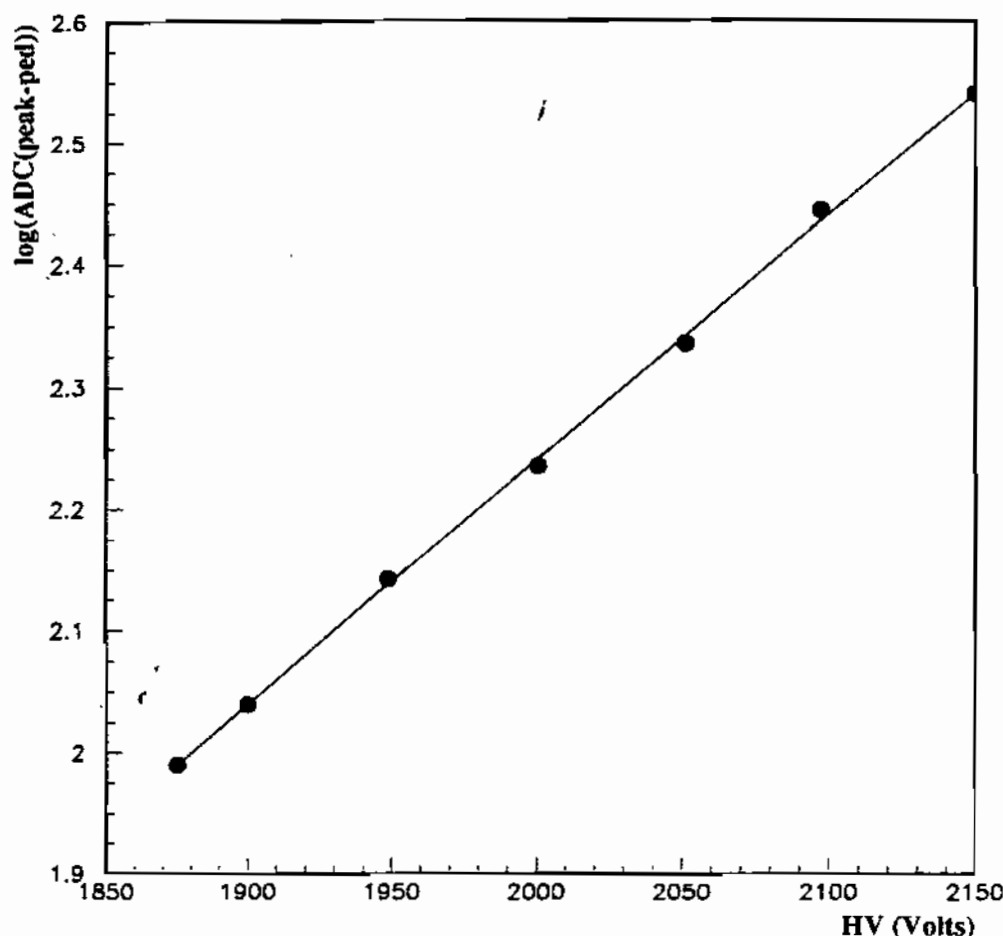


Εικόνα 5.17: Χαρακτηριστικές περιπτώσεις after-pulses. Οι after-pulses μπορούν να φτάσουν σε ορισμένες περιπτώσεις το ύψος του κύριου παλμού ειδικά, όταν μάλιστα η μελέτη πραγματοποιείται σε επίπεδο ενός φωτοηλεκτρονίου.

Για τη μελέτη των pre/after/late-pulses χρησιμοποιείται ένα multi-hit TDC [196]. Η συσκευή παρέχει τη δυνατότητα καταγραφής μέχρι και 16 σημάτων σε χρονικό διάστημα 65μsec σε καθένα από τα 32 κανάλια της. Στον έλεγχο που πραγματοποιούμε το εύρος του χρονικού παραθύρου είναι 32μsec. Το multi-hit TDC δέχεται ECL παλμούς εισόδου. Το χρονικό διάστημα ανάμεσα στη leading edge και στην trailing edge του παλμού εξόδου του NIM to ECL converter εξαρτάται από το εύρος του NIM παλμού εισόδου, το οποίο στην περίπτωσή μας είναι περίπου 20ns, δίνοντας παλμό εξόδου εύρους λίγο μικρότερου των 50ns. Για το λόγο αυτό η συσκευή, προγραμματισμένη να ανιχνεύει leading edges, δεν μπορεί να ξεχωρίσει παλμούς που η χρονική τους απόσταση είναι μικρότερη των 50ns. Κατά την πραγματοποίηση αυτού του σταδίου ελέγχου του φωτοπολλαπλασιαστή, πρέπει ο ρυθμός απαρίθμησης τους να είναι γνωστός ώστε να αφαιρεθεί ο θόρυβος από το σήμα.

Σε δεύτερη φάση ο έλεγχος συνεχίζεται στο επίπεδο περισσότερων φωτοηλεκτρονίων. Ο παλμός του LED, το οποίο τοποθετείται στην κορυφή της φωτοκάθοδου για τη δοκιμή αυτή αντιστοιχεί περίπου σε 15 φωτοηλεκτρόνια (πράσινο LED, 4.7V, εύρος 5ns). Για διαφορετικές τάσεις τροφοδοσίας του φωτοπολλαπλασιαστή βρίσκουμε την κορυφή της κατανομής στο ADC και αποδίδουμε γραφικά τα αποτελέσματα (relative gain test). Στην εικόνα 5.18 παρουσιάζεται χαρακτηριστική περίπτωση από τις μετρήσεις που πραγματοποιούνται στο στάδιο αυτό για τον φωτοπολλαπλασιαστή GH6873. Με βάση την καμπύλη αυτή υπολογίζουμε την τάση με την οποία πρέπει να τροφοδοτήσουμε τον φωτοπολλαπλασιαστή ώστε το μέσο ύψος του παλμού που

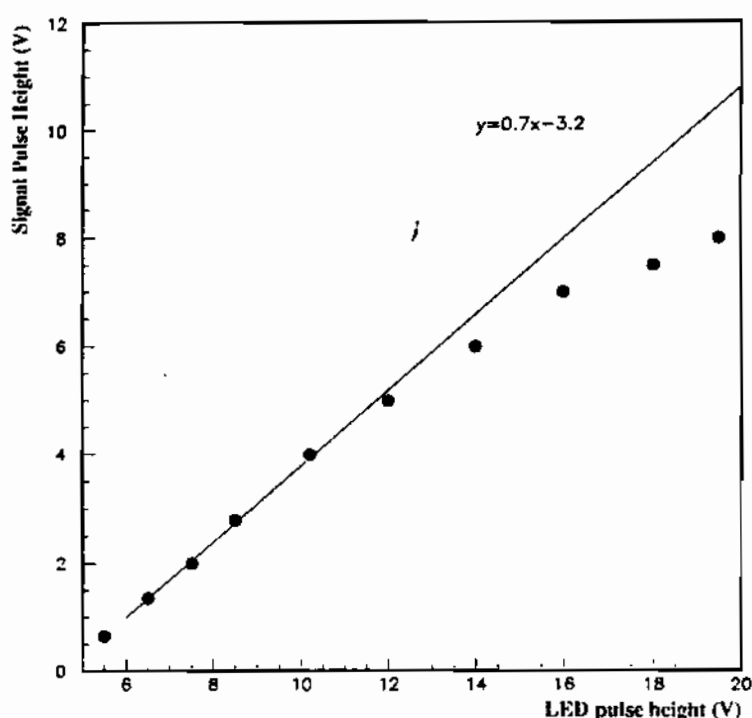
αντιστοιχεί στο ένα φωτοηλεκτρόνιο να είναι 120mV. Η τάση λειτουργίας είναι συνήθως 150V-200V μεγαλύτερη της τάσεως που καθορίζει η εταιρεία.



Εικόνα 5.18: Ο καθορισμός της τάσεως λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή γίνεται με βάση την κλίση της καμπύλης που παρουσιάζεται στην εικόνα. Η διαφορά του καναλιού που αντιστοιχεί στην κορυφή της κατανομής στο ADC από το κανάλι που αντιστοιχεί στο υπόβαθρο αποδίδεται συνάρτησε της τάσεως τροφοδοσίας. Η τάση λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή είναι η τάση για την οποία το μέσο ύψος του παλμού του σε συνθήκες ενός φωτοηλεκτρονίου είναι 120mV. Η τάση λειτουργίας είναι, συνήθως 150V-200V μεγαλύτερη της τάσεως που καθορίζει η εταιρεία.

Αφού προσδιοριστεί η τάση λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή, επαναλαμβάνονται οι μετρήσεις θορύβου και για τη νέα τάση τροφοδοσίας.

Η γραμμικότητα της απόκρισης του φωτοπολλαπλασιαστή ελέγχεται, διατηρώντας σταθερή την τάση λειτουργίας και μεταβάλλοντας το ύψος του παλμού που στέλνουμε στο LED. Το μέσο ύψος του παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή αποδίδεται γραφικά στην εικόνα 5.19 συνάρτησε της τάσεως τροφοδοσίας του LED. Η εξάρτηση παρουσιάζεται γραμμική μέχρι περίπου τα 6V, για παλμούς που αντιστοιχούν περίπου στα 50 φωτοηλεκτρόνια.

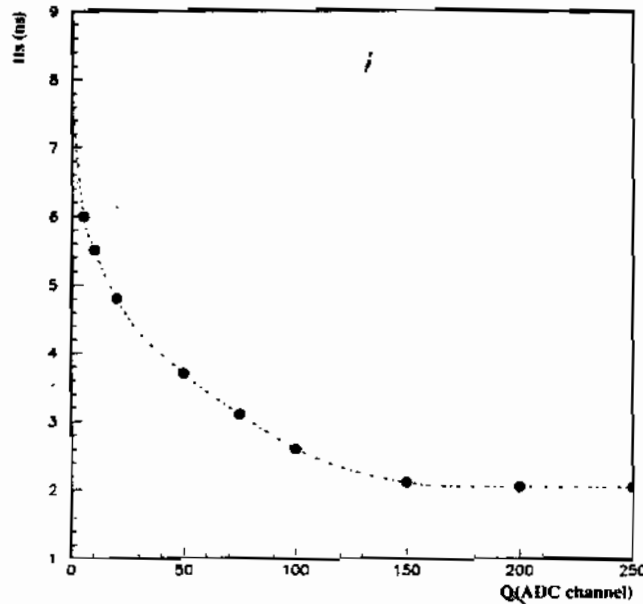


Εικόνα 5.19: Το ύψος του παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή παρουσιάζεται συναρτήσει του ύψους του παλμού του LED που ενεργοποιεί το φωτοπολλαπλασιαστή. Παρατηρείται ικανοποιητική γραμμικότητα της απόκρισης του φωτοπολλαπλασιαστή μέχρι παλμούς ύψους 6V.

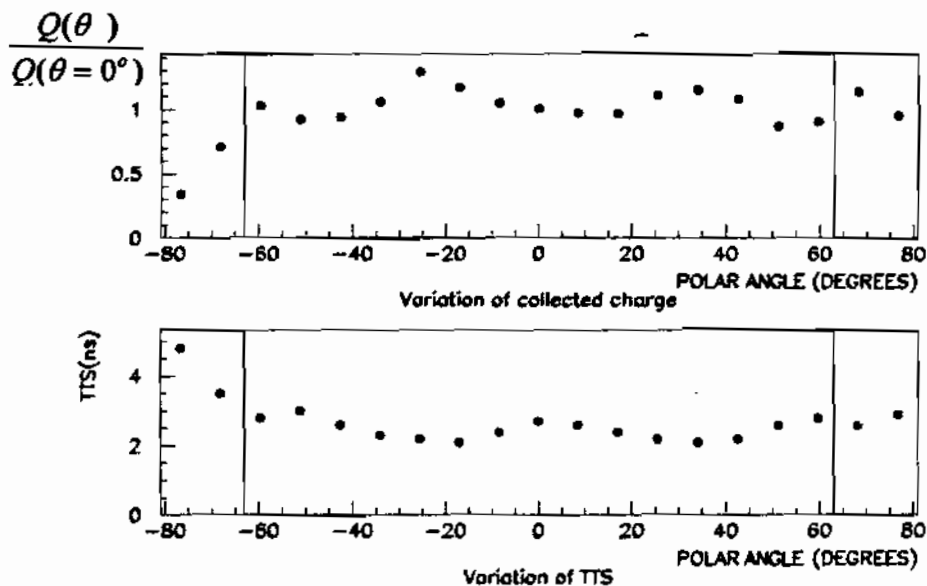
Εξετάζεται επίσης η μεταβολή του TTS συναρτήσει του ύψους του παλμού του LED και του καταγραφόμενου φορτίου στο ADC. Στην εικόνα 5.20 παρουσιάζουμε μια χαρακτηριστική περίπτωση από τις μετρήσεις που πραγματοποιούνται σε αυτό το στάδιο του ελέγχου.

Κατά τη διαδικασία του cross-scan, η οποία πραγματοποιείται στο επίπεδο των πολλών φωτοηλεκτρονίων μετρείται σε κάθε διαφορετική θέση το συλλεγόμενο φορτίο και η κατανομή του TTS. Το συλλεγόμενο φορτίο υπολογίζεται αφαιρώντας από το κανάλι στο οποίο αντιστοιχεί η κορυφή της κατανομής το κανάλι του υποβάθρου (pedestal) του ADC και πολλαπλασιάζοντας τη διαφορά με 0.25pCb, φορτίο που αντιστοιχεί στο κάθε κανάλι του ADC (model 2249A της LeCroy) [187]. Το συλλεγόμενο φορτίο κανονικοποιείται στη μονάδα στη θέση $\theta=0^\circ$, $\phi=0^\circ$ (κορυφή της φωτοκαθόδου). Κατά τη διάρκεια των μετρήσεων επαναλαμβάνεται η μέτρηση στην κορυφή της φωτοκαθόδου, αλλά και η εκτίμηση του υποβάθρου του ADC, ώστε να ελέγχεται η αντιστοιχία των μετρήσεων. Η εξάρτηση του φορτίου και του T.T.S. από την πολική γωνία θ παρουσιάζεται στην εικόνα 5.21. Μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι ο φωτοπολλαπλασιαστής έχει σχεδόν ομοιόμορφη απόκριση σε ολόκληρη την περιοχή της φωτοκαθόδου ($|\theta| < 63^\circ$). Για γωνίες μεγαλύτερες των 63° ο φωτοπολλαπλασιαστής εξακολουθεί να βλέπει φως. Για τη μελέτη αυτή ο φωτοπολλαπλασιαστής τοποθετήθηκε ανάποδα στη βάση του συστήματος ελέγχου. Πρέπει όμως να σημειώσουμε εδώ, ότι στο πίσω μέρος του φωτοπολλαπλασιαστή, μέσα στο Οπτικό Στοιχείο θα τοποθετηθεί ο δίσκος αλουμινίου, ο οποίος θα περιορίζει ακόμη περισσότερο το φως που θα φτάνει στη φωτοκάθοδο προερχόμενο από το πίσω μέρος του φωτοπολλαπλασιαστή. Με αφορμή το θέμα αυτό έχει προταθεί η κάλυψη του πίσω μέρους του Οπτικού Στοιχείου, ώστε να είναι αδύνατη η ανίχνευση φωτός που έρχεται από το πίσω μέρος. Η ανίχνευση φωτός προερχόμενου από το πίσω μέρος του φωτοπολλαπλασιαστή μπορεί να βελτιώσει την ανιχνευτική ικανότητα του τηλεσκοπίου, αφού με τον τρόπο αυτό

μεγαλώνει ουσιαστικά η ευαίσθητη επιφάνειά του. Αυτό όμως που θα πρέπει να μελετηθεί διεξοδικότερα είναι η χρονική καθυστέρηση που θα παρουσιάζουν τα σήματα που προέρχονται από φωτόνια, που έχουν ενεργοποιήσει τη φωτοκάθοδο προερχόμενα από το πίσω μέρος του φωτοπολλαπλασιαστή.



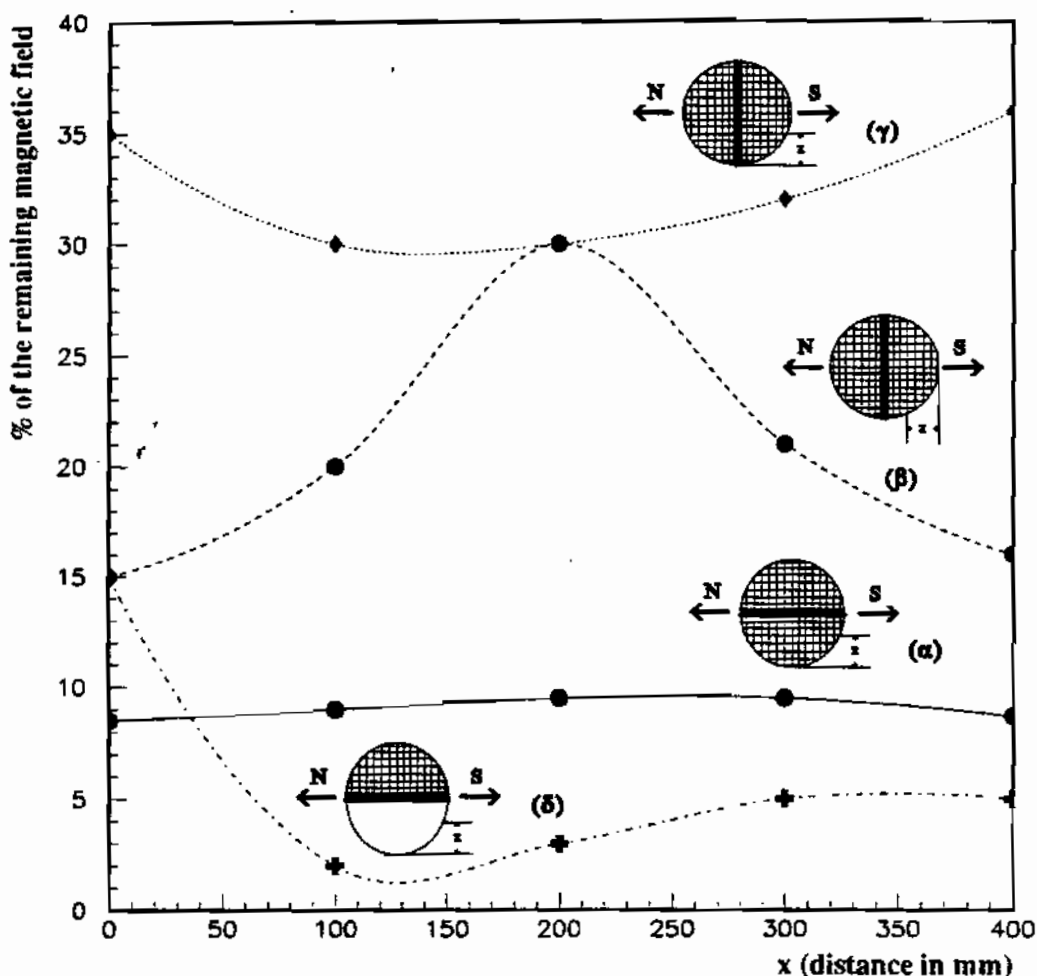
Εικόνα 5.20: Η μεταβολή του TTS συναρτήσει του φορτίου που καταγράφει το ADC. Με την αύξηση της έντασης του φωτός που εκπέμπει το LED παρατηρούμε σημαντική μείωση της διακύμανσης του transit time. Το TTS περιορίζεται περίπου στα 2ns.



Εικόνα 5.21: Τα αποτελέσματα από το cross-scan. Οι δύο κατακόρυφες γραμμές στις $\pm 63^\circ$ αντιστοιχούν στα όρια της φωτοκάθόδου. Για πρόσπτωση φωτός εντός αυτών των ορίων ο φωτοπολλαπλασιαστής παρουσιάζει σχεδόν ομοιόμορφη συμπεριφορά. Η μεταβολή του συλλεγόμενου φορτίου και του TTS παρουσιάζονται συναρτήσει της πολικής γωνίας θ . Το συλλεγόμενο φορτίο είναι κανονικοποιημένο στη μονάδα για το κέντρο της φωτοκάθόδου ($\theta=0^\circ, \phi=0^\circ$).

5.4.2.4 Η θωράκιση του φωτοπολλαπλασιαστή

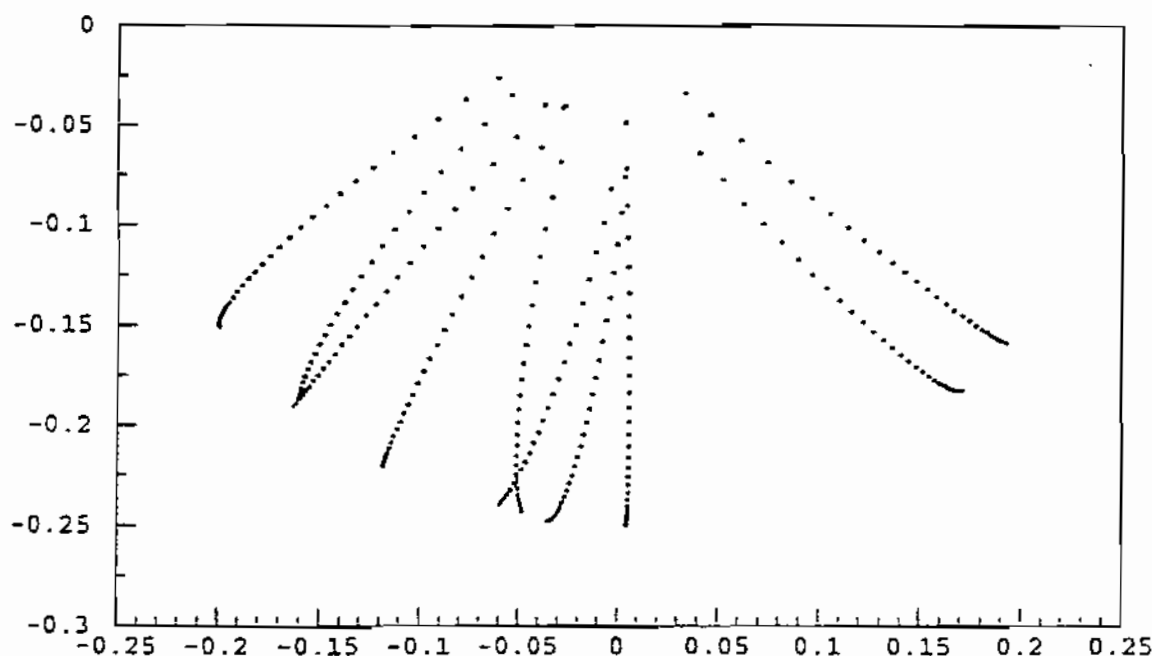
Η μεγάλη επιφάνεια της φωτοκάθodu και η μικρή σχετικά διαφορά δυναμικού ανάμεσα στη φωτοκάθodu και την πρώτη δύνουδο ($\approx 700\text{V}$) καθιστούν το φωτοπολλαπλασιαστή R2018-03 ευαίσθητο στο μαγνητικό πεδίο της Γης (0.5Gauss). Με δεδομένο, ότι τα σήματα που θα καταγράφουν οι φωτοπολλαπλασιαστές του τηλεσκοπίου θα είναι στη μεγάλη τους πλειοψηφία στο επίπεδο του ενός φωτοηλεκτρονίου, η ικανοποιητική θωράκιση του φωτοπολλαπλασιαστή από το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο αποτελεί αναγκαία συνθήκη. Όταν δημιουργείται το φωτοηλεκτρόνιο στη φωτοκάθodu η ταχύτητά του είναι μικρή, με αποτέλεσμα η τροχιά του προς την πρώτη δύνουδο να αλλοιώνεται, καθώς το πεδίο που το επιταχύνει είναι σχετικά μικρό.



Εικόνα 5.22: Το πλέγμα από μ -metal περιορίζει σημαντικά το μαγνητικό πεδίο της Γης στο εσωτερικό του παρέχοντας ικανοποιητική θωράκιση στον φωτοπολλαπλασιαστή. Παρουσιάζεται το ποσοστό του μαγνητικού πεδίου που απομένει στο εσωτερικό του πλέγματος για διάφορες θέσεις και προσανατολισμούς του ως προς το μαγνητικό πεδίο της Γης. Η περίπτωση που προσεγγίζει τις συνθήκες υπό τις οποίες θα λειτουργούν οι φωτοπολλαπλασιαστές του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ είναι η (α). Στην περίπτωση (δ) το πίσω μέρος του πλέγματος έχει αντικατασταθεί από ένα ημισφαίριο από λεπτό φύλλο μ -metal παρέχοντας την καλύτερη δυνατή θωράκιση του φωτοπολλαπλασιαστή. Σημειώνουμε, ότι για τις περιπτώσεις (α) και (δ) τα 400mm αντιστοιχούν στην περιοχή της φωτοκάθodu, τα 200mm στην περιοχή της πρώτης δυνόδου και τα 100mm στην περιοχή της τελευταίας δυνόδου. Στην εικόνα το σχήμα του πλέγματος παρουσιάζεται απόλυτα σφαιρικό. Στην πραγματικότητα το σχήμα του ακολουθεί ακριβώς την επιφάνεια του φωτοπολλαπλασιαστή (βλέπε εικόνα 5.8).

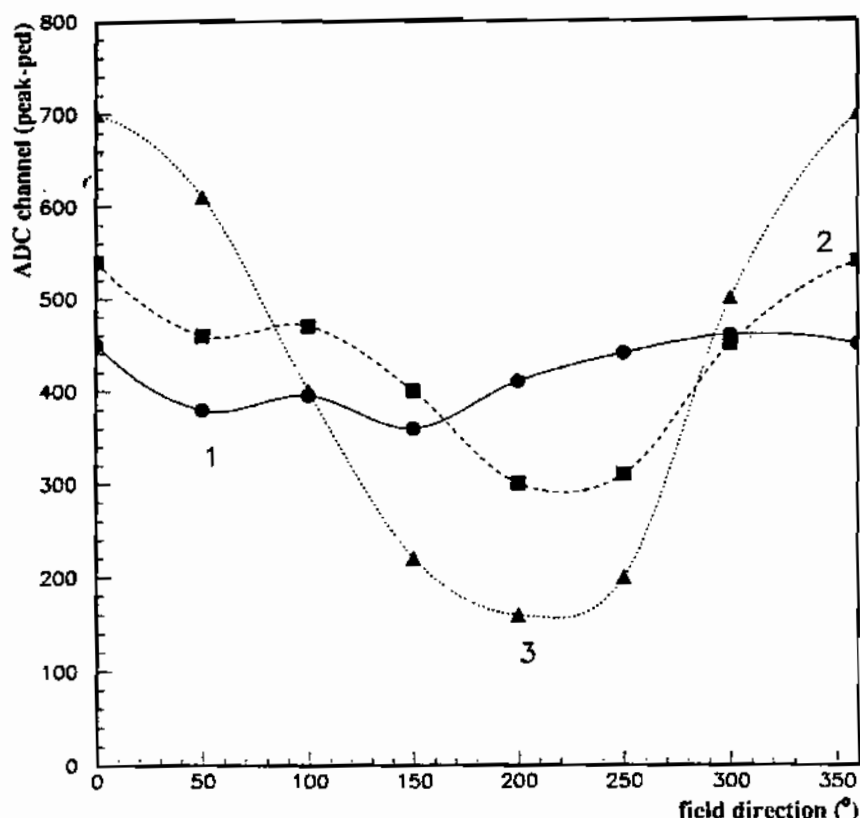
Η παρουσία του πλέγματος από μ -metal περιορίζει την ένταση του μαγνητικού πεδίου σε ποσοστό που φτάνει το 90% (εικόνα 5.22). Στην εικόνα 5.22 παρουσιάζεται το ποσοστό του απομένουστος μαγνητικού πεδίου στις διάφορες θέσεις κατά μήκος του άξονα συμμετρίας του πλέγματος (α). Επίσης παρουσιάζονται μετρήσεις για διαφορετικούς προσανατολισμούς του άξονα συμμετρίας του πλέγματος ως προς τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου της Γης όπως φαίνεται στην κάθε περίπτωση. Στην περίπτωση (δ) παρουσιάζεται η περίπτωση κατά την οποία το πίσω μέρος του πλέγματος έχει αντικατασταθεί από λεπτό φύλλο μ -metal. Στην περίπτωση αυτή το μαγνητικό πεδίο περιορίζεται σημαντικά, γύρω στο 95% στη φωτοκάθοδο και στο 98% στην ευαίσθητη περιοχή των δυνόδων. Τα μειονεκτήματα της επιλογής αυτής είναι η μεγάλη ποσότητα υλικού που απαιτείται για την κατασκευή, ανεβάζοντας το κόστος της σε υψηλά επίπεδα αλλά και η πλήρης κάλυψη του πίσω μέρους του φωτοπολλαπλασιαστή, περιορίζοντας κατ' αυτό τον τρόπο την ανιχνευτική του ικανότητα. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. "Δημόκριτος", χρησιμοποιώντας ένα Bell 640 Incremental μαγνητόμετρο με ακίδα hall με ευαίσθητη επιφάνεια μερικά mm^2 [197], [198]. Οκτώ διαφορετικά πλέγματα εξετάστηκαν παρουσιάζοντας παρεμφερή συμπεριφορά. Πρέπει πάντως να τονίσουμε, ότι απαιτείται μεγάλη προσοχή κατά τη χρήση των πλεγμάτων καθώς και μικρή αλλοίωση του σχήματος τους προκαλεί μεταβολή των μαγνητικών ιδιοτήτων του υλικού και κατά συνέπεια ελάττωση της απόδοσης του πλέγματος ως προς τον περιορισμό του μαγνητικού πεδίου, όπως θα δούμε στη συνέχεια της παραγράφου.

Στην εικόνα 5.23 παρουσιάζονται τροχιές ηλεκτρονίων, από τη φωτοκάθοδο (με διάμετρο 390mm) προς την πρώτη δύνοδο σε απόσταση 200mm υπό την επίδραση μαγνητικού πεδίου 0.05Gauss και ομοιόμορφου ηλεκτρικού πεδίου 700V. Το αποτέλεσμα είναι προσεγγιστικό αφού ούτε η τιμή του μαγνητικού πεδίου είναι σταθερή σε όλο το χώρο, αλλά και το ηλεκτρικό πεδίο δεν είναι ομοιόμορφο. Είναι πάντως φανερό πως η επίδραση του πεδίου στα πρώτα χιλιοστά της τροχιάς, όπου η ταχύτητα του ηλεκτρονίου είναι μικρή, είναι σημαντική παρά την παρουσία του πλέγματος μ -metal.



Εικόνα 5.23: Προσομοίωση της κίνησης των ηλεκτρονίων από τη φωτοκάθοδο του φωτοπολλαπλασιαστή προς την πρώτη δύνοδο. Το μαγνητικό πεδίο εξακολουθεί να αλλοιώνει την πορεία των φωτοηλεκτρονίων στα πρώτα χιλιοστά της τροχιάς του καθώς η ταχύτητα τους είναι ακόμα μικρή, όταν αναδύονται από τη φωτοκάθοδο.

Το μ -metal που χρησιμοποιείται για την κατασκευή των πλεγμάτων για τους φωτοπολλαπλασιαστές του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ είναι ένα κράμα Ni(76.6%), Fe(14.7%), Cu(4.5%), Mb(3.3%), Mn(0.5%) και Si(0.4%) και παράγεται από την Ελβετική εταιρεία Vacuumsmelze GMBH. Η εταιρεία μας προμηθεύει με σύρμα από μ -metal, διαμέτρου 0.8mm και με λεπτό φύλλο από μ -metal, πάχους 0.2mm και πλάτους 0.7mm. Για την κατασκευή των πλεγμάτων κατασκευάστηκε ειδική συσκευή στο C.E.R.N. Το κάθε πλέγμα αποτελείται από δύο μέρη, ένα ημισφαιρικό που καλύπτει τη φωτοκάθοδο και ένα σχεδόν κωνικό που ακολουθεί το σχήμα του πίσω μέρους του φωτοπολλαπλασιαστή. Οι κολλήσεις μεταξύ των συρμάτων πραγματοποιούνται με τη χρήση πιστολιού με Ag. Η απόσταση μεταξύ των κολλήσεων είναι περίπου 20mm. Ο χρόνος που απαιτείται για την κατασκευή ενός πλήρους πλέγματος είναι περίπου 13 ώρες. Στη συνέχεια τα πλέγματα τοποθετούνται σε φούρνο όπου ψήνονται στους 1070°C. Η θερμοκρασία ανεβαίνει για τέσσερις ώρες, σταθεροποιείται στους 1070°C για μία ώρα και στη συνέχεια κατεβαίνει αργά για να ολοκληρωθεί η διαδικασία, δεκατρείς ώρες μετά την έναρξή της. Η απόδοση του κάθε πλέγματος μετριέται αμέσως μετά. Στη συνέχεια τα πλέγματα συσκευάζονται με κάθε δυνατή προφύλαξη και μεταφέρονται στο εργαστήριο της Πύλου για την παραγωγή των Οπτικών Στοιχείων. Ορισμένα από αυτά, ελέγχονται επιλεκτικά ώστε να διαπιστωθεί τυχόν μεταβολή της απόδοσής τους, λόγω αλλοίωσης του σχήματος τους κατά τη μεταφορά.



Εικόνα 5.24: Παρουσιάζεται η επίδραση του απομένου μαγνητικού πεδίου στην απόκριση του φωτοπολλαπλασιαστή. Στην πρώτη περίπτωση χρησιμοποιείται το πλέγμα που διατηρεί πλήρως το σχήμα του. Η μεταβολή του συλλεγόμενου φορτίου για τους διαφορετικούς προσανατολισμούς της δομής των δυνόδων ως προς τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου είναι 14%. Στη δεύτερη περίπτωση χρησιμοποιούμε το πλέγμα του οποίου το σχήμα παρουσιάζει τη μεγαλύτερη αλλοίωση. Η μεταβολή στο συλλεγόμενο φορτίο είναι 25%. Τέλος, παρουσιάζουμε τα αντίστοιχα αποτελέσματα για την περίπτωση που δεν χρησιμοποιούμε πλέγμα από μ -metal για τη θωράκιση του φωτοπολλαπλασιαστή. Η μεταβολή του συλλεγόμενου φορτίου είναι της τάξεως του 55%.

Στην εικόνα 5.24 παρουσιάζουμε μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν για δύο επιλεγμένα πλέγματα από ένα σύνολο δέκα πλεγμάτων, μετά την άφιξη τους από την Ελβετία. Στην πρώτη περίπτωση ο φωτοπολλαπλασιαστής θωρακίζεται με πλέγμα που διατηρεί πλήρως το σχήμα του ενώ στη δεύτερη για τη θωράκιση του φωτοπολλαπλασιαστή χρησιμοποιείται το πλέγμα που παρουσιάζει τη μεγαλύτερη αλλοίωση στο σχήμα του. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζονται και οι αντίστοιχες μετρήσεις για την περίπτωση που ο φωτοπολλαπλασιαστής δεν θωρακίζεται με πλέγμα από μ -metal. Ελέγχεται η επίδραση του απομένουτος μαγνητικού πεδίου στην απόκριση του φωτοπολλαπλασιαστή. Ο φωτοπολλαπλασιαστής ενεργοποιείται με τη χρήση ενός πράσινου LED, τοποθετημένου σε πολική γωνία $\theta=45^\circ$ ως προς τον άξονα συμμετρίας του φωτοπολλαπλασιαστή. Η μελέτη πραγματοποιείται στο επίπεδο των πολλών φωτοηλεκτρονίων. Το LED στρέφεται μαζί με το φωτοπολλαπλασιαστή, ώστε να φωτίζει πάντα την ίδια περιοχή της φωτοκαθόδου. Καταγράφεται η κατανομή ύψους του παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή συναρτήσει της γωνίας που σχηματίζει η δομή των δυνόδων με τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου.

Η επίδραση του πλέγματος από μ -metal είναι καταλυτική στον περιορισμό του μαγνητικού πεδίου της Γης, περιορίζοντας σημαντικά τη μεταβολή της απόκρισης του φωτοπολλαπλασιαστή συναρτήσει του προσανατολισμού του ως προς τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου. Το ποσοστό κάλυψης της φωτοκαθόδου από το πλέγμα είναι περίπου 10%. Από τα 40 πλέγματα που έχουν κατασκευαστεί μέχρι σήμερα, 30 έχουν ήδη χρησιμοποιηθεί στην κατασκευή Οπτικών Στοιχείων.

5.4.3 Η τροφοδοσία του φωτοπολλαπλασιαστή

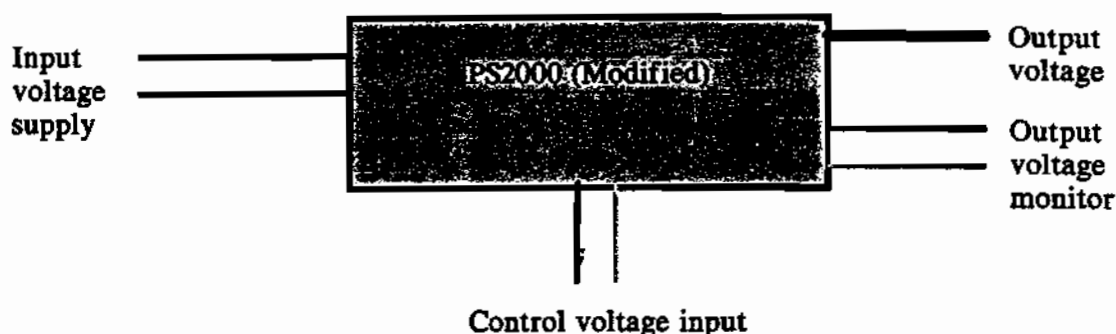
Η τροφοδοσία του φωτοπολλαπλασιαστή πραγματοποιείται με το modified PS2000, τροφοδοτικό υψηλής τάσεως της εταιρείας THORN EMI Electron Tubes. Τα κύρια χαρακτηριστικά της μονάδας φαίνονται στον παρακάτω πίνακα.

Πίνακας 5.2: Τα κύρια χαρακτηριστικά του τροφοδοτικού PS2000 (modified) της THORN EMI.

Τάση τροφοδοσίας	+24V $\pm 10\%$ dc
Ρεύμα εισόδου	350mA στα 24V dc
Ρυθμιζόμενη τάση εξόδου	50V - 2500V
Ρεύμα εξόδου	0 - 1mA

Η τάση εξόδου ρυθμίζεται εξωτερικά με την παροχή τάσεως από 0-10V. Παρέχει τη δυνατότητα παρακολούθησης της τάσεως εξόδου με ακρίβεια 0.1%. Η θερμοκρασία περιβάλλοντος δεν πρέπει να υπερβαίνει τους 50°C κατά τη λειτουργία του. Έχει MTBF (Mean Time Between Failure) 50000 ώρες σε θερμοκρασία 25°C . Στο σχήμα 5.25 παρουσιάζεται το τροφοδοτικό το οποίο είναι τοποθετημένο σε μεταλλικό κουτί διαστάσεων 100mm $\times$ 50mm $\times$ 30mm με όλες τις εισόδους και εξόδους του.

Οι 200 τροφοδοτικές μονάδες που έχουν αγορασθεί για να χρησιμοποιηθούν στα Οπτικά Στοιχεία του τηλεσκοπίου έχουν περάσει μια σειρά βραχυχρόνιων αλλά και μακροχρόνιων δοκιμών. Σε πρώτη φάση κάθε μονάδα δοκιμάζεται χωριστά. Ελέγχεται η τάση εισόδου, εξόδου, τα αντίστοιχα ρεύματα, η τάση ελέγχου και η τάση παρακολούθησης της τάσεως εξόδου. Στη συνέχεια ελέγχεται η σταθερότητα της μονάδας.



Εικόνα 5.25: Σχηματική αναπαράσταση του τροφοδοτικού PS2000 (modified) της EML. Η τροφοδοσία του φωτοπολλαπλασιαστή πραγματοποιείται μέσω RG58 ομοαξονικού καλωδίου.

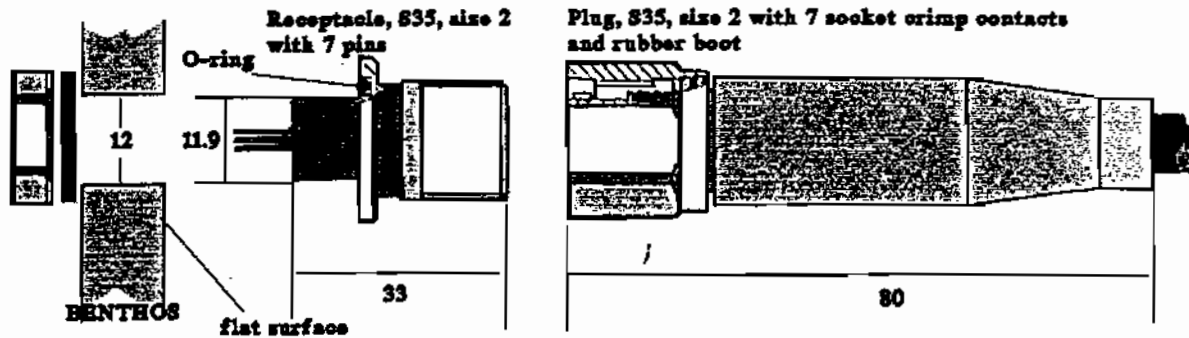
Ο έλεγχος αυτός περιλαμβάνει τις εξής μετρήσεις:

- 1 Μέτρηση της τάσεως παρακολούθησης (1000 φορές μικρότερη της υψηλής τάσεως) της τάσεως εξόδου για διαφορετικές τιμές της τάσεως ελέγχου, για χρόνο 10 λεπτών με ρυθμό ένα δείγμα το δευτερόλεπτο.
- 2 Μετρήσεις της τάσεως εξόδου (πάντα μέσω της τάσεως παρακολούθησης) για διαφορετικές τιμές της τάσεως τροφοδοσίας της μονάδας κρατώντας την τάση ελέγχου σταθερή. Η τάση τροφοδοσίας μεταβάλλεται από 20V μέχρι 26V (κανονική τάση λειτουργίας τα 24V). Για κάθε τιμή της τάσεως τροφοδοσίας οι μετρήσεις διαρκούν περίπου 12 ώρες.
- 3 Η σταθερότητα της τάσεως εξόδου καταγράφεται συναρτήσει του χρόνου. Η διάρκεια του ελέγχου αυτού είναι περίπου ένας μήνας. Η μεταβολή της τάσεως εξόδου για μικρά χρονικά διαστήματα (εντός 10 λεπτών) δεν ξεπερνά το 0.2% της τιμής της [140].

Στην πλέον πρόσφατη εκδοχή για το Οπτικό Στοιχείο, που χρησιμοποιήθηκε στον ανιχνευτή των δύο πατωμάτων (βλέπε κεφάλαιο “Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων”) η τάση εξόδου του τροφοδοτικού υψηλής τάσεως καθορίστηκε εξ αρχής καθώς δεν υπήρχε δυνατότητα ρύθμισής της εξ αποστάσεως. Στην επόμενη παράγραφο παρουσιάζουμε την τελική μορφή που θα έχει το σύστημα τροφοδοσίας του Οπτικού Στοιχείου κάνοντας χρήση όλων των δυνατοτήτων που μας παρέχει το τροφοδοτικό υψηλής τάσεως.

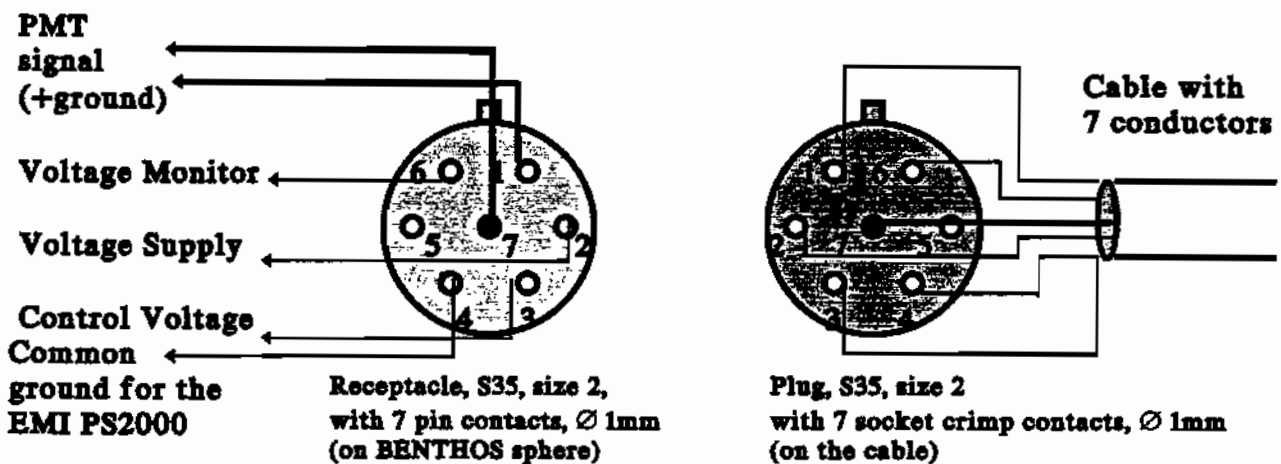
5.4.4 Η τροφοδοσία του Οπτικού Στοιχείου

Η Γερμανική εταιρεία GISMA Steckverbinder GMBH ειδικεύεται στην κατασκευή ηλεκτρικών και ηλεκτροοπτικών συνδετήρων για υποθαλάσσια χρήση. Οι ηλεκτρικοί συνδετήρες που μας παραδίδει έχουν ελεγχθεί σε πίεση 500Atm. Για το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ χρησιμοποιούμε τον ηλεκτρικό συνδετήρα που φαίνεται στην εικόνα 5.26. Αποτελείται από δύο τμήματα, το ένα βιδώνει σε ειδικά διατρημένη υποδοχή στην υάλινη σφαίρα BENTHOS, ενώ το δεύτερο προσαρμόζεται από την εταιρεία κατασκευής πάνω στη μία άκρη του καλωδίου που συνδέει τη σφαίρα τιτανίου με το Οπτικό Στοιχείο. Ανήκουν στη σειρά 35, μέγεθος 2, της εταιρείας και το μεν πρώτο τμήμα έχει 7 ακίδες διαμέτρου 0.1mm, ενώ το δεύτερο διαθέτει τις αντίστοιχες υποδοχές τους.



Εικόνα 5.26: Κάθετη πλάγια διατομή του ηλεκτρικού συνδετήρα που τοποθετείται στην ειδική υποδοχή του Οπτικού Στοιχείου. Ο ηλεκτρικός συνδετήρας αποτελείται από δύο τμήματα. Η επιφάνεια της υάλινης σφαίρας φρεζάρεται για να “πατήσει” καλά το O-ring που βρίσκεται κάτω από την επιφάνεια του τμήματος του συνδετήρα που βιδώνεται πάνω στην υάλινη σφαίρα. Μεταξύ της εσωτερικής επιφάνειας της σφαίρας και του παξιμαδιού που συγκρατεί τον συνδετήρα τοποθετείται προστατευτική φλάτζα από σκληρό ελαστικό. Το δεύτερο τμήμα του συνδετήρα τοποθετείται πάνω στο καλώδιο από την εταιρεία κατασκευής (GISMA). Οι διαστάσεις που αναφέρονται στο σχήμα είναι σε mm.

Ο ηλεκτρικός συνδετήρας που τοποθετείται πάνω στο Οπτικό Στοιχείο είναι κατασκευασμένος από μπρούτζο (κράμα χαλκού, κασσιτέρου), καθώς έρχεται σε επαφή μόνο με γυαλί και δεν παρουσιάζεται το φαινόμενο της ηλεκτρόλυσης. Αντίθετα στο άλλο άκρο του καλωδίου που συνδέει το Οπτικό Στοιχείο με τη σφαίρα τιτανίου, τοποθετείται ηλεκτρικός συνδετήρας κατασκευασμένος από τιτάνιο έτσι ώστε να αποφευχθεί η φθορά του λόγω της διαφοράς του χημικού δυναμικού που αναπτύσσεται μεταξύ των δύο μετάλλων, όταν βρίσκονται στη θάλασσα. Στην περίπτωση του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων και οι δύο ηλεκτρικοί συνδετήρες στις άκρες του καλωδίου ήταν από μπρούτζο. Η χρονική διάρκεια της δοκιμής αυτής, όπως θα δούμε στο αντίστοιχο κεφάλαιο, ήταν μικρή και ο κίνδυνος φθοράς των συνδετήρων που προσαρμόστηκαν στις σφαίρες τιτανίου, περιορισμένος.



Εικόνα 5.27: Με τη χρήση καλωδίου 7 αγωγών και των ηλεκτρικών συνδετήρων με 7 ακίδες έχουμε τη δυνατότητα να ελέγχουμε και να παρακολουθούμε την τάση του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή από το σταθμό ξηράς. Κοινή γείωση χρησιμοποιείται για την τροφοδοσία του τροφοδοτικού υψηλής τάσεως, της τάσεως ελέγχου και της τάσεως παρακολούθησης της τάσεως εξόδου. Υπάρχει η δυνατότητα επίσης η παρακολούθηση της τάσεως του φωτοπολλαπλασιαστή να γίνεται απευθείας από τη βάση του. Στην περίπτωση αυτή θα χρησιμοποιηθεί και ο έβδομος αγωγός/ακίδα για την αντίστοιχη επιστροφή.

Με δεδομένη την κατασκευή υποβρυχίων καλωδίων με 7 αγωγούς, παρουσιάζεται η ευκαιρία να κάνουμε χρήση όλων των δυνατοτήτων που παρέχει το τροφοδοτικό υψηλής τάσεως και μάλιστα εξ αποστάσεως.

Στην εικόνα 5.27 παρουσιάζεται ο τρόπος τροφοδοσίας και ελέγχου του Οπτικού Στοιχείου. Δύο αγωγοί του καλωδίου διατίθενται για τη μετάδοση του σήματος του φωτοπολλαπλασιαστή. Άλλοι τέσσερις αγωγοί/ακίδες χρησιμοποιούνται για την τροφοδοσία και τον έλεγχο του τροφοδοτικού υψηλής τάσης. Η επιστροφή για την τάση τροφοδοσίας του τροφοδοτικού, την τάση ελέγχου και την τάση παρακολούθησης εξόδου γίνεται από έναν αγωγό. Όπως αναφέραμε και στην περιγραφή του φωτοπολλαπλασιαστή R2018-03, υπάρχει η δυνατότητα παρακολούθησης της τάσης του από το τρίτο καλώδιο που διαθέτει η βάση του. Στην εναλλακτική περίπτωση κατά την οποία θα επιλέξουμε αυτόν τον τρόπο παρακολούθησης της τάσεως θα χρησιμοποιήσουμε και τον έβδομο αγωγό του καλωδίου για την αντίστοιχη επιστροφή. Στην αντίθετη περίπτωση ο έβδομος αγωγός θα μείνει ελεύθερος.

Ο έλεγχος της τάσεως λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή και η δυνατότητα ρύθμισής του, όποτε κρίνεται σκόπιμο, αποτελεί ένα πολύ σημαντικό πλεονέκτημα για τη λειτουργία του ανιχνευτή. Στην περίπτωση που η απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή περιοριστεί με την πάροδο του χρόνου, έχουμε τη δυνατότητα να αυξήσουμε την τάση λειτουργίας του, ώστε η απόδοση να επανέλθει στην απαιτούμενη τιμή. Επίσης αν κάποιος φωτοπολλαπλασιαστής παρουσιάσει αυξημένο θόρυβο (μεγάλο ρυθμό απarίθμησης), προκαλώντας πρόβλημα στη μετάδοση, κατά πρώτο λόγο, αλλά στην ανάλυση των δεδομένων αργότερα, έχουμε τη δυνατότητα να μην διακόψουμε τη λειτουργία του αλλά να περιορίσουμε απλώς την τάση λειτουργίας του, ώστε να επανέλθει σε αποδεκτά επίπεδα ρυθμού απarίθμησης.

5.4.5 Η κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου

5.4.5.1 Η διαδικασία κατασκευής

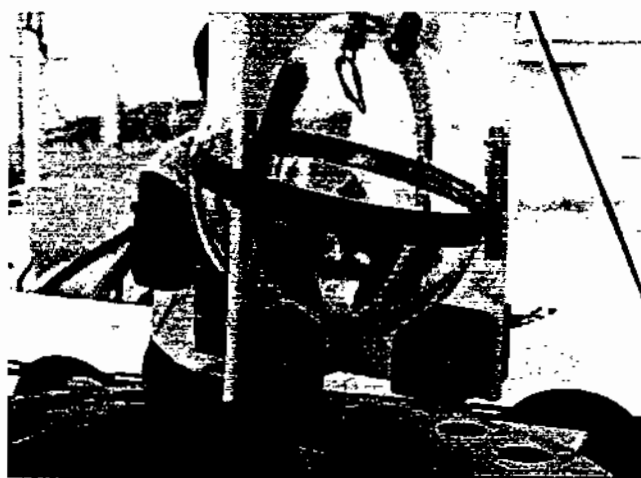
Η διαδικασία κατασκευής του Οπτικού Στοιχείου περιλαμβάνει τα εξής στάδια:

- 1 Επιλέγεται η υάλινη σφαίρα BENTHOS που θα χρησιμοποιηθεί. Σημειώνουμε εδώ, ότι οι υάλινες σφαίρες δεν έχουν διατηρηθεί όταν παραλαμβάνονται. Η διάτρησή τους πραγματοποιείται στο εργαστήριο όπως θα δούμε στη συνέχεια. Αρκετές υάλινες σφαίρες φέρουν μικρά ξεφλουδίσματα στην εξωτερική τους επιφάνεια, μικρά ψεγάδια εντός της υάλου και άλλες ατέλειες οι οποίες περιορίζουν τη διαπερατότητα του γυαλιού. Αν τα σημάδια αυτά περιορίζονται στο ένα ημισφαίριο, ή σε μικρότερο τμήμα της σφαίρας τότε η τελευταία μπορεί να χρησιμοποιηθεί αλλά ο φωτοπολλαπλασιαστής θα τοποθετηθεί στο “καθαρό” ημισφαίριο. Αν τα σημάδια καλύπτουν μεγαλύτερο μέρος της επιφάνειας της σφαίρας, κρίνεται ακατάλληλη για την κατασκευή Οπτικού Στοιχείου. Οι σφαίρες αυτές που δεν περνούν αυτόν τον πρώτο ποιοτικό έλεγχο προορίζονται για πλωτήρες του συστήματος και θα χρησιμοποιηθούν, όπως έχουν παραληφθεί από την εταιρεία (βλέπε παράγραφος “Η υάλινη σφαίρα BENTHOS”), χωρίς δηλαδή να διαχωριστούν τα δύο ημισφαίρια. Το 70% των σφαιρών που έχουν ελεγχθεί μέχρι σήμερα κρίθηκε κατάλληλο για την κατασκευή Οπτικού Στοιχείου.
- 2 Αφού η σφαίρα περάσει τον ποιοτικό έλεγχο, ανοίγει, ξετυλίγεται δηλαδή η αδιάβροχη προστατευτική ταινία που καλύπτει τη διαχωριστική επιφάνεια των δύο ημισφαιρίων και καθαρίζεται διεξοδικά το ελαστικό υλικό που χρησιμοποιείται για τη στεγανοποίηση της σφαίρας. Σημειώνεται η ακριβής θέση στην οποία έχουν εφαρμόσει τα δύο ημισφαίρια με τη χρήση των ειδικών δεικτών (βλέπε παράγραφος “Η υάλινη σφαίρα BENTHOS”). Στο εσωτερικό της σφαίρας έχει δημιουργηθεί κενό για μεγαλύτερη ασφάλεια καθώς με αυτό τον τρόπο επιτυγχάνεται ιδανικό κλείσιμο των ημισφαιρίων. Έτσι χρειάζεται αρκετός χρόνος (~5

ώρες) για να απομονωθούν τα δύο ημισφαίρια, αφού ο αέρας εισέρχεται με πολύ αργό ρυθμό στο εσωτερικό τους μετά την απομάκρυνση της προστατευτικής ταινίας και της “μαστίχας”. Η εταιρεία προτείνει έναν διαφορετικό τρόπο για τον διαχωρισμό των ημισφαιρίων [181], με τη σύσφιξη μεταλλικού ελάσματος, σε σχήμα δαχτυλιδιού, γύρω από τον ισημερινό της σφαίρας και σε μικρή γωνία ως προς την επιφάνεια επαφής, ώστε το ένα ημισφαίριο να ολισθαίνει πάνω στο άλλο μέχρι τον τελικό τους διαχωρισμό. Η μέθοδος αυτή θεωρείται (κατά τη δική μας εκτίμηση) εξαιρετικά επικίνδυνη για τις ευαίσθητες επιφάνειες επαφής των ημισφαιρίων και δεν χρησιμοποιείται. Το ένα ημισφαίριο θα διατηρηθεί με ειδικό τρυπάνι για γυαλί. Η τρύπα που ανοίγει έχει διάμετρο 12mm, (εικόνα 5.26) ικανή να στεγάσει τον ηλεκτρικό συνδετήρα. Η εξωτερική επιφάνεια της σφαίρας γύρω από την τρύπα φρεζάρεται κατάλληλα ώστε να πατήσει καλά το O-ring που βρίσκεται κάτω από την “πατούρα” του ηλεκτρικού συνδετήρα που βιδώνεται πάνω στη σφαίρα. Εσωτερικά και πριν από το παξιμάδι τοποθετείται μια ροδέλα από σκληρό ελαστικό για να προστατευθεί το γυαλί. Αφού προσαρμοστεί ο ηλεκτρικός συνδετήρας στην υποδοχή της σφαίρας, η σφαίρα ετοιμάζεται για τη δοκιμή στον θάλαμο πίεσης, ώστε να ελεγχθεί η ποιότητα της τρύπας αλλά και η προσαρμογή του ηλεκτρικού συνδετήρα σε αυτή. Μικρός αριθμός σφαιρών απορρίφθηκε λόγω ακαταλληλότητας της τρύπας πριν από τη συμπίεση και μόνο κατά τη διάτρηση των πρώτων σφαιρών, όταν η διαδικασία διάτρησης ήταν υπό ανάπτυξη.

- 3 Κατά την προετοιμασία της σφαίρας για δοκιμή στο θάλαμο πίεσης, τοποθετούμε αλεύρι γύρω από τα σημεία στα οποία μπορεί να υπάρξει διαρροή. Έτσι τοποθετείται αλεύρι γύρω από τον ηλεκτρικό συνδετήρα, εσωτερικά, ώστε να παρατηρήσουμε τυχούσα διαρροή από την τρύπα και γύρω από την επιφάνεια επαφής των ημισφαιρίων, λίγο χαμηλότερα από τον ισημερινό της σφαίρας για να παρατηρήσουμε διαρροή, αν η σφαίρα δεν έχει κλείσει καλά. Η διαρροή, αν υπάρξει, θα είναι πιθανότατα περιορισμένη. Το αλεύρι στις κατάλληλες θέσεις επιτρέπει την ανίχνευση ακόμη και μικρής διαρροής από τα σημάδια που θα απομείνουν επάνω στην εσωτερική επιφάνεια της σφαίρας, ακόμη και μετά την εξάτμιση της μικρής ποσότητας νερού που εισχώρησε στο εσωτερικό της. Στη συνέχεια τα δύο ημισφαίρια τοποθετούνται στην αρχική τους θέση με τη βοήθεια των δεικτών. Ένα μεταλλικό δαχτυλίδι συγκρατεί τα δύο ημισφαίρια στη σωστή θέση και η σφαίρα τοποθετείται στο θάλαμο κενού. Η πίεση στο εσωτερικό της υάλινης σφαίρας κατεβαίνει στις 0.8Atm. Η σφαίρα θα “κρατήσει” αυτό το κενό για μικρό χρονικό διάστημα, μέσα στο οποίο θα πρέπει η προστατευτική ταινία να τοποθετηθεί γύρω από την επιφάνεια επαφής. Υπάρχουν περιπτώσεις που ο αέρας εισέρχεται πριν από την τοποθέτηση της ταινίας. Αυτό αποτελεί ένδειξη, ότι η εφαρμογή των ημισφαιρίων δεν είναι σωστή και έτσι η διαδικασία επαναλαμβάνεται από την αρχή. Με την τοποθέτηση της “μαστίχας” και τριών στρώσεων αδιάβροχης ταινίας (βλέπε παράγραφος “Η υάλινη σφαίρα BENTHOS”) ολοκληρώνεται η προετοιμασία της τρυπημένης υάλινης σφαίρας για τη δοκιμή στο θάλαμο πίεσης.
- 4 Η σφαίρα τοποθετείται εντός ειδικής θήκης από πολυαμίδιο, για να προστατεύεται αλλά και να είναι πιο εύκολη η διαδικασία τοποθέτησης στον θάλαμο πίεσης (εικόνα 5.28). Στη βάση της θήκης όπως, μπορούμε να δούμε, τοποθετούνται βάρη από μολύβι, ικανά να υπερνικήσουν την άνωση της σφαίρας ($\approx 25\text{kg}$). Αυτό γίνεται για να μην ακουμπάει η προστατευτική θήκη στο καπάκι του θαλάμου πίεσης, ειδικά κατά το κλείσιμο του θαλάμου. Αφού κλείσει ο θάλαμος ξεκινάει η διαδικασία συμπίεσης της σφαίρας. Η πίεση στο εσωτερικό του θαλάμου φτάνει τις 500Atm. Ο ρυθμός συμπίεσης είναι σχετικά μικρός και μειώνεται καθώς η πίεση αυξάνει. Η διάρκεια της συμπίεσης είναι περίπου μιάμιση ώρα. Ο χρόνος αυτός είναι περίπου ίσος με το χρόνο που χρειάζεται η σφαίρα να κατέβει σε αντίστοιχο βάθος στη θάλασσα. Η πίεση διατηρείται στην τιμή αυτή για περίπου 12 ώρες. Στη συνέχεια ξεκινά η διαδικασία της αποσυμπίεσης, η οποία διαρκεί επίσης μιάμιση ώρα περίπου. Η αποσυμπίεση πραγματοποιείται μέσω βαλβίδας που υπάρχει στο καπάκι του θαλάμου και επιτρέπει τη σταδιακή εκτόνωση του συστήματος. Στη συνέχεια η σφαίρα ελέγχεται διεξοδικά ώστε να κριθεί αν έχει περάσει επιτυχώς τη διαδικασία. Συχνά μικρά ξεφλουδίσματα παρατηρούνται στην εξωτερική της επιφάνεια αλλά και στις ακμές των επιφανειών επαφής από την εσωτερική πλευρά. Τα ξεφλουδίσματα οφείλονται στο ότι σε αρκετές σφαίρες η εξωτερική

επιφάνεια δεν είναι απόλυτα σφαιρική, παρουσιάζοντας μάλιστα σε αρκετές περιπτώσεις ανωμαλίες, οι οποίες κάτω από τη μεγάλη πίεση “απομακρύνονται”. Τα μικρά σπασίματα στην εσωτερική πλευρά των επιφανειών επαφής οφείλονται στο ότι τα δύο ημισφαίρια δεν έχουν το ίδιο ακριβώς σχήμα, ούτε και διαστάσεις. Αυτό δημιουργεί ανάπτυξη δυνάμεων μεταξύ των επιφανειών επαφής οι οποίες δεν αλληλοεξουδετερώνονται πάντα με αποτέλεσμα μικρά κομμάτια υλικού να σπάνε. Η έκταση των ξεφλουδισμάτων αυτών ποικίλει και ανάλογα με την περίπτωση κρίνεται η επιλογή της σφαίρας ή η απόρριψή της. Στις περισσότερες περιπτώσεις τα ξεφλουδίσματα είναι πολύ μικρής έκτασης ($< 0.5\text{cm}$). Τότε φρεζάρεται η επιφάνεια ώστε να γίνει λεία και η σφαίρα εισέρχεται στη διαδικασία παραγωγής. Αν παρατηρηθεί ξεφλούδισμα στη φρεζαρισμένη επιφάνεια γύρω από τον ηλεκτρικό συνδετήρα, η σφαίρα απορρίπτεται. Το 90% των σφαιρών που έχουν υποβληθεί στη διαδικασία συμπίεσης και αποσυμπίεσης συνεχίζει για την παραγωγή Οπτικών Στοιχείων. Εισροή νερού παρατηρήθηκε μόνο σε μία σφαίρα, από τη διαχωριστική επιφάνεια των ημισφαιρίων, καθώς η αδιάβροχη ταινία δεν είχε κλείσει καλά. Μέσα στη σφαίρα βρέθηκαν 25gr νερού.



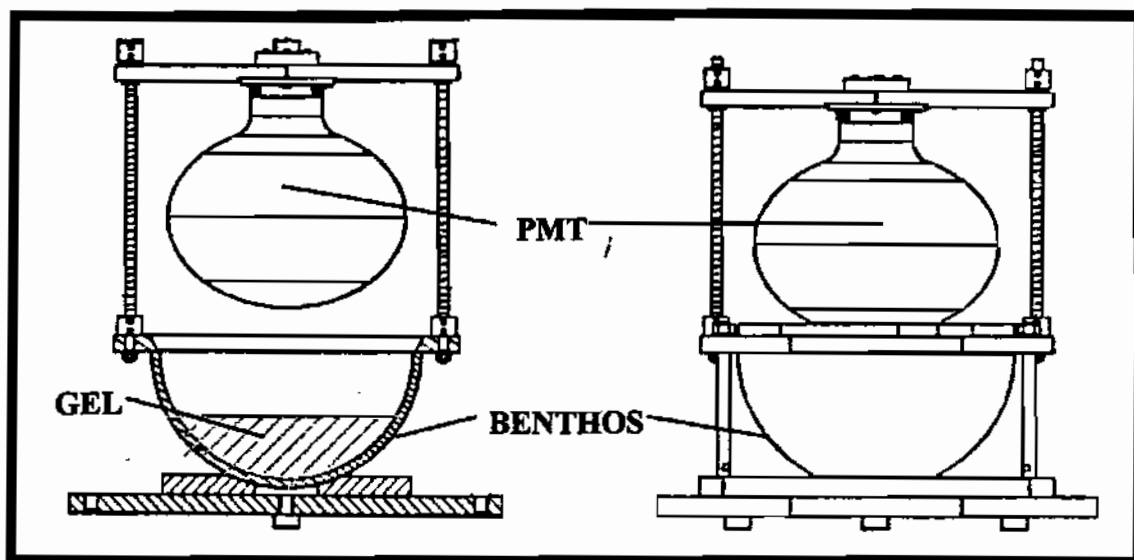
Εικόνα 5.28: Η υάλινη σφαίρα μόλις έχει δοκιμασθεί επιτυχώς στο θάλαμο πίεσης. Η σφαίρα είναι τοποθετημένη σε ειδικό προστατευτικό πλαίσιο από πολυαμίδια, το οποίο στη βάση του φέρει βάρη από μολύβι για να υπερνικήσουν την άνωση της σφαίρας. Η σφαίρα τοποθετείται μέσα στο θάλαμο πίεσης με τη βοήθεια μικρού γερανού.

- 5 Το ημισφαίριο της BENTHOS που δεν φέρει τρύπα, αφού καθαριστεί τοποθετείται στο ειδικό σύστημα που έχει κατασκευαστεί για την κόλληση των φωτοπολλαπλασιαστών. Πρόκειται για ένα μικρό τραπέζι διατάσεων $50\text{cm} \times 50\text{cm}$ το οποίο φέρει στο κέντρο τρύπα διαμέτρου 40cm . Στην υποδοχή αυτή τοποθετείται το ημισφαίριο προς κόλληση και σταθεροποιείται σε τέσσερα σημεία περιφερειακά, σε οριζόντια θέση. Το σύστημα φέρει επίσης δύο κατακόρυφους οδηγούς, πάνω στους οποίους ολισθαίνει ένα οριζόντιο πλαίσιο που συγκρατεί τον φωτοπολλαπλασιαστή από το πλαστικό περίβλημα της βάσεώς του (εικόνα 5.29). Η τοποθέτηση του φωτοπολλαπλασιαστή πραγματοποιείται με ακρίβεια της τάξεως του ενός χιλιοστού του μέτρου. Όπως έχουμε αναφέρει στην παράγραφο “Η υάλινη σφαίρα BENTHOS” η διάμετρος της υάλινης σφαίρας περιορίζεται κατά 2mm [184] σε βάθος 3500m . Το γεγονός αυτό σε συνδυασμό με την παρουσία του ασυμπίεστου πολυμερούς σιλικόνης, που χρησιμοποιούμε σαν κόλλα, στο εσωτερικό της σφαίρας, οδηγεί σε μετατόπιση του φωτοπολλαπλασιαστή μέσα στη σφαίρα κατά 2.06mm [184]. Η μετακίνηση αυτή έχει μελετηθεί διεξοδικά αφού μπορεί να προκαλέσει αποκόλληση του οπτικού πολυμερούς σιλικόνης από τη σφαίρα BENTHOS κατά την αποσυμπίεση [201], αλλά και καταστροφή του φωτοπολλαπλασιαστή, αν δεν υπάρχει επαρκής χώρος στο πίσω μέρος του Οπτικού Στοιχείου για τη μετατόπιση, στην περίπτωση που η βάση του ακουμπήσει την εσωτερική επιφάνεια της

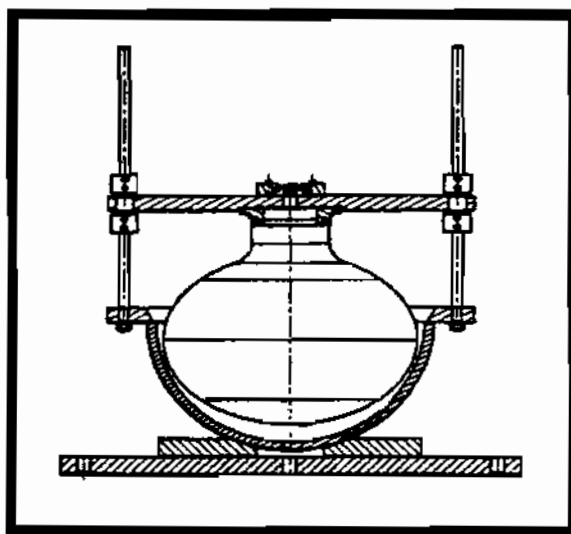
υάλινης σφαίρας [83]. Θα συζητήσουμε την πρώτη περίπτωση αργότερα σε αυτή την παράγραφο. Ο φωτοπολλαπλασιαστής τοποθετείται, έτσι ώστε η απόσταση του από την εσωτερική επιφάνεια της BENTHOS να είναι $\approx 3\text{cm}$ στο πάνω και στο κάτω μέρος. Για τη θέση αυτή η απόσταση του φωτοπολλαπλασιαστή από την επιφάνεια της σφαίρας στο ύψος του ισθμινού της είναι περίπου 1cm . Σημειώνουμε, ότι το σχήμα του φωτοπολλαπλασιαστή δεν είναι σφαιρικό και επομένως αν τοποθετηθεί "βαθύτερα" στην υάλινη σφαίρα η επιφάνειά του θα "βρει" την εσωτερική επιφάνεια της σφαίρας. Για τη συγκεκριμένη τοποθέτηση η ελάχιστη απόσταση της επιφάνειας του φωτοπολλαπλασιαστή από τη σφαίρα είναι 0.5cm . Όλοι οι παραπάνω αριθμοί είναι υπολογισμένοι λαμβάνοντας υπόψη τις ανοχές τόσο των διαστάσεων του φωτοπολλαπλασιαστή ($\pm 0.5\text{cm}$), όσο και της σφαίρας BENTHOS (βλέπε παράγραφο "Η υάλινη σφαίρα BENTHOS"). Σημειώνουμε μάλιστα, ότι γίνεται προσπάθεια, όσο αυτό είναι δυνατόν, να συνδυάζονται οι μεγάλες σφαίρες με τους μεγάλους φωτοπολλαπλασιαστές και το αντίστροφο.

Αρχικά τοποθετούμε ένα "μέτρο" στην εσωτερική επιφάνεια της υάλινης σφαίρας στο χαμηλότερο σημείο. Πρόκειται για έναν κύβο από σκληρό ελαστικό διαστάσεων $5\text{cm} \times 5\text{cm} \times 3\text{cm}$ (ύψος) που αντιστοιχεί στο ύψος των απαιτούμενων 3cm . Με τη βοήθεια των δύο οδηγών ο φωτοπολλαπλασιαστής κατεβαίνει στο εσωτερικό της υάλινης σφαίρας και "κάθεται" πάνω στο "μέτρο". Με τη βοήθεια ενός δεύτερου "μέτρου", ενός ξύλινου πλαισίου του οποίου η μία πλευρά έχει κοπεί στις διαστάσεις της εσωτερικής επιφάνειας της υάλινης σφαίρας (στη μέση τιμή της ακτίνας) ελέγχουμε αν η απόσταση του φωτοπολλαπλασιαστή από το πάνω μέρος της σφαίρας είναι επαρκής. Η συγκεκριμένη θέση σημειώνεται πάνω στους οδηγούς και ο φωτοπολλαπλασιαστής σταθεροποιείται. Γεμίζουμε με νερό τον κενό χώρο μεταξύ του φωτοπολλαπλασιαστή και της υάλινης σφαίρας μέχρι το σημείο που ολόκληρη η φωτόκάθοδος έχει καλυφθεί. Υπολογίζουμε την ποσότητα του νερού που χρειάστηκε ώστε να γνωρίζουμε ακριβώς πόση ποσότητα οπτικού πολυμερούς πρέπει να παρασκευάσουμε, λαμβάνοντας υπόψη και τον όγκο του "μέτρου" που χρησιμοποιούμε ($\approx 75\text{ml}$). Στη συνέχεια ο φωτοπολλαπλασιαστής ελευθερώνεται, καθαρίζεται και τοποθετείται σε ασφαλή θέση. Αφαιρούμε το νερό από το ημισφαίριο, απομακρύνουμε το "μέτρο" και καθαρίζουμε διεξοδικά την εσωτερική επιφάνεια με ασετόν και στη συνέχεια με ισοπροπυλική αλκοόλη ($\text{CH}_3\text{CH}(\text{OH})\text{CH}_3$).

- 6 Παρασκευάζουμε την απαραίτητη ποσότητα πολυμερούς σιλικόνης (Silicone Gel, Semicosil 912, A και B, της εταιρείας WACKER Chemie), αναμειγνύοντας τα δύο παχύρευστα συστατικά (προϊόν και καταλύτης) του σε καθορισμένη αναλογία. Η αναλογία 1.5:1 (A:B) δίνει το προϊόν με τη μεγαλύτερη σκληρότητα [200]. Για να περιορίσουμε τις μετακινήσεις του φωτοπολλαπλασιαστή και γενικότερα να έχουμε το σταθερότερο σύστημα, έχουμε επιλέξει αυτή την αναλογία συστατικών στην παρασκευή του πολυμερούς. Τοποθετούμε το προϊόν μέσα στην υάλινη σφαίρα, βυθίζουμε σε αυτό το πλέγμα από $\mu\text{-metal}$, το οποίο έχει καθαριστεί πολύ καλά, και δημιουργούμε ατμόσφαιρα κενού για να απομακρύνουμε τις φυσαλίδες αέρα από το πολυμερές σιλικόνης. Η διαδικασία αυτή πραγματοποιείται με τη χρήση ενός ημισφαιρίου της BENTHOS, το οποίο φέρει βαλβίδα κενού και ένα μανόμετρο. Το ημισφαίριο αυτό τοποθετείται πάνω στο ημισφαίριο που περιέχει το πολυμερές και το πλέγμα $\mu\text{-metal}$. Η μέθοδος αυτή περιορίζει τη δημιουργία φυσαλίδων κατά την κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου. Η πίεση μέσα στη σφαίρα περιορίζεται σε 0.1Atm . Η συνολική διάρκεια της διαδικασίας είναι 15 λεπτά. Πρέπει να σημειώσουμε, ότι από τη στιγμή ανάμιξης έχουμε στη διάθεσή μας περίπου 30 λεπτά για να τοποθετήσουμε το φωτοπολλαπλασιαστή στην προκαθορισμένη θέση. Μετά από αυτό το χρονικό διάστημα γίνεται εμφανής η δράση του καταλύτη στο πολυμερές και το προϊόν αρχίζει να στερεοποιείται. Στο διάστημα αυτό καθαρίζεται ο φωτοπολλαπλασιαστής πολύ καλά με ισοπροπυλική αλκοόλη και σταθεροποιείται πάνω στο ειδικό πλαίσιο.



Εικόνα 5.29: Ο φωτοπολλαπλασιαστής έχει προσαρμοστεί στο ειδικό πλαίσιο και αργά ολισθαίνει πάνω στους δύο κατακόρυφους οδηγούς μέχρι να φτάσει στην προκαθορισμένη θέση. Το πολυμερές σιλικόνης και το πλέγμα από μ -metal έχουν ήδη τοποθετηθεί στη θέση τους μέσα στην υάλινη σφαίρα. Η διαδικασία κενού για την αφαίρεση των φυσαλίδων από το πολυμερές έχει προηγηθεί.



Εικόνα 5.30: Ο φωτοπολλαπλασιαστής βρίσκεται στην τελική θέση. Η απόσταση του κέντρου της φωτοκαθόδου του από την κορυφή της υάλινης σφαίρας (εσωτερικά) είναι 3cm. Παρατηρούμε τα “σημάδια” πάνω στους οδηγούς που έχουν σταματήσει την κίνηση του πλαισίου που συγκρατεί τον φωτοπολλαπλασιαστή. Ο φωτοπολλαπλασιαστής θα μείνει σε αυτή τη θέση για 36 ώρες μέχρι το πολυμερές να στερεοποιηθεί πλήρως.

- 7 Η διαδικασία τοποθέτησης/κόλλησης του φωτοπολλαπλασιαστή στην υάλινη σφαίρα παρουσιάζεται στις εικόνες 5.29 και 5.30. Το πλαίσιο επάνω στο οποίο έχει προσαρμοστεί ο φωτοπολλαπλασιαστής ολισθαίνει αργά πάνω στους δύο κατακόρυφους οδηγούς. Είναι πιθανό κατά τη στιγμή που ο φωτοπολλαπλασιαστής έρχεται σε επαφή με την επιφάνεια του

πολυμερούς να δημιουργηθούν φυσαλίδες. Για να το αποφύγουμε αυτό θα πρέπει ο φωτοπολλαπλασιαστής να κατεβαίνει πολύ αργά και με σταθερή ταχύτητα πάνω στους οδηγούς. Αυτό βέβαια δεν είναι πάντοτε εφικτό με αποτέλεσμα να δημιουργείται μικρός αριθμός φυσαλίδων. Εφόσον η διαδικασία έχει πραγματοποιηθεί εντός 30 λεπτών, όπως προαναφέραμε, οι φυσαλίδες αυτές έχουν τη δυνατότητα να αρχίσουν μια αργή ανοδική κίνηση προς την επιφάνεια του πολυμερούς. Η πολύ μεγάλη ακτίνα καμπυλότητας της επιφάνειας του φωτοπολλαπλασιαστή και η παρουσία του πλέγματος από μ-metal καθυστερεί ή ανακόπτει πλήρως την κίνηση αυτή σε αρκετές περιπτώσεις. Είναι πολύ σημαντικό λοιπόν να αποφευχθεί η δημιουργία φυσαλίδων κατά την τοποθέτηση του φωτοπολλαπλασιαστή στο πολυμερές σιλικόνης. Ο φωτοπολλαπλασιαστής θα μείνει σε αυτή τη θέση για 36 ώρες, μέχρι την πλήρη στερεοποίηση του πολυμερούς. Στη συνέχεια ελευθερώνεται, το οπτικό πολυμερές τον κρατά πια στην προκαθορισμένη θέση και το Οπτικό Στοιχείο προχωρεί στο επόμενο στάδιο της παραγωγής.

- 8 Τοποθετείται στο πίσω μέρος του Οπτικού Στοιχείου, περιφερειακά της βάσεώς του το αλουμινένιο δαχτυλίδι που φέρει επάνω του το τροφοδοτικό του φωτοπολλαπλασιαστή και ένα μανόμετρο για τη μέτρηση της υποπίεσης στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου. Πραγματοποιούνται όλες οι απαραίτητες συνδέσεις του τροφοδοτικού με τον φωτοπολλαπλασιαστή, του τροφοδοτικού με τον ηλεκτρικό συνδετήρα και του φωτοπολλαπλασιαστή με τον ηλεκτρικό συνδετήρα (βλέπε παράγραφο "Η τροφοδοσία του Οπτικού Στοιχείου").
- 9 Πριν κλείσουν τα δύο ημισφαίρια τοποθετούμε πάνω στο δίσκο αλουμινίου ένα μικρό κουτί που περιέχει υγρασκοπικούς κόκκους για να περιορίσουμε την υγρασία που υπάρχει στον αέρα που κλείνουμε μέσα στη σφαίρα. Επιπλέον δημιουργούμε ατμόσφαιρα αζώτου στο εσωτερικό της σφαίρας. Στη συνέχεια κλείνουν τα δύο ημισφαίρια, ακολουθώντας τη διαδικασία που περιγράψαμε στο 3ο βήμα.



Εικόνα 5.31: Το Οπτικό Στοιχείο είναι έτοιμο να περάσει στο τελευταίο στάδιο της προετοιμασίας του. Τοποθετείται στο ειδικό πλαίσιο από πολυαμίδιο και στη συνέχεια στον θάλαμο πίεσης. Ο έλεγχος αυτή τη φορά περιλαμβάνει και μέτρηση του ρυθμού απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή. Στο Οπτικό Στοιχείο συνδέεται και το καλώδιο που θα το συνδέει με τη σφαίρα τιτανίου το οποίο προσαρμόζεται σε έναν ηλεκτρικό συνδετήρα, που έχει τοποθετηθεί στο καπάκι του θαλάμου πίεσης.

10 Το Οπτικό Στοιχείο δοκιμάζεται στον θάλαμο πίεσης για δεύτερη φορά. Η πίεση αυτή τη φορά φτάνει τις 400Atm, αφού ο φωτοπολλαπλασιαστής βρίσκεται μέσα και επομένως δεν θέλουμε να προκαλέσουμε μεγαλύτερη μετατόπιση του από αυτή που θα υποστεί, όταν θα βρίσκεται σε λειτουργία στο τηλεσκόπιο. Το Οπτικό Στοιχείο τοποθετείται στο θάλαμο πίεσης μαζί με το καλώδιο (μήκους 20 μέτρων) που θα το συνδέει με τη σφαίρα τιτανίου. Το άλλο άκρο του καλωδίου προσαρμόζεται σε ηλεκτρικό συνδετήρα που έχει τοποθετηθεί σε ειδική υποδοχή στο καπάκι του θαλάμου πίεσης. Με τον τρόπο αυτό παρακολουθούμε τον ρυθμό απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή καθόλη τη διάρκεια της διαδικασίας συμπίεσης και αποσυμπίεσης. Στην επόμενη παράγραφο θα μιλήσουμε αναλυτικά για τον έλεγχο του Οπτικού Στοιχείου. Στην εικόνα 5.31 παρουσιάζουμε μια φωτογραφία Οπτικού Στοιχείου καθώς ετοιμάζεται να τοποθετηθεί στον θάλαμο πίεσης. Η διάρκεια της διαδικασίας είναι περίπου 15 ώρες.

Με τη διαδικασία συμπίεσης ολοκληρώνεται η προετοιμασία του Οπτικού Στοιχείου. Πριν ολοκληρώσουμε τη συζήτηση όσον αφορά στην κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου πρέπει να επισημάνουμε ορισμένα σημεία της διαδικασίας τα οποία βρίσκονται ακόμη υπό μελέτη. Η χρήση του πολυμερούς σιλικόνης, η μετατόπιση του φωτοπολλαπλασιαστή μέσα στη σφαίρα και η δημιουργία κενού στο πίσω μέρος του Οπτικού Στοιχείου είναι τρεις από τους παράγοντες στους οποίους οφείλεται η αποκόλληση του πολυμερούς από την εσωτερική επιφάνεια της σφαίρας BENTHOS που έχει παρατηρηθεί σε ορισμένα Οπτικά Στοιχεία μετά τη διαδικασία συμπίεσης και αποσυμπίεσης. Το πολυμερές σιλικόνης δεν ακολουθεί το "γρήγορο" ρυθμό εκτόνωσης του γυαλιού κατά την αποσυμπίεση. Παράλληλα το κενό που υπάρχει στο πίσω μέρος του Οπτικού Στοιχείου δεν επιτρέπει στον φωτοπολλαπλασιαστή να επιστρέψει στην αρχική του θέση. Αλλάζοντας την αναλογία ανάμιξης των συστατικών του πολυμερούς σιλικόνης παρασκευάσαμε προϊόν λιγότερο σκληρό αλλά και πάλι παρατηρήσαμε αποκόλληση από την υάλινη σφαίρα. Περιορίσαμε τον ρυθμό αποσυμπίεσης σημαντικά (διάρκεια 2-3 ώρες) ώστε να δώσουμε το χρόνο στο πολυμερές να ακολουθήσει την εκτόνωση του γυαλιού. Και πάλι παρατηρήθηκε αποκόλληση του πολυμερούς από την εσωτερική επιφάνεια της σφαίρας. Η μόνη περίπτωση να αποφύγουμε την αποκόλληση του πολυμερούς είναι να μην δημιουργηθεί κενό στο πίσω μέρος του Οπτικού Στοιχείου. Σε τρία Οπτικά Στοιχεία που εφαρμόστηκε αυτό, κανένα ίχνος αποκόλλησης δεν παρατηρήθηκε. Ο ρόλος όμως του κενού είναι πολύ σημαντικός καθώς και την υγρασία περιορίζει, αλλά και την ιδανική προσαρμογή των δύο ημισφαιρίων εξασφαλίζει ώστε να μην υπάρχει κίνδυνος για εισροή νερού στα πρώτα μέτρα κατά τη διαδικασία πόντισης. Το ζήτημα αυτό είναι ακόμα υπό μελέτη.

Ένα δεύτερο πρόβλημα που προκύπτει με τον τρόπο κατασκευής του Οπτικού Στοιχείου, όπως περιγράφηκε παραπάνω, είναι η εξαιρετική δυσκολία που παρουσιάζει η απομάκρυνση του φωτοπολλαπλασιαστή από το πολυμερές σιλικόνης. Σε περίπτωση που ο φωτοπολλαπλασιαστής δεν λειτουργεί σωστά πρέπει να αποκολληθεί από την υάλινη σφαίρα και να σταλεί στην εταιρεία κατασκευής για αντικατάσταση. Η διαδικασία αποκόλλησης είναι επιπλέον πολύ επικίνδυνη. Επίσης το πλέγμα από μ-metal δεν μπορεί να αποκολληθεί από το πολυμερές και επομένως καταστρέφεται μαζί του. Η μελέτη του προβλήματος αυτού μας οδήγησε το καλοκαίρι του 1997 στην κατασκευή του πρώτου Οπτικού Στοιχείου με χρήση γλυκερίνης στη θέση του πολυμερούς σιλικόνης. Στη επόμενη παράγραφο περιγράφουμε την κατασκευή του πρωτοτύπου αυτού και πραγματοποιούμε μια συγκριτική ανάλυση ανάμεσα στη γλυκερίνη και το πολυμερές σιλικόνης.

5.4.5.2 Το Οπτικό Στοιχείο με χρήση γλυκερίνης

Το κύριο πρόβλημα στο σχεδιασμό και στην κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου με χρήση γλυκερίνης είναι η στήριξη του φωτοπολλαπλασιαστή. Το πολυμερές σιλικόνης εξασφαλίζει τη σταθερότητα του φωτοπολλαπλασιαστή μέσα στο Οπτικό Στοιχείο. Η γλυκερίνη δεν μπορεί να ανταποκριθεί σε αυτό το ρόλο λόγω της φύσεώς της. Έτσι δοκιμάστηκε η ακόλουθη ιδέα: Ολόκληρη σχεδόν η φωτοκάθοδος καλύπτεται από γλυκερίνη. Τα τελευταία 6cm, περίπου μέχρι

το χείλος της υάλινης σφαίρας καλύπτονται με πολυμερές σιλικόνης (περίπου 500ml). Πρέπει, όπως έδειξε και η κατασκευή του πρώτου Οπτικού Στοιχείου με αυτό τον τρόπο, να δοθεί ιδιαίτερη προσοχή στον καθαρισμό της επιφάνειας του γυαλιού της σφαίρας όσο και του φωτοπολλαπλασιαστή πριν από την τοποθέτηση του πολυμερούς σιλικόνης, ώστε να επιτευχθεί ιδανική επαφή μεταξύ τους και να αποφευχθεί διαρροή γλυκερίνης (ειδικά για τα Οπτικά Στοιχεία στα οποία ο φωτοπολλαπλασιαστής κοιτάζει πάνω). Η διαδικασία πραγματοποιείται στα ακόλουθα βήματα:

- 1 Τοποθέτηση της γλυκερίνης στην υάλινη σφαίρα. Βυθίζουμε το πλέγμα μ-metal στην γλυκερίνη. Σημειώνουμε, ότι και εδώ έχουν προηγηθεί οι απαραίτητες προετοιμασίες πριν από τη διαδικασία, δηλαδή καθορισμός της θέσεως του φωτοπολλαπλασιαστή, μέτρηση των απαιτούμενων ποσοτήτων γλυκερίνης και πολυμερούς σιλικόνης που θα χρησιμοποιηθούν και διεξοδικός καθαρισμός της εσωτερικής επιφάνειας της σφαίρας, του πλέγματος και του φωτοπολλαπλασιαστή.
- 2 Αφαίρεση των φυσαλίδων με δημιουργία κενού για 20 λεπτά, όπως περιγράφηκε στην κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου. Σημειώνουμε, ότι μπορούμε να παρατείνουμε τη διάρκεια της διαδικασίας αφού δεν υπάρχει περιορισμός χρόνου όπως στην περίπτωση του πολυμερούς σιλικόνης, όπου με την ανάμιξη ξεκινά η δράση του καταλύτη.
- 3 Τοποθέτηση του φωτοπολλαπλασιαστή στην προκαθορισμένη θέση.
- 4 Συμπληρώνουμε ποσότητα πολυμερούς σιλικόνης για την πλήρωση του υπολοίπου χώρου, μέχρι 0.5cm χαμηλότερα από το χείλος της υάλινης σφαίρας. Ο ρόλος του πολυμερούς σιλικόνης είναι αποκλειστικά να στηρίζει τον φωτοπολλαπλασιαστή στη συγκεκριμένη θέση μέσα στο Οπτικό Στοιχείο και να μην επιτρέψει διαρροή γλυκερίνης στο πίσω μέρος του. Η ποσότητα πολυμερούς που θα χρησιμοποιηθεί τοποθετείται σε θάλαμο κενού για να αφαιρεθούν οι φυσαλίδες. Η διάρκεια της διαδικασίας αυτής είναι 10 λεπτά.

Το σύστημα θα είναι έτοιμο 36 ώρες μετά (απαραίτητος χρόνος για τη στερεοποίηση του πολυμερούς σιλικόνης). Το πάχος του δαχτυλιδιού από πολυμερές σιλικόνης μπορεί να περιοριστεί ακόμα περισσότερο χρησιμοποιώντας όμως άλλες μεθόδους για την εξασφάλιση της στεγανοποίησης. Οι μέθοδοι αυτές είναι η κάλυψη του τμήματος του μ-metal με red-primer, υλικού που χρησιμοποιείται στις βαφές αυτοκινήτων, ώστε να αποφευχθεί διαρροή γλυκερίνης διαμέσου του μ-metal αλλά και η τοποθέτηση στρώματος λευκής στεγανοποιητικής σιλικόνης (λεπτό στρώμα 1 cm) πάνω από το δαχτυλίδι πολυμερούς σιλικόνης.

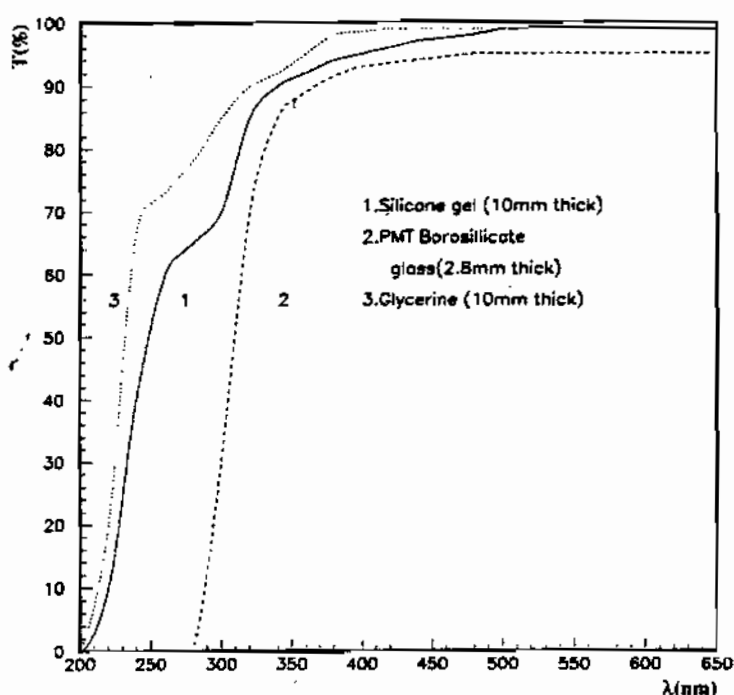
Στις 31/7/97 κατασκευάστηκε το πρώτο Οπτικό Στοιχείο με γλυκερίνη. Υπεβλήθη σε διαδοχικές συμπίεσεις και αποσυμπίεσεις για να μελετηθεί η συμπεριφορά του δαχτυλιδιού από το πολυμερές σιλικόνης. Μάλιστα το Οπτικό Στοιχείο καθόλη τη διάρκεια των δοκιμών ήταν τοποθετημένο "ανάποδα" στο θάλαμο πίεσης, δηλαδή ο φωτοπολλαπλασιαστής ήταν προσανατολισμένος προς τα πάνω. Οι βασικές παρατηρήσεις που μπορούν να γίνουν από τα αποτελέσματα των δοκιμών είναι δύο:

- ✓ Το πολυμερές σιλικόνης εξασφαλίζει τη στεγανοποίηση του πίσω μέρους του Οπτικού Στοιχείου από τη γλυκερίνη.
- ✓ Παρατηρήθηκε φυσαλίδα διαμέτρου ~3cm. Αυτό οφείλεται στη μετατόπιση του φωτοπολλαπλασιαστή, όπως αναφέραμε και στην περίπτωση του πολυμερούς σιλικόνης. Εξαιτίας της μεταβολής των διαστάσεων της υάλινης σφαίρας ο φωτοπολλαπλασιαστής μετατοπίστηκε προς τα πάνω και δεν επέστρεψε στην αρχική του θέση μετά την αποσυμπίεση του Οπτικού Στοιχείου.

5.4.5.3 Συγκριτική ανάλυση των χαρακτηριστικών των δύο υλικών

Παρουσιάζουμε εδώ μια σειρά από χαρακτηριστικά των δύο υλικών, της γλυκερίνης και του πολυμερούς σιλικόνης τα οποία θα πρέπει να ληφθούν υπόψη στην τελική επιλογή του μέσου για την επίτευξη οπτικής επαφής ανάμεσα στην υάλινη σφαίρα και τον φωτοπολλαπλασιαστή.

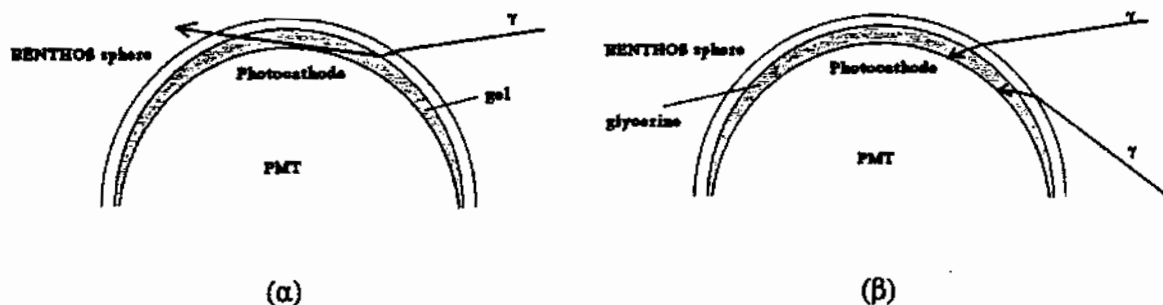
Η γλυκερίνη παρουσιάζεται πιο διαυγής /από το πολυμερές σιλικόνης [179]. Όπως φαίνεται και στα συγκριτικά αποτελέσματα (εικόνα 5.32), για μήκος κύματος $\lambda=400$ nm η διαφάνεια της γλυκερίνης φτάνει σχεδόν το 100%, ενώ παραμένει αρκετά διαφανής και σε μήκη κύματος κάτω των 300 nm. Το πλεονέκτημα όμως αυτό της γλυκερίνης δεν επηρεάζει σημαντικά τη συνολική διαπερατότητα του Οπτικού Στοιχείου αφού η υάλινη σφαίρα είναι αδιαφανής σε μήκη κύματος μικρότερα των 310 nm.



Εικόνα 5.32: Η διαπερατότητα των διαφόρων υλικών που παρεμβάλλονται στην πορεία του φωτός μέσα στο Οπτικό Στοιχείο συναρτήσει του μήκους κύματος του φωτός. Παρουσιάζεται επίσης η περίπτωση της γλυκερίνης η οποία είναι πιο διαφανής για μήκη κύματος μικρότερα των 400nm. Το γεγονός αυτό ελάχιστα επηρεάζει όμως τη συνολική διαπερατότητα καθώς καθοριστικό ρόλο παίζει η διαπερατότητα του γυαλιού του φωτοπολλαπλασιαστή και φυσικά της υάλινης σφαίρας BENTHOS.

Ο δείκτης διάθλασης του πολυμερούς σιλικόνης (silicone gel, SEMICOSIL 912 Wacker-Chemie) είναι 1.408 [200] ενώ της γλυκερίνης 1.478 [176]. Η διαφορά αυτή (ορατή και με γυμνό οφθαλμό, αφού υπάρχει ξεκάθαρη διαχωριστική επιφάνεια ανάμεσα στα δύο υλικά) είναι εξαιρετικά σημαντική καθώς επηρεάζει καθοριστικά την πορεία του φωτός από το νερό προς τη φωτοκάθοδο. Ο δείκτης διάθλασης του θαλασσινού νερού είναι 1.35, ενώ του γυαλιού της BENTHOS 1.47. Στην περίπτωση του συνδυασμού γυαλί BENTHOS, γλυκερίνη, η πορεία του φωτός θα υποστεί κάμψη προς τη φωτοκάθοδο, όπως εξηγείται γεωμετρικά στην εικόνα 5.33 αυξάνοντας την ανιχνευτική ικανότητα του Όπτικού Στοιχείου. Ο συνδυασμός BENTHOS-γλυκερίνη φαίνεται να λειτουργεί πιο “συγκεντρωτικά” για το ανιχνεύσιμο φως. Αντίθετα στην περίπτωση της μετάβασης από την BENTHOS στο πολυμερές της σιλικόνης (από πυκνότερο

υλικό σε αραιότερο) η δέσμη φωτός κάμπτεται προς την αντίθετη κατεύθυνση και απομακρύνεται από τη φωτοκάθοδο ενώ επιπλέον για συγκεκριμένες γωνίες προσπτώσεως μπορεί να παρατηρηθεί το φαινόμενο της ολικής ανακλάσεως το οποίο μπορεί να επηρεάσει τη συνολική ανιχνευτική ικανότητα του Οπτικού Στοιχείου. Αντίθετα στην περίπτωση του συνδυασμού σφαίρα BENTHOS-γλυκερίνη αποκλείεται αυτή η περίπτωση. Η χρήση γλυκερίνης αυξάνει την ανιχνευτική ικανότητα του Οπτικού Στοιχείου κατά 3% σε σύγκριση με την περίπτωση που χρησιμοποιείται το πολυμερές σιλικόνης (βλέπε παράγραφο "Προσομοίωση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου").



Εικόνα 5.33: Στην εικόνα (α) παρουσιάζεται η περίπτωση φωτονίου το οποίο θα έβρισκε τη φωτοκάθοδο αν ο δείκτης διάθλασης του πολυμερούς σιλικόνης ήταν πλησιέστερος του αντίστοιχου του γυαλιού. Το φωτόνιο αποκλίνει και χάνει τη φωτοκάθοδο. Στην εικόνα (β) παρουσιάζεται η αντίστοιχη περίπτωση για τη γλυκερίνη. Το φως ταξιδεύει σχεδόν σε ευθεία γραμμή μέσα στο Οπτικό Στοιχείο, καθώς ο δείκτης διάθλασης της γλυκερίνης είναι σχεδόν ίσος με αυτόν του γυαλιού. Επιπρόσθετα παρουσιάζεται η περίπτωση φωτονίου που δεν θα "συναντούσε" τη φωτοκάθοδο αλλά λόγω διάθλασης στο γυαλί και τη γλυκερίνη πέφτει επάνω της. Η γλυκερίνη δρα συγκεντρωτικά αυξάνοντας το ποσοστό του ανιχνευόμενου φωτός κατά 3%.

Σημαντική διαφορά ανάμεσα στο πολυμερές σιλικόνης και τη γλυκερίνη είναι το γεγονός, ότι ενώ το πρώτο στερεοποιείται και μετά από μερικές ώρες από την ανάμιξη των δύο συνιστωσών του αποτελεί ένα πολύ αξιόπιστο μέσο στήριξης για τον φωτοπολλαπλασιαστή μέσα στη σφαίρα, η γλυκερίνη διατηρεί την υγρή της φύση με αποτέλεσμα να χρειάζεται να καταφύγουμε σε ένα διαφορετικό τρόπο στήριξης του φωτοπολλαπλασιαστή. Στο τηλεσκόπιο ΒΑΙΚΑΛ, όπου η γλυκερίνη χρησιμοποιείται ως οπτικό μέσο, το ρόλο του μέσου στήριξης παίζει ένα λεπτό στρώμα πολυουρεθάνης γύρω από τον ισημερινό του φωτοπολλαπλασιαστή [176]. Το δαχτυλίδι πολυουρεθάνης στην περίπτωση του ΝΕΣΤΩΡ δεν αποτελεί αξιόπιστη λύση καθώς εξαιτίας του πολύ μεγαλύτερου βάθους στο οποίο θα βρίσκεται η συσκευή, έχουμε μετατόπιση του φωτοπολλαπλασιαστή μέσα στην υάλινη σφαίρα λόγω συρρίκνωσης της τελευταίας όπως είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο. Η μετατόπιση αυτή είναι ικανή να αποκολλήσει την πολυουρεθάνη από το γυαλί με αποτέλεσμα την καταστροφή του Οπτικού Στοιχείου. Η πιθανότητα αυτή ήταν και η αιτία που η μελέτη πάνω στη γλυκερίνη που ξεκίνησε το καλοκαίρι του 1994 [179] δεν προχώρησε. Αντίθετα το πολυμερές σιλικόνης είναι πολύ πιο αξιόπιστο όπως έδειξαν οι δοκιμές που πραγματοποιήσαμε. Επιπλέον μετά τη στερεοποίησή του, οι ιδιότητες του πολυμερούς σιλικόνης παραμένουν αμετάβλητες στο χρόνο. Η ιδιότητα που κυρίως μας ενδιαφέρει είναι η διατήρηση της διαπερατότητάς του με την πάροδο του χρόνου. Στην περίπτωση της γλυκερίνης, η εμπειρία από τη χρήση της στα Οπτικά Στοιχεία του τηλεσκοπίου ΒΑΙΚΑΛ, εδώ και αρκετά χρόνια αποδεικνύει, ότι διατηρεί τις ιδιότητές της αμετάβλητες στο χρόνο.

Τέλος η γλυκερίνη είναι πολύ φθηνότερη και εύχρηστη. Το 1 λίτρο κοστίζει περίπου 1000 δρχ, ενώ το 1 λίτρο silicone gel κοστίζει 8000 δρχ (50 Γερμανικά Μάρκα) χωρίς τα έξοδα εισαγωγής/μεταφοράς. Η κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου με χρήση γλυκερίνης θα κοστίζει 21000 δρχ, φθηνότερα από ό,τι στην αντίστοιχη περίπτωση με χρήση πολυμερούς σιλικόνης. Εκτός αυτού το πλέγμα μ-metal θα μπορεί να ξαναχρησιμοποιηθεί σε περίπτωση βλάβης του φωτοπολλαπλασιαστή.

Στον πίνακα που ακολουθεί (πίνακας 5.3) παρουσιάζουμε συνοπτικά μερικά από τα χαρακτηριστικά των δύο υλικών που μελετήσαμε:

Πίνακας 5.3: Συγκριτικός πίνακας χαρακτηριστικών γλυκερίνης και πολυμερούς σιλικόνης.

	Γλυκερίνη	Silicone gel (SEMICOSIL 912)
Δείκτης Διάθλασης	1.477	1.408
Φύση	Παχύρευστο υγρό, εύκολο στη χρήση	Παχύρευστο υγρό, στερεοποιείται μετά από μικρό χρονικό διάστημα από την ανάμιξη των συστατικών του
Τιμή (δρχ. /κιλό)	1000	8000

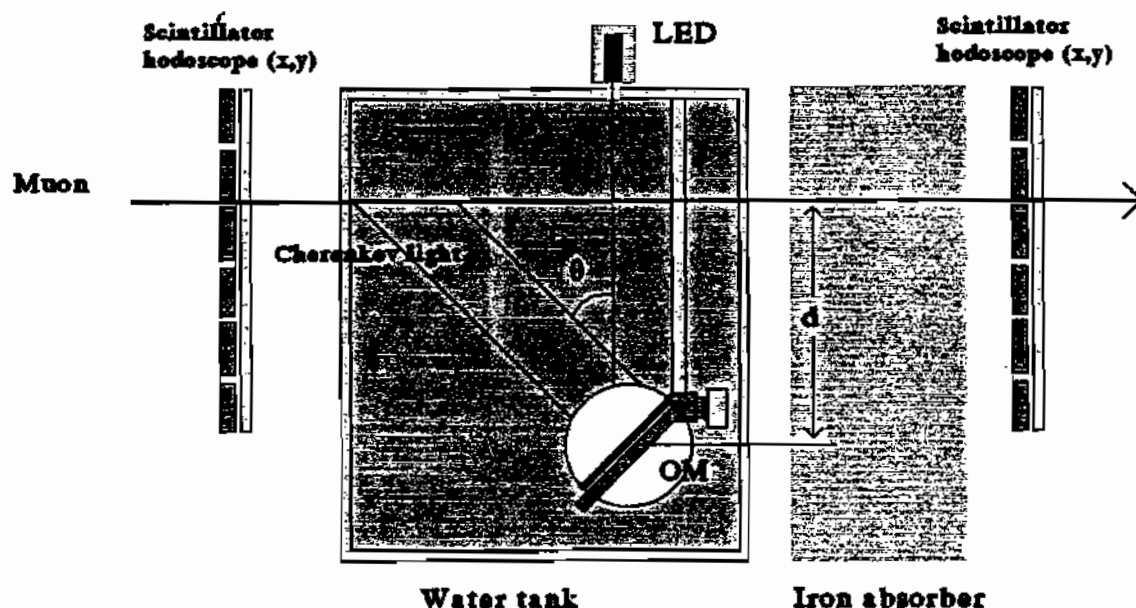
Όπως είδαμε και στις δύο περιπτώσεις, είτε με χρήση γλυκερίνης, είτε με χρήση πολυμερούς σιλικόνης, παρατηρήθηκε μετακίνηση του φωτοπολλαπλασιαστή η οποία ήταν εμφανής και μετά την ολοκλήρωση της αποσυμπίεσης. Στην περίπτωση της γλυκερίνης παρατηρήθηκε φυσαλίδα αφού ο διαθέσιμος όγκος μεταξύ του φωτοπολλαπλασιαστή και της σφαίρας BENTHOS έχει αυξηθεί με τη μετακίνηση του δαχτυλιδιού πολυμερούς σιλικόνης προς τα επάνω. Δεν υπάρχει κάποιος εμφανής λόγος που θα αναγκάσει το δαχτυλίδι να επιστρέψει στην αρχική του θέση, λαμβάνοντας υπόψη, ότι η άνωση του βυθισμένου φωτοπολλαπλασιαστή στη γλυκερίνη τον συγκρατεί σε αυτή τη θέση. Στην περίπτωση του πολυμερούς σιλικόνης παρατηρήσαμε, όπως είδαμε στα προηγούμενα, επίσης μετακίνηση του φωτοπολλαπλασιαστή. Το πολυμερές όμως θα ακολουθήσει, με αργό ρυθμό, την εκτόνωση της υάλινης σφαίρας και τελικά, μετά από αρκετές μέρες λόγω του βάρους του, θα επιστρέψει στην αρχική του θέση, σε επαφή με την εσωτερική επιφάνεια της σφαίρας. Το πρόβλημα της μετατόπισης φαίνεται, ότι πλήττει την επιλογή της γλυκερίνης στην κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου. Η μελέτη των μετατοπίσεων αυτών συνεχίζεται, ώστε να αντιμετωπιστεί το πρόβλημα με τον πιο αποτελεσματικό τρόπο.

5.4.6 Ο έλεγχος των Οπτικών Στοιχείων

Ο έλεγχος των Οπτικών Στοιχείων πραγματοποιείται σε όλα τα στάδια κατασκευής τους. Έτσι αρχικά ο φωτοπολλαπλασιαστής ελέγχεται σε συνδυασμό με το τροφοδοτικό του. Μετρήσεις του ρυθμού απαρίθμησης καταγράφονται για χρονικό διάστημα μερικών ημερών. Στη συνέχεια, μετά την τοποθέτηση του φωτοπολλαπλασιαστή μέσα στην υάλινη σφαίρα, μέρος της διαδικασίας κατά το οποίο ο φωτοπολλαπλασιαστής εκτίθεται σε αρκετό φως και γενικά υπόκειται σε σημαντική ταλαιπωρία, ελέγχεται και πάλι ο ρυθμός απαρίθμησης του. Αφού τοποθετηθεί ο δίσκος αλουμινίου με το τροφοδοτικό και γίνουν οι απαραίτητες συνδέσεις, πριν κλείσει το Οπτικό Στοιχείο, πραγματοποιείται νέος έλεγχος του πλήρους πλέον συστήματος. Το Οπτικό Στοιχείο τοποθετείται στο θάλαμο πίεσης και κατά τη διάρκεια της διαδικασίας συμπίεσης και αποσυμπίεσης καταγράφεται και πάλι ο ρυθμός απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή. Αναφέρουμε χαρακτηριστικά την αύξηση του ρυθμού απαρίθμησης με την συμπίεση του Οπτικού Στοιχείου αφού, όπως αναμένεται αυξάνεται σημαντικά η θερμοκρασία του νερού που περιβάλλει το Οπτικό Στοιχείο εντός του θαλάμου. Με την ολοκλήρωση της κατασκευής του, το κάθε Οπτικό Στοιχείο τοποθετείται σε ειδικό σκοτεινό θάλαμο. Εκεί όλα τα διαθέσιμα Οπτικά Στοιχεία συμμετέχουν σε μια σειρά δοκιμών. Στο

κεφάλαιο “Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων” περιγράφεται αναλυτικά ο τρόπος με τον οποίο πραγματοποιείται ο έλεγχος των Οπτικών Στοιχείων για μεγάλο χρονικό διάστημα με τη βοήθεια κοσμικών ακτίνων.

Για συστηματικό και πλήρη έλεγχο του κάθε Οπτικού Στοιχείου χωριστά, κατασκευάστηκε στο εργαστήριο SACLAY (Γαλλία) η δεξαμενή “la gamelle” [140] (εικόνα 5.34). Πρόκειται για μια κυλινδρική δεξαμενή από ανοξείδωτο χάλυβα διαμέτρου 1.35m και ύψους 1.5m. Μέσα στη δεξαμενή υπάρχει ειδικό σύστημα που συγκρατεί τον φωτοπολλαπλασιαστή και μπορεί να τον στρέφει σε διαφορετικές γωνίες ως προς την κατακόρυφο. Κύριος στόχος της κατασκευής ήταν να αποδοθούν οι πραγματικές συνθήκες λειτουργίας του ανιχνευτή μετρώντας το σήμα του φωτοπολλαπλασιαστή ως συνάρτηση της σχετικής γωνίας του άξονα του Οπτικού Στοιχείου ως προς τη διεύθυνση του μιονίου, το οποίο παράγει με το πέρασμά του από το νερό ακτινοβολία Cherenkov καθώς και ως συνάρτηση της απόστασης της τροχιάς από το Οπτικό Στοιχείο, μελέτη που περιορίζεται βέβαια από τις διαστάσεις της δεξαμενής. Η μελέτη αυτή είναι πολύ σημαντική για τη λεπτομερή γνώση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου, απαραίτητη στην κατανόηση της λειτουργίας του ανιχνευτή αλλά και αποτελεί ταυτόχρονα βασικό παράγοντα στη διαμόρφωση των προγραμμάτων προσομοίωσης των φυσικών γεγονότων. Στην παράγραφο αυτή θα παρουσιάσουμε το σύστημα μετρήσεων και τα βασικά αποτελέσματα που προέκυψαν. Στην παράγραφο “Προσομοίωση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου” θα επιστρέψουμε στα αποτελέσματα αυτά και θα δούμε πώς εισάγονται στη λογική του αλγορίθμου προσομοίωσης της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου.



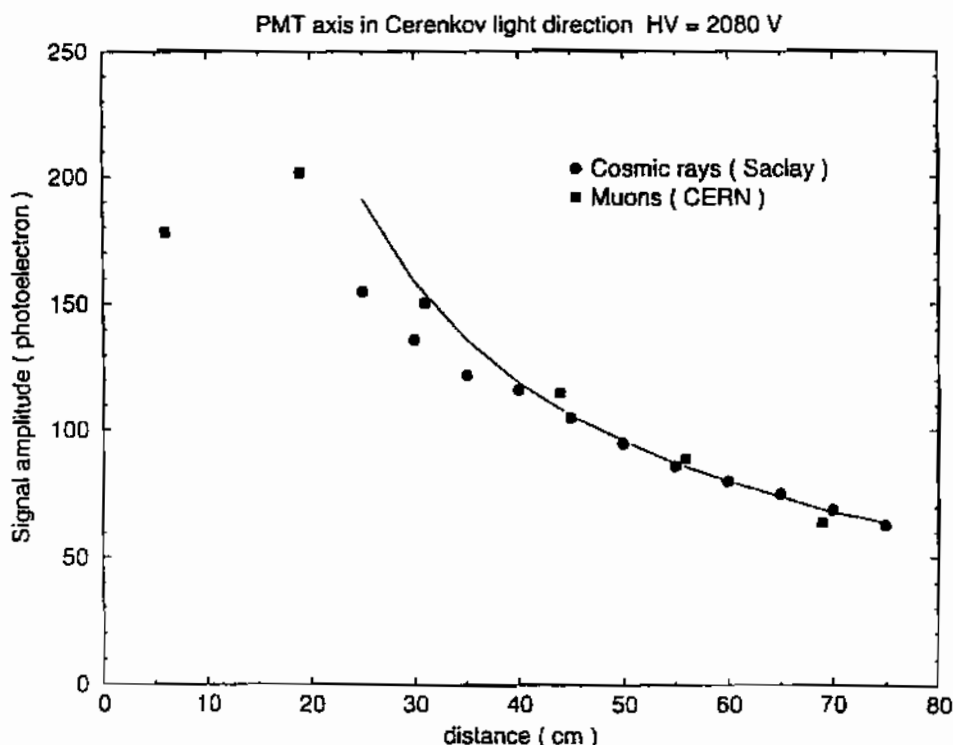
Εικόνα 5.34: Το σύστημα ελέγχου των Οπτικών Στοιχείων “la gamelle”. Μια δεξαμενή με νερό περιέχει το Οπτικό Στοιχείο, το οποίο έχει τη δυνατότητα περιστροφής ως προς τον οριζόντιο άξονα, κάθετο στην εικόνα. Η δεξαμενή βρίσκεται ανάμεσα σε δύο οδοσκόπια για τον καθορισμό της τροχιάς του διερχόμενου μιονίου. Ολόκληρο το σύστημα τοποθετείται εντός δέσμης μιονίων. Η παραγόμενη ακτινοβολία Cherenkov από τη διέλευση του μιονίου από το νερό χρησιμοποιείται για τη μελέτη της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης (θ) και της απόστασης του από την τροχιά (d).

Ένα σύστημα που περιλαμβάνει μια αντλία και μια σειρά φίλτρων ανακυκλώνει διαρκώς το νερό της δεξαμενής. Η καθαρότητα του νερού παρακολουθείται διαρκώς μετρώντας την αγωγιμότητα του. Σημειώνουμε, ότι η καθαρότητα του νερού, είναι μια προσπάθεια προσέγγισης των πραγματικών συνθηκών, αλλά δεν αποτελεί κρίσιμο σημείο καθώς οι σχετικές μετρήσεις συναρτήσει της προσπίπτουσας γωνίας δεν εξαρτώνται από την καθαρότητα του νερού.

Τα εσωτερικά τοιχώματα της δεξαμενής είναι μαύρου χρώματος για να περιοριστεί η ανάκλαση και η σκέδαση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας Cherenkov. Ένα μπλε LED εκπέμπει στενή δέσμη φωτός κατακόρυφα από μικρό παράθυρο στο πάνω μέρος της δεξαμενής. Το ανακλώμενο ποσοστό του φωτός ανιχνεύεται από έναν μικρό φωτοπολλαπλασιαστή που βρίσκεται επίσης στο πάνω μέρος της δεξαμενής. Με τον τρόπο αυτό εκτιμάται διαρκώς η διαπερατότητα του νερού και η σκέδαση στην οποία υπόκειται το φως στα τοιχώματα της δεξαμενής.

Το Οπτικό Στοιχείο μπορεί να περιστρέφεται εντός της δεξαμενής γύρω από τον οριζόντιο άξονα. Το κέντρο του Οπτικού Στοιχείου απέχει 0.35m από τον άξονα της δεξαμενής και 1m από το πάνω μέρος της. Η πολική γωνία θ (ως προς την κατακόρυφο) του άξονα του Οπτικού Στοιχείου (άξονας συμμετρίας του φωτοπολλαπλασιαστή) μπορεί να μεταβάλλεται από 0° έως 180° . Για να ληφθούν μετρήσεις για διαφορετικές τιμές της γωνίας ϕ , πρέπει ο φωτοπολλαπλασιαστής να τοποθετηθεί κατάλληλα πάνω στο σύστημα εξάρτησης. Η μελέτη της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου γίνεται με αναφορά την απόκριση του ενός μικρού φωτοπολλαπλασιαστή, XR2020. Ένα δεύτερο μπλε LED φωτίζει το Οπτικό Στοιχείο μέσω ενός τρίτου παραθύρου που υπάρχει στο πάνω μέρος της δεξαμενής, ενώ ταυτόχρονα ενεργοποιεί τον φωτοπολλαπλασιαστή αναφοράς διαμέσου οπτικής ίνας.

NESTOR OPTICAL MODULE RESPONSE

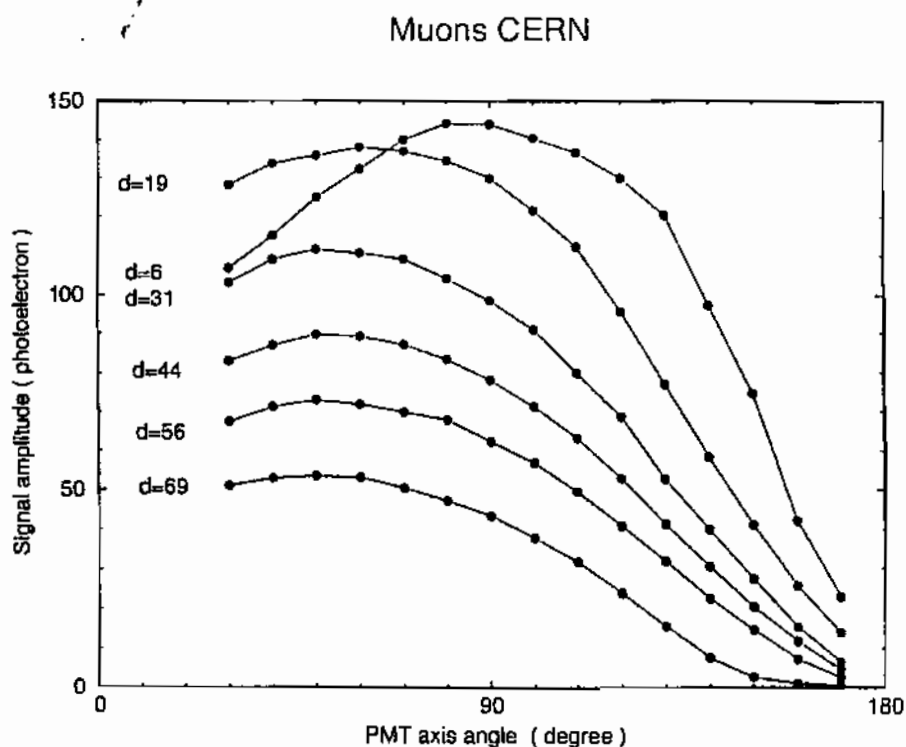


Εικόνα 5.35: Η απόκριση του Οπτικού Στοιχείου συναρτήσει της απόστασης από την τροχιά. Παρουσιάζονται αποτελέσματα από μετρήσεις φωτός παραγόμενου από κοσμικές ακτίνες και από δέσμη μιονίων στο CERN (M2 muon beam). Ο φωτοπολλαπλασιαστής του υπό μελέτη Οπτικού Στοιχείου είναι ο GH6921 με τάση λειτουργίας 2080V.

Η δεξαμενή τοποθετείται μεταξύ δύο οδοσκοπίων. Το κάθε οδοσκόπιο αποτελείται από δύο παράλληλα επίπεδα σπινθηριστών στραμμένα 90° μεταξύ τους, ώστε να καθορίζουν τις x, y συνιστώσες του σημείου από το οποίο διήλθε το μιονίο. Το κάθε επίπεδο αποτελείται από έξι σπινθηριστές διαστάσεων $80\text{cm} \times 12.5\text{cm} \times 0.5\text{cm}$.

Όταν για τη μελέτη χρησιμοποιούνται κοσμικές ακτίνες τα οδοσκόπια τοποθετούνται πάνω και κάτω από τη δεξαμενή του Οπτικού Στοιχείου. Τα σήματα των σπινθηριστών διαβάζονται από φωτοπολλαπλασιαστές XP2072. Τα δύο οδοσκόπια λειτουργούν σε σύμπτωση ώστε να εξασφαλίζεται η διέλευση του μιονίου από τη δεξαμενή. Ένας απορροφητής από σίδηρο, πάχους 20cm τοποθετημένος μεταξύ της δεξαμενής και του δεύτερου οδοσκοπίου επιτρέπει μόνο σε μιονία με ενέργειες μεγαλύτερες των 800MeV να σκανδαλίσουν το σύστημα. Μόνο γεγονότα για τα οποία καταγράφεται ένα μόνο σήμα (ένα σε κάθε επίπεδο σπινθηριστών του οδοσκοπίου) στο κάθε οδοσκόπιο λαμβάνονται υπόψη, ώστε καταιγισμοί κοσμικών ακτίνων αλλά και γεγονότα των οποίων η τροχιά δεν είναι καλά καθορισμένη, να απορρίπτονται.

Στις εικόνες 5.35 και 5.36 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από τη μελέτη ενός από τα πρώτα Οπτικά Στοιχεία που κατασκευάστηκαν. Ο φωτοπολλαπλασιαστής που έχει χρησιμοποιηθεί στο συγκεκριμένο Οπτικό Στοιχείο είναι ο GH6921 με τάση λειτουργίας 2080V . Το Οπτικό Στοιχείο αυτό κατασκευάστηκε στις 6/7/1995. Τον Αύγουστο του 1995 πραγματοποιήθηκαν στο SACLAY και στο CERN οι μετρήσεις που παρουσιάζουμε. Στην εικόνα 5.35 παρουσιάζεται η εξάρτηση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου από την απόστασή του από την τροχιά. Για αποστάσεις μικρότερες των 20cm το μιονίο περνά μέσα από το Οπτικό Στοιχείο.



Εικόνα 5.36: Η απόκριση του Οπτικού Στοιχείου συναρτήσει της γωνίας του άξονα του Οπτικού Στοιχείου ως προς τη διεύθυνση της τροχιάς για διαφορετικές αποστάσεις τροχιών. Με τη βοήθεια των οδοσκοπίων η διεύθυνση της τροχιάς του μιονίου μπορεί να προσδιοριστεί. Στη συγκεκριμένη περίπτωση τα αποτελέσματα είναι από την έκθεση της δεξαμενής στη δέσμη μιονίων M2 στο CERN. Η απόκριση του Οπτικού Στοιχείου παρουσιάζεται αυξημένη στην περιοχή γύρω από τις 45° όπως αναμένεται από τη χαρακτηριστική γεωμετρία της ακτινοβολίας Cherenkov.

Για αποστάσεις μεγαλύτερες των 30cm τα αποτελέσματα προσεγγίζονται πολύ καλά από τη σχέση:

$$N_{pe} \cong \frac{50}{d(m)}$$

όπου d είναι η απόσταση της τροχιάς από το κέντρο του Οπτικού Στοιχείου. Θα επανέλθουμε στο αποτέλεσμα αυτό στην παράγραφο “Προσομοίωση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου”, στη συνέχεια του κεφαλαίου. Στην εικόνα 5.36 παρουσιάζεται η απόκριση του Οπτικού Στοιχείου συναρτήσει της γωνίας που σχηματίζει ο άξονας του με τη διεύθυνση της τροχιάς του διερχόμενου μιονίου. Τα αποτελέσματα είναι από διέλευση μιονίων της δέσμης M2 στο CERN.

Πριν ολοκληρώσουμε την αναφορά μας στο Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου NEETOP κρίνουμε σκόπιμο να κάνουμε μια σύντομη αναφορά στην εξέλιξή του από το 1994 μέχρι σήμερα.

5.4.7 Η εξέλιξη του Οπτικού Στοιχείου

Τα πρώτα Οπτικά Στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν στα πλαίσια προκαταρκτικών μετρήσεων στην ευρύτερη περιοχή ποντίσεως του τηλεσκοπίου NEETOP κατά την περίοδο 1988 έως 1992 κατασκευάστηκαν από τους Ρώσους συνεργάτες (INR, Μόσχα). Αναφέρουμε, ότι οι κύριες διαφορές των Οπτικών Στοιχείων αυτών από τα σημερινά ήταν η τοποθέτηση δαχτυλιδιών από τιτάνιο μεταξύ των επιφανειών επαφής των υάλινων ημισφαιρίων του προστατευτικού περιβλήματος, η χρήση γλυκερίνης στη θέση του πολυμερούς σιλικόνης και η απουσία πλέγματος μ-metal περιφερειακά του φωτοπολλαπλασιαστή για τη θωράκισή του από το μαγνητικό πεδίο της Γης. Αναλυτική περιγραφή του Οπτικού Στοιχείου που χρησιμοποιήθηκε τότε δίνεται στις αναφορές [144] και [202].

Τα πρώτα Οπτικά Στοιχεία ειδικά για το τηλεσκόπιο NEETOP κατασκευάστηκαν στο Εργαστήριο Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών το Σεπτέμβριο του 1994. Ο φωτοπολλαπλασιαστής R2018-03 τοποθετήθηκε μέσα σε υάλινη σφαίρα της εταιρείας JENA, και σταθεροποιήθηκε με τη βοήθεια πολυμερούς σιλικόνης. Η υάλινη σφαίρα έφερε τρεις τρύπες, δύο για ηλεκτρικούς συνδετήρες και μία για τη βαλβίδα κενού. Το Οπτικό Στοιχείο φαίνεται στην εικόνα 5.37. Διακρίνονται οι δύο ηλεκτρικοί συνδετήρες και η βαλβίδα κενού. Καμιά ηλεκτρονική συσκευή δεν τοποθετήθηκε εντός του Οπτικού Στοιχείου (εκτός του φωτοπολλαπλασιαστή). Η τροφοδοσία του φωτοπολλαπλασιαστή γινόταν διαμέσου καλωδίου, απευθείας από τη σφαίρα τιτανίου. Για την τροφοδοσία χρησιμοποιήθηκε ηλεκτρικός συνδετήρας με 4 ακίδες (pins) ενώ για τη μετάδοση του σήματος του φωτοπολλαπλασιαστή χρησιμοποιήθηκε ομοαξονικός ηλεκτρικός συνδετήρας. Και οι δύο ηλεκτρικοί συνδετήρες κατασκευάστηκαν από την εταιρεία GISMA. Κατασκευάστηκαν δύο Οπτικά Στοιχεία αυτού του τύπου που χρησιμοποιήθηκαν στην πρώτη δοκιμαστική πόντιση τον Ιούνιο του 1995 για τη μέτρηση του μήκους εξασθένισης του φωτός στο νερό και την εκτίμηση του οπτικού θορύβου εξαιτίας διασπάσεων ^{40}K και δράσεως βιοφωταύγειας.

Η κύρια τροποποίηση που πραγματοποιήθηκε στην επόμενη φάση εξέλιξης του Οπτικού Στοιχείου ήταν η μεταφορά του τροφοδοτικού υψηλής τάσεως στο εσωτερικό του. Το τροφοδοτικό που χρησιμοποιήθηκε ήταν το EMI modified PS200 το οποίο παρέχει τη δυνατότητα ρύθμισης αλλά και παρακολούθησης της τάσεως τροφοδοσίας του φωτοπολλαπλασιαστή. Στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου τοποθετήθηκε επίσης ένα ποτενσιόμετρο για να ρυθμίζεται η τάση του φωτοπολλαπλασιαστή στην απαιτούμενη τιμή. Υπενθυμίζουμε, ότι η τάση των φωτοπολλαπλασιαστών καθορίζεται έτσι ώστε ο παλμός που αντιστοιχεί σε ένα φωτοηλεκτρόνιο να έχει ύψος 120mV.

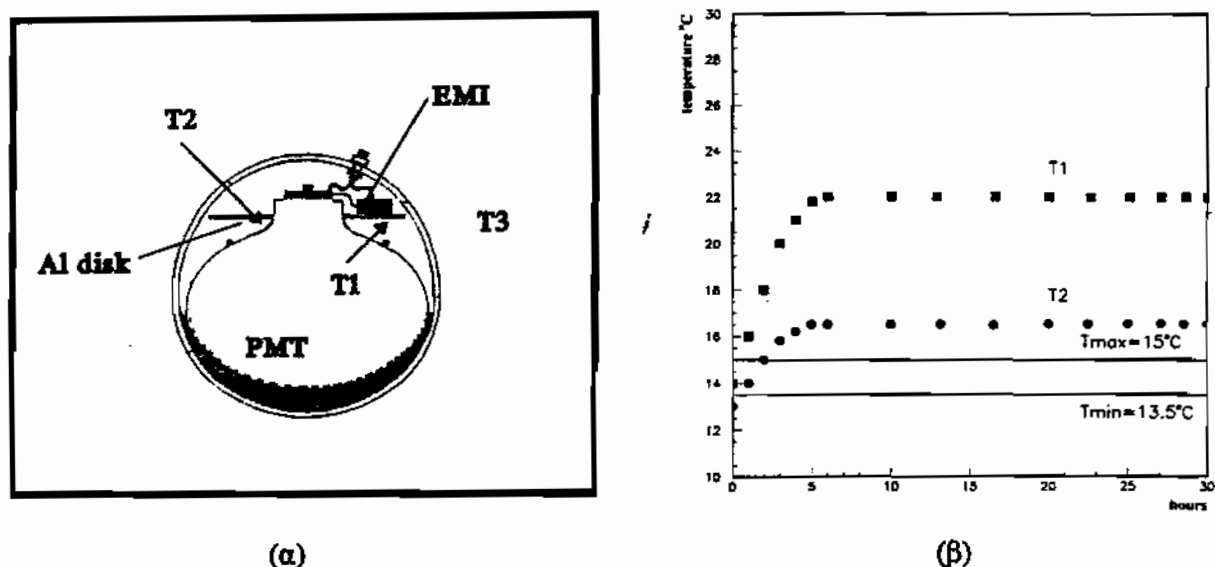
Coaxial Connector for signal

Four pin Connector for HV



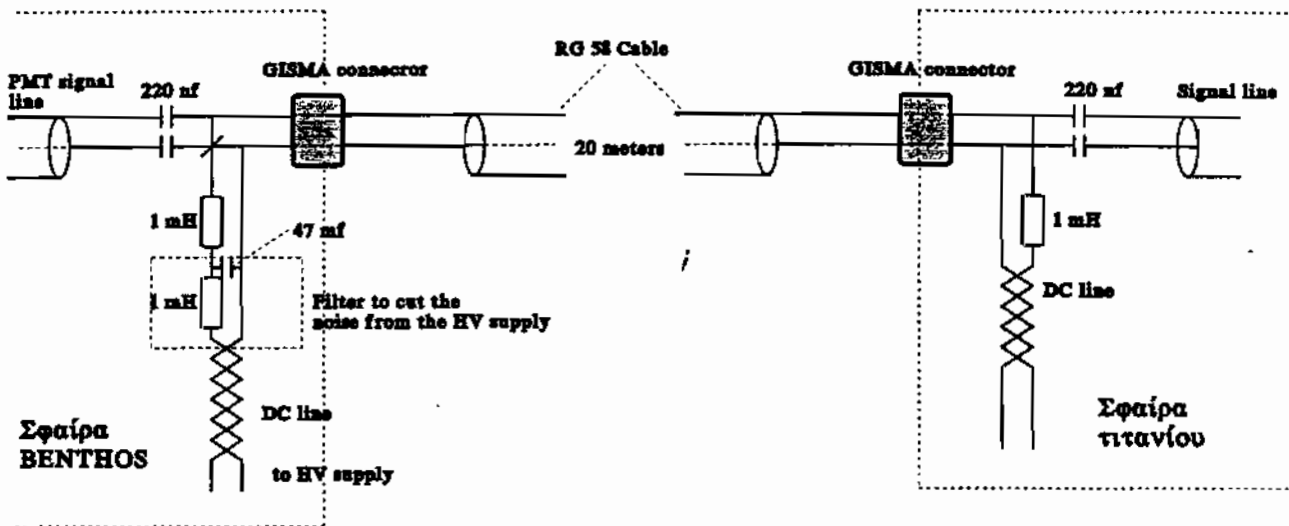
Εικόνα 5.37: Ένα από τα δύο Οπτικά Στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν στην πρώτη δοκιμαστική πόντιση το καλοκαίρι του 1995. Το Οπτικό Στοιχείο είναι τοποθετημένο ανάμεσα σε δύο δαχτυλίδια από πολυαμίδιο. Διακρίνονται οι δύο ηλεκτρικοί συνδετήρες, η βαλβίδα κενού, η βάση του φωτοπολλαπλασιαστή από την οποία τα δύο καλώδια, τροφοδοσίας (κόκκινο) και σήματος (μαύρο), οδηγούνται απευθείας στους συνδετήρες. Επίσης διακρίνεται το μανόμετρο για τη μέτρηση της υποπίεσης στο εσωτερικό της υάλινης σφαίρας και το πλέγμα από μ -metal για τη θωράκιση του φωτοπολλαπλασιαστή από το μαγνητικό πεδίο της Γης.

Η θερμοκρασία που αναπτύσσεται πάνω στο τροφοδοτικό φτάνει τους 40°C . Με αφορμή το γεγονός αυτό και λαμβάνοντας υπόψη την εξάρτηση του ρυθμού απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή από τη θερμοκρασία (εικόνα 5.14) πραγματοποιήθηκε μια σειρά μετρήσεων χρησιμοποιώντας το σύστημα που φαίνεται στην εικόνα 5.38(α). Το τροφοδοτικό τοποθετήθηκε σε δίσκο αλουμινίου που στερεώθηκε περιφερειακά της βάσεως του φωτοπολλαπλασιαστή για να επιτευχθεί η μέγιστη δυνατή απαγωγή θερμότητας. Το Οπτικό Στοιχείο τοποθετήθηκε σε ψυγείο ώστε να καταφέρουμε να διατηρήσουμε τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος χώρου στους 14°C (θερμοκρασία του νερού σε βάθος 2000–4000m [140]). Με τη βοήθεια ενός θερμοστάτη, το ψυγείο σταματούσε να λειτουργεί, όταν η θερμοκρασία στο εσωτερικό του έπεφτε κάτω από τους 13.5°C ενώ ξανάρχιζε τη λειτουργία του, όταν η θερμοκρασία ανέβαινε πάνω από τους 15°C . Κατεγράφησαν μετρήσεις θερμοκρασίας σε διαφορετικά σημεία του εσωτερικού του Οπτικού Στοιχείου, στην επιφάνειά του και στον περιβάλλοντα χώρο αλλά και καταγραφή του ρυθμού απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή. Οι μετρήσεις παρουσιάζονται στην εικόνα 5.38(β). Παρατηρεί κανείς ότι η θερμοκρασία στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου αποκαθίσταται μετά από 4 περίπου ώρες από την έναρξη της λειτουργίας του τροφοδοτικού χαμηλότερα από τους 17°C , ενώ η θερμοκρασία πάνω στο τροφοδοτικό δεν ξεπερνά τους 23°C . Σημειώνουμε εδώ, ότι οι τιμές αυτές αποτελούν ανώτατο όριο θερμοκρασιών λαμβάνοντας υπόψη, ότι η θερμική αγωγιμότητα του νερού (πραγματικές συνθήκες) είναι μεγαλύτερη από αυτή του αέρα (συνθήκες πραγματοποίησης της δοκιμής).



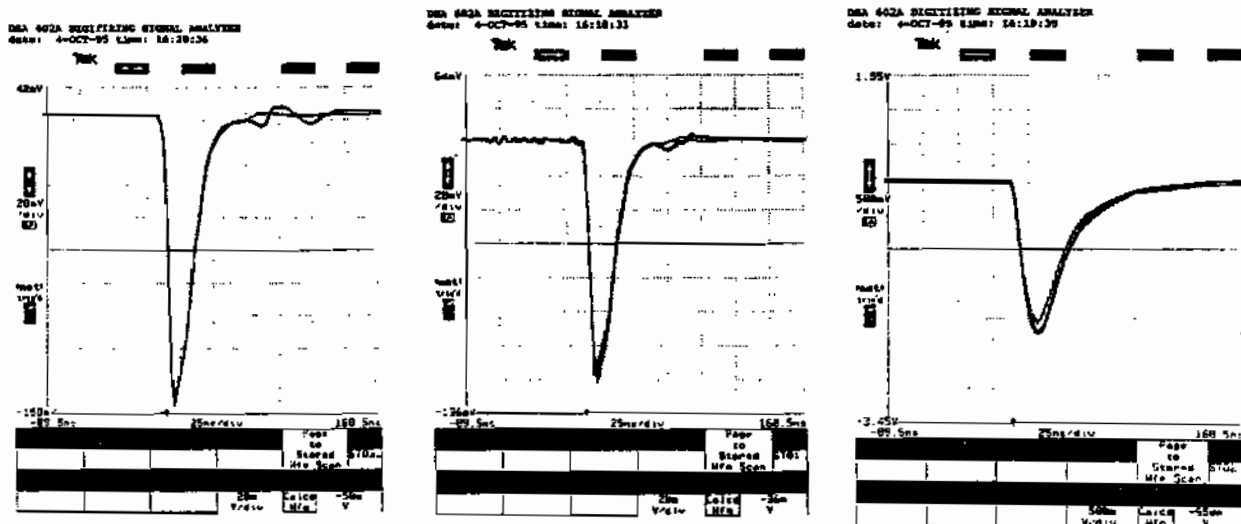
Εικόνα 5.38:(α) Για να εκτιμήσουμε τη θερμοκρασία στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου, όταν το τροφοδοτικό υψηλής τάσεως είναι σε λειτουργία, το τοποθετήσαμε στο εσωτερικό ενός ψυγείου, το οποίο διατηρούσε τη θερμοκρασία περιβάλλοντος στους 14°C . Δύο θερμόμετρα τοποθετήθηκαν στο εξωτερικό, ένα κοντά στο τροφοδοτικό και ένα στο αντιδιαμετρικό σημείο του δίσκου και ένα θερμόμετρο τοποθετήθηκε στην εξωτερική επιφάνεια του Οπτικού Στοιχείου. (β) Τα αποτελέσματα των μετρήσεων. Οι δύο οριζόντιες γραμμές οριοθετούν τις διακυμάνσεις των θερμοκρασιών του περιβάλλοντος χώρου. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν για δύο περιπτώσεις. Στην πρώτη περίπτωση η εξωτερική επιφάνεια του Οπτικού Στοιχείου ήταν ελεύθερη, ενώ στη δεύτερη περίπτωση ολόκληρο το Οπτικό Στοιχείο καλύφθηκε με βρεγμένο πανί. Και στις δύο περιπτώσεις η θερμοκρασία του χώρου εντός του Οπτικού Στοιχείου δεν ξεπέρασε τους 17°C .

Όπως τονίστηκε από την αρχή, κύρια επιδίωξη είναι το Οπτικό Στοιχείο να είναι όσο πιο απλό γίνεται. Θέλοντας να περιορίσουμε την πιθανότητα απώλειας του Οπτικού Στοιχείου, αλλά και της υάλινης σφαίρας κατά τη διαδικασία παραγωγής ο αριθμός των υποδοχών ελαττώθηκε σε μία. Ετσι στην επόμενη φάση εξέλιξής του, το Οπτικό Στοιχείο δεν περιλαμβάνει βαλβίδα κενού και η τροφοδοσία του τροφοδοτικού υψηλής τάσεως και η μετάδοση του σήματος του φωτοπολλαπλασιαστή πραγματοποιούνται διαμέσου ενός και μόνο ηλεκτρικού συνδετήρα. Για να επιτευχθεί αυτό χρησιμοποιήθηκαν δύο πανομοιότυπα φίλτρα, εικόνα 5.39, ένα στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου και ένα στη σφαίρα τιτανίου για το διαχωρισμό σήματος και τάσεως τροφοδοσίας [140], [204]. Πυκνωτής μεγάλης χωρητικότητας (220nf) εισήχθει σε σειρά στη γραμμή του σήματος (γρήγορος παλμός του φωτοπολλαπλασιαστή) και πηνίο μεγάλης αυτεπαγωγής (1mH) τοποθετήθηκε σε σειρά στη γραμμή συνεχούς (24V , τάση τροφοδοσίας του τροφοδοτικού υψηλής τάσεως) ώστε η συνολική εμπέδηση να μην διαφέρει πολύ από τα 50Ω . Οι δοκιμές του συστήματος έδειξαν ανάπτυξη θορύβου από το τροφοδοτικό υψηλής τάσης. Για την καταπολέμησή του εισήχθη στο φίλτρο του Οπτικού Στοιχείου και πάνω στη γραμμή συνεχούς ένα δεύτερο φίλτρο (47mf , 1mH). Το ύψος του θορύβου μετά την εισαγωγή του δεύτερου φίλτρου δεν ξεπερνά τα 1.5mV rms . Στην εικόνα 5.40 παρουσιάζονται οι κυματομορφές του παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή για την περίπτωση που χρησιμοποιούμε φίλτρο και για την περίπτωση που η τροφοδοσία και η μετάδοση του σήματος γίνονται από χωριστά καλώδια.

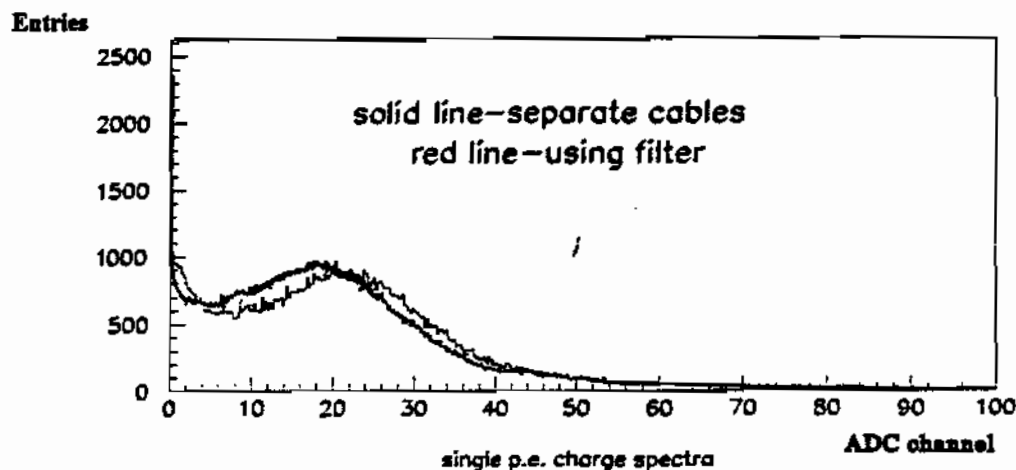


Εικόνα 5.39: Το ζευγάρι των φίλτρων που χρησιμοποιούμε για την τροφοδοσία και τη μετάδοση του σήματος του φωτοπολλαπλασιαστή μέσα από ένα καλώδιο. Στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου και πριν από το τροφοδοτικό υψηλής τάσεως προστέθηκε ένα ακόμα φίλτρο για να περιορίσει το θόρυβο από το τροφοδοτικό.

Παρατηρούμε, ότι όσο μεγαλύτερος είναι ο παλμός τόσο μικρότερη είναι η επίδραση της παρουσίας του φίλτρου στη μορφή του. Στο επίπεδο των πολλών φωτοηλεκτρονίων δεν υπάρχει σημαντική διαφορά ανάμεσα στις δύο κυματομορφές. Στην εικόνα 5.41 παρουσιάζεται η κατανομή του ύψους του παλμού για συνθήκες ενός φωτοηλεκτρονίου. Η ανάκλαση πάνω στο φίλτρο είναι μικρότερη από 3%.

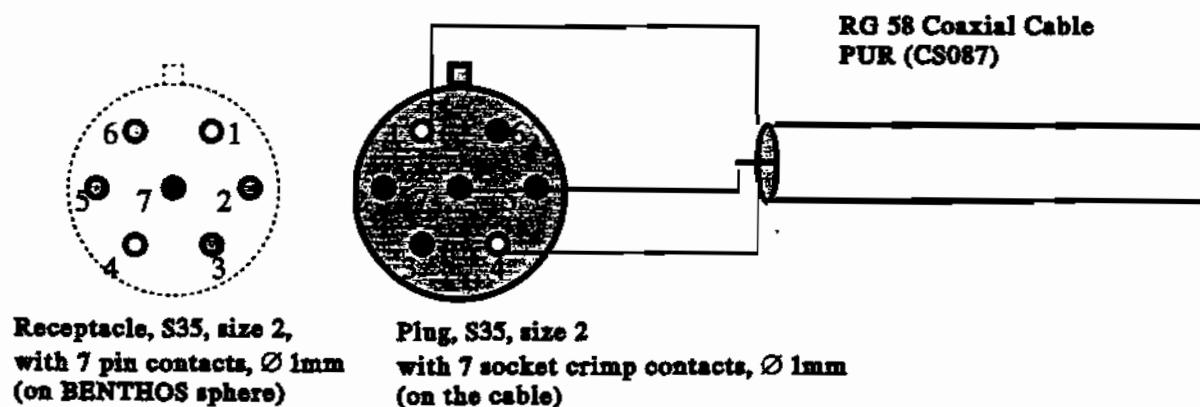


Εικόνα 5.40: Η επίδραση του φίλτρου στην κυματομορφή του παλμού παρουσιάζεται για τρεις περιπτώσεις, για απόλυτο σκοτάδι, για συνθήκες ενός φωτοηλεκτρονίου και για συνθήκες πολλών φωτοηλεκτρονίων. Η κυματομορφή του παλμού για την περίπτωση που χρησιμοποιούμε φίλτρο παρουσιάζεται με κόκκινο.



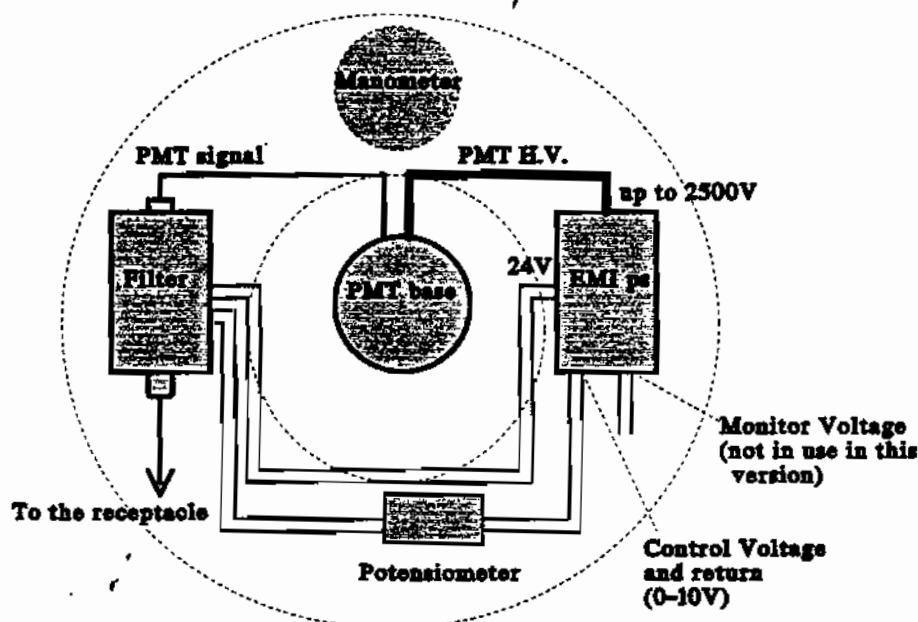
Εικόνα 5.41: Η κατανομή του ύψους του παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή για συνθήκες ενός φωτοηλεκτρονίου για την περίπτωση που χρησιμοποιούμε το φίλτρο (με κόκκινο) και για την περίπτωση που η τροφοδοσία και η μετάδοση του σήματος γίνονται από χωριστά καλώδια (με μαύρο).

Η μέθοδος αυτή δοκιμάστηκε κατά την πόντση του Απριλίου του 1996 (βλέπε κεφάλαιο “Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”) και οι τροποποιήσεις πραγματοποιήθηκαν πάνω στα δύο πρώτα Οπτικά Στοιχεία. Ο ομοαξονικός συνδετήρας χρησιμοποιήθηκε για την παροχή στο τροφοδοτικό των 24V για τη λειτουργία του αλλά και για τη μετάδοση του σήματος του φωτοπολλαπλασιαστή. Ο ηλεκτρικός συνδετήρας με τις τέσσερις ακίδες χρησιμοποιήθηκε για την καταγραφή της τάσεως τροφοδοσίας του φωτοπολλαπλασιαστή. Μετά την απόλυτα πετυχημένη δοκιμή του συστήματος προχωρήσαμε, το καλοκαίρι του 1996, στην κατασκευή 30 Οπτικών Στοιχείων (με υάλινες σφαίρες BENTHOS), 24 από τα οποία χρησιμοποιήθηκαν στον ανιχνευτή των δύο πατωμάτων (βλέπε κεφάλαιο “Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων”). Οι ηλεκτρικοί συνδετήρες που χρησιμοποιήθηκαν κατασκευάστηκαν από την εταιρεία GISMA (βλέπε παράγραφο “Η τροφοδοσία του Οπτικού Στοιχείου” στο κεφάλαιο αυτό). Μόνο η συνδεσμολογία του ηλεκτρικού συνδετήρα με το εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου και με το καλώδιο από τη σφαίρα τιτανίου είναι διαφορετική, όπως φαίνεται στην εικόνα 5.42.

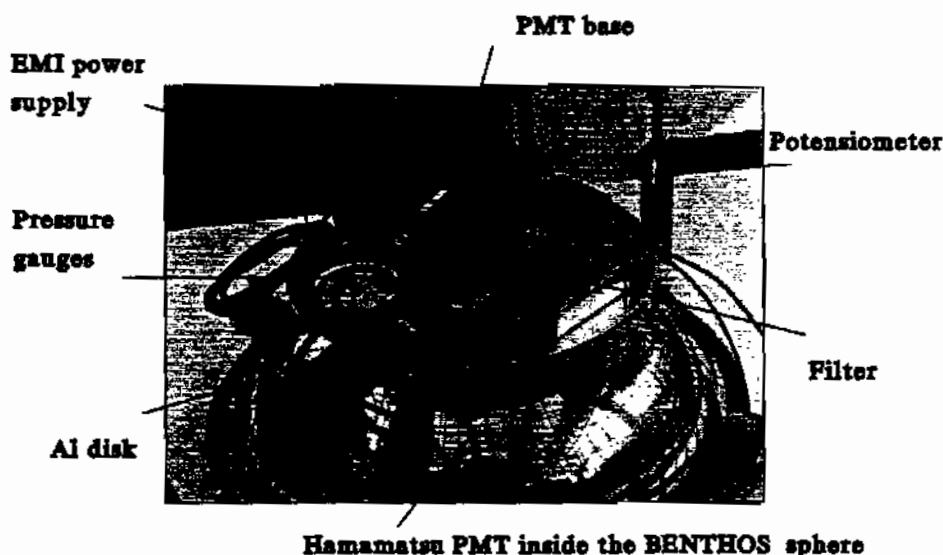


Εικόνα 5.42: Η συνδεσμολογία του καλωδίου με τον ηλεκτρικό συνδετήρα (receptacle και plug) πάνω στη υάλινη σφαίρα BENTHOS, όπως πραγματοποιήθηκε κατά την πόντση του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων. Μόνο 3 από τις 7 ακίδες του ηλεκτρικού συνδετήρα είναι σε χρήση.

Στην εικόνα 5.43 παρουσιάζουμε το λογικό διάγραμμα του συστήματος στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου, ενώ στην εικόνα 5.44 βλέπουμε μια φωτογραφία ενός από τα Οπτικά Στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν στον ανιχνευτή. Διακρίνουμε εκτός του φωτοπολλαπλασιαστή που είναι τοποθετημένος στην υάλινη σφαίρα BENTHOS και περιβάλλεται από το πλέγμα μ-metal για τη θωράκιση του από το μαγνητικό πεδίο, το δίσκο αλουμινίου, το τροφοδοτικό υψηλής τάσεως, το ποτενσιόμετρο, το φίλτρο και ένα μανόμετρο για τη μέτρηση της υποπίεσης στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου.

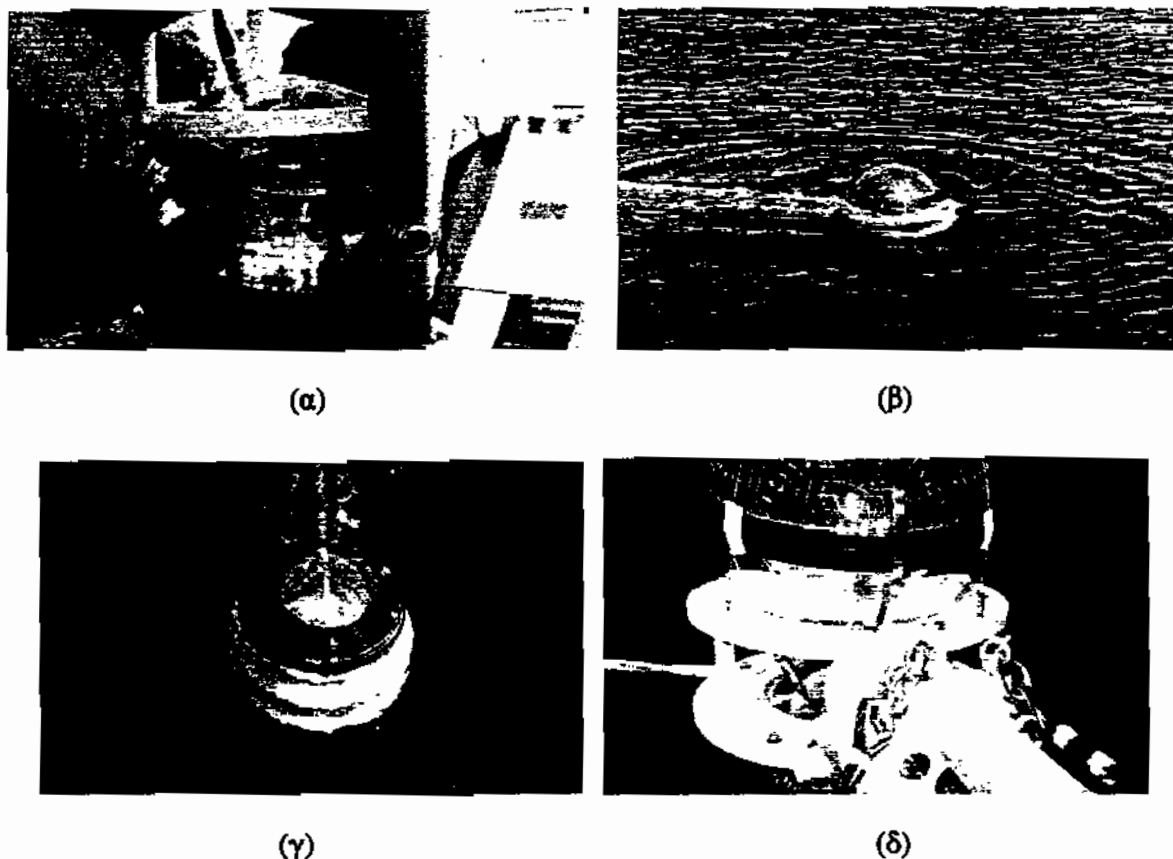


Εικόνα 5.43: Κάτοψη του ηλεκτρονικού συστήματος στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου. Με διακεκομμένη γραμμή καθορίζονται τα όρια του δίσκου από αλουμίνιο πάνω στον οποίο τοποθετούνται το φίλτρο, το τροφοδοτικό υψηλής τάσεως, το ποτενσιόμετρο και το μανόμετρο για τη μέτρηση της υποπίεσης.



Εικόνα 5.44: Το Οπτικό Στοιχείο του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων. Η τάση λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή ρυθμίζεται εξ αρχής στην κατάλληλη τιμή. Δεν υπάρχει δυνατότητα μεταβολής της τάσεως λειτουργίας μετά το κλείσιμο του Οπτικού Στοιχείου.

Στοιχεία από άλλα πειράματα [205], [206] που χρησιμοποιούν φωτοπολλαπλασιαστές της εταιρείας Hamamatsu δείχνουν, ότι για χρονικό διάστημα 10 ετών η απόδοση των λυχνιών παραμένει σταθερή (διακυμάνσεις της τάξεως του 6%). Παρά το γεγονός αυτό ο έλεγχος της τάσεως λειτουργίας αποτελεί ένα πολύ βασικό πλεονέκτημα στη λειτουργία του ανιχνευτή. Έτσι με δεδομένη την κατασκευή ηλεκτρικών συνδετήρων με 7 ακίδες και καλωδίων με 7 αγωγούς από την εταιρεία GISMA, προχωρήσαμε στην τελική μορφή του Οπτικού Στοιχείου για το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ, η οποία περιγράφεται στην παράγραφο “Η τροφοδοσία του Οπτικού Στοιχείου”.



Εικόνα 5.45: Φωτογραφικά στιγμιότυπα από την πόντιση του ανιχνευτή δύο πατωμάτων (Μάιος 1997). Το Οπτικό Στοιχείο τοποθετείται στην ειδικά διαμορφωμένη θέση στο άκρο του βραχίονα του πατώματος ανιχνευτή και στηρίζεται με ειδικά ελάσματα (α). Το Οπτικό Στοιχείο στην επιφάνεια της θάλασσας κατά τη διαδικασία πόντισης. Κατά τη διάρκεια της πόντισης το φως του Ήλιου χτυπά τη φωτοκάθοδο (β), (γ). Αυτό έχει ως συνέπεια να απαιτούνται αρκετές ώρες, ίσως και μέρες, για να αποκατασταθεί ο ρυθμός απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή σε σταθερή τιμή. Ο τρόπος προφύλαξης των Οπτικών Στοιχείων από την ηλιακή ακτινοβολία κατά τη διάρκεια της πόντισης είναι ένα θέμα που βρίσκεται υπό μελέτη. Ο ανιχνευτής αρχίζει να ποντίζεται και ο φακός ακολουθεί για λίγα μέτρα το Οπτικό Στοιχείο. Σε λίγο ο ανιχνευτής θα βρίσκεται σε απόλυτο σκοτάδι (για το ανθρώπινο μάτι) και μόνο οι φωτοπολλαπλασιαστές του θα είναι ικανοί να ανιχνεύσουν το ελάχιστο φως το οποίο φυσικές διαδικασίες παράγουν στα μεγάλα βάθη.

Στην εικόνα 5.45 παρουσιάζεται μια σειρά φωτογραφιών με Οπτικά Στοιχεία του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων. Στην πρώτη φαίνεται το Οπτικό Στοιχείο ενώ τοποθετείται στη θέση του στο άκρο του βραχίονα του πατώματος του ανιχνευτή. Στη δεύτερη και στην τρίτη φωτογραφία το πάτωμα βρίσκεται στην επιφάνεια της θάλασσας και τα Οπτικά Στοιχεία είναι μισοβυθισμένα. Αυτό είναι και το πιο κρίσιμο στάδιο της διαδικασίας πόντισης για να υπάρξει

διαρροή νερού στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου. Στην τέταρτη φωτογραφία έχει ξεκινήσει η πόντιση και ο φακός ακολουθεί τον ανιχνευτή για μερικά μέτρα. Όσο το βάθος μεγαλώνει ο ρόλος της αδιάβροχης προστατευτικής ταινίας περιορίζεται και η πίεση που ασκείται στα δύο ημισφαίρια εξασφαλίζει τη στεγανότητα στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου.

5.4.8 Προσομοίωση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου

Η απόκριση του Οπτικού Στοιχείου στο προσπίπτον φως είναι ένας από τους κύριους παράγοντες της διαμόρφωσης ολόκληρης της γεωμετρίας του τηλεσκοπίου. Στην παράγραφο αυτή υπολογίζουμε τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων που θα ανιχνεύσει ο φωτοπολλαπλασιαστής του Οπτικού Στοιχείου ΝΕΣΤΩΡ, προερχόμενα από τη διέλευση μιονίου σε ορισμένη απόσταση από το Οπτικό Στοιχείο, συναρτήσει της αποστάσεως αυτής. Στον υπολογισμό αυτό λαμβάνουμε υπόψη τη διαπερατότητα του θαλασσίου νερού στην περιοχή ποντίσεως του τηλεσκοπίου, των υλικών που μεσολαβούν στην πορεία των φωτονίων Cherenkov μέχρι την πρόσπτωσή τους στη φωτοκάθοδο, εντός του Οπτικού Στοιχείου, την κβαντική και τη συλλεκτική ικανότητα του φωτοπολλαπλασιαστή. Μελετάμε επίσης την απόκριση του Οπτικού Στοιχείου συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης του φωτός ως προς τον άξονα συμμετρίας του Οπτικού Στοιχείου.

Ο παραγόμενος αριθμός φωτονίων Cherenkov ανά μονάδα μήκους τροχιάς, dl , σωματιδίου κινούμενου με ταχύτητα βc , εντός μέσου με δείκτη διαθλάσεως $n(\lambda)$ και ανά μονάδα μήκους κύματος $d\lambda$ δίνεται από τη σχέση [207]:

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dl} = \frac{2\pi\alpha \sin^2 \theta_c}{\lambda^2} \quad (5.1)$$

όπου $\sin^2 \theta_c = 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}$ και $\alpha = 1/137$.

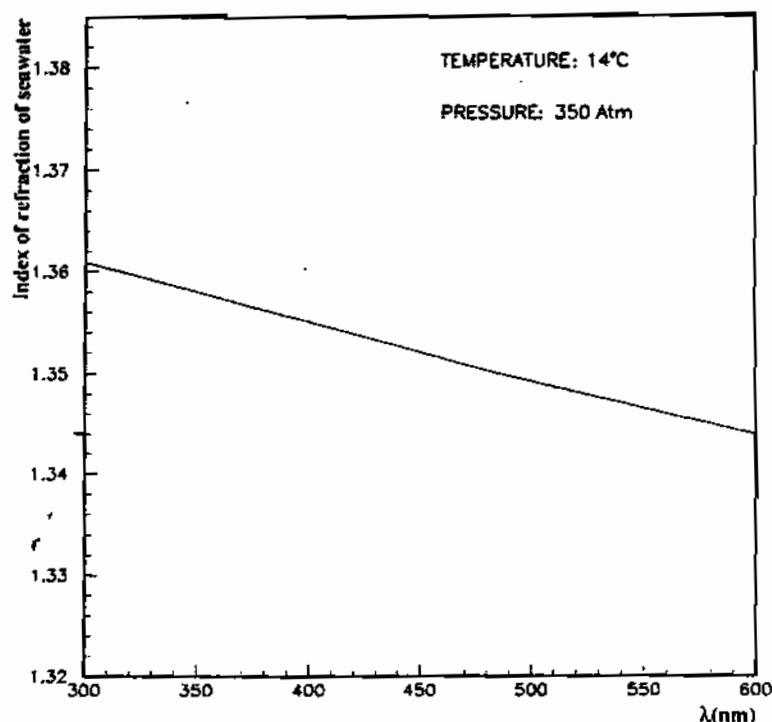
Ο δείκτης διάθλασης του μέσου εξαρτάται από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας. Η μεταβολή του δείκτη διαθλάσεως συναρτήσει του μήκους κύματος για τις συνθήκες που επικρατούν στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ (θερμοκρασία, αλατότητα, πίεση) παρουσιάζεται στην εικόνα 5.46 [208].

Ο αναμενόμενος αριθμός φωτοηλεκτρονίων, τα οποία θα ανιχνευτούν από τον φωτοπολλαπλασιαστή έχοντας διανύσει απόσταση x μέτρων μέσα στο νερό, προκύπτει από την σχέση (5.1), λαμβάνοντας υπόψη την εξασθένηση του φωτός κατά τη διέλευσή του από το νερό, τις απορροφήσεις/ανακλάσεις του φωτός από τα υλικά που παρεμβαίνουν στην πορεία του εντός του Οπτικού Στοιχείου και την κβαντική απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή και δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{dN}{dl} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \sin^2 \theta_c \frac{qe(\lambda) \times ce \times Tr_{gl}(\lambda) \times Tr_{gel}(\lambda)}{\lambda^2} \times e^{-\beta(\lambda)x} d\lambda \quad (5.2)$$

όπου $qe(\lambda)$ είναι η εξάρτηση της κβαντικής απόδοσης του φωτοπολλαπλασιαστή R2018-03 από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας Cherenkov, όπως παρουσιάζεται στην εικόνα 5.47 με βάση την [209], ce είναι η συλλεκτική ικανότητα του φωτοπολλαπλασιαστή, $ce = 65\%$, $Tr_{gl}(\lambda)$ είναι η διαπερατότητα του υάλινου προστατευτικού περιβλήματος του Οπτικού Στοιχείου

συναρτήσει του μήκους κύματος, όπως παρουσιάζεται στην εικόνα 5.7, $Tr_{gel}(\lambda)$ είναι η διαπερατότητα του πολυμερούς σιλικόνης που χρησιμοποιείται για την οπτική επαφή του φωτοπολλαπλασιαστή με το υάλινο περίβλημα⁶³ (εικόνα 5.32) και $\beta(\lambda)$ είναι ο συντελεστής εξασθένισης της ακτινοβολίας (βλέπε κεφάλαιο “Το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”, παράγραφος “Η περιοχή πόντισης”) κατά τη διέλευσή της από το θαλασσινό νερό.



Εικόνα 5.46: Η εξάρτηση του δείκτη διαθλάσεως του θαλασσινού νερού από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας σύμφωνα με την [208], για τις συνθήκες που επικρατούν στην περιοχή ποντίσεως του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ.

Σημειώνουμε, ότι στην ποσότητα $qe(\lambda)$ συμπεριλαμβάνεται και η απορρόφηση του υλικού της εξωτερικής επιφάνειας του φωτοπολλαπλασιαστή το οποίο στην προκειμένη περίπτωση είναι βοριοπυριτιούχος ύαλος. Για το λόγο αυτό παρατηρούμε την απότομη πτώση της κβαντικής απόδοσης για μήκη κύματος μικρότερα των 350nm, η οποία οφείλεται στην απορρόφηση του υαλίου, εικόνα 5.32. Η τυπική μέγιστη τιμή της κβαντικής απόδοσης του φωτοπολλαπλασιαστή φτάνει το 20% στα 400nm. Στην εικόνα 5.48 παρουσιάζεται η κατανομή των κβαντικών αποδόσεων των φωτοπολλαπλασιαστών που έχουν ήδη ελεγχθεί. Σημειώνουμε, ότι στον έλεγχο που πραγματοποιούμε στους φωτοπολλαπλασιαστές δεν συμπεριλαμβάνεται μέτρηση της κβαντικής τους απόδοσης. Οι τιμές που παρουσιάζονται στην εικόνα 5.48 είναι οι τιμές που δίνει η εταιρεία κατασκευής για τον κάθε φωτοπολλαπλασιαστή.

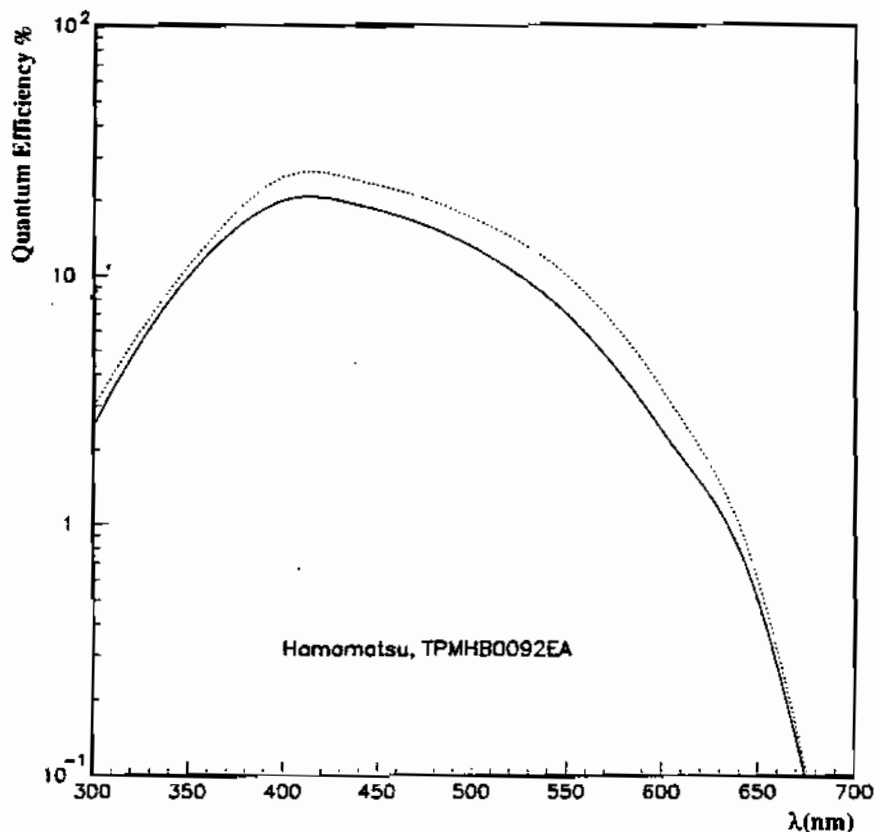
Η σχέση 5.2 μας δίνει τον συνολικό αριθμό φωτοηλεκτρονίων, τα οποία κατανέμονται στην επιφάνεια ενός δαχτυλιδιού, ακτίνας $x \sin \theta_c$ και εύρους $\sin \theta_c dl$. Μπορούμε λοιπόν να

⁶³ Σημειώνουμε, ότι στην περίπτωση που χρησιμοποιείται γλυκερίνη θα πρέπει να υπολογιστεί ο συντελεστής διαπερατότητας της γλυκερίνης, $Tr(\lambda)$, που παρουσιάζεται στην εικόνα 5.32

υπολογίσουμε την επιφανειακή πυκνότητα των φωτοηλεκτρονίων σε απόσταση $\delta = x \sin \theta_c$ από την τροχιά και για κάθετη πρόσπτωση στον φωτοπολλαπλασιαστή βρίσκουμε:

$$\frac{dN}{m^2} = \frac{\alpha}{\delta} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \sin \theta_c \frac{qe(\lambda) \times ce \times Tr_{gl}(\lambda) \times Tr_{gel}(\lambda)}{\lambda^2} \times e^{-\beta(\lambda)x} d\lambda \quad (5.3)$$

Πολλαπλασιάζοντας τον αριθμό που προκύπτει από την ολοκλήρωση στη σχέση 5.3 για τις διάφορες ακτινικές αποστάσεις του Οπτικού Στοιχείου από την τροχιά του μιονίου, με 0.108m^2 , εμβαδόν που αντιστοιχεί στην προβολή της επιφάνειας της φωτοκαθόδου σε επίπεδο κάθετο στον άξονα συμμετρίας του φωτοπολλαπλασιαστή βρίσκουμε τον αναμενόμενο αριθμό φωτοηλεκτρονίων στον φωτοπολλαπλασιαστή συναρτήσει της ακτινικής του απόστασης από την τροχιά. Σημειώνουμε, ότι στην παραπάνω ολοκλήρωση χρησιμοποιούμε $\lambda_{\min}=300\text{nm}$ και $\lambda_{\max}=700\text{nm}$.

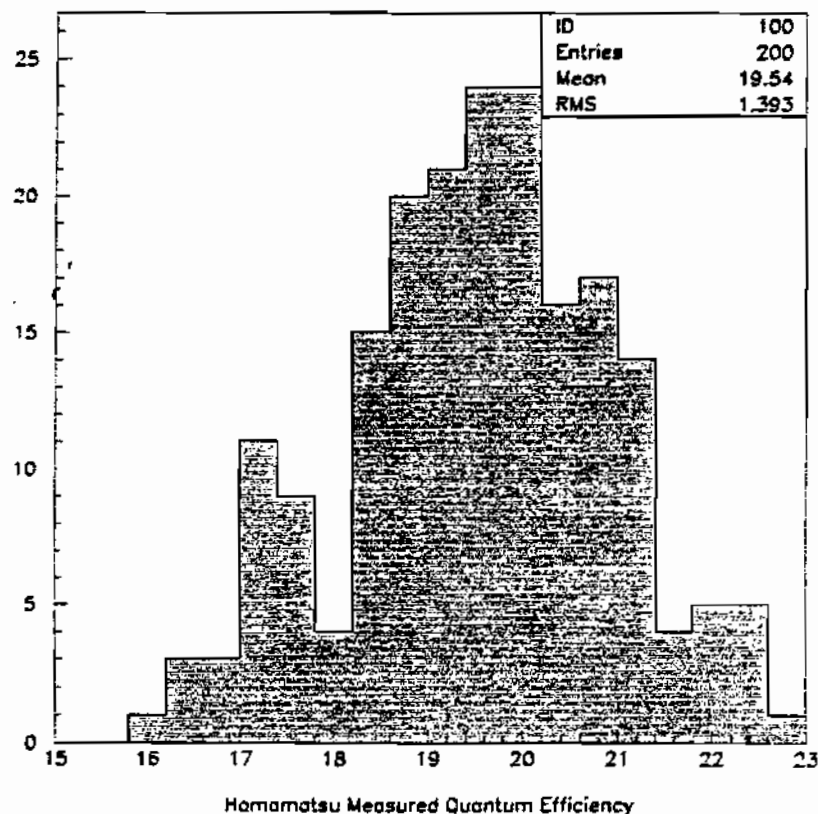


Εικόνα 5.47: Η κβαντική απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή R2018-03 της Hamamatsu συναρτήσει του μήκους κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, παρουσιάζεται με μαύρη γραμμή. Η τυπική μέγιστη τιμή της κβαντικής απόδοσης του φωτοπολλαπλασιαστή σύμφωνα με τις προδιαγραφές της εταιρείας κατασκευής, είναι 20% στα 400nm, όπως φαίνεται στο σχήμα. Σημειώνουμε, ότι η απορρόφηση του υαλίνου περιβλήματος (βοριοπυριτιούχος υάλος), εικόνα 5.32, καμπύλη 2, η οποία συμπεριλαμβάνεται στην τιμή της κβαντικής απόδοσης, οδηγεί στην απότομη ελάττωση της κβαντικής απόδοσης για μήκη κύματος μικρότερα των 350nm. Η μεγάλη έκταση της φωτοκαθόδου οδηγεί σε ελάττωση της κβαντικής απόδοσης του συγκεκριμένου φωτοπολλαπλασιαστή, ως προς την τυπική κβαντική απόδοση φωτοπολλαπλασιαστών, μικρότερων διαστάσεων, με το ίδιο υλικό φωτοκαθόδου και περιβλήματος, της οποίας η εξάρτηση από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας παρουσιάζεται στην ίδια εικόνα με διακεκομμένη γραμμή.

Στην εικόνα 5.49 παρουσιάζουμε τον αναμενόμενο αριθμό φωτοηλεκτρονίων στον φωτοπολλαπλασιαστή συναρτήσει της ακτινικής απόστασής του από την τροχιά (καμπύλη 1). Στην εικόνα παρουσιάζονται επίσης μετρήσεις από την πόντιση του SPS (DUMAND), το Νοέμβριο του 1987 (καμπύλη 2), [172], αποτελέσματα του αντίστοιχου υπολογισμού με αυτόν που παρουσιάσαμε παραπάνω αλλά για μήκος εξασθένισης 40m (καμπύλη 3), [172] καθώς και αντίστοιχα αποτελέσματα με τη χρήση του προγράμματος προσομοίωσης GEANT (καμπύλη 5),

[140]. Η καμπύλη 4 αντιστοιχεί στη συνάρτηση $N = \frac{50}{\delta}$, όπως προέκυψε από τον έλεγχο του

Οπτικού Στοιχείου στη δεξαμενή “la gamelle” (παράγραφος “Ο έλεγχος των Οπτικών Στοιχείων”), την οποία προεκτείνουμε για αποστάσεις μεγαλύτερες του ενός μέτρου. Οι μετρήσεις για 0.5m, 0.7m και 0.8m παρουσιάζονται με μαύρα τετράγωνα, επάνω αριστερά στην εικόνα. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζουμε τις αντίστοιχες μετρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί στη δεξαμενή δοκιμών των Οπτικών Στοιχείων του τηλεσκοπίου DUMAND [172]. Σημειώνουμε, ότι ο ίδιος υπολογισμός για την περίπτωση της γλυκερίνης οδηγεί σε αύξηση του αριθμού των ανιχνευομένων φωτοηλεκτρονίων κατά 3%.

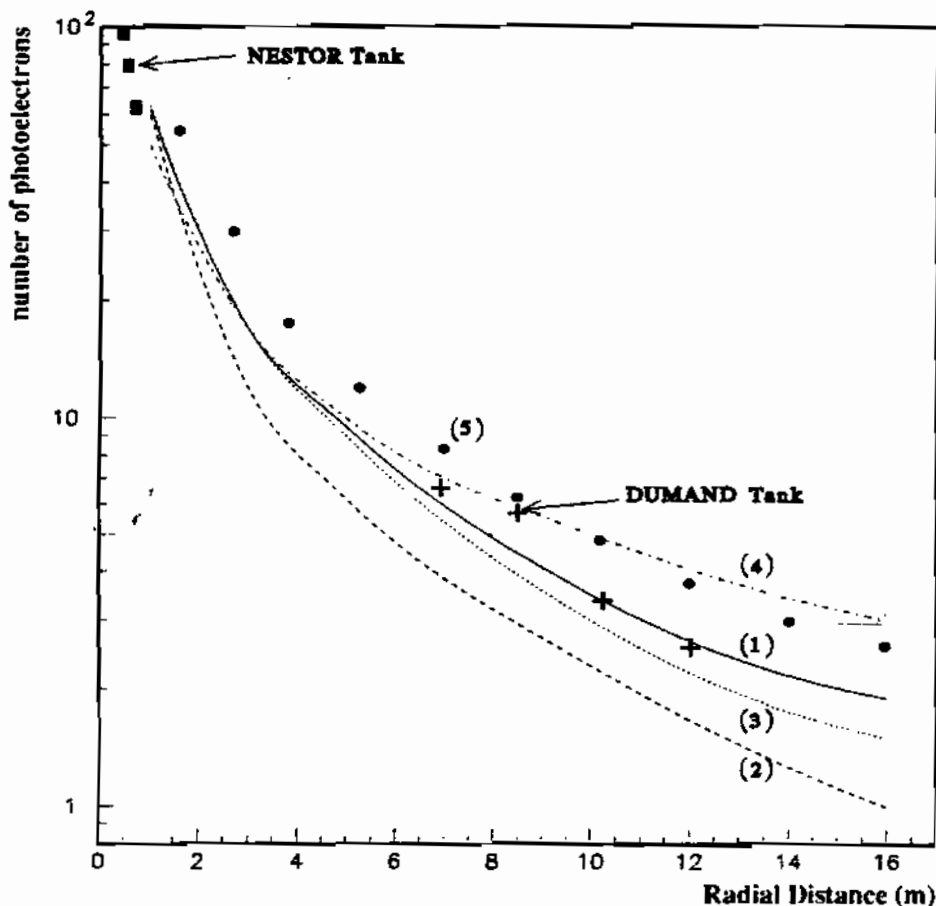


Εικόνα 5.48: Οι τιμές των κβαντικών αποδόσεων των φωτοπολλαπλασιαστών που έχουν ελεγχθεί. Η κβαντική απόδοση του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή έχει μετρηθεί από την εταιρεία κατασκευής. Η μέση τιμή είναι περίπου 19.5%, μικρότερη της τυπικής τιμής που καθορίζεται από τις προδιαγραφές της εταιρείας, 20%.

Όπως προαναφέραμε ο υπολογισμός αυτός έχει πραγματοποιηθεί για κάθετη πρόσπτωση φωτονίων στο Οπτικό Στοιχείο. Στην [173] παρουσιάζεται η μελέτη της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου του DUMAND (JOM), το οποίο δεν διαφέρει ως προς τα οπτικά χαρακτηριστικά του από το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Με βάση την αναφορά αυτή, η εξάρτηση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου από τη γωνία που σχηματίζει η προσπίπτουσα δέσμη με τον άξονα συμμετρίας του φωτοπολλαπλασιαστή περιγράφεται ικανοποιητικά από τη σχέση:

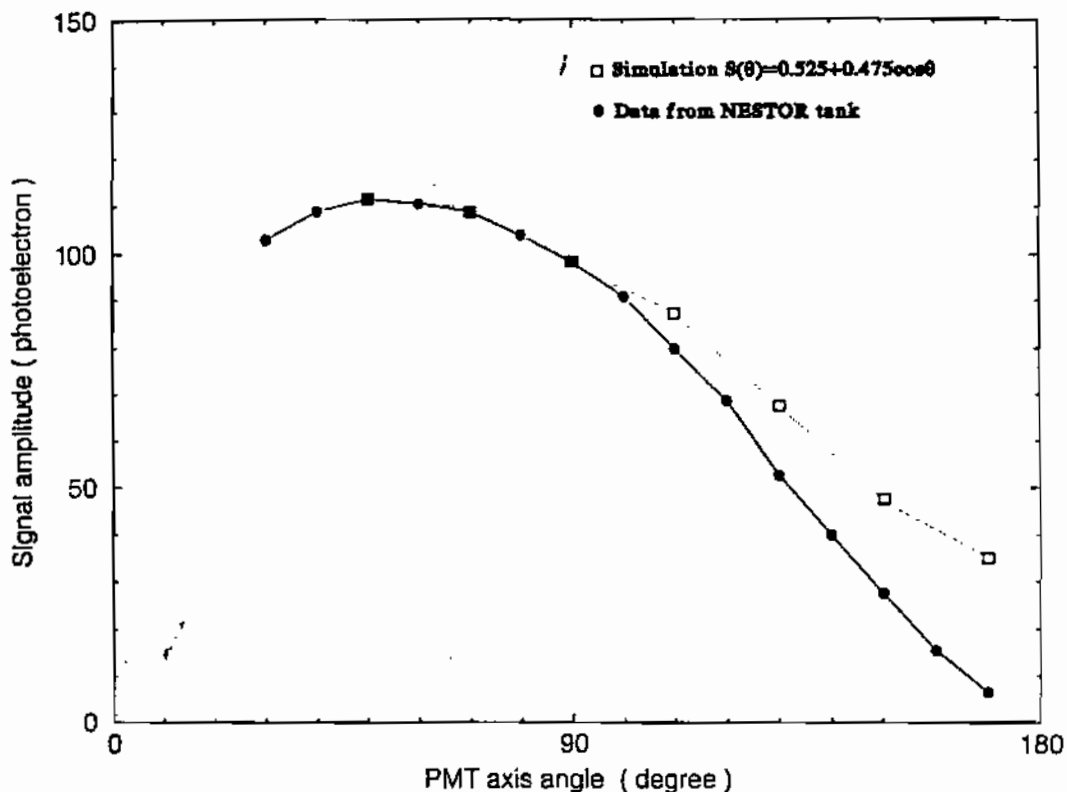
$$S(\theta) = 0.525 + 0.475 \cos \theta \quad (5.4)$$

Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τη μελέτη του Οπτικού Στοιχείου που πραγματοποιήθηκε στη δεξαμενή δοκιμών "la gamelle", παράγραφος "Ο έλεγχος των Οπτικών Στοιχείων" παρουσιάζονται στην εικόνα 5.50 για απόσταση $\delta=31\text{cm}$ μεταξύ του Οπτικού Στοιχείου και της τροχιάς του μιονίου. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζουμε την αναμενόμενη σύμφωνα με τη σχέση 5.4 απόκριση του Οπτικού Στοιχείου συναρτήσει της γωνίας θ .



Εικόνα 5.49: Ο αριθμός των αναμενόμενων φωτοηλεκτρονίων που θα ανιχνευτούν από τον φωτοπολλαπλασιαστή συναρτήσει της απόστασης του από την τροχιά του διερχόμενου μιονίου που προκαλεί την εκπομπή της ακτινοβολίας Cherenkov, σύμφωνα με τον υπολογισμό που παρουσιάζουμε στην παράγραφο αυτή (1). Οι καμπύλες 2 και 3 αναφέρονται στο Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου DUMAND [172] και σε μήκος εξασθένισης περίπου 40m. Η καμπύλη 2 αναφέρεται σε μετρήσεις στην περιοχή πόντισης ενώ η καμπύλη 3 παρουσιάζεται στην αναφορά [172]. Η καμπύλη 4 αντιστοιχεί στη συνάρτηση $f(\delta) = 50/\delta$ η οποία φαίνεται να περιγράφει πολύ ικανοποιητικά την εξάρτηση του αριθμού των φωτοηλεκτρονίων για αποστάσεις μέχρι ένα μέτρο από την τροχιά (βλέπε παράγραφο "Ο έλεγχος των Οπτικών Στοιχείων"). Εδώ την προεκτείνουμε για μεγαλύτερες αποστάσεις. Τέλος η καμπύλη 5 προκύπτει με χρήση του λογισμικού πακέτου προσομοίωσης GEANT για το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ [140]. Παρουσιάζονται επίσης τα αποτελέσματα από τη δεξαμενή δοκιμών των Οπτικών Στοιχείων του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ και τα αντίστοιχα αποτελέσματα από τη δεξαμενή δοκιμών του τηλεσκοπίου DUMAND σύμφωνα με την [172].

Σημειώνουμε, ότι το διάγραμμα είναι μετατοπισμένο σχεδόν κατά 50° λόγω του προσανατολισμού του Οπτικού Στοιχείου (βλέπε εικόνα 5.34) ως προς τη διεύθυνση της τροχιάς. Άρα στην 5.4 αντικαθιστούμε την γωνία θ με $(\theta - 50^\circ)$.



Εικόνα 5.50: Η απόκριση του Οπτικού Στοιχείου συναρτήσει της γωνίας του άξονα του Οπτικού Στοιχείου ως προς τη διεύθυνση της τροχιάς του μιονίου για απόσταση $\delta=31\text{cm}$ όπως μετρήθηκε στη δεξαμενή ελέγχου. Παρουσιάζεται επίσης η απόκριση του Οπτικού Στοιχείου σύμφωνα με τη σχέση 5.4. Παρατηρούμε σημαντική διαφοροποίηση των αποτελεσμάτων για γωνίες μεγαλύτερες των 60° ⁶⁴. Η απόκριση του Οπτικού Στοιχείου φαίνεται να περιορίζεται σημαντικά εκτός των ορίων της φωτοκαθόδου του φωτοπολλαπλασιαστή (63°).

Παρατηρούμε σημαντική διαφοροποίηση ανάμεσα στα αποτελέσματα, όπως παρουσιάζονται στην [172] για το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου DUMAND και στα αποτελέσματα από τη μελέτη του Οπτικού Στοιχείου του τηλεσκοπίου NESTOR που πραγματοποιήθηκε στην δεξαμενή ελέγχου "la gamelle" για γωνίες μεγαλύτερες των 60° . Σημειώνουμε όμως, ότι μόνο ένα Οπτικό Στοιχείο έχει δοκιμασθεί στη δεξαμενή ελέγχου και επομένως δεν μπορούμε να προχωρήσουμε σε γενικότερα συμπεράσματα.

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης του Οπτικού Στοιχείου, σχέσεις 5.3 και 5.4, εισάγονται στον αλγόριθμο προσομοίωσης της απόκρισης του ανιχνευτή. Η ορθότητα και η ακρίβεια της προσομοίωσης του Οπτικού Στοιχείου οδηγεί στην επιτυχημένη απόκριση του

⁶⁴ Η τιμές των γωνιών αναφέρονται ως προς τον άξονα συμμετρίας του Οπτικού Στοιχείου. Σημειώνουμε, ότι το διάγραμμα είναι μετατοπισμένο κατά 50° .

ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες και κατά συνέπεια στην επιτυχημένη ανακατασκευή των τροχιών των μιονίων, όπως θα διαπιστώσουμε στα αντίστοιχα κεφάλαια.

5.5 Το Οπτικό Στοιχείο για τον km-scale ανιχνευτή νετρίνων (Μελέτη και σχεδιασμός)

5.5.1 Τεχνικές απαιτήσεις για την κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου

Τα Οπτικά Στοιχεία είναι οι βασικότερες μονάδες του ανιχνευτή και από τα χαρακτηριστικά τους καθορίζεται η ανιχνευτική ικανότητα του τηλεσκοπίου. Παράλληλα το ηλεκτρονικό σύστημα που υποστηρίζει τη λειτουργία του Οπτικού Στοιχείου πρέπει να μπορεί να ανταποκριθεί στις προϋποθέσεις που τίθενται για την ικανοποιητική λειτουργία ενός τηλεσκοπίου νετρίνων. Τα τελευταία χρόνια ιδιαίτερη έμφαση έχει δοθεί στην ανάπτυξη ηλεκτρονικών συστημάτων ικανών να υποστηρίξουν τη λειτουργία εξελιγμένων Οπτικών Στοιχείων που προβλέπεται να χρησιμοποιηθούν σε έναν μελλοντικό ανιχνευτή του οποίου η επιφάνεια θα φτάνει το 1km^2 . Ένας από τους κύριους στόχους, που έχουν τεθεί στα πλαίσια αυτής της προσπάθειας είναι ανάπτυξη και η υποδειγματική λειτουργία προηγμένων Οπτικών Στοιχείων που θα ικανοποιούν τις παρακάτω τεχνικές απαιτήσεις:

1. Χρονική διακριτική ικανότητα του ηλεκτρονικού μέρους του Οπτικού Στοιχείου $\leq 1\text{ns rms}$

Ο ακριβής προσδιορισμός του χρόνου επιτρέπει τον καθορισμό της τροχιάς του μιονίου και καθιστά ευκολότερη την απόρριψη των γεγονότων του υποβάθρου. Αυτό γίνεται διότι η ακριβής γνώση της χρονικής πληροφορίας δίνει τη δυνατότητα υποβολής αυστηρών απαιτήσεων κατά τη διαδικασία ανακατασκευής, τις οποίες πολύ μικρός αριθμός τυχαίων γεγονότων ικανοποιεί. Οι φωτοπολλαπλασιαστές μεγάλου μεγέθους που χρησιμοποιούνται για τα πειράματα σήμερα παρουσιάζουν διακριτική ικανότητα χρόνου της τάξεως των 2ns . Η διακριτική ικανότητα ως προς το χρόνο του ηλεκτρονικού συστήματος πρέπει να είναι πολύ μικρότερη της αντίστοιχης του φωτοπολλαπλασιαστή, έτσι ώστε η διακριτική ικανότητα ως προς το χρόνο ολόκληρου του συστήματος να καθορίζεται από τα βασικά χαρακτηριστικά του φωτοπολλαπλασιαστή.

2. Δυναμική εμβέλεια (dynamic range): 1000-10000 φωτοηλεκτρόνια

Ο καθορισμός των τιμών αυτών προέρχεται από την απαίτηση για εκτίμηση ενεργειών σε μεγάλο εύρος τιμών, από μίονια υψηλών ενεργειών μέχρι εξαιρετικά υψηλής ενέργειας γεγονότα ("Glashow" resonant electron antineutrino-electron shower events στα 6.4 PeV , βλέπε κεφάλαιο "Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών"). Τέτοια γεγονότα υψηλής ενέργειας δεν πρέπει να "τυφλώνουν" τους φωτοπολλαπλασιαστές.

3. Γνώση της κυματομορφής του παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή: περίπου 300ns χρονικό παράθυρο με 5% ακρίβεια στο ύψος

Η απαίτηση αυτή καθορίζεται, κατά πρώτο λόγο, από τον πολύ μεγάλο λόγο των κατερχομένων (που αποτελούν στις περισσότερες περιπτώσεις το θόρυβο) προς τα ανερχόμενα μίονια (που αποτελούν το σήμα). Το γεγονός αυτό οδηγεί σε σφάλματα στην ανακατασκευή των τροχιών και αποτελεί ένα από τα σοβαρότερα προβλήματα που μας απασχολούν σήμερα. Είναι πολύ σημαντικό να γίνει προσπάθεια ώστε τα δεδομένα που θα λαμβάνονται να είναι απηλλαγμένα από κάθε είδους θόρυβο. Ο δεύτερος λόγος για την απαίτηση αυτή είναι η ανάγκη ανακατασκευής των τροχιών των μιονίων και των ενεργειακών απωλειών από πολύπλοκες διαδρομές φωτονίων που προκύπτουν από ακτινοβολούνται μίονια. Αποτελεί γενικό κανόνα

(δεν ισχύει πάντα) ότι η γρηγορότερη ενεργοποίηση (PMT hit) προέρχεται από φωτόνιο Cherenkov που έρχεται απευθείας από την τροχιά του μιονίου χωρίς να έχει σκεδαστεί. Αντίθετα τα φωτόνια από καταιγισμούς (showers), ή τα σκεδασμένα φωτόνια θα πρέπει να φτάσουν αργότερα.

4. Κατανάλωση ανά Οπτικό Στοιχείο ≤ 0.3 Watts

Αν κάθε Οπτικό Στοιχείο απαιτεί για τη λειτουργία του αρκετά Watts (τα Οπτικά Στοιχεία των τηλεσκοπίων DUMAND και ΝΕΣΤΩΡ απαιτούν περίπου 10 Watts το κάθε ένα) τότε στα πλαίσια ενός μεγάλης κλίμακας ανιχνευτή, που θα αποτελείται από μερικές χιλιάδες Οπτικά Στοιχεία, η συνολική κατανάλωση θα φτάσει σε απαγορευτικά επίπεδα, τόσο από οικονομικής απόψεως όσο και από την πλευρά της αξιοπιστίας του συστήματος, αποτελώντας ίσως ανασταλτικό παράγοντα και για την πραγματοποίησή του. Είναι πολύ σημαντικό η συγκεκριμένη απαίτηση να ικανοποιηθεί. Στα πλαίσια σχεδιασμού του πρωτότυπου Οπτικού Στοιχείου JPL/LBNL φαίνεται πως ο περιορισμός της κατανάλωσης σε τόσο χαμηλά επίπεδα είναι δυνατός.

5. Dead time του Οπτικού Στοιχείου $\leq 3\%$

Η απόδοση της ανακατασκευαστικής ικανότητας της τροχιάς ακολουθεί εκθετικό νόμο, ε^n , όπου ε είναι ο τυπικός livetime fraction των n ανεξαρτήτων Οπτικών Στοιχείων που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό της τροχιάς (fit). Εκτιμώντας, ότι το n θα έχει τιμή 6 ή και μεγαλύτερη και για $\varepsilon=0.9$, ($0.9^6=0.53$), βλέπουμε ότι σχεδόν οι μισές τροχιές που θα μπορούσαν να ανακατασκευαστούν χάνονται. Επίσης το Οπτικό Στοιχείο πρέπει να "επανέρχεται" γρήγορα από bursts που οφείλονται σε δράση βιοφωταύγειας. Τόσο ο dead time του κάθε Οπτικού Στοιχείου όσο και οι υπόλοιποι παράγοντες που περιορίζουν την απόδοση του ανιχνευτή πρέπει να περιοριστούν σημαντικά.

6. Ακρίβεια στην ανίχνευση του ενός φωτοηλεκτρονίου $\geq 95\%$, πάνω από το επίπεδο του υποβάθρου

Το φάσμα των μικρών παλμών υποβάθρου (εξαιτίας του θορύβου του φωτοπολλαπλασιαστή) επικαλύπτει το χαμηλότερο μέρος του φάσματος του παλμού επιπέδου ενός φωτοηλεκτρονίου. Έτσι είναι αναπόφευκτο να περιοριστεί σε ένα βαθμό η ακρίβεια στην ανίχνευση του ενός φωτοηλεκτρονίου. Πρέπει όμως οι παλμοί που ξεπερνούν ελάχιστα το υπόβαθρο να ανιχνεύονται με ακρίβεια που πλησιάζει το 100%. Στον ίδιο τον φωτοπολλαπλασιαστή η ικανότητα εστίασης των φωτοηλεκτρονίων στο σύστημα των δυνόδων εξαρτάται από τον σχεδιασμό, το μέγεθός του, το μαγνητικό πεδίο στο χώρο και γενικότερα από τις συνθήκες λειτουργίας. Οι μεγάλοι φωτοπολλαπλασιαστές είναι εξαιρετικά ευαίσθητοι στο θέμα της εστίασης και χρειάζονται αρκετές βελτιώσεις στο σχεδιασμό ώστε να επιτευχθούν καλύτερα αποτελέσματα.

7. Ηλεκτρονικός θόρυβος του Οπτικού Στοιχείου ≤ 0.05 φωτοηλεκτρόνια ο ρυθμός ανά Οπτικό Στοιχείο

Η ασφαλής λειτουργία του συστήματος απαιτεί τον περιορισμό των χτυπημάτων θορύβου (noise hits) σε αρκετά χαμηλό επίπεδο, καθορίζοντας ανάλογα την τιμή του κατωφλίου. Φυσικά το gain του φωτοπολλαπλασιαστή πρέπει να είναι αρκετά υψηλό (της τάξεως του 5×10^7).

8. Διακυμάνσεις του gain του φωτοπολλαπλασιαστή $\leq 2\%$ την ώρα

Είναι γνωστό, ότι το gain του φωτοπολλαπλασιαστή παρουσιάζει διακυμάνσεις με το πέρασμα του χρόνου και εξαρτάται από την τάση τροφοδοσίας. Με δεδομένη τη σταθερότητα των συνθηκών που θα επικρατούν κατά τη λειτουργία του ανιχνευτή, ο βασικός παράγοντας

επιπλοκών θα είναι οι διακυμάνσεις της τάσεως τροφοδοσίας. Λαμβάνοντας υπ' όψη τις τυπικές τιμές για τους φωτοπολλαπλασιαστές, $\Delta G/G = 8\Delta V/V$, η επιδιωκόμενη σταθερότητα υψηλής τάσεως (HV) πρέπει να είναι καλύτερη του 0.25%. Η απαίτηση αυτή είναι εύκολο να επιτευχθεί, λαμβάνοντας υπ' όψη και το ότι η τάση τροφοδοσίας θα ρυθμίζεται εξ αποστάσεως όταν αυτό κρίνεται σκόπιμο.

9. Mean Time Before Failure (MTBF): 15 χρόνια συνεχούς λειτουργίας

Απαιτείται εξαιρετικά προσεκτικός σχεδιασμός και εκτενής έλεγχος των επιμέρους τμημάτων του συστήματος. Η αποκτηθείσα μέχρι σήμερα εμπειρία δείχνει ότι τα τροφοδοτικά υψηλής τάσεως και οι πυκνωτές είναι τα πιο επιρρεπή μέλη του συστήματος. Η χαμηλή θερμοκρασία περιβάλλοντος και γενικότερα η σταθερότητα των συνθηκών του περιβάλλοντος, που επικρατούν στα προτεινόμενα μέρη για την πόντιση του ανιχνευτή, είναι παράγοντας που θα βοηθήσει σημαντικά στην επίτευξη της απαίτησης αυτής.

5.5.2 Ο σχεδιασμός του ψηφιακού Οπτικού Στοιχείου

Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζουμε την πρόοδο στη ανάπτυξη του πρωτότυπου Οπτικού Στοιχείου που σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε στο JPL από τον Shannon Jackson και τους συνεργάτες του. Η αρχή λειτουργίας του (ψηφιακή) και γενικότερα η αρχιτεκτονική του συστήματος μελετήθηκαν και αναπτύχθηκαν στο LBNL. Το Οπτικό Στοιχείο παρουσιάζεται στην εικόνα 5.51 συνδεδεμένο με 2km ομοαξονικό καλώδιο.

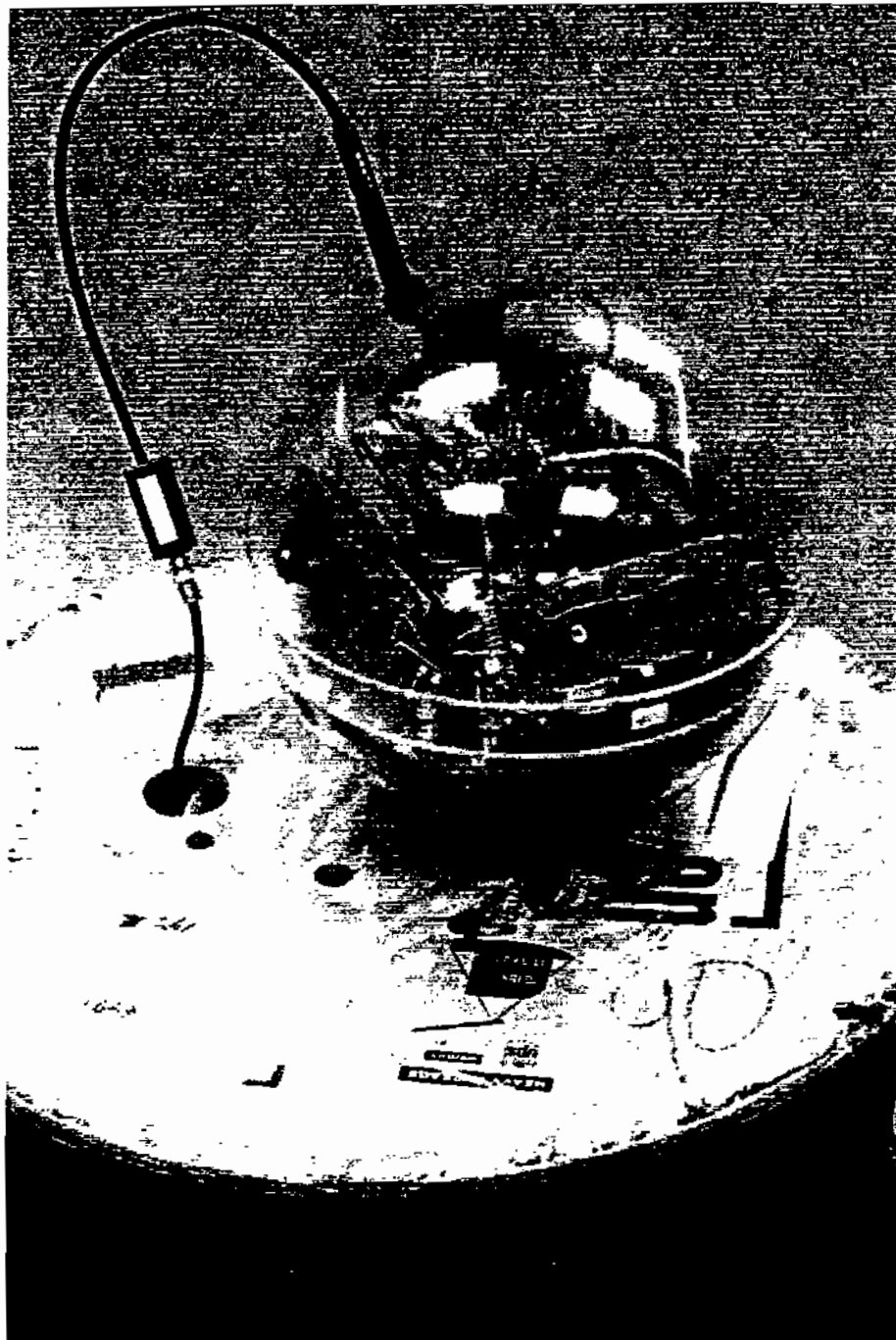
Στο πρωτότυπο Οπτικό Στοιχείο χρησιμοποιείται ο φωτοπολλαπλασιαστής Thorn EMI 9323 (βλέπε παράγραφο "Το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου AMANDA") και μια σειρά από ψηφιακά ηλεκτρονικά. Η αρχιτεκτονική του συστήματος είναι στηριγμένη πάνω στον αναλογικό καταχωρητή κυματομορφής (analog transient waveform recorder, ATWR, ένα ολοκληρωμένο κύκλωμα (IC, Integrated Circuit) που αναπτύχθηκε από τον Stuart Kleinfelder [5], [210]. Το ATWR είναι ικανό να πραγματοποιεί δειγματοληψία αναλογικού παλμού με ρυθμό που κυμαίνεται από 0.3GHz μέχρι 3GHz. Ο ρυθμός δειγματοληψίας καθορίζεται εξωτερικά. Η καταχωρημένη πληροφορία μπορεί να διαβαστεί σε ταχύτητες της τάξεως των MHz, συμβατές με μεγάλης διακριτικής ικανότητας ADCs με χαμηλή κατανάλωση ενέργειας επιτρέποντας την μετάδοση της κυματομορφής διαμέσου καλωδίων μεγάλου μήκους, ομοαξονικών ή twisted pair. Η κατανάλωση του ATWR δεν ξεπερνά τα 10mW/κανάλι.

Το πρωτότυπο ήταν προγραμματισμένο να ποντιστεί την περίοδο 1995-1996 στο Νότιο Πόλο, στα πλαίσια της πόντισης τμήματος του τηλεσκοπίου AMANDA. Η πόντιση δεν πραγματοποιήθηκε καθώς το Οπτικό Στοιχείο ανέπτυξε μεγάλο θόρυβο με αποτέλεσμα να αποκλειστεί. Στη συνέχεια κατασκευάστηκαν δύο ακόμα ψηφιακά Οπτικά Στοιχεία, χρησιμοποιώντας τον φωτοπολλαπλασιαστή R5912-02 της Hamamatsu (βλέπε παράγραφο "Το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου AMANDA"). Σημαντικές βελτιώσεις πραγματοποιήθηκαν σε αυτά τα καινούργια Οπτικά Στοιχεία αποβλέποντας κυρίως στον περιορισμό του θορύβου. Ποντίστηκαν με επιτυχία τον Ιανουάριο του 1997 στο Νότιο Πόλο, σε βάθος 1700 μέτρων. Και τα δύο βρίσκονται σε λειτουργία μέχρι σήμερα.

Τα πρωτότυπα ψηφιακά Οπτικά Στοιχεία καταναλώνουν περίπου 300mW. Γενικότερα, ικανοποιούν τις περισσότερες από τις προϋποθέσεις που προαναφέραμε. Στην εικόνα 5.52 παρουσιάζεται η ανακατασκευασμένη κυματομορφή για παλμό προερχόμενο από pulser με FWHM=3.5ns. Το Οπτικό Στοιχείο⁶⁵, κατέγραψε τον παλμό, τον ψηφιοποίησε και μετέδωσε την πληροφορία, διαμέσου ομοαξονικού καλωδίου 2km στο σταθμό ελέγχου. Ο ρυθμός δειγματοληψίας στη συγκεκριμένη δοκιμή καθορίστηκε στα 3GHz. Ο ανακατασκευασμένος

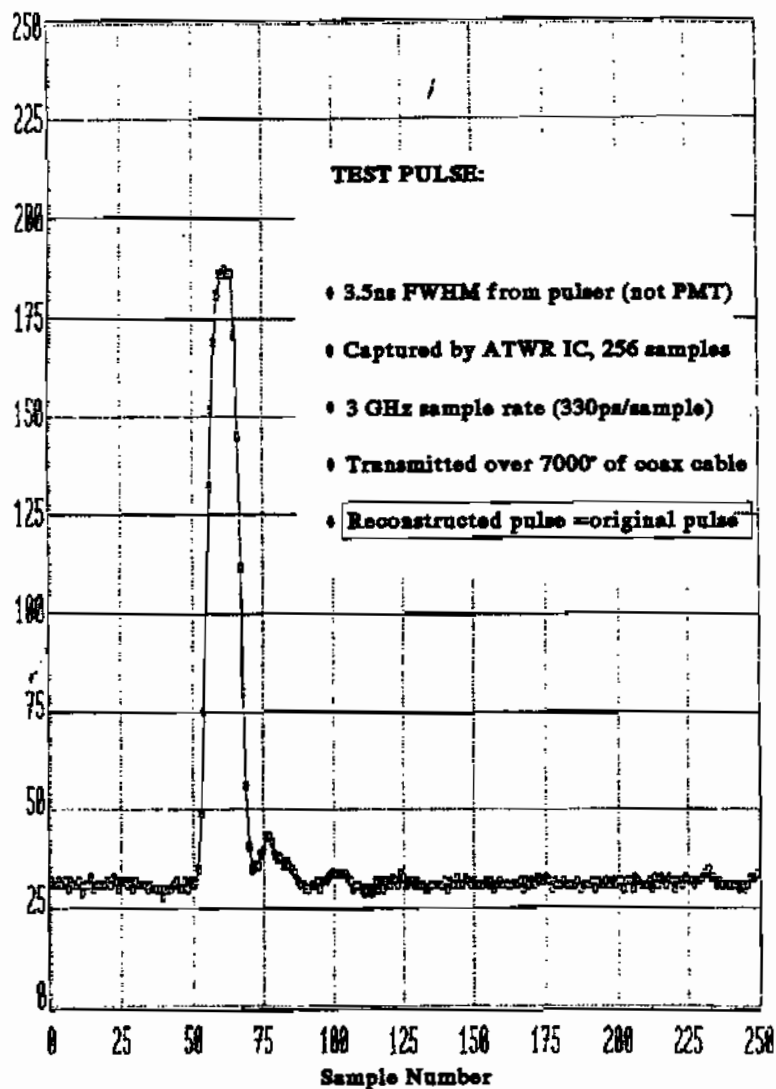
⁶⁵ Ο φωτοπολλαπλασιαστής δεν λαμβάνει μέρος στη δοκιμή αυτή. Πρόκειται για έλεγχο της μονάδας καταγραφής της κυματομορφής ATWR.

παλμός στην εικόνα δεν μπορεί να διακριθεί από τον αρχικό παλμό όπως καταγράφηκε στον παλμογράφο (500MHz ρυθμός δειγματοληψίας)⁶⁶.

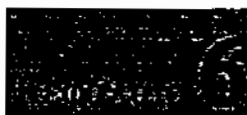


Εικόνα 5.51: Το ψηφιακό Οπτικό Στοιχείο που κατασκευάστηκε στο JPL από τον Shannan Jackson και τους συνεργάτες του. Η αρχή λειτουργίας του (ψηφιακή) και η γενικότερη αρχιτεκτονική του συστήματος μελετήθηκαν και αναπτύχθηκαν στο LBNL [211].

⁶⁶ Στο κεφάλαιο "Ο ανιχνευτής δύο πατωμάτων" παρουσιάζεται αντίστοιχη σύγκριση ανακατασκευασμένου και πραγματικού παλμού με τη χρήση της πρωτότυπης μονάδας ψηφιοποίησης που χρησιμοποιείται για τη μετάδοση των δεδομένων των Οπτικών Στοιχείων του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ.



Εικόνα 5.52: Η ανακατασκευασμένη κυματομορφή παλμού με $FWHM=3.5\text{ps}$, προερχόμενου από pulser. Ο παλμός καταγράφεται από το ATWR, ψηφιοποιείται και στη συνέχεια μεταφέρεται μέσω ομοαξονικού καλωδίου, μήκους 2km, στο σταθμό ελέγχου όπου και ανακατασκευάζεται.



Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ

Σε βάθος 3800m, στον πυθμένα του Ιονίου Πελάγους, όπου θα βρίσκεται εγκατεστημένο το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ, η ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων, τα οποία παράγονται στην ατμόσφαιρα, εξακολουθεί να είναι εξαιρετικά μεγάλη, ώστε να ξεπερνά κατά πέντε σχεδόν τάξεις μεγέθους τη ροή των μιονίων που δημιουργούνται από τις αλληλεπιδράσεις ατμοσφαιρικών κυρίως νετρίνων στον υπερκείμενο του ανιχνευτή υδάτινο όγκο. Το γεγονός αυτό καθιστά αδύνατο τον εντοπισμό νετρίνων, που έχουν την ίδια κατεύθυνση με τα ατμοσφαιρικά μίονια και έχουν αλληλεπιδράσει με το νερό εκτός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή. Το ενεργειακό φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων περιορίζεται σημαντικά με την αύξηση της ενέργειας, αλλά εκτείνεται μέχρι πολύ μεγάλες τιμές της ενέργειας, καθιστώντας προβληματική και την ανίχνευση μιονίων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών από αλληλεπιδράσεις νετρίνων εξωγήινης προέλευσης⁶⁷. Η κυρίαρχη πηγή παραγωγής ατμοσφαιρικών μιονίων, στην περιοχή των εξαιρετικά υψηλών ενεργειών είναι οι διασπάσεις των charmed σωματιδίων. Ο περιορισμός της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων μπορεί να επιτευχθεί με την επιλογή κατάλληλης γωνιακής περιοχής για την αναζήτηση μιονίων από νετρίνα. Για πολικές γωνίες μεγαλύτερες από 70°, η απόσταση που πρέπει να διανύσουν τα μίονια, εντός της ύλης (νερό ή βράχος), για να φτάσουν στο τηλεσκόπιο είναι μεγαλύτερη από 10km. Λαμβάνοντας επίσης υπόψη, ότι θα πρέπει να διαθέτουν αρκετή ενέργεια⁶⁸, ώστε να ανιχνευτούν, η ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων περιορίζεται δραστικά. Όπως φαίνεται και στην εικόνα 2.24 για γωνίες μεγαλύτερες από 80° η αναμενόμενη ροή μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα ξεπερνά τη ροή ατμοσφαιρικών μιονίων. Ο προσδιορισμός όμως της κατάλληλης γωνιακής περιοχής προϋποθέτει ικανή διακριτική ικανότητα της ανιχνευτικής διάταξης. Για το λόγο αυτό, σε πρώτο στάδιο η αναζήτηση των μιονίων από νετρίνα στρέφεται κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή. Όπως θα δούμε, ακόμα και στη γωνιακή αυτή περιοχή η έντονη παρουσία των ατμοσφαιρικών μιονίων μπορεί να αλλοιώσει το σήμα, καθώς κάποιες τροχιές μιονίων μπορούν να ανακατασκευαστούν κατά τέτοιο τρόπο ώστε να υποδεικνύουν ανερχόμενο μίονιο. Σε κάθε περίπτωση η γνώση της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων και της γωνιακής της κατανομής στην περιοχή εγκατάστασης του τηλεσκοπίου είναι απαραίτητη προϋπόθεση για τη λειτουργία του τηλεσκοπίου νετρίνων.

Η μεγάλη ευαισθησία των Οπτικών Στοιχείων* του ανιχνευτή στο φως επιβάλλει την αναζήτηση όλων εκείνων των πιθανών πηγών φωτός κοντά στον πυθμένα της θάλασσας. Δύο είναι οι βασικές πηγές οπτικού θορύβου για το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ. Οι διασπάσεις των ραδιενεργών ισοτόπων, συστατικών του θαλασσινού νερού, οδηγούν σε παραγωγή ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων, τα οποία κατά τη διέλευσή τους από το νερό, αν έχουν αρκετή ενέργεια, προκαλούν την εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov. Στο σταθερό υπόβαθρο που διαμορφώνουν οι διασπάσεις των ισοτόπων του θαλασσινού νερού θα πρέπει να προστεθεί και το “έντονο” φως βιολογικής προέλευσης, εκπεμπόμενο από μικροοργανισμούς που αναπτύσσονται σε αυτά τα μεγάλα βάθη. Η διαδικασία παραγωγής φωτός με τον τρόπο αυτό χαρακτηρίζεται ως “δράση βιοφωταύγειας”. Η ακριβής καταγραφή των χαρακτηριστικών αυτών των “γεγονότων” είναι επίσης απαραίτητη για τη λειτουργία του τηλεσκοπίου νετρίνων, καθώς οι τυχαίες ενεργοποιήσεις Οπτικών Στοιχείων κατά τη διέλευση μιονίου από τον ανιχνευτή μπορούν, σε

⁶⁷ Στην [30] υπολογίζεται η αναμενόμενη ροή μιονίων από αλληλεπιδράσεις νετρίνων κοσμολογικής προέλευσης, η οποία είναι συγκρίσιμη με τη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων, για εξαιρετικά υψηλές ενέργειες.

⁶⁸ Μεγαλύτερη από το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή.

ορισμένες περιπτώσεις, να οδηγήσουν σε λανθασμένη ανακατασκευή της τροχιάς του, περιορίζοντας τη διακριτική ικανότητα του τηλεσκοπίου.

Στο κεφάλαιο αυτό αναφερόμαστε αναλυτικά στις πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ. Παρουσιάζουμε τις μετρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί από το 1989 μέχρι σήμερα για την καταγραφή της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων και της γωνιακής της κατανομής και του οπτικού θορύβου που οφείλεται σε διασπάσεις ραδιενεργών ισοτόπων του νερού και στη δράση βιοφωταύγειας. Οι ανιχνευτικές διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν σε κάθε περίπτωση περιγράφονται επίσης. Τέλος εξετάζεται η επίδραση του θορύβου στην ανιχνευτική ικανότητα του τηλεσκοπίου, στο ρυθμό μετάδοσης των δεδομένων και το dead time του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή.

6.1 Ατμοσφαιρικά μίονια

Ο χρόνος ζωής των μιονίων ($\tau \approx 2.2 \times 10^{-6} \text{s}$) σε συνδυασμό με τη μικρή πιθανότητα να αλληλεπιδράσουν, τα καθιστά εξαιρετικά διεισδυτικά⁶⁹. Επιπλέον εξαιτίας του φορτίου τους είναι πολύ εύκολο να ανιχνευτούν. Σημαντικός αριθμός από τα μίονια που παράγονται στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας φτάνουν σε μεγάλα βάθη μέσα στη Γη διαθέτοντας αρκετή ενέργεια, ώστε να ενεργοποιήσουν σημαντικό αριθμό φωτοπολλαπλασιαστών του ανιχνευτή. Τα ατμοσφαιρικά μίονια θα αποτελούν τη συντριπτική πλειοψηφία των γεγονότων που θα καταγράφονται σε καθημερινή βάση από το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ [140], ενώ θα αποτελούν ταυτόχρονα ένα ιδανικό φυσικό σύστημα βαθμονόμησης απαραίτητο για τη σωστή λειτουργία του ανιχνευτή.

6.1.1 Παραγωγή μιονίων στην ατμόσφαιρα

Όπως είδαμε στο κεφάλαιο “Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών” η ατμόσφαιρα της Γης αποτελεί πηγή νετρίνων και μιονίων, τα οποία παράγονται κατά τις διασπάσεις των μεσονίων, προϊόντων των αλληλεπιδράσεων των κοσμικών ακτίνων με τα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας:

$$\begin{aligned}\pi^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \\ K^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \\ K^{\pm} &\rightarrow \pi^0 + \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \\ K_L^0 &\rightarrow \pi^{\pm} + \mu^{\mp} + \bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu})\end{aligned}$$

Η βασική συνεισφορά στη ροή των μιονίων προέρχεται από τις δύο πρώτες διασπάσεις (100% και 63.5% αντίστοιχα). Η ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων που παράγονται από τη διάσπαση των μεσονίων δίδεται, σε αντιστοιχία με τη σχέση 2.3 που αφορά στη ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων, κατά προσέγγιση (για γωνίες μικρότερες από 60°) από τη σχέση [8]:

$$\frac{dN_{\mu}}{dE_{\mu}} \cong \frac{N_0(E_{\mu})}{1 - Z_{NN}} \left\{ \frac{A_{\pi\mu}}{1 + B_{\pi\mu} \cos \theta E_{\mu} / \varepsilon_{\pi}} + \frac{0.635 A_{\pi K}}{1 + B_{K\mu} \cos \theta E_{\mu} / \varepsilon_K} \right\} \quad (6.1)$$

⁶⁹ Τα μίονια αποτελούν τη “διεισδυτική συνιστώσα” των κοσμικών ακτίνων.

όπου $A_{\pi\mu} = Z_{N\pi} (1 - (r_\pi)^{\gamma+1}) (1 - r_\pi)^{-1} / (\gamma + 1)$, $r_\pi = (m_\mu / m_\pi)^2$ και η σταθερά $B_{\pi\mu}$ εξαρτάται από τα μήκη εξασθένισης του νουκλεονίου και του πιονίου,

$$B_{\pi\mu} = \left(\frac{\gamma + 2}{\gamma + 1} \right) \left(\frac{1 - (r_\pi)^{\gamma+1}}{1 - (r_\pi)^{\gamma+2}} \right) \left(\frac{\Lambda_\pi - \Lambda_N}{\Lambda_\pi \ln(\Lambda_\pi / \Lambda_N)} \right).$$

Ο πρώτος όρος στην 6.1 αντιπροσωπεύει τη συνεισφορά στη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων από τη διάσπαση των πιονίων. Η ποσότητα ε_π αντιπροσωπεύει το όριο της ενεργειακής περιοχής στην οποία η διαδικασία της διάσπασης μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα ($E > \varepsilon_\pi$), ενώ η αλληλεπίδραση με το μέσο αποκτά κυρίαρχο ρόλο. Για την ανάπτυξη κατιονισμών στην ατμόσφαιρα της Γης είναι κατά προσέγγιση $\varepsilon_\pi = 115 \text{ GeV}$ (στην κατακόρυφη διεύθυνση). Ο δεύτερος όρος αντιπροσωπεύει τη συνεισφορά της διάσπασης των καονίων στη συνολική ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων, με $\varepsilon_{K^\pm} \approx 850 \text{ GeV}$. Στον κάθε όρο συμπεριλαμβάνεται και ο κατάλληλος παράγοντας που αποδίδει την πιθανότητα να πραγματοποιηθεί η συγκεκριμένη διάσπαση (0.635 για τη διάσπαση $K^\pm \rightarrow \mu + \nu_\mu$). Αν $E_\mu \ll \varepsilon_i$ όλα τα μεσόνια θα διασπαστούν και το φάσμα των μιονίων που θα παραχθούν θα είναι παράλληλο με την αρχική ροή των νουκλεονίων. Αν αντίθετα $E_\mu \gg \varepsilon_i$, ο εκθέτης της ενέργειας, στον εκθετικό νόμο που αποδίδει τη ροή, περιορίζεται κατά μια μονάδα [8].

Το ενεργειακό φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων στην επιφάνεια της Γης παρουσιάζεται στην εικόνα 6.1 [212]. Ακολουθεί τον εκθετικό νόμο E_μ^{-2} και προοδευτικά, για ενέργειες μεγαλύτερες από μερικά TeV, περιορίζεται απότομα, σύμφωνα με το νόμο $E_\mu^{-3.7}$ [8], [212], [207]. Σημειώνουμε, ότι για ενέργειες μεγαλύτερες από 10 TeV το φάσμα αποδίδεται προσεγγιστικά καθώς η συνεισφορά από τα άμεσα μόνια δεν είναι καλά προσδιορισμένη.

6.1.2 Άμεσα μόνια

Ανάλογα με την περίπτωση των άμεσων νετρίνων που περιγράψαμε στο κεφάλαιο "Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών", κατά τις διασπάσεις των charmed σωματιδίων παράγονται και μόνια τα οποία επίσης χαρακτηρίζονται ως άμεσα, εξαιτίας του πολύ μικρού χρόνου ζωής των προγεννητόρων τους. Για ενέργεια $E_\mu < \varepsilon_{charm} \approx 10^4 \text{ TeV}$, η ροή των άμεσων μιονίων δίνεται κατά προσέγγιση από τη σχέση [8]:

$$I_{\mu\text{from}}(> E_\mu) \propto \frac{B_\mu Z_{Ncharm} Z_{charm\mu}}{(1 - Z_{NN})} \times \frac{1.8}{\gamma} E_\mu^{-\gamma} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}.$$

Για ενέργειες $E_\mu > \varepsilon_K \approx 850 \text{ GeV}$, η αλληλεπίδραση των γεννητόρων των συνηθισμένων μιονίων κυριαρχεί της διάσπασης και με βάση τη σχέση 6.1, για γωνίες μικρότερες από 60° και η ροή των μιονίων δίνεται από τη σχέση [8]:

$$I(> E_\mu) = \sec \theta \frac{0.37 \text{ TeV}}{E_\mu} \frac{Z_{N\pi}}{(1 - Z_{NN})(\gamma + 2)} \times \frac{1.8}{(\gamma + 1)} E_\mu^{-\gamma} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

μπορεί να διανύσει στο μέσο μέχρι το μηδενισμό της ενέργειάς του.

Το ενεργειακό φάσμα των άμεσων μιονίων ακολουθεί το αρχικό φάσμα των κοσμικών ακτίνων μέχρι πολύ υψηλές τιμές της ενέργειας ($E_\mu \approx 10^4 \text{ TeV}$) κυριαρχώντας τελικά στο φάσμα των μιονίων από πόνια και καόνια, παρά το σημαντικά μικρότερο ρυθμό παραγωγής άμεσων μιονίων στην ατμόσφαιρα. Μια επίσης σημαντική διαφορά ανάμεσα στις δύο ροές είναι, ότι η ροή των άμεσων μιονίων είναι ισοτροπική, σε αντίθεση με τη ροή των συνηθισμένων μιονίων που παρουσιάζει γωνιακή εξάρτηση που αποδίδεται προσεγγιστικά από τη σχέση 6.1.

Μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η συνολική ροή των ατμοσφαιρικών δίδεται προσεγγιστικά από τη σχέση:

$$I_{\text{total}}(> E_\mu) = I_{\text{prompt}} + I_{\text{vertical}} \sec \theta \quad (6.2)$$

Ο προσδιορισμός της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων καθώς και της γωνιακής της κατανομής σε μεγάλα βάθη απαιτεί ακριβή προσδιορισμό της ροής στην επιφάνεια της Γης. Στην επόμενη παράγραφο θα παρουσιάσουμε ορισμένους πιο ακριβείς υπολογισμούς της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων, οι οποίοι απαιτούνται στα πλαίσια του υπολογισμού της ροής των μιονίων σε μεγάλα βάθη.

6.1.3 Ενεργειακό φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων σε μεγάλα βάθη

Για ενέργειες $E_\mu \gg \varepsilon_\mu = 1 \text{ GeV}$, τόσο η πιθανότητα διάσπασης του μιονίου όσο και η απώλεια ενέργειας στην ατμόσφαιρα μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες. Με την είσοδό τους στο νερό ή στο έδαφος, τα μίονια αρχίζουν να χάνουν σημαντικό ποσοστό της ενέργειάς τους με συνεχή αλλά και διακριτό τρόπο. Με τον όρο διακριτό αναφερόμαστε σε ξαφνικές, ισχυρές ή πιο ασθενείς, τοπικές εναποθέσεις ενέργειας κατά μήκος της τροχιάς του μιονίου εξαιτίας της αλληλεπίδρασής του με το μέσο. Οι διαδικασίες απώλειας ενέργειας των μιονίων περιγράφονται αναλυτικά στο κεφάλαιο “Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες”.

Όπως είδαμε στο κεφάλαιο “Ανίχνευση νετρίνων υψηλών ενεργειών” η απώλεια ενέργειας του μιονίου περιγράφεται προσεγγιστικά από τη σχέση⁷⁰:

$$-\frac{dE_\mu}{dx} \approx a_1 + b \times E_\mu,$$

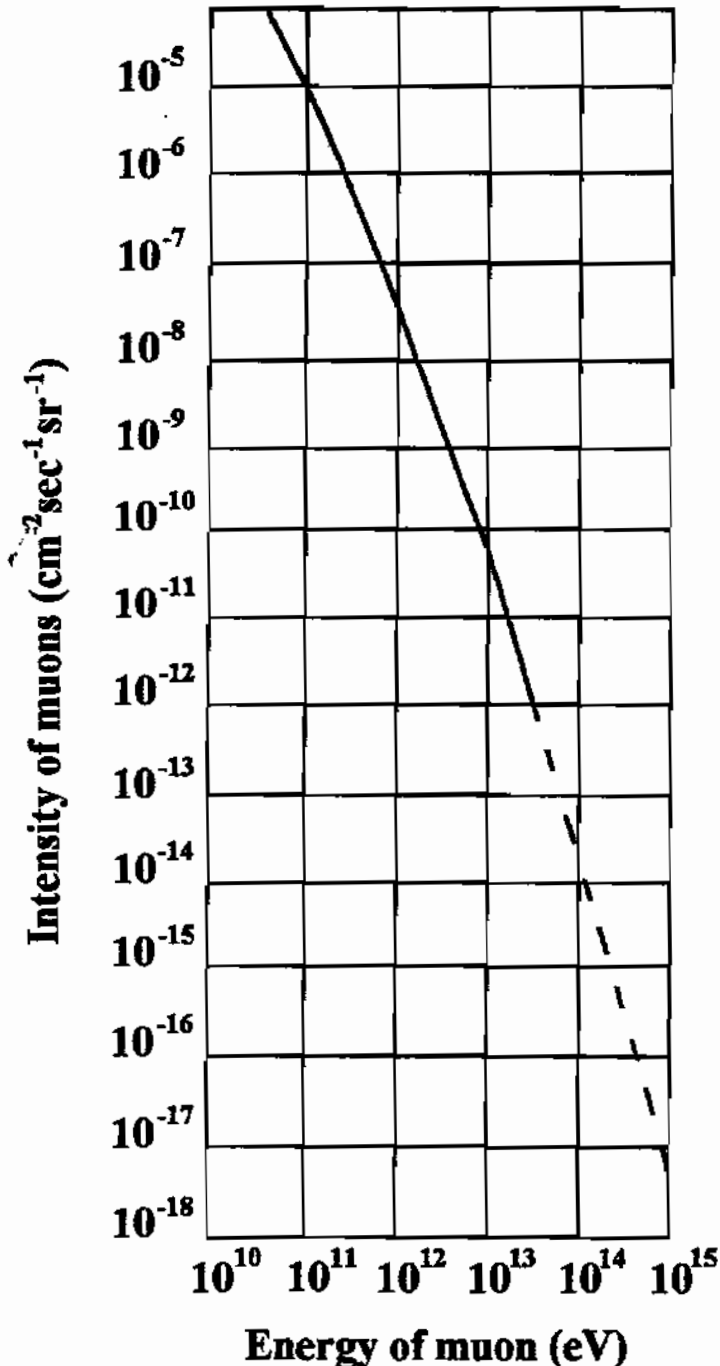
η γενική λύση της οποίας είναι:

$$\langle E(R) \rangle = \left(\langle E_o \rangle + \frac{a}{b} \right) e^{-bR} - \frac{a}{b} \quad (6.3)$$

και αποδίδει τη μέση ενέργεια μιονίου αρχικής ενέργειας $\langle E_o \rangle$, όταν έχει διανύσει απόσταση R εντός του μέσου. Για $\langle E(R) \rangle = 0$ η απόσταση R ορίζεται ως η εμβέλεια του μιονίου για την αντίστοιχη τιμή της αρχικής ενέργειας. Για τον ακριβή υπολογισμό της ροής των μιονίων σε μεγάλα βάθη θα πρέπει να ληφθεί υπόψη το ευρύ ενεργειακό φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων στην επιφάνεια της θάλασσας αλλά και οι διακυμάνσεις της εμβέλειάς τους. Όπως θα δούμε στο κεφάλαιο “Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες”, ο στοχαστικός τρόπος με τον οποίο χάνουν ενέργεια τα μίονια μπορεί να προκαλέσει σημαντικές

⁷⁰ Θεωρούμε, ότι οι παράμετροι της διαφορικής εξίσωσης, a και b δεν εξαρτώνται από την ενέργεια του μιονίου. Η προσέγγιση αυτή, όπως θα δούμε στη συνέχεια, είναι ικανοποιητική για μεγάλες τιμές της ενέργειας.

διακυμάνσεις στην τιμή της ενέργειας που θα διαθέτουν, έχοντας διανύσει συγκεκριμένη απόσταση στο μέσο. Ένα μόνιο με ενέργεια E , μεγαλύτερη από 100GeV μπορεί με συγκρίσιμες πιθανότητες να χάσει πολύ μικρό ποσοστό της ενέργειάς του, $\Delta E \ll E$, ή σχεδόν όλη του την ενέργεια $\Delta E \approx E$, με παράλληλη ανάπτυξη ισχυρού ηλεκτρομαγνητικού ή αδρονικού καταιονισμού εξαιτίας της αλληλεπίδρασης με την ύλη στα πλαίσια μιας και μόνης διαδικασίας (βλέπε εικόνα 8.5). Έτσι δεν μπορεί να επιτευχθεί αυστηρός καθορισμός του ενεργειακού κατωφλίου για ένα μόνιο ώστε να φτάσει σε δεδομένο βάθος.



Εικόνα 6.1: Το ενεργειακό φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων στην επιφάνεια της θάλασσας. Για ενέργειες μεγαλύτερες από 10TeV το φάσμα αποδίδεται προσεγγιστικά καθώς η συνεισφορά από τα άμεσα μόνια δεν είναι καλά προσδιορισμένη.

Ένας τρόπος να υπολογιστεί κατά προσέγγιση η αναμενόμενη ροή μιονίων είναι να θεωρηθεί, ότι το φάσμα στην επιφάνεια της θάλασσας περιγράφεται από εκθετικό νόμο και ότι οι διαφορικές ενεργοί διατομές που περιγράφουν τις διαδικασίες απώλειας ενέργειας εξαρτώνται μόνο από το ποσοστό της ενέργειας που χάνει το μίονιο, $\nu = \Delta E / E$ και όχι από την ενέργεια του μιονίου. Με βάση τους περιορισμούς αυτούς έχουν πραγματοποιηθεί αρκετοί υπολογισμοί του αναμενόμενου φάσματος [213], [214], [215], [216]. Οι θεωρήσεις αυτές είναι κατά προσέγγιση ικανοποιητικές στην περιοχή των πολύ υψηλών ενεργειών ($> 1-10 \text{ TeV}$) [213]. Μια διαφορετική μέθοδος αντιμετώπισης του προβλήματος είναι η λεπτομερής προσομοίωση των διαδικασιών απώλειας ενέργειας για τα μίονια⁷¹, από τη στιγμή που εισέρχονται στο θαλασσινό νερό μέχρι να φτάσουν σε ένα καθορισμένο βάθος. Χρησιμοποιώντας την εμπειρική παραμετροποίηση του Miyake [115], για να αποδώσει το ενεργειακό φάσμα των μιονίων στην επιφάνεια της θάλασσας, ο A.Okada στην [217] ακολουθεί αυτή τη μέθοδο⁷². Η σχέση που αποδίδει το ολοκληρωμένο ενεργειακό φάσμα των μιονίων στην επιφάνεια της θάλασσας, σύμφωνα με τον Miyake, είναι :

$$F(E_\mu, 0, \theta^*) = \frac{1.74 \times 10^6}{5E_\mu \cos \theta^* + 400} \times \frac{E_\mu + 15}{E_\mu + 10 + 5 \sec \theta^*} (5E_\mu + 10 \sec \theta^*)^{-1.57} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} \quad (6.4)$$

όπου η E_μ μετριέται σε GeV και θ^* είναι η πολική γωνία στο ύψος που δημιουργήθηκε το μίονιο. Θεωρώντας, ότι το μίονιο δημιουργείται σε 100 g/cm^3 βάθος στην ατμόσφαιρα (US Standard Atmosphere, βλέπε κεφάλαιο "Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών"), η σχέση που συνδέει την πολική γωνία θ στην επιφάνεια της θάλασσας με τη γωνία θ^* , είναι:

$$\sin \theta^* = \frac{6370 \sin \theta}{64155 - 6335 \ln(100 \cos \theta^*)}$$

Σημειώνουμε, ότι η χρήση της εμπειρικής σχέσης του Miyake αποτελεί ασφαλέστερη παράμετρο στη διαδικασία επίλυσης του προβλήματος, από την απόδοση των διαδικασιών απώλειας ενέργειας των μιονίων. Στον υπολογισμό του Okada τα μίονια δημιουργούνται στην επιφάνεια της θάλασσας με ενέργειες και διευθύνσεις που καθορίζονται από την 6.4. Στη συνέχεια προσομοιώνονται οι διαδικασίες απώλειας ενέργειας στο θαλασσινό νερό μέχρι τα μίονια να φτάσουν σε καθορισμένο βάθος, εκτός και αν η ενέργειά τους εξαντληθεί πριν φτάσουν σε αυτό. Τα αποτελέσματα της μεθόδου αυτής μπορούν να παραμετροποιηθούν μέσω της σχέσης [217]:

$$F(E_\mu, D, \theta) = \frac{c_1 (e^{c_2 X} - c_3)^{-\beta} [1 + E_\mu / G_1(X)]^{1-\beta}}{(\cos \theta^*)^{G_0(X, E)} [1 + E_\mu / G_2(X)]} m^{-2} s^{-1} sr^{-1} \quad (6.5)$$

όπου $c_1 = 7.07 \times 10^{-4}$, $c_2 = 3.084 \times 10^{-4}$, $c_3 = 0.979$, $\beta = 2.57$,

$$G_0(X, E_\mu) = 128 / (E_\mu + 0.1X),$$

$$G_1(X) = (X - 250)(1.812 \times 10^{-9} X^2 - 5.789 \times 10^{-5} X + 0.5267),$$

$$G_2(X) = 4.25 \times 10^{-2} X + 130,$$

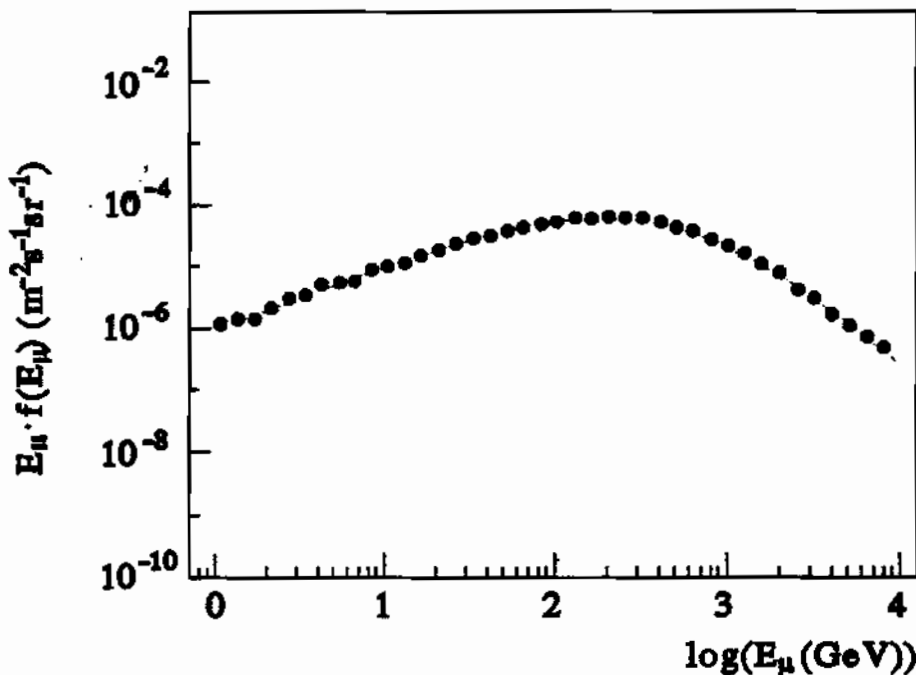
$$X = D \sec \theta$$

D είναι η κατακόρυφη απόσταση από την επιφάνεια σε hg/cm^2 .

⁷¹ Βλέπε κεφάλαιο "Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες".

⁷² Υπολογισμοί της αναμενόμενης ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων σε μεγάλα βάθη, βασιζόμενοι επίσης στη μέθοδο Monte Carlo, παρουσιάζονται στις [218], [219].

Η 6.5 αναπαράγει τα αποτελέσματα του Monte Carlo, για $D > 1000\text{m}$ στο νερό, με σφάλμα 10% για ενέργειες μεταξύ $3\text{GeV} \leq E_\mu \leq 10000\text{GeV}$. Περιλαμβάνει επίσης κατά προσέγγιση τη γωνιακή εξάρτηση της ροής στην επιφάνεια της θάλασσας, $(\cos \theta^*)^{-G_\theta(0, E_\mu)}$. Σε μια πιο απλή προσέγγιση μπορούμε να θεωρήσουμε, ότι $G_\theta(0, E_\mu) = 1$, η οποία ισχύει για πολύ υψηλές τιμές της ενέργειας, όπου η πιθανότητα διάσπασης πιονίων και καονίων είναι πολύ μικρή. Πρακτικά η προσέγγιση αυτή ικανοποιείται για $D > 3000\text{m}$. Στην περίπτωση αυτή και για γωνίες μικρότερες από 60° μπορούμε να θεωρήσουμε, ότι $\cos \theta^* = \cos \theta$ και επομένως ότι οι σχέσεις 6.1 και 6.2 αποδίδουν ικανοποιητικά τη γωνιακή κατανομή της ροής. Στην εικόνα 6.2 παρουσιάζεται το ενεργειακό φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων σε βάθος 3500m στη θάλασσα, σύμφωνα με την παραμετροποίηση που αποδίδεται από τη σχέση 6.5. Η ενεργειακή και γωνιακή κατανομή της ροής των προσομοιωμένων ατμοσφαιρικών μιονίων, που χρησιμοποιούνται για τη μελέτη της απόκρισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ, βασίζεται στην παραμετροποίηση του Okada (βλέπε κεφάλαιο “Μελέτη ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”).



Εικόνα 6.2: Το ενεργειακό φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων σε βάθος 3500m από την επιφάνεια της θάλασσας. Τα σημεία αφορούν στα αποτελέσματα του υπολογισμού με τη μέθοδο Monte Carlo που παρουσιάζεται στη [217], ενώ η καμπύλη υπολογίζεται με βάση τη σχέση 6.5.

Ο υπολογισμός της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων μπορεί να πραγματοποιηθεί και με αναλυτική λύση του προβλήματος [220], [221], [222]. Στην [222] παρουσιάζεται ένας από τους πιο ολοκληρωμένους αναλυτικούς υπολογισμούς της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων συναρτήσει του βάθους λαμβάνοντας υπόψη και την υψηλοενεργειακή συνεισφορά των άμεσων μιονίων. Η μέθοδος δεν περιλαμβάνει επιβολή αρχικών περιοριστικών συνθηκών για το φάσμα των μιονίων στην επιφάνεια της θάλασσας και τις ενεργές διατομές των αλληλεπιδράσεων των μιονίων. Αντίθετα οι ενεργειακές εξαρτήσεις τόσο της συνεχούς, όσο και της διάκριτης απώλειας ενέργειας αποδίδονται επακριβώς. Χρησιμοποιώντας το ολοκληρωμένο ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων που προτείνεται από τους Nikolsky, Stamenov και Ushev [223] και

πραγματοποιώντας αναλυτική περιγραφή της ανάπτυξης των καταιονισμών, της παραγωγής μιονίων κατά τις διασπάσεις πιονίων και καονίων και της διάδοσης των μιονίων στην ατμόσφαιρα οι Bugaev et al [222], αποδίδουν το φάσμα ορμής των μιονίων στην επιφάνεια της θάλασσας με την προσεγγιστική σχέση:

$$D_{\mu}^{*,K}(p) = K p^{-(\gamma_0 + \gamma_1 \log p + \gamma_2 \log^2 p)} \quad (6.6)$$

όπου p είναι η ορμή του μιονίου σε GeV/c. Οι τιμές των παραμέτρων της 6.6 παρουσιάζονται στον πίνακα 6.1 για διαφορετικές τιμές της ορμής.

Πίνακας 6.1: Οι παράμετροι της προσεγγιστικής εξίσωσης 6.6 για διαφορετικές τιμές της ορμής του μιονίου.

Ορμή του μιονίου (GeV/c)	K $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}(\text{GeV/c})^{-1}$	γ_0	γ_1	γ_2
1.0-66.0	2.950×10^{-3}	0.384	1.082	-0.132
66.0-1250	1.781×10^{-2}	1.791	0.304	0
1250-4.162 $\times 10^5$	14.35	3.672	0	0
> 4.162 $\times 10^5$	10^3	4.020	0	0

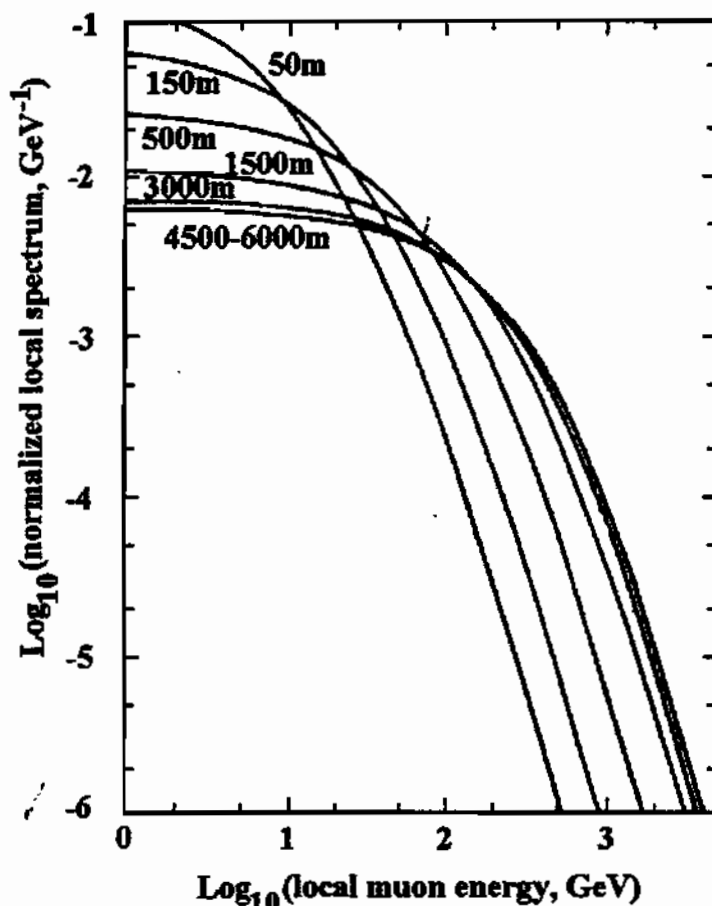
Στα πλαίσια του υπολογισμού της συνεισφοράς των άμεσων μιονίων στη συνολική ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων, χρησιμοποιούνται δύο προσεγγίσεις για την παραγωγή του charm [222]. Για ενέργειες $5\text{TeV} < E_{\mu} < 5 \times 10^3 \text{TeV}$ το φάσμα των άμεσων μιονίων στην κατακόρυφη διεύθυνση στην επιφάνεια της θάλασσας μπορεί να αποδοθεί από την προσεγγιστική σχέση:

$$D_{\mu}^{\text{charm}}(E_{\mu}) = K' \left(\frac{E_b}{E} \right)^{\gamma'} \left[1 + \left(\frac{E_b}{E} \right)^{\gamma'-1} \right]^{-a} \quad (6.7)$$

όπου $E_b = 10^5 \text{GeV}$ ενώ οι υπόλοιπες παράμετροι εξαρτώνται από το μοντέλο που περιγράφει την παραγωγή του charm [222]. Η συνεισφορά των άμεσων μιονίων, σύμφωνα με τον υπολογισμό αυτό, γίνεται αισθητή στο φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων για ενέργειες μεγαλύτερες από 10TeV . Γενικά η εκτίμηση της συνεισφοράς των άμεσων μιονίων εξακολουθεί να αποτελεί πρόβλημα, αφού τόσο θεωρητικοί υπολογισμοί όσο και πειραματικά δεδομένα παρουσιάζουν σημαντικές αποκλίσεις [222].

Ο υπολογισμός των Bugaev et al [222] για την κατακόρυφη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων, συναρτήσει του βάθους από την επιφάνεια της θάλασσας παρουσιάζεται στην εικόνα 6.8, μαζί με αποτελέσματα από μετρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί σε διάφορα βάθη στο νερό. Θα αναφερθούμε αναλυτικότερα στη σύγκριση των πειραματικών δεδομένων με τα αποτελέσματα του αναλυτικού υπολογισμού στην επόμενη παράγραφο.

Κλείνουμε την αναφορά μας στο ενεργειακό φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων σε μεγάλα βάθη παρουσιάζοντας τα αποτελέσματα του προσεγγιστικού υπολογισμού των Cassidy, Keuffel και Thompson για το τοπικό ενεργειακό φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων για διάφορα βάθη [8], [224]. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στην εικόνα 6.3. Παρατηρούμε, ότι η διαμόρφωση του φάσματος για μεγάλα βάθη είναι σχεδόν ανεξάρτητη από το βάθος. Σε κάθε περίπτωση, για μεγάλες τιμές τις ενέργειας, το φάσμα σε μεγάλα ή μικρότερα βάθη μειώνεται σημαντικά αντικατοπτρίζοντας τον αντίστοιχο περιορισμό του επιφανειακού φάσματος.



Εικόνα 6.3: Τοπικό ενεργειακό φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων σε μεγάλα βάθη κανονικοποιημένο στην κατακόρυφη ροή στο αντίστοιχο βάθος. (από τις [8], [224]).

6.2 Μετρήσεις της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων

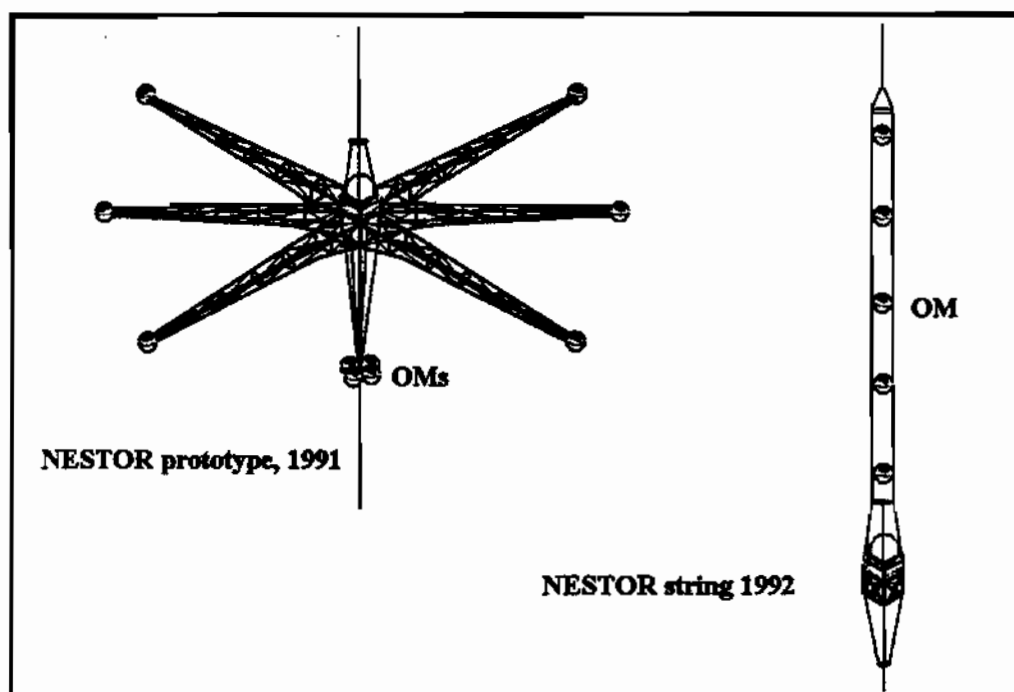
Στα πλαίσια των προκαταρκτικών μετρήσεων, απαραίτητων για την εγκατάσταση του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ στο Ιόνιο Πέλαγος πραγματοποιήθηκαν μια σειρά μετρήσεων της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων. Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζουμε τις ανιχνευτικές διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν, τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την ανάλυση των δεδομένων που ελήφθησαν και τέλος την αναμενόμενη επίδραση που θα έχει η καταγραφή των ατμοσφαιρικών μιονίων στη λειτουργία του τηλεσκοπίου. Οι ποντίσεις πραγματοποιήθηκαν το Νοέμβριο του 1989, τον Ιούλιο του 1991 και το Νοέμβριο του 1992.

6.2.1 Οι ανιχνευτικές διατάξεις

Η πρώτη πόντιση ανιχνευτικής διάταξης στην περιοχή πραγματοποιήθηκε το Νοέμβριο του 1989 στα πλαίσια ερευνητικής αποστολής του Ρωσικού ωκεανογραφικού σκάφους R/V "Dimitry Mendeleev". Η διάταξη που ποντίστηκε ήταν κατασκευασμένη από τιτάνιο και διέθετε 4 Οπτικά Στοιχεία, που σχημάτιζαν ένα τετράγωνο με πλευρές 8m. Στην [144] που παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την πόντιση στην περιοχή προτείνεται για πρώτη φορά η επίπεδη εξαγωνική δομή ως η καλύτερη δυνατή διάταξη Οπτικών Στοιχείων για ένα μελλοντικό τηλεσκόπιο νετρίνων.

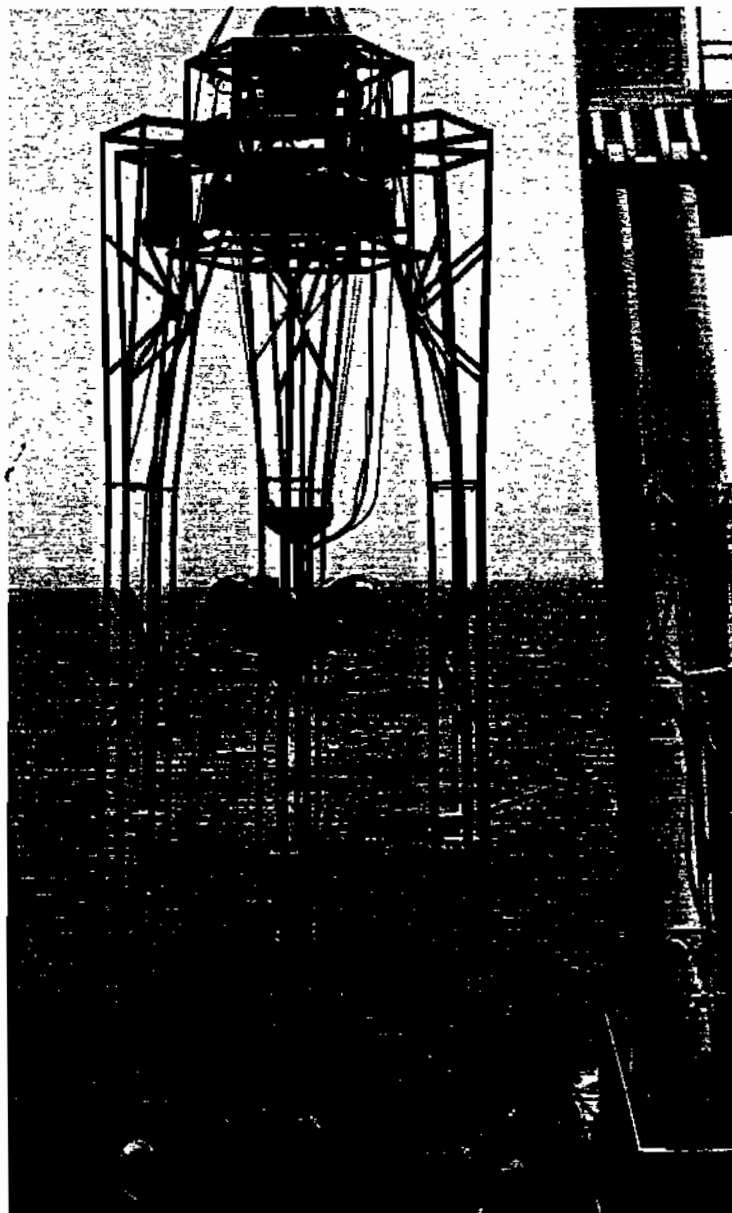
Οι ανιχνευτικές διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν το 1991 και 1992 παρουσιάζονται στην εικόνα 6.4. Αριστερά παρουσιάζεται η εξαγωνική δομή 10 Οπτικών Στοιχείων που ποντίστηκε το 1991 από το Ρωσικό ωκεανογραφικό σκάφος R/V "Vityaz", αντίγραφο υπό κλίμακα 1:2, ενός πατώματος του πλήρους τηλεσκοπίου, κατασκευασμένο από τιτάνιο. Δεξιά παρουσιάζεται η κατακόρυφη δομή (string) που ποντίστηκε τον Οκτώβριο του 1992 από το Ρωσικό ωκεανογραφικό σκάφος R/V "Academician Mstislav Keldish", η οποία αποτελείται από 5 Οπτικά Στοιχεία.

Η πρώτη διάταξη διέθετε 6 Οπτικά Στοιχεία στα άκρα των βραχιόνων της εξαγωνικής δομής και 4 ακόμα εξαρτημένα σε απόσταση 3.5m, κάτω από το κεντρικό τμήμα του εξαγώνου. Τα Οπτικά Στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν είχαν κατασκευαστεί από τους Ρώσους επιστήμονες. Ο φωτοπολλαπλασιαστής που χρησιμοποιήθηκε ήταν ο R2018-01 της Hamamatsu. Για την οπτική επαφή του με το υάλινο προστατευτικό περίβλημα χρησιμοποιήθηκε γλυκερίνη. Η στεγανοποίηση επιτεύχθηκε με τη χρήση ενός δαχτυλιδιού σιλικόνης, πάχους 16mm, το οποίο κολλήθηκε περιφερειακά του φωτοπολλαπλασιαστή και τον κρατούσε στη θέση του. Η τροφοδοσία του φωτοπολλαπλασιαστή γινόταν μέσω ενός DC/DC converter (HV-2.5-TU type, Japan) που μετέτρεπε τα 12V από τις μπαταρίες στην τάση λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή (περίπου 2500V). Η τροφοδοσία και η μετάδοση του σήματος του φωτοπολλαπλασιαστή πραγματοποιήθηκαν διαμέσου ενός ηλεκτρικού συνδετήρα με τέσσερις ακίδες, FAWL-4S-BS (SEACON, USA). Σημειώνουμε, ότι ο φωτοπολλαπλασιαστής δεν θωρακίζόταν από το μαγνητικό πεδίο της Γης με χρήση πλέγματος από μ-metal ή άλλο μέσο. Επίσης στις ποντίσεις αυτές τοποθετήθηκαν δαχτυλίδια από τιτάνιο μεταξύ των λείων επιφανειών των υάλινων ημισφαιρίων του προστατευτικού περιβλήματος. Επιλέχθηκε ο τρόπος αυτός για να περιοριστεί ο κίνδυνος απώλειας του Οπτικού Στοιχείου. Τα δαχτυλίδια παρείχαν επίσης ένα ιδανικό μέσο εξάρτησης του Οπτικού Στοιχείου από τον βραχίονα του εξαγώνου.

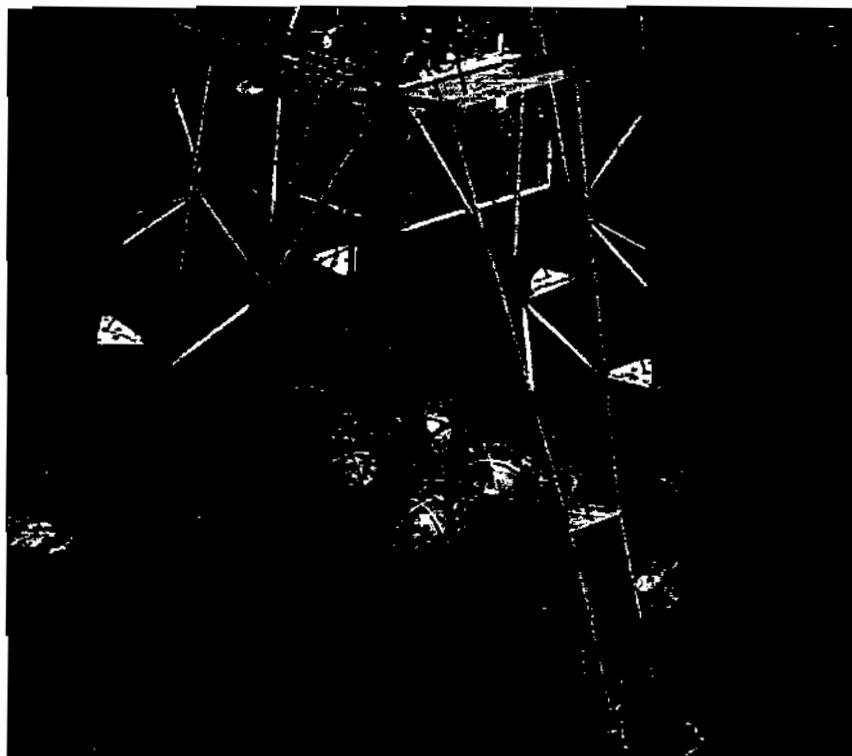


Εικόνα 6.4: Σχηματική αναπαράσταση των δύο ανιχνευτικών διατάξεων που χρησιμοποιήθηκαν για τη μέτρηση της ροής των μιονίων στην περιοχή εγκατάστασης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Αριστερά η εξαγωνική δομή που ποντίστηκε το 1991 και δεξιά η κατακόρυφη δομή (string) που ποντίστηκε το 1992. Η ανιχνευτική διάταξη που ποντίστηκε το 1989, διέθετε 4 Οπτικά Στοιχεία στα άκρα τεσσάρων βραχιόνων.

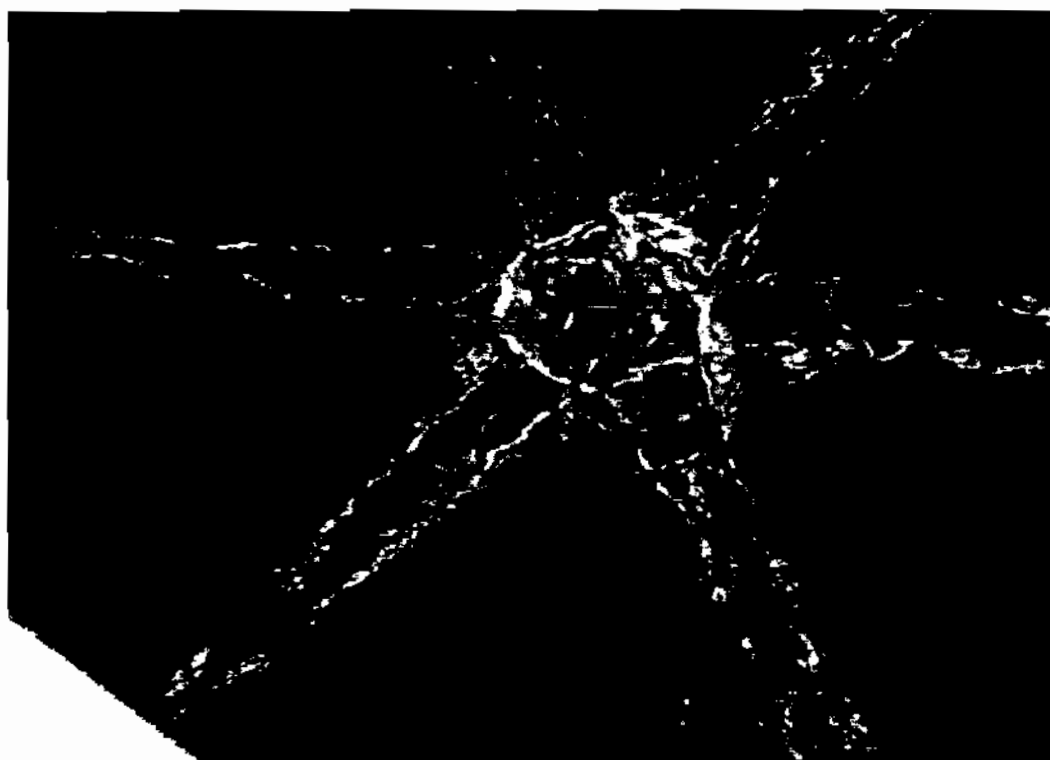
Στο κέντρο της εξαγωνικής δομής (βλέπε εικόνα 6.4) ήταν τοποθετημένη σφαίρα, κατασκευασμένη από ντουραλουμίνιο (controller box) που έφερε το σύστημα συλλογής και καταγραφής των δεδομένων (ένα CAMAC crate με τις απαιτούμενες ηλεκτρονικές μονάδες και έναν ηλεκτρονικό υπολογιστή). Εκτός του συστήματος καταγραφής των δεδομένων, εντός της σφαίρας στεγάζονταν οι μονάδες καταγραφής της πίεσης, ο χρονοδιακόπτης που θα έθετε σε λειτουργία το σύστημα, όταν αυτό θα βρισκόταν σε ασφαλές για τους φωτοπολλαπλασιαστές βάθος και ένα κλισιόμετρο. Η τροφοδοσία του συστήματος γινόταν με μπαταρίες, οι οποίες βρίσκονταν ακριβώς κάτω από τη σφαίρα. Οι μπαταρίες ήταν γεμάτες με λάδι, ώστε να αποφευχθεί η πιθανότητα εισροής νερού στο εσωτερικό τους, γεγονός που θα διέκοπτε τη λειτουργία του συστήματος.



Εικόνα 6.5: Η διαδικασία συναρμολόγησης του πρωτοτύπου που ποντίστηκε το 1991 πραγματοποιήθηκε στο κατάστραμα του ωκεανογραφικού σκάφους R/V "Vityaz". Οι βραχίονες της διάταξης βρίσκονται στην κατακόρυφη θέση και τα Οπτικά Στοιχεία συνδέονται στα άκρα τους.



Εικόνα 6.6α: Η μεγάλη άνωση των Οπτικών Στοιχείων προκαλεί την απόκλιση των βραχιόνων της διάταξης από την κατακόρυφο, καθώς το σύστημα βρίσκεται στην επιφάνεια της θάλασσας.



Εικόνα 6.6β: Η διάταξη έχει πάρει την τελική της μορφή και η πόντιση του ανιχνευτή ξεκινά. Κατά τη διάρκεια της διαδικασίας το σύστημα ήταν εξαρτημένο από το γερανό του σκάφους.

Με στόχο την ανίχνευση ατμοσφαιρικών μιονίων, όλα τα Οπτικά Στοιχεία τοποθετήθηκαν στη διάταξη προσανατολισμένα προς τα επάνω⁷³. Η διάταξη συναρμολογήθηκε στο κατάστρωμα του ωκεανογραφικού σκάφους. Οι βραχίονες ήταν κλειστοί κατά τη συναρμολόγηση (εικόνα 6.5). Καθώς τα Οπτικά Στοιχεία βρέθηκαν στην επιφάνεια της θάλασσας, εξαιτίας της άνωσης, οι βραχίονες άρχισαν να αποκλίνουν από την κατακόρυφο (εικόνα 6.6α). Όταν το κεντρικό κομμάτι της εξαγωνικής δομής έφτασε στην επιφάνεια της θάλασσας, οι βραχίονες είχαν έρθει στην οριζόντια θέση (εικόνα 6.6β). Οι βραχίονες, λόγω της μεγάλης άνωσης του Οπτικού Στοιχείου στο ένα τους άκρο θα παρέμεναν σε αυτή τη θέση μέχρι την ανέλκυση του συστήματος. Το σύστημα καθόλη τη διάρκεια των μετρήσεων ήταν εξαρτημένο από το πλοίο με συρματοσχοίνο. Ο ανιχνευτής ποντίστηκε σε βάθη από 3300m μέχρι 4000m, στη γεωγραφική θέση 36°30'N και 21°30'E⁷⁴.

Το σήμα του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή, μετά από ενίσχυση, μετατρεπόταν σε παλμό ECL, διάρκειας 70ns και στη συνέχεια έμπαινε σε σύμπτωση με τα σήματα από τους υπόλοιπους φωτοπολλαπλασιαστές. Παράλληλα καταγραφόταν και ο ρυθμός απαρίθμησης του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή χωριστά. Το κατώφλι του διευκρινιστή τέθηκε στο επίπεδο του ενός φωτοηλεκτρονίου. Η συνθήκη σκανδαλισμού απαιτούσε, οι 4 φωτοπολλαπλασιαστές των κεντρικών Οπτικών Στοιχείων να ενεργοποιηθούν εντός χρονικού διαστήματος 20ns και τουλάχιστον 4 περιφερειακοί φωτοπολλαπλασιαστές εντός 70ns. Τα δεδομένα καταγράφονταν σε δίσκο 3.5" MDF-2HD. Εκτός από τα δεδομένα από τους φωτοπολλαπλασιαστές, στο δίσκο καταγράφονταν επίσης, το βάθος, η θερμοκρασία του νερού, οι αποκλίσεις του ανιχνευτή από την κατακόρυφο⁷⁵ και η ταχύτητα των ρευμάτων.

Η ευαίσθητη επιφάνεια για την ανίχνευση των κατακορύφων τροχιών ήταν $A_{eff}^{vert} = 505 \pm 95 m^2$, ενώ η μέση ευαίσθητη επιφάνεια της ανιχνευτικής διάταξης για την αναμενόμενη γωνιακή κατανομή των ατμοσφαιρικών μιονίων, ήταν $\langle A_{eff} \rangle = 375 \pm 75 m^2$. Το αποτέλεσμα αυτό προκύπτει ύστερα από προσομοίωση μεγάλου αριθμού μιονίων με ενέργειες και διευθύνσεις που αποδίδονται από τις κατάλληλες κατανομές που χαρακτηρίζουν τη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων σε μεγάλα βάθη (>3000m). Ακολουθώντας τη διαδικασία που περιγράψαμε στο κεφάλαιο "Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών", τα ατμοσφαιρικά μίονια δημιουργήθηκαν σε ένα δίσκο, ακτίνας R , που βρίσκεται σε μεγάλη απόσταση από τον ανιχνευτή. Τόσο η ακτίνα του δίσκου όσο και η απόστασή του από τον ανιχνευτή εξαρτώνται, για το συγκεκριμένο ανιχνευτή από τη διαπερατότητα του θαλασσινού νερού στην περιοχή που λαμβάνουν χώρα οι μετρήσεις. Στον υπολογισμό αυτό χρησιμοποιήθηκε η τιμή 40m για το μήκος εξασθένησης της ακτινοβολίας Cherenkov στο νερό. Η ευαίσθητη επιφάνεια υπολογίζεται από τη σχέση:

$$A_{eff}(\theta) = \varepsilon(\theta) A_{trigger}(\theta)$$

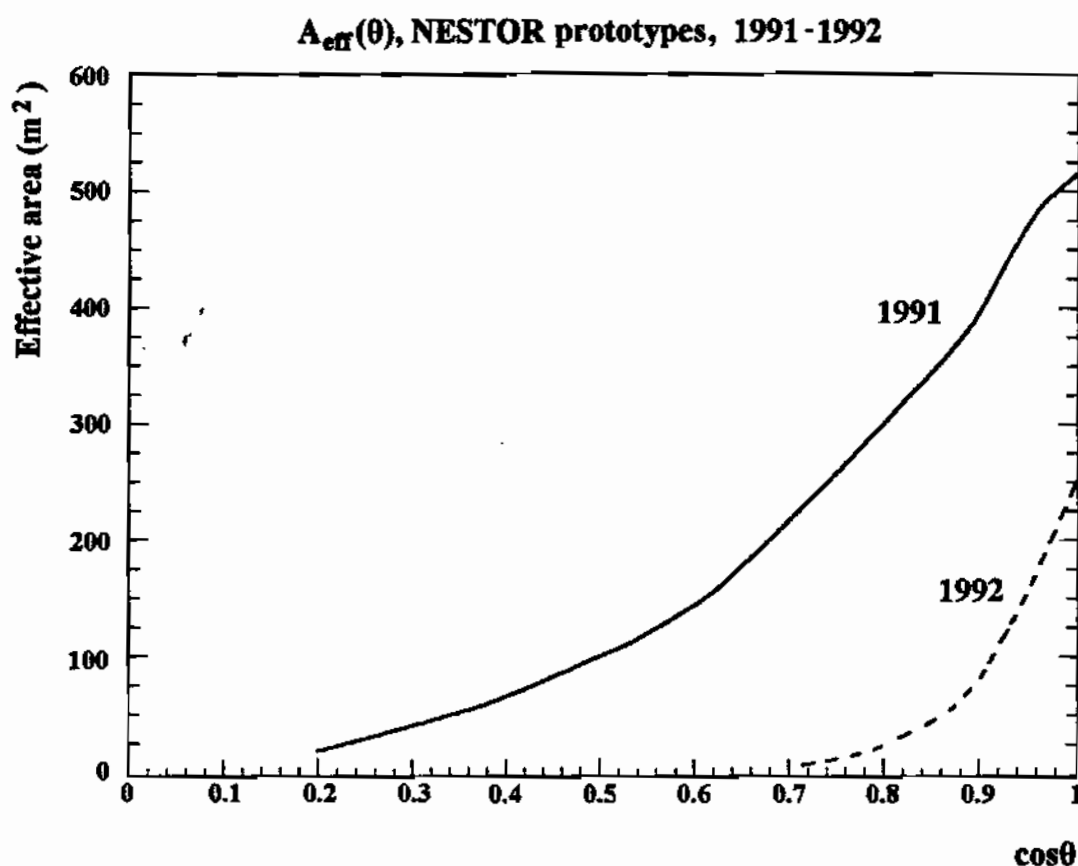
όπου $A_{trigger}(\theta) = f(\theta) \pi R^2$, καθορίζεται από το ποσοστό των προσομοιωμένων μιονίων, $f(\theta)$, που ικανοποιούν τη συνθήκη σκανδαλισμού (4:4, 4:6) και $\varepsilon(\theta)$ είναι το ποσοστό των γεγονότων αυτών που ανακατασκευάστηκαν επιτυχώς. Στην εικόνα 6.7 παρουσιάζεται η εξάρτηση της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή συναρτήσει της πολικής γωνίας θ . Επισημαίνουμε, ότι στον υπολογισμό της ευαίσθητης επιφάνειας που παρουσιάζουμε δεν τίθεται

⁷³ Η φωτοκάθοδος του φωτοπολλαπλασιαστή ήταν προσανατολισμένη προς τα επάνω.

⁷⁴ Η ακριβής γεωγραφική θέση δεν έχει σημασία για τις μετρήσεις αυτές. Σημειώνουμε επίσης ότι η θέση του πλοίου άλλαζε συνεχώς λόγω των επιφανειακών ρευμάτων στην περιοχή.

⁷⁵ Καθώς το σύστημα ήταν καθόλη τη διάρκεια της δοκιμής εξαρτημένο από το πλοίο, ακολουθούσε τις μετατοπίσεις του. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα τη διαρκή μεταβολή της θέσης του ανιχνευτή και επέβαλε την παρακολούθηση των αποκλίσεων του άξονα του από την κατακόρυφο.

κάποιος περιορισμός στη διαφορά γωνίας ανάμεσα στην πραγματική και την ανακατασκευασμένη τροχιά. Η διαδικασία επιβολής περιορισμών, ώστε να επιτευχθεί η απαιτούμενη ακρίβεια στον προσδιορισμό της τροχιάς πραγματοποιείται στα πλαίσια του ποιοτικού ελέγχου των ανακατασκευασμένων γεγονότων και περιορίζει, ανάλογα με τις συνθήκες που επιβάλλονται την τιμή της ευαίσθητης επιφάνειας. Πρέπει να τονίσουμε, ότι ο καθορισμός της ευαίσθητης επιφάνειας των μικρών αυτών ανιχνευτικών διατάξεων μόνο προσεγγιστικά μπορεί να επιτευχθεί, εμπεριέχοντας σημαντικά σφάλματα, σε αντίθεση με την περίπτωση του πλήρους τηλεσκοπίου, αποτελούμενου από πολύ μεγαλύτερο αριθμό φωτοπολλαπλασιαστών, κατανεμημένων ομοιόμορφα σε πολύ μεγαλύτερο όγκο. Επίσης πρέπει να σημειώσουμε, ότι η πολύ μικρή απόσταση ανάμεσα στην εξαγωνική δομή και τους κεντρικούς φωτοπολλαπλασιαστές αποτελεί ανασταλτικό παράγοντα στον ακριβή προσδιορισμό της διεύθυνσης των μιονίων, καθώς ενά πολύ μικρό τμήμα της τροχιάς του προβάλλεται στον άξονα του ανιχνευτή.



Εικόνα 6.7: Η ευαίσθητη επιφάνεια για την ανίχνευση ατμοσφαιρικών μιονίων, των ανιχνευτών που ποντίστηκαν το 1991 και το 1992. Ο υπολογισμός είναι αποτέλεσμα προσομοίωσης μεγάλου αριθμού ατμοσφαιρικών μιονίων τα οποία καταγράφονται και στη συνέχεια, αν ικανοποιούν τις συνθήκες σκανδαλισμού, ανακατασκευάζονται από τον αλγόριθμο ανακατασκευής. Στον παραπάνω υπολογισμό δεν έχει τεθεί κανένας περιορισμός στη διαφορά γωνίας ανάμεσα στην ανακατασκευασμένη και την πραγματική τροχιά.

Τον Νοέμβριο του 1992 ποντίστηκε στην ίδια περίπου γεωγραφική θέση με την εξαγωνική δομή η κατακόρυφη δομή που φαίνεται στην εικόνα 6.3, αποτελούμενη από 5 Οπτικά Στοιχεία, τοποθετημένα σε απόσταση 5m μεταξύ τους. Το σύστημα ποντίστηκε εξαρτημένο από το ωκεανογραφικό σκάφος, σε βάθη 3700m-3900m. Το σύστημα συλλογής δεδομένων ήταν

τοποθετημένο σε σφαίρα στο κάτω μέρος του ανιχνευτή, μαζί με τις μπαταρίες για την τροφοδοσία του.

Η συνθήκη σκανδαλισμού απαιτούσε ενεργοποίηση και των πέντε φωτοπολλαπλασιαστών των Οπτικών Στοιχείων σε χρονικό παράθυρο 110ns, χρόνος που απαιτείται για ένα κατακόρυφο μίονιο να διασχίσει τον ανιχνευτή. Η αυστηρή αυτή συνθήκη σκανδαλισμού σε συνδυασμό με τη γραμμική γεωμετρία του ανιχνευτή μείωσε σημαντικά την ανιχνευτική ικανότητά του για μίονια προερχόμενα από σχετικά μεγαλύτερες πολικές γωνίες. Ως αποτέλεσμα η ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή μειώνεται απότομα για μεγαλύτερες τιμές της γωνίας θ , όπως φαίνεται στην εικόνα 6.7. Η εξάρτηση της από την πολική γωνία αποδίδεται ικανοποιητικά από τη σχέση:

$$A_{eff} = A_{eff}^{vert} \cos^{10.6} \theta$$

όπου $A_{eff}^{vert} = 240 \pm 60 \text{ m}^2$, η ευαίσθητη επιφάνεια για την ανίχνευση των κατακόρυφων τροχιών.

Η ανακατασκευή των τροχιών των μιονίων έγινε με σύγκριση των σχετικών χρόνων ενεργοποίησης των φωτοπολλαπλασιαστών σε κάθε γεγονός με πίνακες που περιείχαν τους αναμενόμενους σχετικούς χρόνους ενεργοποίησης. Ο μικρός αριθμός των γεγονότων που συγκεντρώθηκαν επέτρεπε τη χρήση της παραπάνω μεθόδου. Καταγράφηκαν 297 γεγονότα που ικανοποιούσαν τη συνθήκη σκανδαλισμού, με συχνότητα 0.009Hz. Από αυτά, 129 θα πρέπει να προέρχονταν από μίονια, αφού πέρασαν με επιτυχία όλα τα κριτήρια της διαδικασίας ανακατασκευής, ενώ 128 απερρίφθησαν ως γεγονότα οφειλόμενα στο οπτικό υπόβαθρο [225]. Το παραπάνω αποτέλεσμα κρίνεται μάλλον αναμενόμενο αν υπολογίσει κανείς την πιθανότητα ενεργοποίησης και των πέντε φωτοπολλαπλασιαστών ενός δείγματος, εντός χρονικού παραθύρου 110ns. Θεωρώντας, ότι ο ρυθμός απαρίθμησης στο επίπεδο ενός φωτοηλεκτρονίου είναι 90 kHz^{76} , η συχνότητα ικανοποίησης της συνθήκης σκανδαλισμού εξαιτίας του υποβάθρου είναι:

$$P_{k,N} = \frac{N!}{(N-k)!k!} k \frac{(\tau R)^k}{\tau} \left. \begin{array}{l} N = k = 5 \\ \tau = 110 \text{ ns} \\ R = 90 \text{ kHz} \end{array} \right\} \Rightarrow P_{5,5} = 0.0043 \text{ Hz}$$

Όπως θα δούμε στη συνέχεια του κεφαλαίου, ο μεγάλος ρυθμός απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών, που οδηγεί στην αυξημένη παρουσία γεγονότων υποβάθρου στο δείγμα, δεν μπορεί να οφείλεται στις διασπάσεις ^{40}K ούτε στη συνήθη δράση βιοφωταύγειας⁷⁷. Οδηγούμαστε στο συμπέρασμα, ότι ο μεγάλος ρυθμός απαρίθμησης θα πρέπει να αποδοθεί σε πολύ αυξημένη δράση βιοφωταύγειας, λόγω των μετατοπίσεων του συστήματος κατά μήκος του άξονά του, εξαιτίας της εξάρτησής του από το πλοίο. Θα αναφερθούμε αναλυτικότερα στο θέμα αυτό στην παράγραφο, "Μετρήσεις οπτικού θορύβου".

Στην παράγραφο που ακολουθεί παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα από την ανάλυση των δεδομένων που ελήφθησαν στα πλαίσια των δύο αυτών ποντίσεων. Τα αποτελέσματα συγκρίνονται με αντίστοιχα αποτελέσματα που έχουν ληφθεί, σε διάφορα βάθη στη θάλασσα, από διαφορετικές ερευνητικές ομάδες.

⁷⁶ Σημειώνουμε, ότι ο καταγραφόμενος ρυθμός απαρίθμησης είναι μεγαλύτερος από τον αναμενόμενο (70-80kHz) από τις ραδιενεργές διασπάσεις καθώς το σύστημα ήταν εξαρτημένο από το πλοίο και επομένως η δράση βιοφωταύγειας ήταν αυξημένη.

⁷⁷ Το κατώφλι του διευκρινιστή είχε καθοριστεί στο επίπεδο του ενός φωτοηλεκτρονίου.

6.2.2 Ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων σε βάθη 3300mwe-4100mwe

Λαμβάνοντας υπόψη την ευαίσθητη επιφάνεια της ανιχνευτικής διάταξης και το ρυθμό καταγραφής των γεγονότων σε κάθε περίπτωση, υπολογίζουμε τη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων στο βάθος όπου πραγματοποιείται η μέτρηση. Πιο συγκεκριμένα η ροή των καταγραφόμενων μιονίων στην ανιχνευτική διάταξη δίνεται από τη σχέση:

$$F = \int I(\theta) A_{eff}(\theta) d\Omega \quad (6.8)$$

όπου $I(\theta)$ είναι η ζητούμενη ροή ατμοσφαιρικών μιονίων και $d\Omega$ είναι η στερεά γωνία εντός της οποίας ανιχνεύεται η ροή. Τα αποτελέσματα από τις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν το 1991 και το 1992 για την κατακόρυφη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων, $I(0)$ παρουσιάζονται στον πίνακα 6.2.

Πίνακας 6.2: Μετρήσεις της κατακόρυφης ροής ατμοσφαιρικών μιονίων στην περιοχή εγκατάστασης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ.

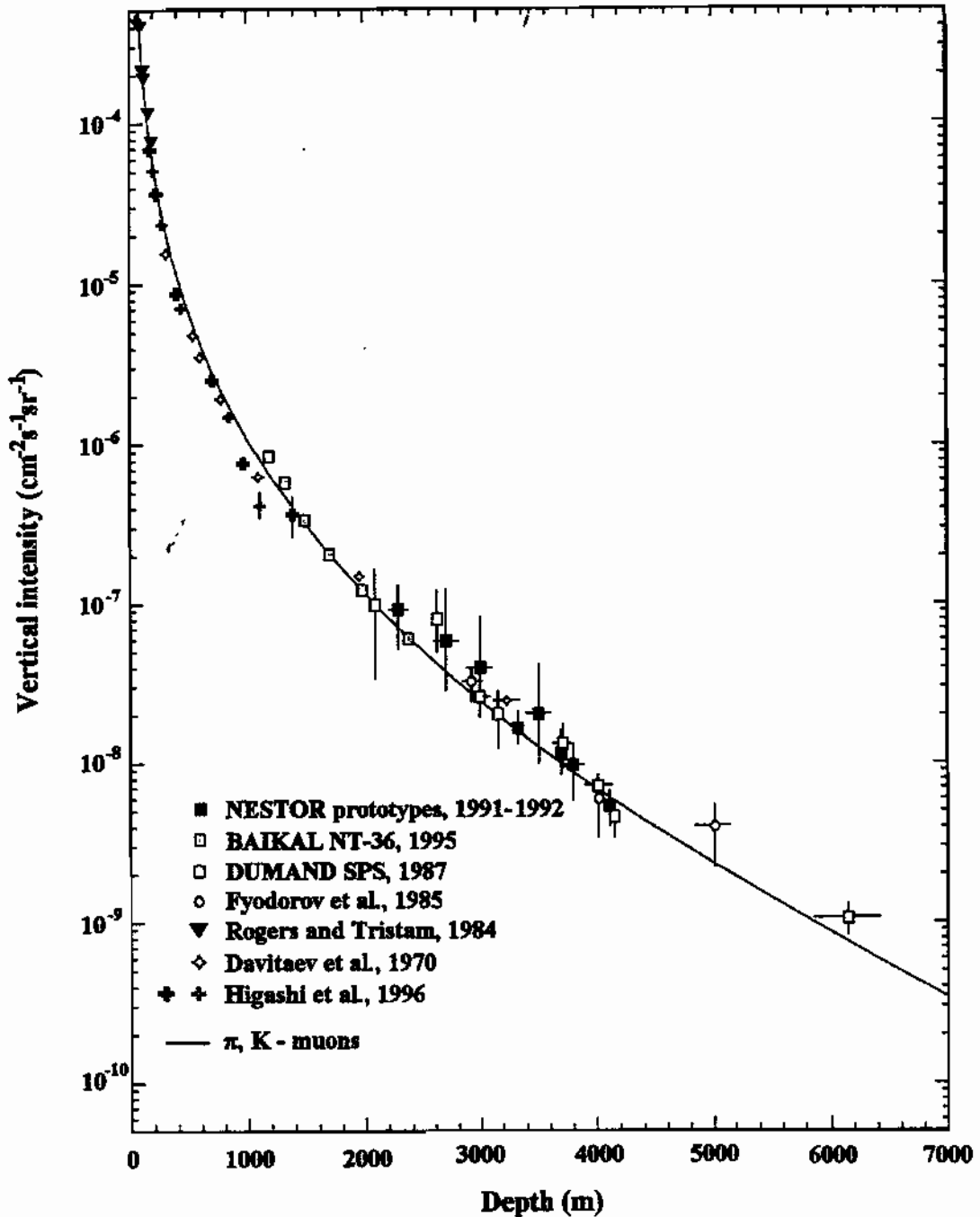
	ΝΕΣΤΩΡ - 1991			ΝΕΣΤΩΡ - 1992
Βάθος (mwe)	3338	3700	4110	3800-4000
Κατακόρυφη ροή (cm ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹)	$(1.7 \pm 0.2) \times 10^{-8}$	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{-8}$	$(0.55 \pm 0.15) \times 10^{-8}$	$(0.98 \pm 0.40) \times 10^{-8}$

Τα αποτελέσματα αυτά παρουσιάζονται στην εικόνα 6.8. Στην ίδια εικόνα συγκεντρώνονται σχεδόν όλες οι μετρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί μέχρι σήμερα σε υδάτινο περιβάλλον. Παρουσιάζουμε μετρήσεις από το Sugura-bay, στο Δυτικό Ειρηνικό Ωκεανό (Higashi et al. [226]), από τη Lac Lemay, στην Ελβετία (Rogers και Tristram [227]), από τον Ατλαντικό Ωκεανό, τη Μαύρη Θάλασσα, τη Μεσόγειο Θάλασσα και την Καραϊβική στα πλαίσια ερευνητικών αποστολών Ρωσικών ωκεανογραφικών σκαφών (Davitaev et al. [228], Fyodorov et al. [229], [230]), από την περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου DUMAND, στον Ειρηνικό Ωκεανό [113] και από την περιοχή εγκατάστασης του τηλεσκοπίου ΒΑΙΚΑΛ, στη Λίμνη Βαϊκάλη, στη Σιβηρία [231]. Οι μετρήσεις αντιπαρατίθενται με το θεωρητικό υπολογισμό των Bugaev et al. για την κατακόρυφη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων που προέρχονται από διασπάσεις πιονίων και καονίων, τον οποίο παρουσιάσαμε στην προηγούμενη παράγραφο.

Τα αποτελέσματα από τους υποθαλάσσιους ανιχνευτές παρουσιάζουν ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ τους αλλά και με τη θεωρητική πρόβλεψη των Bugaev et al. Τα αποτελέσματα συμφωνούν επίσης με τα αντίστοιχα από υπόγειους ανιχνευτές σε ισοδύναμα βάθη [222]. Η γωνιακή κατανομή της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων μετρήθηκε επίσης, με βάση τα αποτελέσματα από τις δύο ανιχνευτικές διατάξεις. Η γωνιακή κατανομή της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων σε καθορισμένη κατακόρυφη απόσταση από την επιφάνεια και για περιοχή που καλύπτεται από παχύ και επίπεδο στρώμα ύλης (flat overburden) μπορεί να υπολογιστεί από την 6.2, αντικαθιστώντας την ελάχιστη ενέργεια που χρειάζεται το μιονίο για να φτάσει στο βάθος αυτό, έχοντας διανύσει απόσταση R . Η ελάχιστη τιμή της ενέργειας μπορεί να υπολογιστεί από την 6.3 για $\langle E(R) \rangle = 0$. Για μικρές γωνίες η συνεισφορά των άμεσων ατμοσφαιρικών μιονίων είναι αμελητέα και η κατανομή αποδίδεται ικανοποιητικά διατηρώντας μόνο το δεύτερο όρο. Σε μεγαλύτερες γωνίες ($>50^\circ$) και για μεγαλύτερα βάθη ($>5000\text{mwe}$) η συνεισφορά των άμεσων μιονίων διαφοροποιεί τη γωνιακή κατανομή [8]. Για την περίπτωση των τηλεσκοπίων νετρίνων πάντως η 6.2 απηλλαγμένη από τον όρο των άμεσων μιονίων είναι ικανοποιητική προσέγγιση. Η γωνιακή κατανομή των ατμοσφαιρικών μιονίων σε βάθος 4000m

παρουσιάζεται στην εικόνα 2.24 (κεφάλαιο “Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών”). Η ποσότητα που αποδίδεται γραφικά είναι η

$$\frac{dI_{\mu}}{d\theta} = 2\pi \sin \theta \frac{dI_{\mu}}{d\Omega}.$$



Εικόνα 6.8: Τα αποτελέσματα που ελήφθησαν στα πλαίσια των μετρήσεων της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων στην περιοχή εγκατάστασης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ παρουσιάζονται μαζί με τα αποτελέσματα αντίστοιχων μετρήσεων σε διάφορα βάθη. Οι τιμές αναφέρονται στην κατακόρυφη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων. Η συνεχής γραμμή αποδίδει την πρόβλεψη των Bugaev et al. για την εξάρτηση της κατακόρυφης ροής των μιονίων από το βάθος [222].

Στον παράγοντα $\sin \theta$ οφείλεται ο περιορισμός της κατανομής για μικρές γωνίες. Η γωνιακή κατανομή σε καθορισμένο βάθος μπορεί να παραμετροποιηθεί από την εμπειρική σχέση (για γωνίες $< 30^\circ$) [144]:

$$\frac{I(\cos \theta)}{I_{\text{vert}}} = \cos^m \theta \quad (6.9)$$

όπου ο εκθέτης m υπολογίζεται από τη σχέση:

$$m = 1.8 + 0.6H \text{ (km)}$$

Τα αποτελέσματα των μετρήσεων της πόντισης του 1991 για τη γωνιακή κατανομή των ατμοσφαιρικών μιονίων παρουσιάζονται στην εικόνα 6.9. Ο υπολογισμός πραγματοποιείται με βάση την 6.8 και η παραμετροποίηση των αποτελεσμάτων επιχειρείται μέσω της 6.9 για διαφορετικές τιμές του εκθέτη m στα διαφορετικά βάθη όπου πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις. Στο βάθος που θα τοποθετηθεί το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ (~3800m) η τιμή του εκθέτη m είναι:

$$m = 4.5 \pm 0.8 \quad (6.10)$$

Για τους λόγους που επισημάνθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο, δεν μπόρεσε να επιτευχθεί ικανοποιητικός προσδιορισμός του εκθέτη m από τα δεδομένα που ελήφθησαν το 1992. Στην [225] παρουσιάζεται η ανάλυση των αποτελεσμάτων, αλλά τα σφάλματα στην απόδοση της γωνιακής κατανομής είναι σημαντικά. Χρησιμοποιώντας αντίστοιχη κατακόρυφη γραμμική διάταξη, η ερευνητική ομάδα του DUMAND εκτίμησε τον εκθέτη $m = 6_{-1}^{+7}$ για βάθος 4157mwe [113]. Και στην περίπτωση αυτή παρατηρούμε, ότι το σφάλμα στον προσδιορισμό του εκθέτη είναι σημαντικό. Τα αποτελέσματα αυτά βρίσκονται σε ικανοποιητική συμφωνία με μετρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί σε αντίστοιχα βάθη στο έδαφος [140], [113].

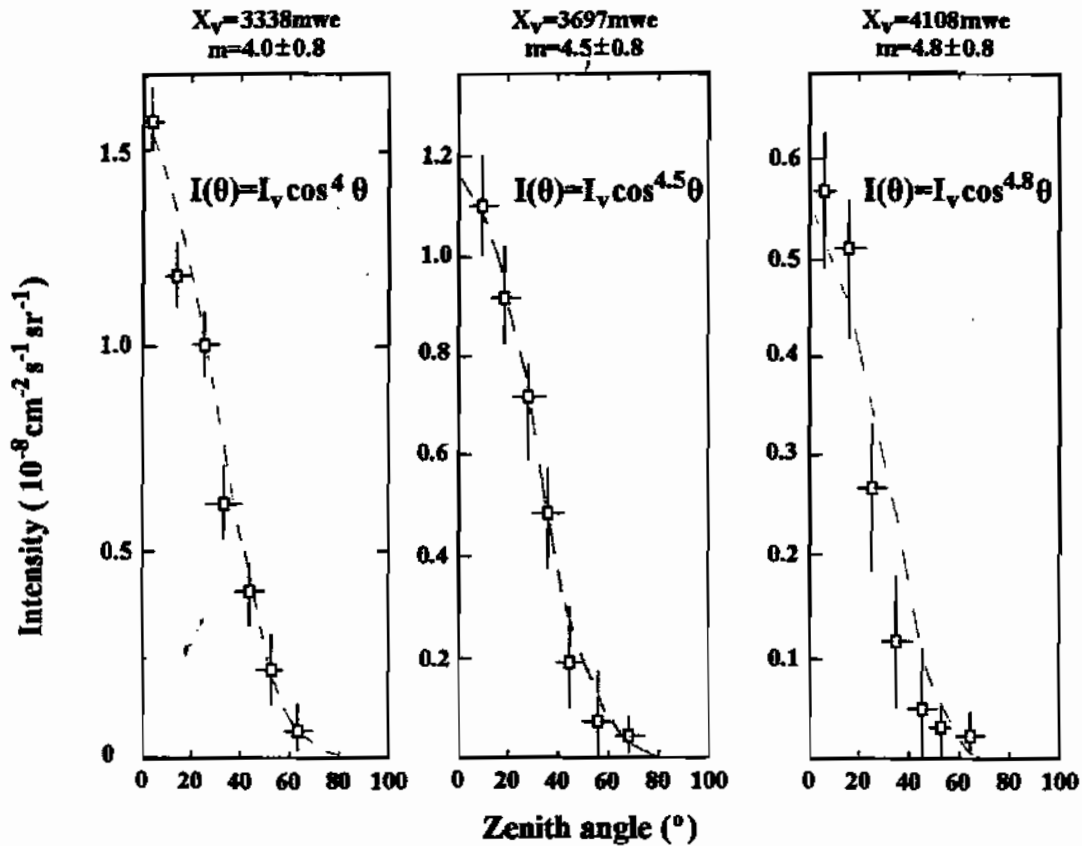
6.2.3 Επίδραση στη λειτουργία του ανιχνευτή

Η μεγάλη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων καθιστά αδύνατη την αναζήτηση νετρίνων σε πολικές γωνίες μικρότερες από 80° ακόμα και για πολύ υψηλές ενέργειες⁷⁸. Κατά συνέπεια η αναζήτηση νετρίνων επικεντρώνεται σε μεγαλύτερες γωνίες και ειδικά στην καταγραφή μιονίων που προέρχονται κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή.

Ένας σημαντικός αριθμός ατμοσφαιρικών μιονίων, από το εξαιρετικά μεγάλο δείγμα που θα ανιχνεύεται καθημερινά, είναι πιθανόν να ανακατασκευαστεί με διεύθυνση που αποκλίνει σημαντικά από την πραγματική, εξαιτίας κυρίως των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της ακτινοβολίας Cherenkov και των εσωτερικών συμμετριών του ανιχνευτή. Οι τροχιές των γεγονότων αυτών υποδηλώνουν ανερχόμενα μίονια, διαμορφώνοντας μια ισχυρή πηγή θορύβου, ειδικά στην ανίχνευση ανερχόμενων μιονίων που προέρχονται από αλληλεπιδράσεις ατμοσφαιρικών νετρίνων, το πλήθος των οποίων μπορεί να είναι συγκρίσιμο με τον αριθμό των ανακατασκευασμένων ως ανερχόμενων, ατμοσφαιρικών μιονίων. Η επιτυχής λειτουργία του τηλεσκοπίου νετρίνων βασίζεται στην απόρριψη των γεγονότων αυτών. Όπως είδαμε στο κεφάλαιο “Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών” ο απαιτούμενος παράγοντας απόρριψης του υποβάθρου είναι περίπου $\varepsilon_R \approx 10^{-5}$ για την περίπτωση του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Στο κεφάλαιο “Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ” θα παρουσιάσουμε

⁷⁸ Εξαιρείται η περίπτωση καταγραφής γεγονότων κατά τα οποία η αλληλεπίδραση του κατερχόμενου νετρίνου με την ύλη πραγματοποιείται εντός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή. Στην περίπτωση αυτή η ανάπτυξη αδρονικού ή ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού κατά τις αλληλεπιδράσεις νετρίνων αποτελεί κριτήριο διάκρισης των γεγονότων αυτών από τη διέλευση ατμοσφαιρικών μιονίων.

τη μέθοδο που έχει αναπτυχθεί για τον περιορισμό των “ανάστροφα” ανακατασκευασμένων τροχιών μιονίων. Η εφαρμογή της μεθόδου, με χρήση προσομοιωμένων γεγονότων, οδηγεί στο συμπέρασμα, ότι ο παράγοντας απόρριψης του υποβάθρου που μπορεί να επιτευχθεί είναι μικρότερος του 10^{-5} .



Εικόνα 6.9: Η γωνιακή κατανομή της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων, για διαφορετικά βάθη, στην περιοχή εγκατάστασης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται προέκυψαν από ανάλυση των δεδομένων που ελήφθησαν κατά την πόντση της εξαγωνικής δομής το 1991.

Στην αναζήτηση νετρίνων από AGN, προερχομένων κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή, η επίδραση του θορύβου από τα ατμοσφαιρικά μίονια περιορίζεται σημαντικά, καθώς αναφερόμαστε σε υψηλοενεργειακά γεγονότα, τα οποία ενεργοποιούν μεγάλο αριθμό φωτοπολλαπλασιαστών ελαχιστοποιώντας την περίπτωση σφάλματος. Σημειώνουμε, ότι η συντριπτική πλειοψηφία των “ανάστροφα” ανακατασκευασμένων ατμοσφαιρικών μιονίων περιλαμβάνει μικρό αριθμό ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών. Στην αναζήτηση νετρίνων από AGN, για να περιοριστεί το ισχυρό υπόβαθρο που διαμορφώνουν τα ατμοσφαιρικά νετρίνα, περιορίζουμε τη μελέτη μας σε πολύ υψηλές τιμές της ενέργειας ($> 1\text{-}10 \text{ TeV}$), με την επιβολή ενεργειακών κριτηρίων. Η επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων περιορίζει περαιτέρω την τιμή του παράγοντα απόρριψης του υποβάθρου.

Στην περιοχή των εξαιρετικά υψηλών ενεργειών, η αναζήτηση νετρίνων στρέφεται αναγκαστικά⁷⁹ σε γωνίες μικρότερες από $\sim 120^\circ$ οπότε τα ατμοσφαιρικά μίονια προβάλλουν και πάλι ένα ισχυρό υπόβαθρο. Η διάκριση των νετρίνων στη γωνιακή αυτή περιοχή μπορεί να

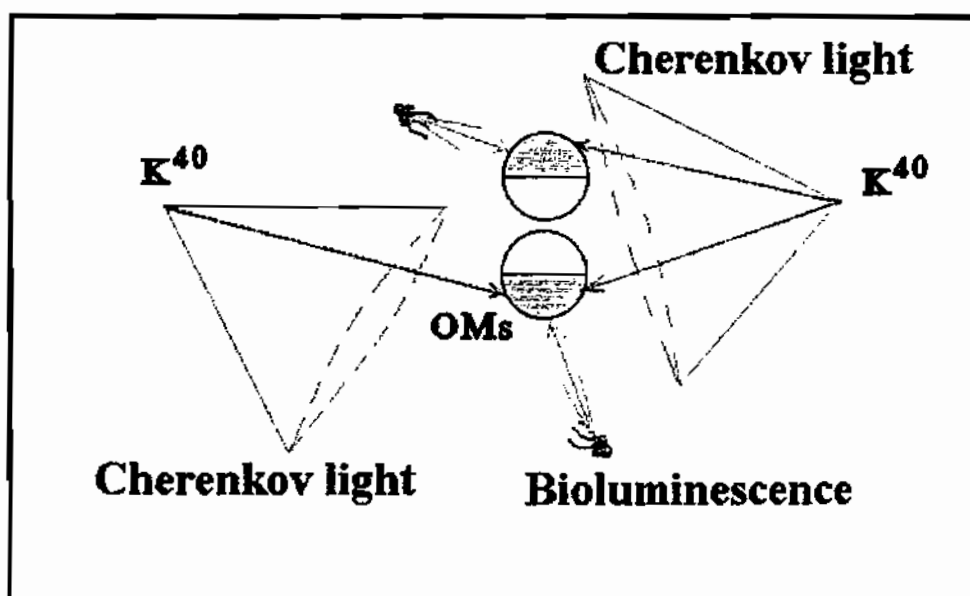
⁷⁹ Η Γη είναι αδιαφανής σε νετρίνα εξαιρετικά υψηλών ενεργειών (βλέπε κεφάλαιο “Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών”).

επιτευχθεί αν το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή μετατοπιστεί προς πολύ υψηλές ενέργειες. Ο ακριβής καθορισμός πάντως του ενεργειακού κατωφλίου στα τηλεσκόπια νετρίνων δεν είναι δυνατόν να επιτευχθεί, εξαιτίας των εξαιρετικά μεγάλων διαστάσεων του ευαίσθητου όγκου τους. Εκτός της απαίτησης για ενεργοποίηση μεγάλου αριθμού φωτοπολλαπλασιαστών, μια σειρά χαρακτηριστικών παραμέτρων εξαρτώμενων από την ενέργεια υπολογίζονται για το κάθε ανακατασκευασμένο γεγονός. Οι τιμές των παραμέτρων αυτών αποτελούν, κατά προσέγγιση, εκτίμηση της ενέργειας του ανακατασκευασμένου μιονίου και μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη διάκριση των υψηλοενεργειακών γεγονότων σε συνδυασμό με την απαίτηση ενεργοποίησης μεγάλου αριθμού φωτοπολλαπλασιαστών.

Μέχρι τώρα αναφερθήκαμε στα ατμοσφαιρικά μόνια σαν πηγή θορύβου στη λειτουργία του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Τα ατμοσφαιρικά μόνια όμως αποτελούν και ένα ιδανικό, φυσικό σύστημα βαθμονόμησης του τηλεσκοπίου. Η πειραματικά επιβεβαιωμένη ροή τους καθώς και η αναμενόμενη γωνιακή κατανομή τους διαμορφώνουν ένα ισχυρό εργαλείο για την κατανόηση της λειτουργίας του ανιχνευτή και για τον υπολογισμό των βασικών παραμέτρων που τη χαρακτηρίζουν (π.χ. ευαίσθητη επιφάνεια). Με βάση τη μεγάλη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων, σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα από την έναρξη της λειτουργίας του ανιχνευτή αναμένεται, ότι οι τιμές των παραμέτρων λειτουργίας του θα έχουν καθοριστεί σε ικανοποιητικό βαθμό, δικαιώνοντας ή όχι τις αναμενόμενες εκτιμήσεις από τους υπολογισμούς με προσομοιωμένα γεγονότα.

6.3 Πηγές οπτικού θορύβου

Οι κύριες πηγές οπτικού θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ είναι η εκπεμπόμενη ακτινοβολία Cherenkov από τα ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια που παράγονται κατά τις διασπάσεις των ραδιενεργών ισοτόπων που υπάρχουν στο νερό και η εκπομπή φωτός από μικροοργανισμούς που αναπτύσσονται στα μεγάλα αυτά θαλάσσια βάθη.

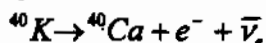


Εικόνα 6.10: Η παραγόμενη ακτινοβολία Cherenkov από τη διέλευση των ηλεκτρονίων, που παράγονται κατά τις διασπάσεις του ⁴⁰K, που αφθονεί στο νερό, διαμορφώνει ένα σταθερό οπτικό υπόβαθρο για τις ανιχνευτικές μονάδες του τηλεσκοπίου, το οποίο διαταράσσεται συχνά από ισχυρές φωτεινές εκπομπές από μικροοργανισμούς που διεγείρονται από τις μικρές μετατοπίσεις του συστήματος εξαιτίας των θαλασσιών ρευμάτων.

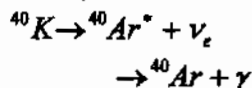
Η κύρια συνεισφορά στο ποσοστό της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας Cherenkov προέρχεται από τις διασπάσεις του ^{40}K . Παρά το γεγονός ότι η φυσική αυτή διαδικασία είναι γνωστή και μπορεί να αποδοθεί λεπτομερώς θεωρητικά, στον υπολογισμό του αναμενόμενου ρυθμού απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών των Οπτικών Στοιχείων του ανιχνευτή, εξαιτίας των ραδιενεργών διασπάσεων, υπεισέρχονται μια σειρά από παράγοντες⁸⁰, ο προσδιορισμός των οποίων περιλαμβάνει σημαντικές προσεγγίσεις και έτσι κρίνεται σκόπιμη η μέτρηση της συνεισφοράς του οπτικού υποβάθρου στο ρυθμό απαρίθμησης, στην περιοχή πόντισης. Στην εικόνα 6.10 αναπαριστούμε σχηματικά τις δύο περιπτώσεις οπτικού θορύβου. Στην παράγραφο αυτή αναφερόμαστε στα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά των διαδικασιών αυτών, στις μετρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί για την καταγραφή τους και τέλος στην επίδρασή τους στη λειτουργία του ανιχνευτή.

6.3.1 Φυσική ραδιενέργεια

Οι β-διασπάσεις των ραδιενεργών ισοτόπων του θαλασσινού νερού, προκαλούν αύξηση στη ροή των φωτονίων σε μεγάλα βάθη, αν η ενέργειες των ηλεκτρονίων ή των ποζιτρονίων που προκύπτουν έχουν ενέργεια μεγαλύτερη από το κατώφλι για την παραγωγή ακτινοβολίας Cherenkov. Το κυρίαρχο ισότοπο στη σύσταση του θαλασσινού νερού είναι το ^{40}K . Η συγκέντρωση K στο θαλασσινό νερό είναι 0.380g/l [232]. Το ^{40}K αποτελεί το 0.0117% της συνολικής συγκέντρωσης του K και έχει χρόνο ημι-ζωής $1.28 \times 10^9 \text{ y}$ [233], [112]. Οι κύριες διαδικασίες διάσπασης του ^{40}K είναι η β-διάσπαση:



με πιθανότητα 89.3% και η σύλληψη ηλεκτρονίου, η οποία ακολουθείται από γ-διάσπαση του ^{40}K :



με πιθανότητα 10.5% [83]. Το ηλεκτρόνιο που προκύπτει από τη β-διάσπαση έχει μέση ενέργεια 0.562MeV, με μέγιστη τιμή 1.3116MeV. Το 93% των β-διασπάσεων παράγουν ηλεκτρόνιο με ενέργεια μεγαλύτερη από το κατώφλι για την παραγωγή ακτινοβολίας Cherenkov. Το φωτόνιο που προκύπτει στη δεύτερη περίπτωση έχει ενέργεια 1.461MeV, μέρος της οποίας αποδίδεται σε ηλεκτρόνια, μέσω σκέδασης Compton, τα οποία μπορούν να παράγουν ακτινοβολία Cherenkov [83].

Το κατώφλι για την παραγωγή ακτινοβολίας Cherenkov υπολογίζεται μέσω της σχέσης

$$E_c > \frac{m_e}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}},$$

όπου n είναι ο δείκτης διάθλασης του θαλασσινού νερού και αντιστοιχεί σε κινητική ενέργεια $T_c = 0.264\text{MeV}$, για την περίπτωση διέλευσης ηλεκτρονίων από το θαλασσινό νερό. Λαμβάνοντας υπόψη την κατανομή της κινητικής ενέργειας του παραγομένου ηλεκτρονίου

⁸⁰ Αναφέρουμε χαρακτηριστικά την τιμή του συντελεστή εξασθένισης του νερού, την κβαντική απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή και τη γωνιακή του απόκριση.

κατά τη β-διάσπαση, τη φασματική κατανομή των παραγομένων φωτονίων Cherenkov από σωματίδιο κινούμενο με ταχύτητα $u = \beta/c$ [207]:

$$\frac{d^2 N}{d\omega d\lambda} = \frac{2\pi}{137\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right)$$

και ολοκληρώνοντας για μήκη κύματος στην περιοχή 300nm-600nm, όπου η ακτινοβολία μπορεί να ανιχνευτεί από τα Οπτικά Στοιχεία του τηλεσκοπίου (βλέπε κεφάλαιο "Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ", παράγραφος "Η διαπερατότητα του νερού"), λαμβάνουμε 37 φωτόνια Cherenkov ανά β-διάσπαση.

Η γωνιακή κατανομή των εκπεμπομένων φωτονίων διαφοροποιείται σημαντικά, εξαιτίας των πολλαπλών σκεδάσεων που θα υποστούν τα ηλεκτρόνια, από το χαρακτηριστικό κώνο Cherenkov, γύρω από την αρχική διεύθυνση. Η θεώρηση, ότι η εκπομπή γίνεται ισοτροπικά οδηγεί επίσης σε λανθασμένα συμπεράσματα αφού τα σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια έχουν μικρότερες ενέργειες και δεν συνεισφέρουν σημαντικά στη συνολική εκπομπή ακτινοβολίας. Μια ικανοποιητική προσέγγιση είναι να θεωρήσουμε, ότι τα φωτόνια εκπέμπονται ισοτροπικά εντός στερεάς γωνίας $\Omega \approx \pi \text{sr}$ γύρω από την αρχική κατεύθυνση [234]. Επιπλέον τα σκεδαζόμενα σε μεγάλες γωνίες ηλεκτρόνια παρέχουν μικρό ποσοστό φωτός προς όλες τις κατευθύνσεις. Το μέγεθος της στερεάς γωνίας επηρεάζει σημαντικά το λόγο του ρυθμού εμφάνισης μεγάλων προς μικρότερων σημάτων στους φωτοπολλαπλασιαστές. Ο προσδιορισμός της κατανομής της έντασης των σημάτων που οφείλονται στις διασπάσεις ^{40}K , είναι καθοριστικός παράγοντας στην προσπάθεια απομάκρυνσης των γεγονότων αυτών από το δείγμα που έχει καταγραφεί στα πλαίσια της διαδικασίας ανακατασκευής της τροχιάς των διερχόμενων μιονίων.

Για να υπολογίσουμε το ρυθμό καταγραφής σημάτων μεγαλύτερων από ένα καθορισμένο κατώφλι, A_{PE}^a , πρέπει να ολοκληρώσουμε στο χώρο την πιθανότητα για κάθε σημείο να παράγει τέτοιο σήμα:

$$R(> A_{PE}) = \int a \times P(> A_{PE}, \bar{m}(\vec{r})) d^3r \quad (6.11)$$

όπου a είναι η ενεργότητα του ^{40}K , η οποία καθορίζεται από την αλατότητα του θαλασσινού νερού S μέσω της σχέσης:

$$a = 3.33 \times S \text{ Bq m}^{-3}$$

Η τιμή της αλατότητας για την περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ είναι 38.5 parts per thousand [140], για την οποία $a = 12.8 \times 10^3 \text{ Bq m}^{-3}$. Η ποσότητα $P(> A_{PE}, \bar{m}(\vec{r}))$ στην 6.11 αποδίδει την πιθανότητα από το σημείο του χώρου που καθορίζεται από το διάνυσμα θέσης $\vec{r}$, να παραχθεί σήμα μεγαλύτερο από το θεωρούμενο κατώφλι και $\bar{m}(\vec{r})$ είναι ο μέσος αναμενόμενος αριθμός φωτοηλεκτρονίων από το σημείο αυτό. Θεωρώντας, ότι η πιθανότητα παραγωγής σήματος μέσου ύψους $\bar{m}$, αποδίδεται από την κατανομή Poisson, η πιθανότητα παραγωγής σήματος μεγαλύτερου από A_{PE} θα δίνεται από την cumulative κατανομή Poisson [83]:

^a Η μονάδα που χρησιμοποιούμε για την εκτίμηση των σημάτων των φωτοπολλαπλασιαστών είναι το ένα φωτοηλεκτρόνιο (PE).

$$P(> A_{PE}, \bar{m}(\vec{r})) = \sum_{i=A_{PE}}^{\infty} \frac{\bar{m}(\vec{r})^i e^{-\bar{m}(\vec{r})}}{i} = G(\bar{m}(\vec{r}), A_{PE}) \quad (6.12)$$

όπου η ατελής συνάρτηση Γάμμα G ορίζεται ως εξής:

$$G(\bar{m}, A) = \frac{1}{\Gamma(A)} \int_0^{\bar{m}} e^{-t} t^{A-1} dt \quad (A > 0)$$

και $\Gamma(A)$ η συνήθης συνάρτηση Γάμμα.

Στην περίπτωση του υπολογισμού του ρυθμού των καταγραφόμενων σημάτων από τις διασπάσεις του ^{40}K η 6.12 πρέπει να πολλαπλασιαστεί με τον παράγοντα $\Omega/4\pi$ ώστε να συμπεριληφθεί σωστά η ιδιομορφία της εκπομπής των φωτονίων Cherenkov που επισημάνθηκε παραπάνω. Για τον υπολογισμό του ρυθμού που αποδίδεται από την 6.11 χρησιμοποιείται η μέθοδος Monte-Carlo, ώστε να εισαχθεί και η σωστή κατανομή για τις ενέργειες των ηλεκτρονίων και οι πιθανές διαδικασίες παραγωγής των ηλεκτρονίων, οι οποίες επιλέγονται ανάλογα με τις πιθανότητες πραγματοποίησής τους. Αν η ενέργεια του παραγομένου ηλεκτρονίου είναι μεγαλύτερη από το κατώφλι Cherenkov ο αριθμός των φωτονίων επιλέγεται με την ίδια πιθανότητα στο διάστημα από 1 μέχρι και 120, καθώς περίπου 120 φωτόνια εκπέμπονται, όταν το ηλεκτρόνιο έχει τη μέγιστη ενέργεια, στην περίπτωση των ηλεκτρονίων από τη σκέδαση Compton [83], ενώ η συνάρτηση πιθανότητας (μη κανονικοποιημένη) για την εκπομπή n φωτονίων, από τα ηλεκτρόνια που προκύπτουν κατά τη β-διάσπαση, δίνεται από τη σχέση [235]:

$$\rho(n) = \begin{cases} 1816 - 247 \ln n & n < 68.45 \\ 6029.4 - 1244 \ln n & 68.45 < n < 127.33 \end{cases}$$

Οι θεωρήσεις αυτές προκύπτουν από αναλυτική προσομοίωση των διαδικασιών διάσπασης του ^{40}K [235]. Ο μέσος αριθμός φωτοηλεκτρονίων, $\bar{m}(d)$, σε απόσταση d από το σημείο που πραγματοποιήθηκε η διάσπαση μπορεί να υπολογιστεί ακολουθώντας τη μέθοδο που περιγράψαμε στο κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”, στην παράγραφο “Η προσομοίωση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου”. Στην εικόνα 5.49 παρουσιάζεται ο αριθμός των φωτοηλεκτρονίων που καταγράφονται από το φωτοπολλαπλασιαστή συναρτήσει της ακτινικής του απόστασης από την τροχιά του σχετικιστικού σωματιδίου (βλέπε σχέση 5.3). Στην περίπτωση αυτή εκφράζουμε τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων συναρτήσει της απόστασης από το σημείο πραγματοποίησης της ραδιενεργούς διάσπασης. Η απόσταση αυτή συνδέεται με την ακτινική απόσταση από την τροχιά μέσω της σχέσης $d = \delta / \sin \theta_c$. Ο αριθμός των φωτοηλεκτρονίων που ανιχνεύονται από τον φωτοπολλαπλασιαστή εξαρτάται από την απόσταση του d από την πηγή του φωτός, τη συλλεκτική ικανότητα, ce_{PMT} και την κβαντική απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή, qe_{PMT} , το συντελεστή απορρόφησης των υλικών που παρεμβάλλονται στην πορεία του φωτός μέχρι τη φωτοκάθοδο, τον οποίο αποδίδουμε συνολικά με T_r , το μήκος εξασθένισης της ακτινοβολίας στο θαλασσινό νερό, X και την ευαίσθητη επιφάνεια του Οπτικού Στοιχείου, S_{OM} , η οποία είναι μεγαλύτερη από την επιφάνεια της φωτοκαθόδου του φωτοπολλαπλασιαστή. Στον υπολογισμό πρέπει να λάβουμε επίσης υπόψη τη στερεά γωνία εκπομπής του φωτός από τις ραδιενεργές διασπάσεις, Ω . Με βάση τα παραπάνω, για να υπολογίσουμε το μέσο αριθμό φωτοηλεκτρονίων σε απόσταση d από το σημείο εκπομπής χρησιμοποιούμε τη σχέση:

$$\bar{m}(d) = \frac{S_{OM} \times F_{PHOT}(d, ce_{PMT}, qe_{PMT}, X, T_r) \times n}{4\pi (d - R_{OM})^2 \times \Omega}$$

όπου η συνάρτηση $F_{PHOT}(d, ce_{PMT}, qe_{PMT}, X, T_r) \times n$ προκύπτει από τη σχέση 5.3 με την αντικατάσταση $d = \delta / \sin \theta_c$, ενώ R_{OM} είναι η ακτίνα του Οπτικού Στοιχείου, η οποία θεωρείται ίση με την ακτίνα του φωτοπολλαπλασιαστή. Οι παράμετροι της συνάρτησης F_{PHOT} (εκτός της απόστασης d) είναι συναρτήσεις του μήκους κύματος της ακτινοβολίας, γεγονός που θα πρέπει να ληφθεί υπόψη στον υπολογισμό. Όπως είδαμε στο κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”, η γωνιακή απόκριση του Οπτικού Στοιχείου του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ προσεγγίζεται από τη σχέση:

$$S(\theta) = 0.525 + 0.475 \cos \theta.$$

Ολοκληρώνοντας, υπολογίζουμε την ευαίσθητη επιφάνεια του Οπτικού Στοιχείου:

$$S_{OM} = \bar{R}_{PMT}^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} S(\theta) \sin \theta d\theta,$$

όπου $\bar{R}_{PMT}$ είναι η μέση ακτίνα του φωτοπολλαπλασιαστή⁸². Στον υπολογισμό μας θεωρούμε $\bar{R}_{PMT} = 18.5\text{cm}$ και λαμβάνουμε $S_{OM} = 2257\text{cm}^2$.

Αφού υπολογιστεί η πιθανότητα που αποδίδεται από τη σχέση 6.12, ο ρυθμός καταγραφής σημάτων μεγαλύτερων από το προκαθορισμένο κατώφλι προκύπτει από την 6.11 πολλαπλασιάζοντας με την ενεργότητα του ^{40}K και ολοκληρώνοντας σε όλο το χώρο.

Αν θεωρήσουμε μια σφαίρα ακτίνας r γύρω από ένα Οπτικό Στοιχείο, εντός της οποίας πραγματοποιούνται διασπάσεις ^{40}K , οι οποίες συνεισφέρουν στο ρυθμό απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή ποσοστό $R(r)dr$, μπορούμε να υπολογίσουμε το συνολικό ρυθμό απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή, οφειλόμενο σε ραδιενεργές διασπάσεις, $I_{tot}^{^{40}\text{K}}$, ως εξής:

$$I_{tot}^{^{40}\text{K}} = I(\infty) = \int_{R_{OM}}^{\infty} R(r)dr$$

Τα αποτελέσματα του υπολογισμού αυτού παρουσιάζονται στην επόμενη παράγραφο (βλέπε πίνακα 6.4) όπου και συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα. Γνωρίζοντας με ακρίβεια τα βασικά χαρακτηριστικά του φωτοπολλαπλασιαστή που χρησιμοποιείται στη μέτρηση, ο παραπάνω υπολογισμός μπορεί να οδηγήσει σε μια εκτίμηση του μήκους εξασθένισης της ακτινοβολίας, όπως θα παρουσιαστεί στη συνέχεια.

Ακολουθώντας την ίδια μέθοδο μπορούμε να υπολογίσουμε τον αναμενόμενο ρυθμό καταγραφής συμπτώσεων μεταξύ N φωτοπολλαπλασιαστών που οφείλονται στην ίδια διάσπαση. Θεωρώντας, ότι η θέση του κάθε Οπτικού Στοιχείου αποδίδεται από το διάνυσμα θέσης $\vec{r}_i^{OM}$, η συνάρτηση πιθανότητας ενός σημείου του χώρου να δώσει σήμα μεγαλύτερο από το καθορισμένο κατώφλι δίνεται από τη σχέση [83]:

⁸² Υποθέτουμε, ότι η επιφάνεια του φωτοπολλαπλασιαστή δεν είναι απόλυτα σφαιρική αλλά η ακτίνα καμπυλότητας μεταβάλλεται συναρτήσει της πολικής γωνίας (βλέπε εικόνα 5.8).

$$P_{\text{coin}}(> A_{PE}, \bar{m}(\bar{r})) = \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right)^N \prod_{i=1}^N G(\bar{m}(\bar{r}, \bar{r}_i^{OM}), A_{PE}) \quad (6.13)$$

Ο ρυθμός καταγραφής των συμπτώσεων που προέρχονται από την ίδια διάσπαση θα πρέπει να συγκριθεί με τον αριθμό των τυχαίων συμπτώσεων των φωτοπολλαπλασιαστών λόγω του αυξημένου ρυθμού απαρίθμησής τους, R_i , κατά τη διάρκεια ενός χρονικού παραθύρου τ . Η πιθανότητα αυτή καθορίζεται κατά προσέγγιση⁸³ από τη σχέση:

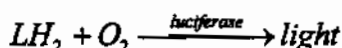
$$P_{\text{coin}}^{\text{random}}(R, N, T) = \frac{T!}{N!(T-N)!} N \frac{(\tau R)^N}{\tau} \quad (6.14)$$

όπου R είναι ο κοινός ρυθμός απαρίθμησης για όλους τους φωτοπολλαπλασιαστές και T είναι ο συνολικός αριθμός των φωτοπολλαπλασιαστών του τηλεσκοπίου. Στην περίπτωση που οι αποστάσεις των φωτοπολλαπλασιαστών είναι μεγαλύτερες από μερικά μέτρα τότε η πιθανότητα να καταγραφεί σύμπτωση εξαιτίας της ίδιας διάσπασης είναι πολύ μικρή. Γίνεται όμως συγκρίσιμη με την πιθανότητα που δίνεται από την 6.14, στην περίπτωση που οι φωτοπολλαπλασιαστές τοποθετηθούν σε μικρές αποστάσεις μεταξύ τους. Στην περίπτωση του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ, τα Οπτικά Στοιχεία που τοποθετούνται στα άκρα των βραχιόνων απέχουν περίπου 0.8m και επομένως η πιθανότητα καταγραφής σύμπτωσης από φως από την ίδια ραδιενεργό διάσπαση είναι αυξημένη, όπως θα δούμε στην επόμενη παράγραφο ("Μετρήσεις οπτικού θορύβου").

6.3.2 Δράση βιοφωταύγειας

Το φαινόμενο της εκπομπής φωτός από οργανισμούς που αναπτύσσονται σε μεγάλα βάθη καταγράφεται ως απότομη αύξηση του ρυθμού απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών. Η αύξηση μπορεί να ξεπεράσει κατά μια τάξη μεγέθους το σταθερό ρυθμό απαρίθμησης που οφείλεται σε ραδιενεργές διασπάσεις. Οι οργανισμοί που εκπέμπουν το φως (βλέπε εικόνα 6.11) φαίνεται να διεγείρονται από τις μετατοπίσεις της ανιχνευτικής διάταξης, αφού η συχνότητα των καταγραφόμενων σημάτων αυξάνει σημαντικά, όταν το σύστημα είναι εξαρτημένο από το πλοίο και μοιραία ακολουθεί τις μετατοπίσεις του [111], [112], [113]. Χρησιμοποιώντας ανιχνευτικές διατάξεις εξαρτημένες από το πλοίο αλλά και αυτόνομες οι Webster et al. [111] μελέτησαν το φαινόμενο σε διέγερση και περιγράφουν τα χαρακτηριστικά του εκπεμπόμενου φωτός.

Το φως από τους μικροοργανισμούς εκπέμπεται σε συνεχές φάσμα, το οποίο παρουσιάζει μέγιστο στα 450nm-500nm, πολύ κοντά στην περιοχή μέγιστης διαπερατότητας του θαλασσινού νερού, όπως φαίνεται στην εικόνα 4.3 (κεφάλαιο "Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ") και στη μέγιστη τιμή της κβαντικής απόδοσης του φωτοπολλαπλασιαστή (εικόνα 5.47). Το φως είναι δυνατόν να παράγεται μέσω διαφόρων χημικών αλληλεπιδράσεων, η απλούστερη εκ των οποίων είναι η οξείδωση του οργανικού μορίου λουσιφέρη (luciferin) L παρουσία του ενζύμου λουσιφεράση [83]:



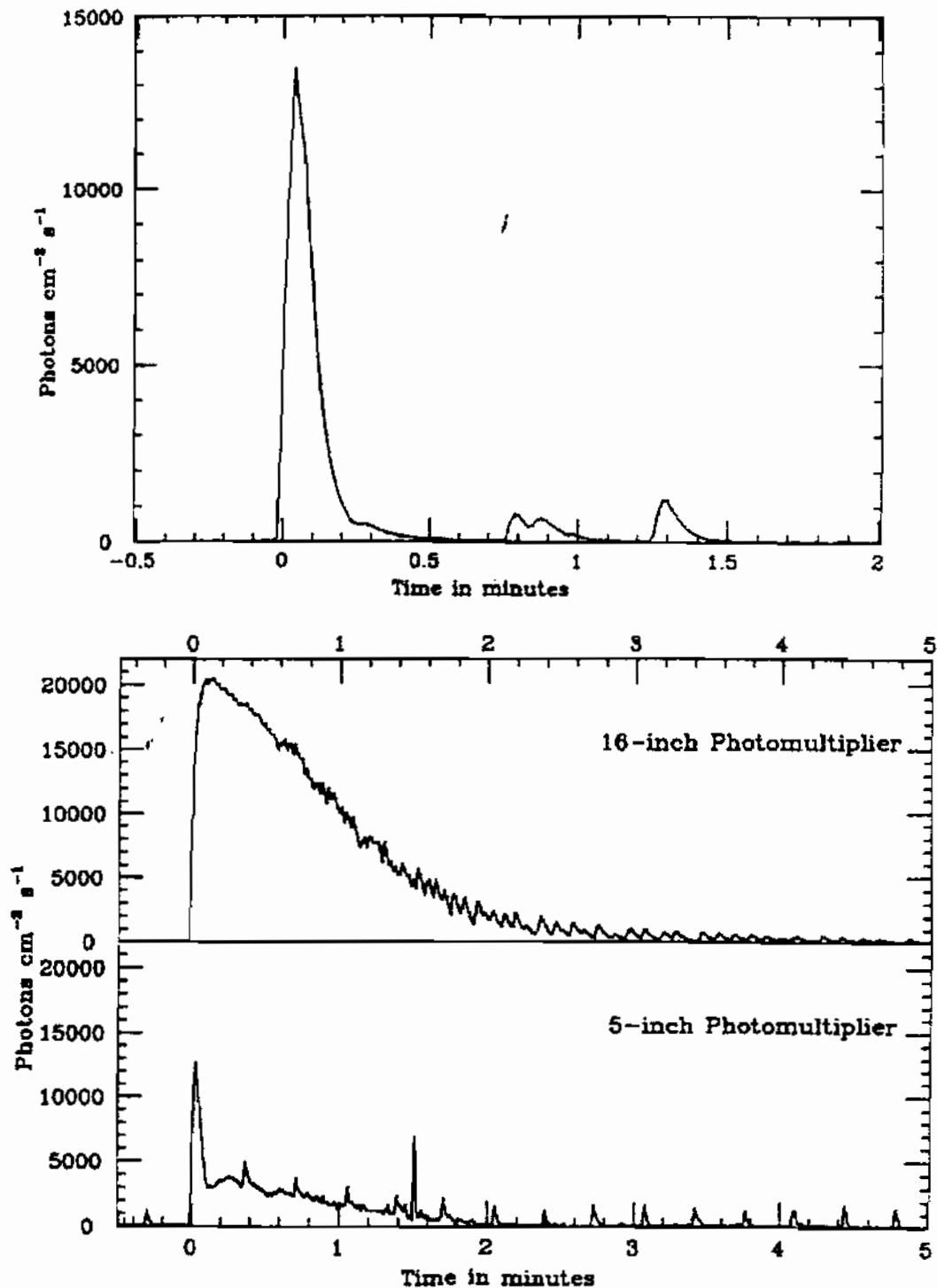
⁸³ Προσδιορίζεται κατά προσέγγιση, αφού η 6.14 προϋποθέτει, ότι όλοι οι φωτοπολλαπλασιαστές έχουν τον ίδιο ρυθμό απαρίθμησης. Η θεώρηση αυτή είναι πολύ ικανοποιητική καθώς τυπικά, το μεγαλύτερο ποσοστό του ρυθμού απαρίθμησης, ~97%, οφείλεται στις διασπάσεις των ραδιενεργών ισοτόπων του νερού.



Εικόνα 6.11: Ο μικροοργανισμός *periphyta* που αναπτύσσεται σε μεγάλα βάθη στη θάλασσα, παρουσιάζεται στην εικόνα. Στο κάτω μέρος παρουσιάζεται η βιοφωταύγειά του.

Τα ακριβή χαρακτηριστικά της εκπομπής εξαρτώνται από το είδος του οργανισμού. Η χρονική διάρκεια των παλμών μπορεί να κυμαίνεται από ms μέχρι και μερικά minutes. Στην εικόνα 6.12 παρουσιάζουμε χαρακτηριστικούς παλμούς που θα πρέπει να οφείλονται σε δράση βιοφωταύγειας. Οι παλμοί καταγράφηκαν από αυτόνομο σύστημα που ποντίστηκε τον Αύγουστο του 1983, στην περιοχή εγκατάστασης του τηλεσκοπίου DUMAND [111]. Στη δεύτερη εικόνα παρουσιάζεται ο μεγαλύτερος παλμός που παρατηρήθηκε σε χρονική διάρκεια 48h. Το φως καταγράφηκε και από τους δύο φωτοπολλαπλασιαστές που διέθετε το σύστημα, οι οποίοι βρίσκονταν σε απόσταση 5.5m. Ο μικρός φωτοπολλαπλασιαστής (5-inch) είχε πολύ περιορισμένη οπτική γωνία γύρω από το μεγάλο φωτοπολλαπλασιαστή (15-inch) και έτσι η περιοχή εκπομπής του φωτός εντοπίζεται στο μεταξύ τους χώρο. Η χρονική διάρκεια του παλμού φτάνει τα 3min για το μεγάλο φωτοπολλαπλασιαστή. Παρατηρούμε, ότι οι παλμοί παρουσιάζουν μικρό χρόνο ανόδου αλλά εξαιρετικά εκτεταμένη χρονικά "ουρά". Το γεγονός ότι το σύστημα ήταν αυτόνομο δεν επιβάλλει την άποψη, ότι η εκπομπή φωτός είναι ανεξάρτητη από την παρουσία του. Είναι πιθανόν λόγω των ρευμάτων που επικρατούν στην περιοχή, το σύστημα να υπόκειται σε μικρές μετατοπίσεις προκαλώντας τη διέγερση των οργανισμών, ή αντίστροφα οι μικροοργανισμοί παρασυρόμενοι από τα ρεύματα να προσπίπτουν στη διάταξη. Η αλληλεπίδραση του μικροοργανισμού με το σύστημα, στην οποία πρέπει να οφείλεται η εκπομπή, εξηγεί τη μεγάλη ισχύ των παρατηρούμενων σημάτων αφού εκπέμπονται σε μικρές αποστάσεις από τα Οπτικά Στοιχεία.

Τα χρονικά χαρακτηριστικά των παρατηρούμενων παλμών καθιστούν δυνατό τον εντοπισμό και την απομάκρυνση των γεγονότων αυτών από το δείγμα στην περίπτωση του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ, αφού η πλήρης μορφή του κάθε παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή μεταδίδεται στην ξηρά όπου πραγματοποιείται η ανάλυση. Θα αναφερθούμε αναλυτικότερα στο θέμα αυτό στη μελέτη της επίδρασης του οπτικού θορύβου στη λειτουργία του τηλεσκοπίου.



Εικόνα 6.12: Φωτεινοί παλμοί που θα πρέπει να οφείλονται σε δράση βιοφωταύγειας. Επάνω φαίνεται ένας χαρακτηριστικός παλμός βιοφωταύγειας. Η χρονική του διάρκεια φτάνει τα 1800ms ενώ στο μέγιστο της φωτεινής εκπομπής καταγράφονται περισσότερα από 13000 φωτόνια/ $\text{cm}^2 \text{s}$. Στην κάτω εικόνα παρουσιάζεται η ισχυρότερη φωτεινή εκπομπή που καταγράφηκε στα πλαίσια των μετρήσεων και από τους δύο φωτοπολλαπλασιαστές του συστήματος. Η χρονική διάρκεια του παλμού φτάνει τα 3min ενώ η μέγιστη εκπομπή ξεπερνά τις 20000 φωτόνια/ $\text{cm}^2 \text{s}$. Οι εικόνες των παλμών είναι από την [11].

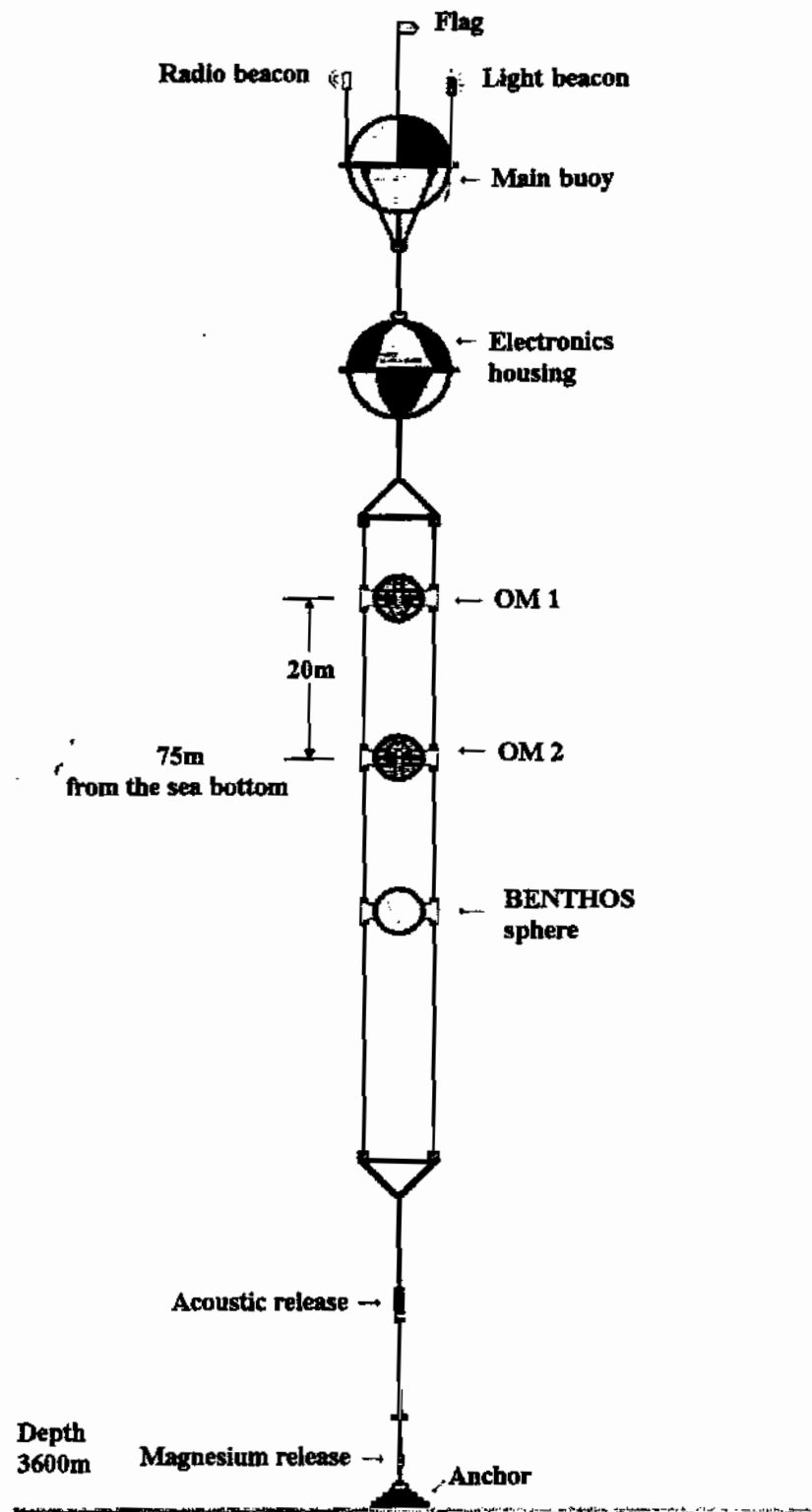
6.4 Μετρήσεις οπτικού θορύβου

Μετρήσεις του οπτικού θορύβου στην περιοχή εγκατάστασης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ πραγματοποιήθηκαν στα πλαίσια των ποντίσεων των ανιχνευτικών διατάξεων για την καταγραφή της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων (1991 και 1992). Η εξάρτηση των συστημάτων από το πλοίο δεν επέτρεψε τον ακριβή προσδιορισμό του υποβάθρου καθώς, όπως αναμενόταν, η μετακίνηση της ανιχνευτικής διάταξης προκάλεσε αυξημένη δράση βιοφωταύγειας. Από τις μετρήσεις αυτές προκύπτει, ότι το οπτικό υπόβαθρο στην περιοχή είναι 600 ± 150 φωτόνια/cm²s [140]. Για το λόγο που επισημάνθηκε θα πρέπει η τιμή αυτή να αποτελεί μέγιστο όριο. Αντίστοιχες μετρήσεις στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου DUMAND και σε βάθος 4300m, με ανιχνευτική διάταξη εξαρτημένη από πλοίο, οδήγησαν στο συμπέρασμα, ότι το οπτικό υπόβαθρο φτάνει τα 530 φωτόνια/cm²s [112]. Σημειώνουμε, ότι στις παραπάνω καταγραφόμενες ροές συμπεριλαμβάνονται το σταθερό υπόβαθρο από τις ραδιενεργές διασπάσεις και η συνεισφορά από την αυξημένη δράση βιοφωταύγειας. Αναμένεται ότι η συνεισφορά της δράσης της βιοφωταύγειας θα περιοριστεί σημαντικά, όταν το σύστημα είναι αυτόνομο, όπως στην περίπτωση του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Τότε οι μετατοπίσεις θα είναι πολύ μικρότερες και κατά συνέπεια οι διεγέρσεις των μικροοργανισμών που εκπέμπουν φως θα περιοριστούν. Ήταν επιβεβλημένη λοιπόν, για τον ακριβή προσδιορισμό του οπτικού υποβάθρου για το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ, η μέτρησή του με αυτόνομη ανιχνευτική διάταξη.

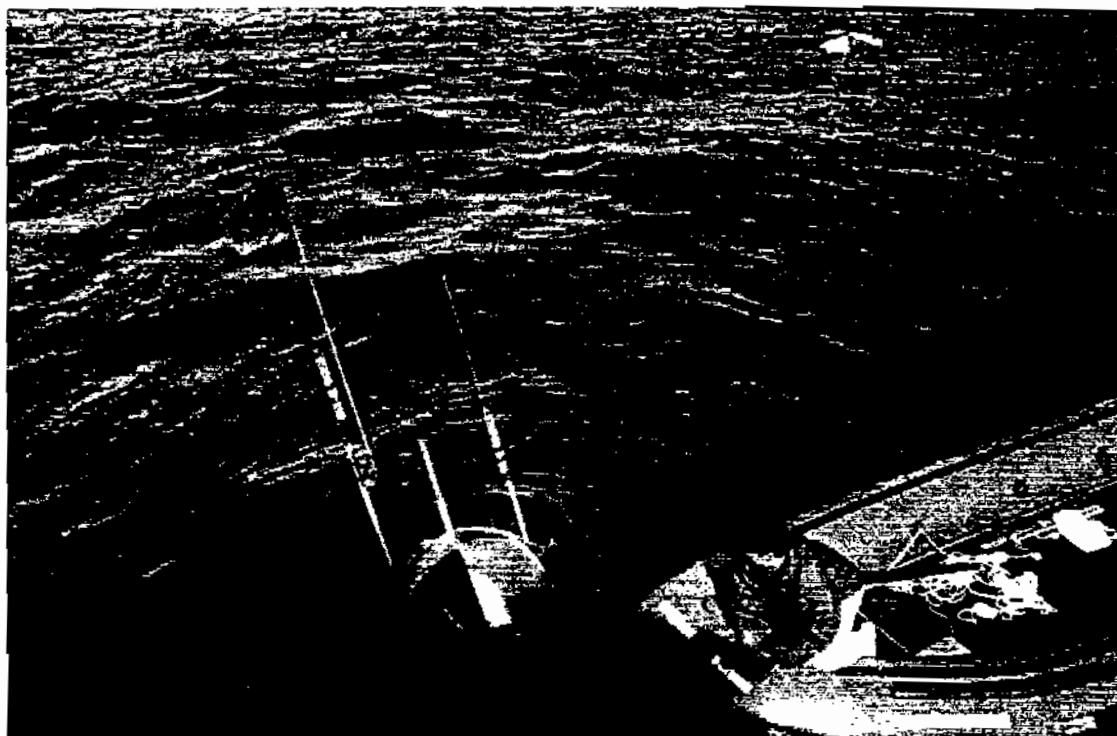
6.4.1 Η ανιχνευτική διάταξη

Στις 29 Απριλίου, 1996, στη γεωγραφική θέση $36^{\circ}36.34'N$, $21^{\circ}34.13'E$, ποντίστηκε σε βάθος 3600m, η ανιχνευτική διάταξη που φαίνεται στην εικόνα 6.13 [236]. Χρησιμοποιήθηκαν δύο Οπτικά Στοιχεία τα οποία εξαρτήθηκαν από δύο παράλληλα, κατακόρυφα σχοινιά. Η περιγραφή των Οπτικών Στοιχείων που χρησιμοποιήθηκαν γίνεται στο κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο", παράγραφος "Η εξέλιξη του Οπτικού Στοιχείου". Η απόσταση των Οπτικών Στοιχείων ήταν 20m, όση αναμένεται να είναι και η μέση απόσταση των γειτονικών ζευγαριών Οπτικών Στοιχείων του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Στην εικόνα 6.13, τα βέλη που σημειώνονται επάνω στα Οπτικά Στοιχεία υποδηλώνουν τον προσανατολισμό των φωτοπολλαπλασιαστών τους. Στην κορυφή του συστήματος τοποθετήθηκε μια σφαίρα τιτανίου, διαμέτρου 1m, η οποία αποτελούσε το βασικό πλωτήρα του. Στο επάνω της ημισφαίριο προσαρμόστηκαν εκπομποί φωτεινών και ακουστικών σημάτων έτσι ώστε να είναι δυνατός ο εντοπισμός του συστήματος, όταν επανέλθει στην επιφάνεια (βλέπε εικόνα 6.14). Οι εκπομποί αυτοί, κατασκευασμένοι από την εταιρεία BENTHOS ώστε να αντέχουν σε πολύ μεγάλα βάθη, ενεργοποιούνται, μέσω πιεσοδιακόπτη, όταν η πίεση που υφίστανται προσεγγίζει την ατμοσφαιρική, όταν δηλαδή το σύστημα πλησιάζει στην επιφάνεια της θάλασσας [237].

Το σύστημα ελέγχου και συλλογής δεδομένων ήταν εγκατεστημένο στο εσωτερικό μιας δεύτερης σφαίρας τιτανίου, εξαρτημένης από τον πλωτήρα, σε μικρή απόσταση (~5m). Το σύστημα ελέγχου περιελάμβανε τις μπαταρίες και τους κατάλληλους DC/DC converters για τη ρύθμιση της τάσης σε όλες τις μονάδες, έναν χρονοδιακόπτη για την έναρξη της τροφοδοσίας του συστήματος και τη μονάδα καταγραφής της τάσεως των φωτοπολλαπλασιαστών, τον έλεγχο της οποίας είχε ο υπολογιστής που πραγματοποιούσε και την καταγραφή των δεδομένων.



Εικόνα 6.13: Η ανιχνευτική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τη μέτρηση του οπτικού θορύβου στην περιοχή ποντίσεως του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Το σύστημα ποντίστηκε ελεύθερο σε βάθος 3600m.



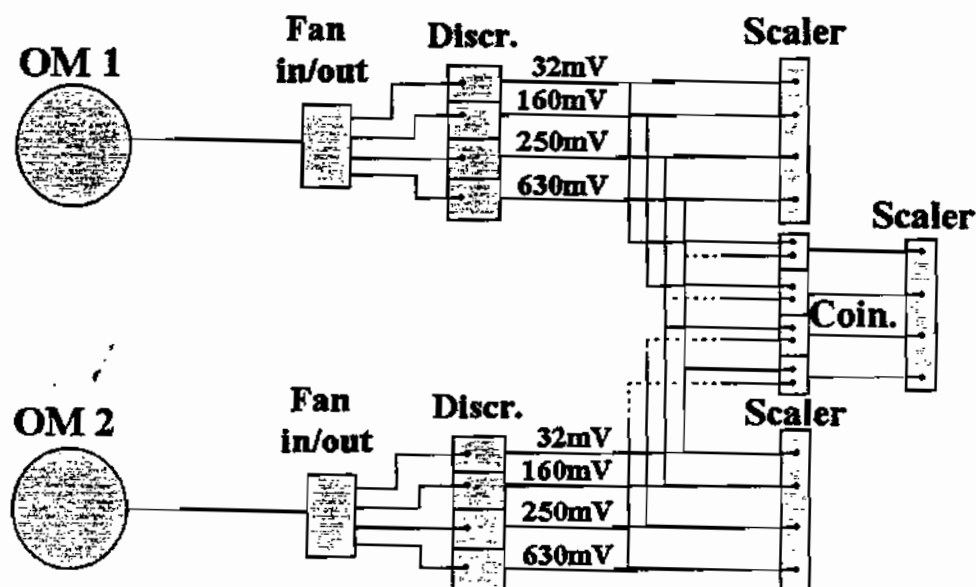
Εικόνα 6.14: Φωτογραφία από τη διαδικασία ανέλκυσης του συστήματος. Οι δύο σφαίρες που βρίσκονται στο επάνω μέρος του συστήματος έχουν έρθει στην επιφάνεια και επιπλέουν σε μικρή απόσταση μεταξύ τους, ενώ τα Οπτικά Στοιχεία βρίσκονται λίγα μέτρα χαμηλότερα, εξαιτίας του βάρους του ακουστικού απελευθερωτή, ώστε να αποφευχθεί τυχόν σύγκρουσή τους, καθώς φτάνουν στην επιφάνεια. Το φουσκωτό σκάφος προσεγγίζει τον πλωτήρα, ώστε να τον συνδέσει με το γερανό του πλοίου. Στο επάνω μέρος της σφαίρας διακρίνονται οι εκπομποί οπτικών και ακουστικών σημάτων που χρησιμοποιούνται για τον εντοπισμό του συστήματος.

Η βασική μονάδα του συστήματος συλλογής δεδομένων ήταν ένα τροποποιημένο (modified) CAMAC crate, το οποίο μπορούσε να δεχτεί και NIM μονάδες, καθώς ο διαθέσιμος χώρος στη σφαίρα τιτανίου δεν ήταν αρκετός για την τοποθέτηση δύο crates. Το λογικό διάγραμμα του συστήματος παρουσιάζεται στην εικόνα 6.15. Τα σήματα των φωτοπολλαπλασιαστών καταγράφονταν σε scalers (LeCroy 255I, 12 channels) για τέσσερα διαφορετικά κατώφλια. Τα κατώφλια των διευκρινιστών τέθηκαν στα 32mV (0.26pe)⁸⁴, 160mV (1.33pe), 250mV (2.08pe) και 630mV (5.25pe). Επιπλέον τα σήματα των φωτοπολλαπλασιαστών, για κάθε κατώφλι, τέθηκαν σε σύμπτωση με χρονικό παράθυρο 100ns, χρόνος λίγο μεγαλύτερος από αυτόν που χρειάζεται το φως για να διασχίσει τη μεταξύ τους απόσταση. Στόχος ήταν να υπολογιστεί ο ρυθμός των συμπτώσεων που οφείλονται στην ίδια ραδιενεργή διάσπαση ή στην ίδια εκπομπή φωτός, βιολογικής προέλευσης και να συγκριθεί με το ρυθμό των τυχαίων συμπτώσεων εξαιτίας του ρυθμού απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών. Η καταγραφή των δεδομένων μαζί με την τάση λειτουργίας του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή έγινε από έναν ηλεκτρονικό υπολογιστή (TURBO 486) που επικοινωνούσε με το crate μέσω ενός interface, HYTEC 1331/TURBO. Οι μετρήσεις καταγράφονταν στο σκληρό δίσκο του υπολογιστή κάθε 0.2sec.

Κάτω από το δεύτερο φωτοπολλαπλασιαστή, σε απόσταση 10m τοποθετήθηκε ένας μικρός πλωτήρας για επιπρόσθετη άνωση. Μεταξύ του συστήματος και της άγκυρας τοποθετήθηκαν σε σειρά δύο απελευθερωτές. Ο πρώτος ήταν ακουστικός απελευθερωτής,

⁸⁴ 0.25 pe αντιστοιχούν σε 30mV.

(RT3X1 recoverable transponder) κατασκευασμένος από την εταιρεία OCEANO-Instruments [238]. Όταν δεχόταν το κατάλληλο σήμα, ενεργοποιούσε έναν περιστροφικό μηχανισμό στη βάση του και ελευθερωνόταν από την αλυσίδα που τον συνέδεε με την άγκυρα. Παρείχε επιπλέον τη δυνατότητα προσδιορισμού της απόστασης του από την πηγή εκπομπής του ακουστικού σήματος, η οποία βρισκόταν επάνω στο κατάστρωμα (deck unit) και εξέπεμπε μέσω υδροφώνου, εξαρτημένου από το πλοίο σε βάθος 10m από την επιφάνεια της θάλασσας. Ακριβώς κάτω από τον ακουστικό απελευθερωτή, τοποθετήθηκε ένας δεύτερος απελευθερωτής, ο οποίος μπορούσε να ενεργοποιηθεί λόγω της ηλεκτρόλυσης. Μια “ασφάλεια” από μαγνήσιο συγκρατούσε το σύστημα από την αλυσίδα της άγκυρας. Στην περίπτωση που ο ακουστικός απελευθερωτής δεν λειτουργούσε, ο απελευθερωτής μαγνησίου εξασφάλιζε την επιστροφή του συστήματος στην επιφάνεια της θάλασσας μετά από τρεις μέρες⁸⁵ από την ώρα της πόντισης.



Εικόνα 6.15: Το λογικό διάγραμμα του συστήματος συλλογής δεδομένων για την καταγραφή του ρυθμού απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών των δύο Οπτικών Στοιχείων και του ρυθμού εμφάνισης συμπτώσεων εντός χρονικού παραθύρου 100ns.

Η διαδικασία περιελάμβανε δύο στάδια. Πρώτα το σύστημα στήθηκε και τέθηκε σε λειτουργία στο εργαστήριο (φάση on-shore). Οι φωτοπολλαπλασιαστές τοποθετήθηκαν σε ειδικά “μαύρα” κουτιά ώστε να προφυλάσσονται από το φως. Τροφοδοτήθηκαν και το σύστημα συλλογής δεδομένων άρχισε να καταγράφει τους ρυθμούς απαρίθμησης και τις συμπτώσεις τους για χρονικό διάστημα περίπου 20h, μέχρι που οι μπαταρίες εκφορτίστηκαν. Η διαδικασία επαναλήφθηκε τρεις φορές, ώστε να μελετηθεί ικανοποιητικά το σύστημα και να ελεγχθεί ο αλγόριθμος καταγραφής των δεδομένων. Στη συνέχεια το σύστημα ποντίστηκε στη θάλασσα, σε προκαθορισμένη θέση και ξεκίνησε το δεύτερο στάδιο της διαδικασίας (φάση off-shore). Το σύστημα έφτασε στον πυθμένα περίπου 90minutes μετά την απελευθέρωση. Ο χρονοδιακόπτης ρυθμίστηκε ώστε η τροφοδοσία των φωτοπολλαπλασιαστών να ξεκινήσει 20h μετά την άφιξη

⁸⁵ Ο χρόνος φθοράς της ασφάλειας μαγνησίου, λόγω της ηλεκτρόλυσης εξαρτάται κυρίως από το πάχος της. Γενικά ο χρόνος επιστροφής του συστήματος μπορεί να εκτιμηθεί με απόκλιση που μπορεί να φτάσει και τις 6h. Η μέθοδος αυτή μπορεί να εφαρμοστεί μόνο για μικρά χρονικά διαστήματα 3-5 ημερών, καθώς για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα απαιτείται πολύ παχύτερο κομμάτι μαγνησίου, το οποίο πιθανότατα θα υποστεί κορεσμό και δεν θα φθαρεί ολοκληρωτικά ώστε να απελευθερώσει το σύστημα. Ένας εναλλακτικός τρόπος απελευθέρωσης του συστήματος μετά από μεγαλύτερα χρονικά διαστήματα είναι η χρήση χρονοδιακόπτη. Με την ενεργοποίησή του, ρεύμα μικρής έντασης αρχίζει να διαρρέει τη θεωρούμενη “ασφάλεια”, η οποία θα διαλυθεί μετά από μικρό χρονικό διάστημα.

στον πυθμένα, ώστε να περιοριστεί η διέγερση του γυαλιού του φωτοπολλαπλασιαστή αλλά και του προστατευτικού περιβλήματος από το Ηλιακό φως. Στη συνέχεια τροφοδοτήθηκε το σύστημα και λειτούργησε, όπως αναμενόταν, για 20 ώρες συλλέγοντας δεδομένα. Η ανιχνευτική διάταξη απελευθερώθηκε από την άγκυρα, μέσω του ακουστικού απελευθερωτή και ανεγκύστηκε με απόλυτη επιτυχία την 1η Μαΐου 1996.

6.4.2 Αποτελέσματα των μετρήσεων

Οι διαφορές μεταξύ των on-shore και off-shore αποτελεσμάτων θα πρέπει κύρια να οφείλονται στο οπτικό υπόβαθρο που δημιουργείται από τις ραδιενεργές διασπάσεις και τη δράση βιοφωταύγειας. Υπάρχουν όμως και άλλοι παράγοντες που συνεισφέρουν στις διαφορές αυτές, αλλά η συνεισφορά τους δεν μπορεί να προσδιοριστεί ακριβώς με αποτέλεσμα ο τελικός ρυθμός απαρίθμησης που οφείλεται πραγματικά στο οπτικό υπόβαθρο να υπολογίζεται κατά προσέγγιση. Θα αναφερθούμε σε ορισμένους από αυτούς στη συνέχεια της παραγράφου. Στην αρχική ανάλυση των δεδομένων που πραγματοποιήθηκε μετά την ολοκλήρωση της διαδικασίας [236] δεν ελήφθη υπόψη η διαφορά θερμοκρασίας που αναπτύσσεται εντός του Οπτικού Στοιχείου, όταν λειτουργεί στην ξηρά και στη θάλασσα. Στην παρούσα μελέτη διορθώνουμε τα δεδομένα με βάση τις μετρημένες διαφορές θερμοκρασίας. Επιπλέον συγκρίνουμε τα αποτελέσματα των μετρήσεων με τα αποτελέσματα του θεωρητικού υπολογισμού του ρυθμού απαρίθμησης, που οφείλεται στις ραδιενεργές διασπάσεις, που παρουσιάσαμε στην προηγούμενη παράγραφο, ώστε να εκτιμήσουμε το μήκος εξασθένισης⁸⁶ του θαλασσινού νερού στην περιοχή πόντισης αλλά και τις παραμέτρους λειτουργίας των φωτοπολλαπλασιαστών που χρησιμοποιήθηκαν.

Πριν αναφερθούμε στην ανάλυση των δεδομένων επισημαίνουμε το ρόλο του παράγοντα της θερμοκρασίας στις συγκεκριμένες μετρήσεις. Η θερμοκρασία στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου, όταν βρίσκεται στη θάλασσα (~14°C) δεν πρέπει να ξεπερνά τους 16°C. Η τιμή αυτή αποτελεί ανώτατο όριο, αφού οι μετρήσεις που πραγματοποιήσαμε για την εκτίμησή της έγιναν σε περιβάλλον αέρα που έχει μικρότερη θερμοχωρητικότητα από αυτή του νερού (βλέπε εικόνα 5.38β). Επαναλαμβάνοντας τις ίδιες μετρήσεις για Οπτικό Στοιχείο που λειτουργεί σε θερμοκρασία περιβάλλοντος παρατηρούμε, ότι η θερμοκρασία στο εσωτερικό του φτάνει τους 30°C [239]. Εκτιμάμε, ότι η διαφορά θερμοκρασίας ανάμεσα στις on-shore και off-shore μετρήσεις είναι:

$$\Delta\theta = \theta_{on-shore} - \theta_{off-shore} \approx 14^{\circ}\text{C}$$

όπου θ είναι η θερμοκρασία στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου στην κάθε περίπτωση. Ο ρυθμός απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή είναι αύξουσα συνάρτηση της θερμοκρασίας. Παρατηρούμε από την εικόνα 5.15, ότι τυπικά, για έναν φωτοπολλαπλασιαστή με ρυθμό απαρίθμησης της τάξεως των 30kHz στους 30°C παρουσιάζεται μείωση του ρυθμού απαρίθμησης του κατά 50% στους 16°C. Θα θεωρήσουμε, ότι οι φωτοπολλαπλασιαστές που χρησιμοποιήθηκαν στα πλαίσια της μέτρησης του οπτικού θορύβου ανήκουν σε αυτή την κατηγορία, καθώς ο ρυθμός απαρίθμησης τους ξεπερνά τα 25kHz.

Ο ρυθμός απαρίθμησης του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή στη θάλασσα δίνεται από τη σχέση:

$$R(16^{\circ}\text{C}) = R_{noise}(16^{\circ}\text{C}) + R_{K+bioluminescence}$$

⁸⁶ Επισημαίνουμε, ότι ο υπολογισμός του μήκους εξασθένισης γίνεται με τις μεθόδους που περιγράψαμε αναλυτικά στο κεφάλαιο "Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ". Ο έμμεσος υπολογισμός που παρουσιάζουμε εδώ γίνεται για να ελέγξουμε την εσωτερική συνέπεια των δεδομένων που έχουν ληφθεί.

και με βάση την παραπάνω θεώρηση για τους φωτοπολλαπλασιαστές που χρησιμοποιήθηκαν, θα συνδέεται με το ρυθμό απαρίθμησης που καταγράφηκε στο εργαστήριο $R_{noise}(30^{\circ}C)$ με τη σχέση:

$$R(16^{\circ}C) = \frac{R_{noise}(30^{\circ}C)}{2} + R_{*K+bioluminescence} \quad (6.15)$$

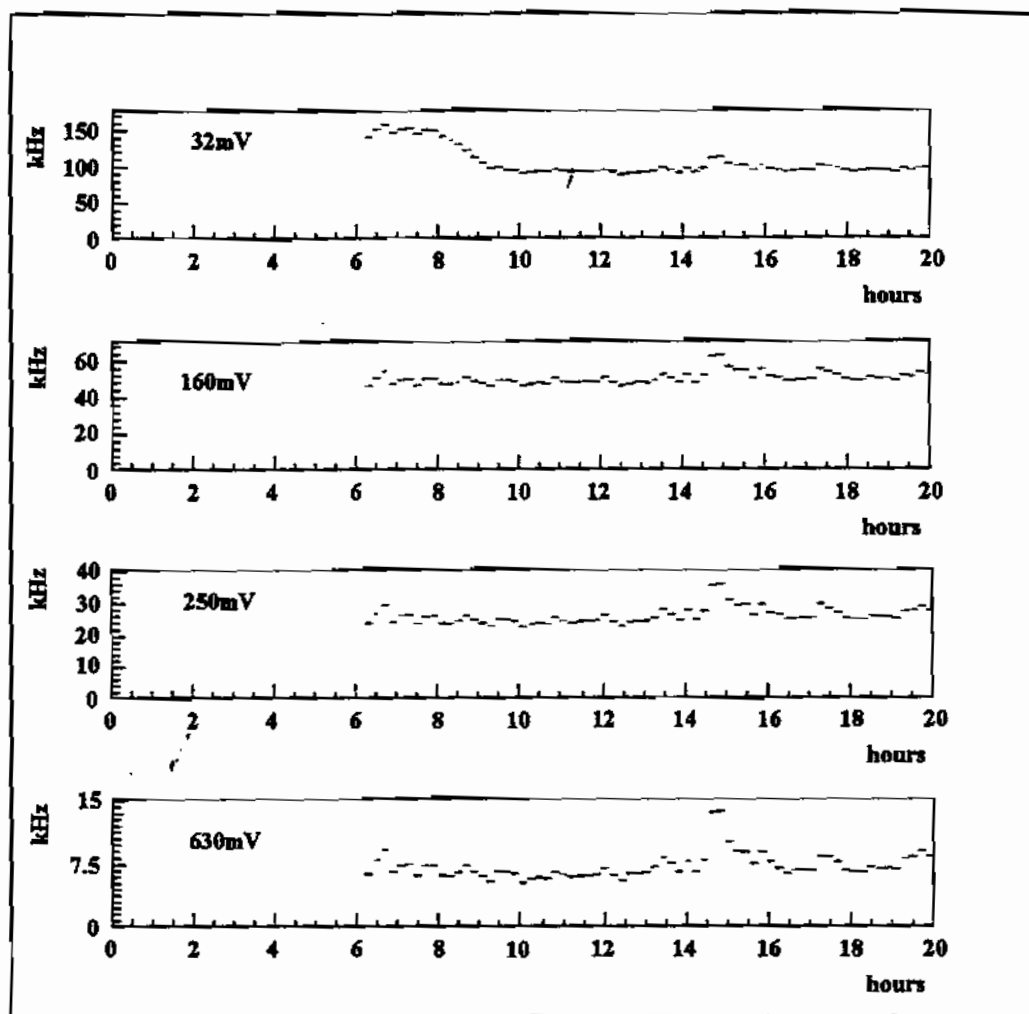
Με την ενεργοποίηση των φωτοπολλαπλασιαστών και οι δύο ανέπτυξαν πολύ μεγάλες τιμές ρυθμού απαρίθμησης, γεγονός που θα πρέπει να αποδοθεί στην έκθεση της φωτοκαθόδου τους στο Ηλιακό φως. Οι 20h στο σκοτάδι που ακολούθησαν δεν ήταν αρκετές για να “ηρεμήσουν” οι φωτοπολλαπλασιαστές. Το αποτέλεσμα, ότι πως έπρεπε να περάσουν ακόμα 6h, μετά την τροφοδοσία τους για να αποκατασταθεί ένας σταθερός ρυθμός απαρίθμησης στον δεύτερο φωτοπολλαπλασιαστή, ο οποίος ενώ παρουσιάζει γενικά πολύ καλή συμπεριφορά, τη δέκατη ώρα της λειτουργίας του εμφανίζει εξαιρετικά αυξημένο ρυθμό απαρίθμησης για αρκετά λεπτά. Ο πρώτος φωτοπολλαπλασιαστής αποκτά έναν σταθερό ρυθμό απαρίθμησης μετά την 10η ώρα της λειτουργίας του. Θέλοντας να απομακρύνουμε τα χρονικά διαστήματα που οι φωτοπολλαπλασιαστές παρουσιάζουν “περίεργη” συμπεριφορά επικεντρώνουμε τη μελέτη μας στις 8 τελευταίες ώρες της λειτουργίας του συστήματος, όπου και οι δύο φωτοπολλαπλασιαστές παρουσιάζουν σταθερό ρυθμό απαρίθμησης. Στις εικόνες 6.16 και 6.17 παρουσιάζεται η μεταβολή του ρυθμού απαρίθμησης των δύο φωτοπολλαπλασιαστών συναρτήσει του χρόνου, για τα τέσσερα διαφορετικά κατώφλια του διευκρινιστή. Έναρξη μέτρησης του χρόνου θεωρείται η στιγμή της τροφοδοσίας του συστήματος. Σύμφωνα με τη σχέση 6.15 παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα των μετρήσεων στον πίνακα 6.3. Οι τιμές που παρουσιάζουμε αναφέρονται στο χαμηλότερο κατώφλι, 32mV.

Πίνακας 6.3: Παρουσιάζονται τα αποτελέσματα (μέσοι ρυθμοί απαρίθμησης) που ελήφθησαν στη θάλασσα, στην ξηρά και η εκτίμηση του οπτικού υποβάθρου σύμφωνα με τη σχέση 6.15, για τους δύο φωτοπολλαπλασιαστές της ανιχνευτικής διάταξης (μετρήσεις από τις 8 τελευταίες ώρες).

	$R(16^{\circ}C)$ (kHz)	$R_{noise}(30^{\circ}C)$ (kHz)	$R_{*K+bioluminescence}$ (kHz)
PMT 1	100	47	76.5
PMT 2	80	25	67.5

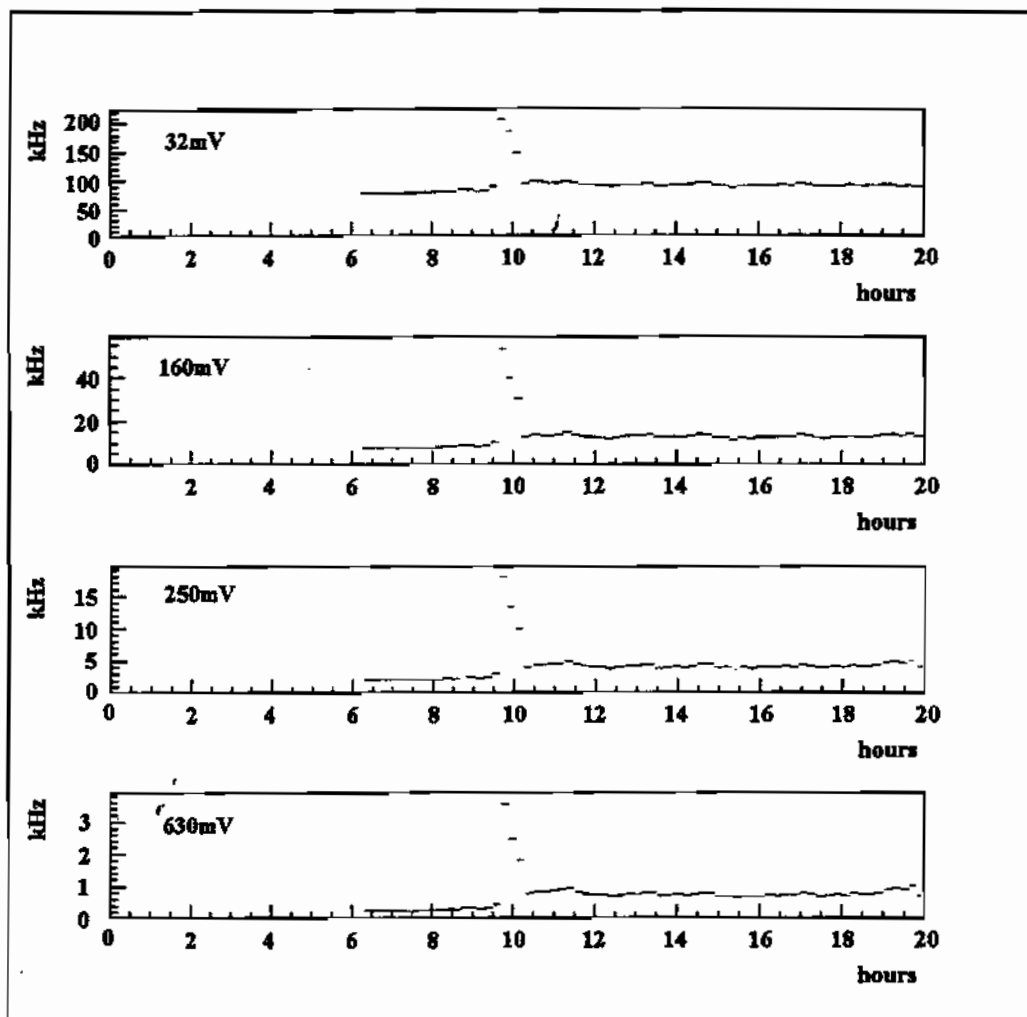
Επισημαίνουμε, ότι ο πρώτος φωτοπολλαπλασιαστής παρουσιάζει πολύ αυξημένο ρυθμό απαρίθμησης. Στην περίπτωση αυτή η συμπεριφορά του φωτοπολλαπλασιαστή μπορεί να είναι απρόβλεπτη στις μεταβολές της θερμοκρασίας. Στη συνέχεια η μελέτη μας βασίζεται στο δεύτερο φωτοπολλαπλασιαστή, ενώ εξετάζουμε τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τον πρώτο με επιφύλαξη.

Στην εικόνα 6.18 αποδίδουμε γραφικά την πιθανότητα να παρουσιάζει ο κάθε φωτοπολλαπλασιαστής ρυθμό απαρίθμησης μεγαλύτερο από την τιμή R , συναρτήσει της τιμής αυτής, για τα δεδομένα που ελήφθησαν στην ξηρά, τα δεδομένα που ελήφθησαν στη θάλασσα καθώς και για τα δεδομένα της ξηράς μετά τη διόρθωση της θερμοκρασίας, για την περίπτωση που το κατώφλι του διευκρινιστή είναι 32mV.



Εικόνα 6.16: Η μεταβολή του ρυθμού απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή του OMI για τα τέσσερα διαφορετικά κατάφωλα του διευκρινιστή. Ο φωτοπολλαπλασιαστής παρουσιάζει πολύ αυξημένο θόρυβο μέχρι τη δέκατη περίπου ώρα της λειτουργίας του. Στη συνέχεια ο θόρυβος ελαττώνεται και ο ρυθμός απαρίθμησης διατηρεί μια σταθερή μέση τιμή, με εξαίρεση τη 15η ώρα λειτουργίας του, όπου παρουσιάζεται σημαντική έξαρση του ρυθμού απαρίθμησης του, η οποία είναι εμφανής ειδικά για τις μεγαλύτερες τιμές των κατωφλίων των διευκρινιστών.

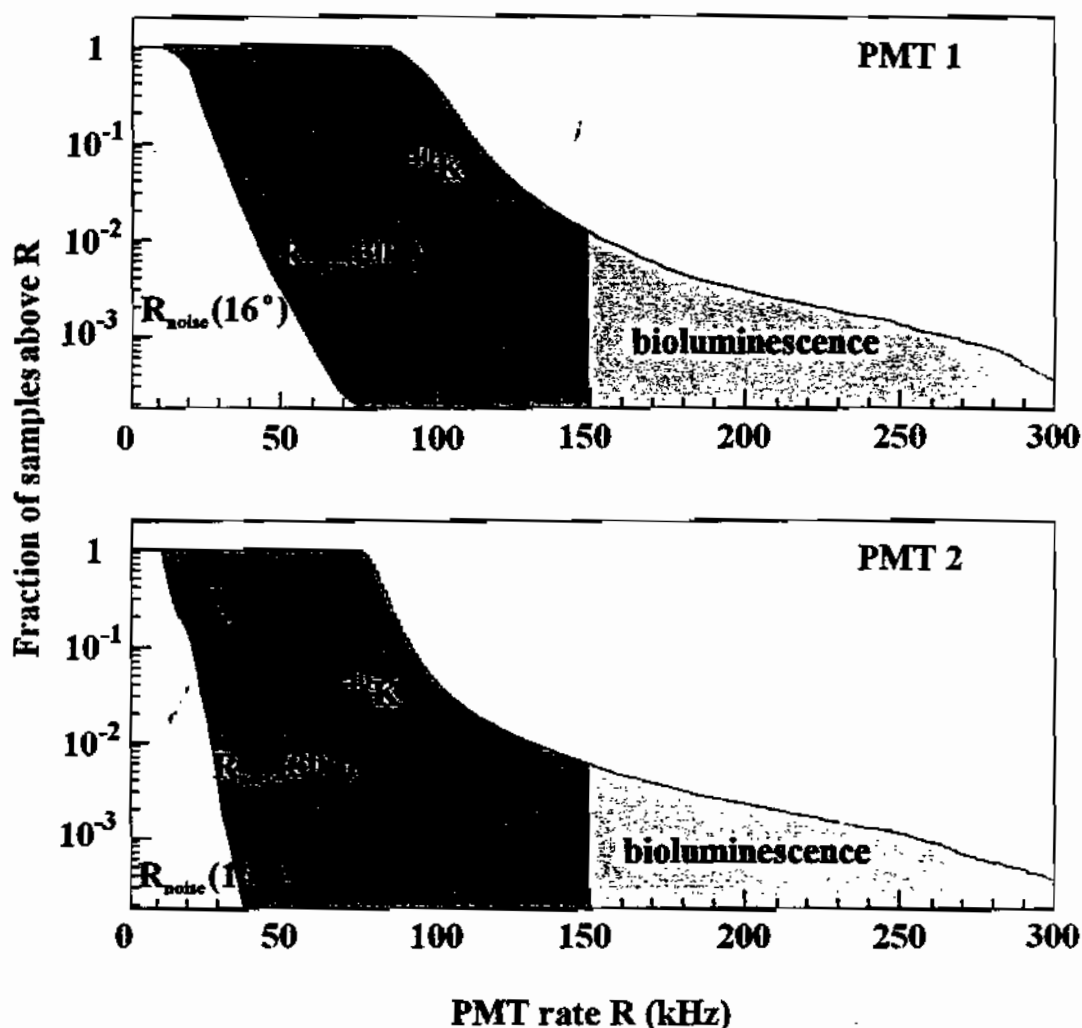
Παρατηρούμε μια καθαρή μετατόπιση του ρυθμού απαρίθμησης και των δύο φωτοπολλαπλασιαστών κατά 50kHz, ενώ στην περίπτωση που διορθώνουμε το ρυθμό απαρίθμησης για την αναμενόμενη θερμοκρασία, η μέση μετατόπιση ξεπερνά τα 70kHz. Στην περίπτωση των δεδομένων που ελήφθησαν στη θάλασσα παρατηρούμε μια “ουρά” με πολύ υψηλούς ρυθμούς απαρίθμησης στην κατανομή της πιθανότητας αυτής, ίδια και στους δύο φωτοπολλαπλασιαστές σε απόλυτη τιμή. Το φαινόμενο δεν εμφανίζεται, όταν οι φωτοπολλαπλασιαστές λειτουργούν στην ξηρά. Η πιθανότητα καταγραφής παλμών μεγαλύτερων από 150 kHz, όταν το σύστημα λειτουργεί στη θάλασσα, είναι περίπου 1%. Η κύρια συνεισφορά στη διαμόρφωση του ποσοστού αυτού προέρχεται από ξαφνικές εξάρσεις του ρυθμού απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών που διαρκούν 3-5sec.



Εικόνα 6.17: Η μεταβολή του ρυθμού απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή του OM2 για τα τέσσερα διαφορετικά κατώφλια του διευκρινιστή. Ο φωτοπολλαπλασιαστής παρουσιάζει γενικά πολύ καλή συμπεριφορά, αφού περάσουν μερικές ώρες από την ενεργοποίησή του. Λίγο πριν συμπληρωθεί η δέκατη ώρα της λειτουργίας του όμως, παρουσιάζει μια ισχυρή αύξηση του ρυθμού απαρίθμησης του για περίπου 30min. Μετά επανέρχεται σε σχεδόν σταθερό ρυθμό απαρίθμησης που φαίνεται, ειδικά για τις μεγαλύτερες τιμές κατωφλίου να είναι υψηλότερος από πριν. Η διαφοροποίηση στο ρυθμό απαρίθμησης στα υψηλότερα κατώφλια, πριν και μετά την ένδειξη δυσλειτουργίας θα πρέπει να αποδοθεί σε αύξηση της θερμιονικής εκπομπής της φωτοκαθόδου του. Για τρεις περίπου ώρες (μεταξύ 6ης- 9ης ώρας λειτουργίας) η συμπεριφορά του φωτοπολλαπλασιαστή κρίνεται ιδανική.

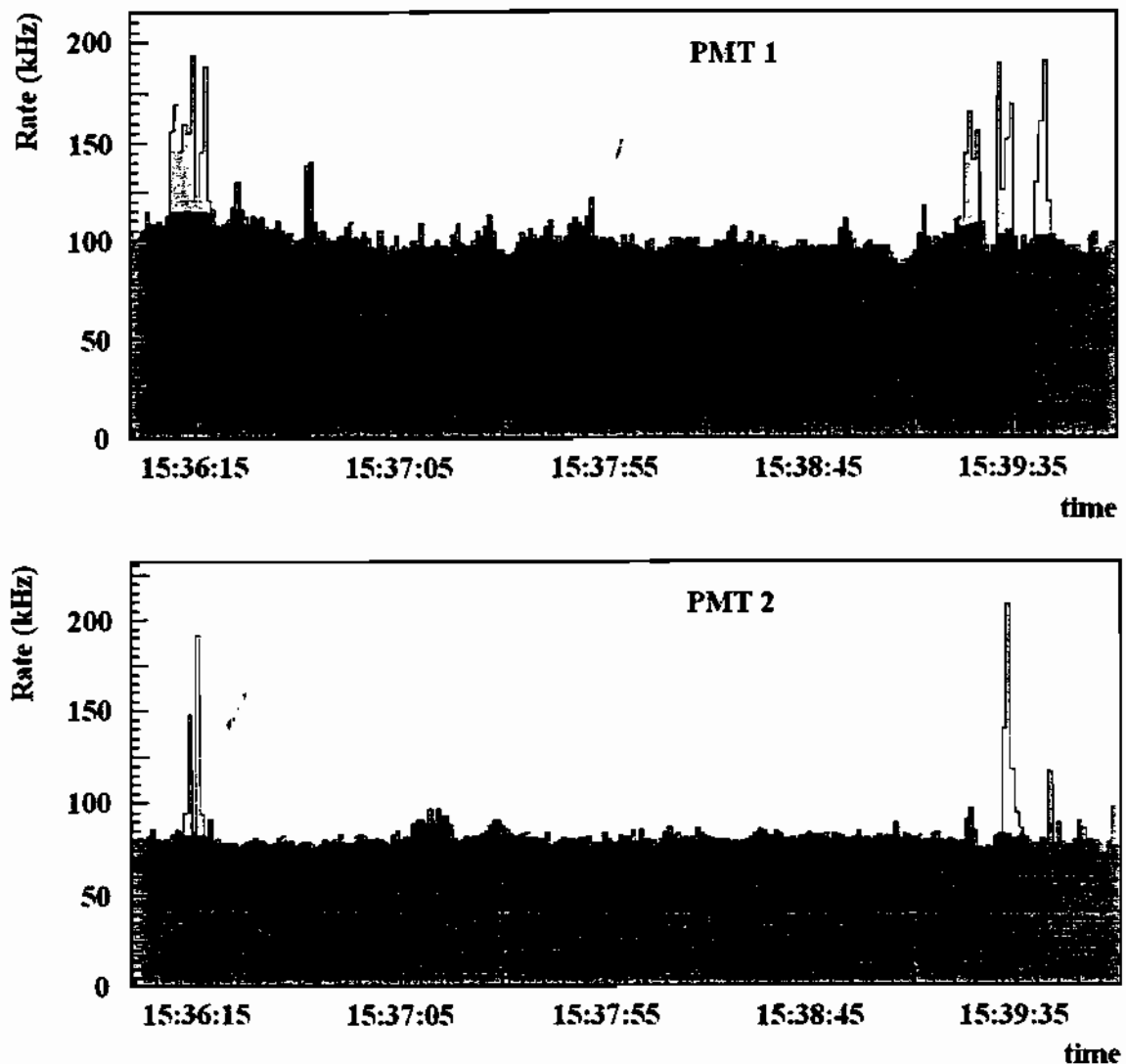
Παρουσιάζουμε χαρακτηριστική εκδήλωση του φαινομένου στην εικόνα 6.19. Η αύξηση στο ρυθμό απαρίθμησης παρουσιάζεται, στις περισσότερες περιπτώσεις και στους δύο φωτοπολλαπλασιαστές. Από την ανάλυση των δεδομένων προκύπτει, ότι καταγράφονται 20 περίπου τέτοιες εξάρσεις του ρυθμού απαρίθμησης την ώρα, στη χρονική διάρκεια των 8 τελευταίων ωρών. Εκτιμούμε με βάση τα παραπάνω ότι οι ισχυρές αυτές εκπομπές, που ανιχνεύονται και από τους δύο φωτοπολλαπλασιαστές, αυξάνοντας το ρυθμό απαρίθμησης τους πάνω από 150kHz, οφείλονται κύρια σε δράση βιοφωταύγειας. Η συνεισφορά της βιοφωταύγειας στο οπτικό υπόβαθρο που καταγράφουν οι φωτοπολλαπλασιαστές δεν ξεπερνά το 1%. Το γεγονός αυτό είναι αναμενόμενο αφού το σύστημα ποντίστηκε αυτόνομο. Σημειώνουμε επίσης, ότι εξαιτίας των μικρών τιμών των ρευμάτων στην περιοχή, αναμένεται πως οι μετατοπίσεις του

συστήματος, οι οποίες θα μπορούσαν να προκαλέσουν τη διέγερση των μικροοργανισμών, θα πρέπει να είναι περιορισμένες.



Εικόνα 6.18: Η πιθανότητα ο ρυθμός απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή να είναι μεγαλύτερος από R αποδίδεται συναρτήσει του ρυθμού απαρίθμησης για τους δύο φωτοπολλαπλασιαστές. Παρουσιάζονται τα δεδομένα που ελήφθησαν στο εργαστήριο, $R_{noise}(30^\circ)$, ο αναμενόμενος ρυθμός απαρίθμησης στη θάλασσα, $R_{noise}(16^\circ)$ και τα δεδομένα που ελήφθησαν στη θάλασσα. Η κατανομή παρουσιάζει “ουρά” πολύ μεγάλων παλμών (πάνω από 150kHz) ίδια και στους δύο φωτοπολλαπλασιαστές. Οι παλμοί αυτοί συνεισφέρουν ποσοστό 1% στο συνολικό ρυθμό απαρίθμησης και θα πρέπει να οφείλονται σε δράση βιοφωταύγειας.

Σημειώνουμε, ότι ο αριθμός των καταγραφόμενων συμπτώσεων δεν ξεπερνά τον αναμενόμενο ρυθμό τυχαίων συμπτώσεων μεταξύ των δύο φωτοπολλαπλασιαστών, ο οποίος μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση 6.14 για $T = N = 2$. Με δεδομένο τη μεγάλη απόσταση των φωτοπολλαπλασιαστών, η πιθανότητα ενεργοποίησής τους από την ίδια ραδιενεργό διάσπαση, η οποία μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση 6.13, είναι αμελητέα. Επιπλέον, παρά το γεγονός, ότι οι εξάρσεις του ρυθμού απαρίθμησης κατά διαστήματα παρουσιάζονται στις περισσότερες περιπτώσεις “ταυτόχρονα” και στους δύο φωτοπολλαπλασιαστές, καμιά ένδειξη σύμπτωσης στο επίπεδο των 100ps δεν έχει καταγραφεί στα δεδομένα. Όπως προαναφέραμε δεν αναμένεται το φως βιολογικής προέλευσης να παρουσιάζει τέτοια χρονικά χαρακτηριστικά.



Εικόνα 6.19: Οι ξαφνικές εξάρσεις του ρυθμού απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών παρουσιάζονται στις περισσότερες περιπτώσεις και στους δύο φωτοπολλαπλασιαστές. Η χρονική διάρκεια των εξάρσεων δεν ξεπερνά τα 15sec. Στην εικόνα παρουσιάζονται δύο εξάρσεις που απέχουν χρονικά περίπου 200sec και είναι εμφανείς και στους δύο φωτοπολλαπλασιαστές. Ως έναρξη μέτρησης του χρόνου θεωρείται η χρονική στιγμή τροφοδοσίας του συστήματος.

Με βάση τα παραπάνω μπορούμε να θεωρήσουμε, ότι η κύρια συνεισφορά στο οπτικό υπόβαθρο (βλέπε πίνακα 6.3) προέρχεται από τις διασπάσεις του ^{40}K . Μέσω της σχέσης 6.11 μπορούμε να υπολογίσουμε τον αναμενόμενο ρυθμό απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών, λόγω των ραδιενεργών διασπάσεων για διαφορετικά μεγέθη παλμών. Στον υπολογισμό αυτό υπεισέρχονται δύο παράμετροι που διαμορφώνουν καθοριστικά την εκτίμηση που πραγματοποιούμε. Η πρώτη είναι η τιμή του μήκους εξασθένισης για την ακτινοβολία Cherenkov στο θαλασσινό νερό και η δεύτερη είναι η απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή, που καθορίζεται από την κβαντική του απόδοση και τη συλλεκτική του ικανότητα. Για την περίπτωση των δύο φωτοπολλαπλασιαστών που χρησιμοποιήθηκαν, τα χαρακτηριστικά αυτά δεν είναι γνωστά και επομένως θα πρέπει να εκτιμηθούν.

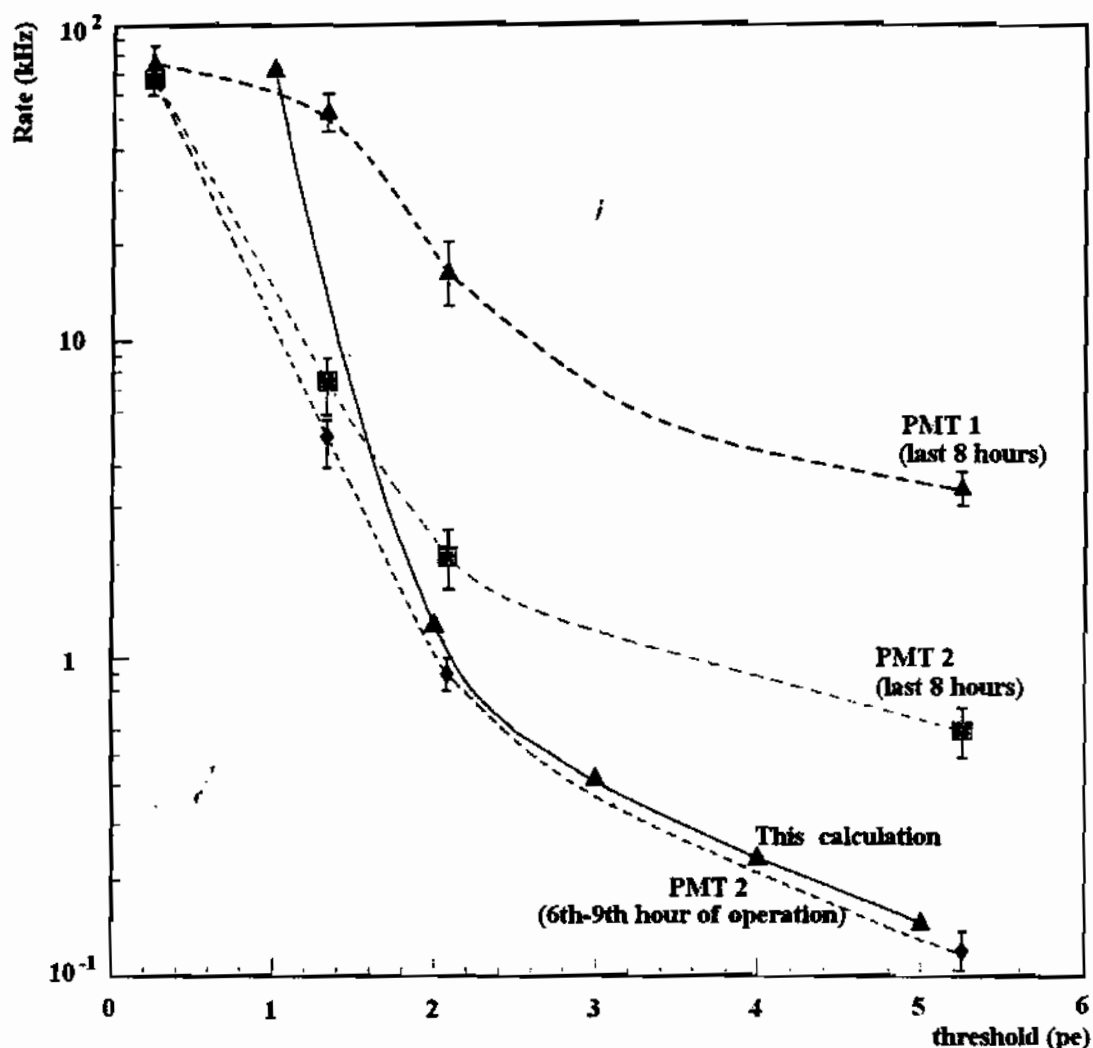
Η εξάρτηση του συντελεστή εξασθένησης από το μήκος κύματος παρουσιάζεται στην εικόνα 4.3. Τα αποτελέσματα προκύπτουν από μετρήσεις σε δείγματα θαλασσινού νερού που συγκεντρώθηκαν από την περιοχή πόντισης. Για τους λόγους που αναφέραμε στα κεφάλαια “Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ” και “Το Οπτικό Στοιχείο”, σημαντικό ποσοστό του σκεδαζόμενου φωτός που δεν υπολογίζεται στις παραπάνω μετρήσεις, θα ανιχνευτεί τελικά από τον φωτοπολλαπλασιαστή εξαιτίας της μεγάλης του επιφάνειας. Για να εισάγουμε την παράμετρο αυτή στον υπολογισμό θεωρούμε, ότι η τιμή του μήκους εξασθένησης φτάνει τα 55m στα 460nm και αναπροσαρμόζουμε τις μετρήσεις της εικόνας 4.3 ανάλογα.

Η κβαντική απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή συναρτήσει του μήκους κύματος αποδίδεται στην εικόνα 5.47, ενώ η συλλεκτική ικανότητά του εκτιμάται ότι φτάνει το 65%-70% [239]. Σημειώνουμε, ότι σύμφωνα με τη [240] η οποία αναφέρεται στα χαρακτηριστικά του φωτοπολλαπλασιαστή R1449 με διάμετρο 20”, η συλλεκτική του ικανότητα φτάνει το 70%, ποσοστό που θεωρείται ως η καλύτερη δυνατή περίπτωση για αυτού του τύπου τους φωτοπολλαπλασιαστές. Στον υπολογισμό που παρουσιάζουμε εδώ θεωρούμε, ότι η συλλεκτική ικανότητα του φωτοπολλαπλασιαστή είναι 65%.

Τα αποτελέσματα του υπολογισμού παρουσιάζονται στον πίνακα 6.4. Στον ίδιο πίνακα παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την ανάλυση των δεδομένων από τους δύο φωτοπολλαπλασιαστές για τα τέσσερα διαφορετικά κατώφλια των διευκρινιστών, για τις 8 τελευταίες ώρες λειτουργίας του συστήματος. Ο υπολογισμός γίνεται με βάση τη σχέση 6.14. Από τη σύγκριση των τιμών παρατηρούμε, ότι ο πρώτος φωτοπολλαπλασιαστής δεν παρουσιάζει την αναμενόμενη συμπεριφορά. Όπως προαναφέραμε είναι πιθανόν η θεώρηση, βάση της οποίας καταλήγουμε στη σχέση 6.14, να μην ισχύει στην περίπτωση αυτή. Αντίθετα η συμπεριφορά του δεύτερου φωτοπολλαπλασιαστή προσεγγίζει καλύτερα την αναμενόμενη με βάση το θεωρητικό υπολογισμό. Αν μάλιστα επικεντρώσουμε τη μελέτη μας στη χρονική διάρκεια των 3 ωρών πριν από την απρόσμενη έξαρση του ρυθμού απαρίθμησης του, που λαμβάνει χώρα λίγο πριν τη 10η ώρα λειτουργίας του συστήματος, η προσέγγιση στις αναμενόμενες τιμές είναι πολύ ικανοποιητική. Τα αποτελέσματα από αυτό το χρονικό διάστημα παρουσιάζονται στην τελευταία στήλη του πίνακα 6.4. Όλα τα αποτελέσματα αποδίδονται γραφικά στην εικόνα 6.20.

Πίνακας 6.4: Σύγκριση των αναμενόμενων ρυθμών απαρίθμησης από τις διασπάσεις ^{40}K με τα αποτελέσματα από την ανάλυση των δεδομένων των δύο φωτοπολλαπλασιαστών για διαφορετικές τιμές του κατωφλίου του διευκρινιστή. Στην τελευταία στήλη παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την 6η έως την 9η ώρα λειτουργίας του δεύτερου φωτοπολλαπλασιαστή, όπου φαίνεται να παρουσιάζει “ιδανική” συμπεριφορά.

A_{PE}	$R_{*K}(A_{PE})$ (kHz)	PMT 1 $\langle R_{*K}(A_{PE}) \rangle$ (kHz) 12η-20η	PMT 2 $\langle R_{*K}(A_{PE}) \rangle$ (kHz) 12η-20η	PMT 2 $\langle R_{*K}(A_{PE}) \rangle$ (kHz) 6η-9η
0.25	-	76.5	67.5	67.5
1	73	-	-	-
1.33	-	53	7.5	5
2	13	-	-	-
2.08	-	16.5	2.1	0.9
3	0.43	-	-	-
4	0.24	-	-	-
5	0.15	-	-	-
5.25	-	3.5	0.6	0.12

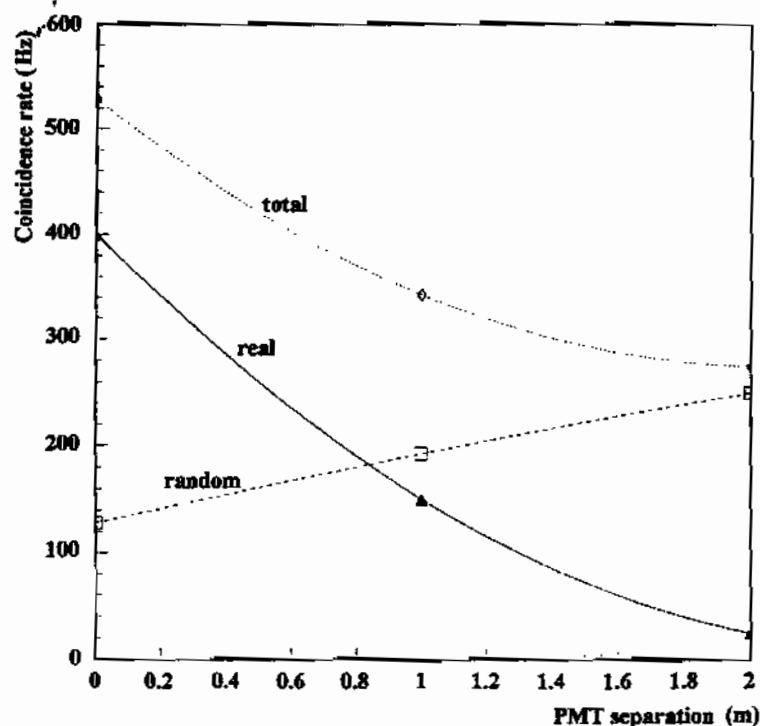


Εικόνα 6.20: Ο ρυθμός απαρίθμησης, εξαιτίας των ραδιενεργών διασπάσεων που πραγματοποιούνται στον περιβάλλοντα χώρο, παρουσιάζεται συναρτήσει των διαφορετικών τιμών του κατωφλίου του διευκρινιστή, για τους δύο φωτοπολλαπλασιαστές της ανιχνευτικής διάταξης, για τις 8 τελευταίες ώρες της λειτουργίας του συστήματος και για το δεύτερο φωτοπολλαπλασιαστή για τις τρεις ώρες που προηγήθηκαν της απρόσμενης εξάρσης του ρυθμού απαρίθμησης του. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζεται ο ρυθμός απαρίθμησης εξαιτίας των ραδιενεργών διασπάσεων, όπως προκύπτει από τον υπολογισμό που παρουσιάσαμε στην παράγραφο αυτή.

Αν βασιστούμε στα αποτελέσματα από τη λειτουργία του δεύτερου φωτοπολλαπλασιαστή, μεταξύ 6ης και 9ης ώρας, μπορούμε να θεωρήσουμε, ότι οι εκτιμήσεις μας για το μήκος εξασθένισης και τη συλλεκτική ικανότητα των φωτοπολλαπλασιαστών και φυσικά η θεώρηση για τη διόρθωση του παράγοντα που οφείλεται στη θερμοκρασία, είναι ικανοποιητικές. Οι απόκλιση που παρουσιάζουν τα δεδομένα από τις αναμενόμενες τιμές του ρυθμού απαρίθμησης τις 8 τελευταίες ώρες της λειτουργίας των φωτοπολλαπλασιαστών θα πρέπει τότε να αποδοθούν σε κακή λειτουργία τους, ειδικά του πρώτου. Σε αντίθετη περίπτωση οι τιμές των παραμέτρων που εισάγουμε στον υπολογισμό θα πρέπει να επανεκτιμηθούν.

6.4.3 Επίδραση στη λειτουργία του ανιχνευτή

Η αρχιτεκτονική του συστήματος επιλογής δεδομένων του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ (βλέπε κεφάλαιο “Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ”), βασίζεται στην αναζήτηση χρονικών συμπτώσεων μεταξύ τουλάχιστον δύο εκ των φωτοπολλαπλασιαστών ενός πατώματος σε ένα καθορισμένο χρονικό παράθυρο. Η διάρκεια του χρονικού παραθύρου καθορίζεται από τον χρόνο που χρειάζεται το φως να διασχίσει την απόσταση μεταξύ των θεωρούμενων φωτοπολλαπλασιαστών. Τα Οπτικά Στοιχεία που βρίσκονται στα άκρα του κάθε βραχίονα του πατώματος του τηλεσκοπίου βρίσκονται σε απόσταση 0.8m. Στην περίπτωση αυτή η πιθανότητα ταυτόχρονης ενεργοποίησης από την ίδια ραδιενεργό διάσπαση, που υπολογίζεται από τη σχέση 6.13 για $N=2$, είναι αυξημένη και συγκρίσιμη με την πιθανότητα τυχαίας σύμπτωσης μεταξύ των φωτοπολλαπλασιαστών εξαιτίας του αυξημένου αριθμού απαρίθμησής τους, η οποία υπολογίζεται από τη σχέση 6.14. Ως αποτέλεσμα, ο αριθμός των αναμενόμενων συμπτώσεων μεταξύ γειτονικών Οπτικών Στοιχείων είναι διπλάσιος από τον αριθμό των τυχαίων συμπτώσεων. Στην εικόνα 6.21 αποδίδουμε γραφικά το ρυθμό συμπτώσεων μεταξύ δύο φωτοπολλαπλασιαστών, που οφείλονται στην ίδια ραδιενεργό διάσπαση και σε τυχαία ενεργοποίησή τους εντός καθορισμένου, ανάλογα με την απόστασή τους, χρονικού παραθύρου, συναρτήσει της απόστασής τους. Για απόσταση μικρότερη από 0.8m ο ρυθμός συμπτώσεων εξαιτίας της ίδιας ραδιενεργού διάσπασης είναι μεγαλύτερος του ρυθμού των τυχαίων συμπτώσεων. Για αποστάσεις μεγαλύτερες των 2m η πιθανότητα καταγραφής σύμπτωσης από την ίδια διάσπαση είναι αμελητέα. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζεται και ο συνολικός ρυθμός συμπτώσεων των γειτονικών Οπτικών Στοιχείων συναρτήσει της απόστασής τους (κέντρο με κέντρο).



Εικόνα 6.21: Ο ρυθμός των συμπτώσεων μεταξύ δύο φωτοπολλαπλασιαστών, προσανατολισμένων στις αντίθετες διευθύνσεις, παρουσιάζεται συναρτήσει της απόστασής τους. Ο ρυθμός των συμπτώσεων που οφείλονται στη ίδια ραδιενεργό διάσπαση υπολογίζεται από τη σχέση 6.13. Ο ρυθμός των τυχαίων συμπτώσεων υπολογίζεται από τη σχέση 6.14 με $\tau = 10\text{ns}$, $\tau = 15\text{ns}$ και $\tau = 20\text{ns}$ για αποστάσεις 0m, 1m, και 2m αντίστοιχα. Στην ίδια εικόνα αποδίδουμε και το συνολικό ρυθμό συμπτώσεων μεταξύ των δύο φωτοπολλαπλασιαστών. Σημειώνουμε, ότι για απόσταση 0.8m ο αναμενόμενος ρυθμός συμπτώσεων είναι σχεδόν διπλάσιος του ρυθμού των τυχαίων συμπτώσεων.

Με βάση τα παραπάνω, η βασική συνθήκη σκανδαλισμού για την αρχική επιλογή των γεγονότων θα πρέπει να βασίζεται σε σύμπτωση Οπτικών Στοιχείων που βρίσκονται σε μεγαλύτερες αποστάσεις από 2m. Θα παρακολουθήσουμε στο κεφάλαιο “Αλγόριθμος ανακατασκευής” ότι χρησιμοποιούμε την παραπάνω συνθήκη για την απομάκρυνση των γεγονότων υποβάθρου από το δείγμα που συνεχίζει στην ανάλυση.

Όπως είδαμε στο κεφάλαιο “Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ”, ο μέγιστος ρυθμός απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή στον οποίο μπορεί να ανταποκριθεί το σύστημα συλλογής και μετάδοσης των δεδομένων είναι 133kHz, στο επίπεδο των 0.25pe. Αναμένεται, με βάση τα δεδομένα από την παραπάνω πειραματική διαδικασία, ότι μέσος ρυθμός απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών του τηλεσκοπίου οφειλόμενος κατά κύριο λόγο στο οπτικό υπόβαθρο από τις ραδιενεργές διασπάσεις, δεν θα υπερβαίνει τα 80kHz, στο επίπεδο των 0.25pe και κατά συνέπεια δεν αποτελεί πρόβλημα για το σύστημα συλλογής και μετάδοσης των δεδομένων.

Η αναγνώριση και η απομόνωση των σημάτων που οφείλονται σε δράση βιοφωταύγειας μπορεί να πραγματοποιηθεί σχετικά εύκολα με δεδομένη την ακριβή γνώση της μορφής και της χρονικής διάρκειας του κάθε παλμού που καταγράφεται από το φωτοπολλαπλασιαστή. Παλμοί που ξεπερνούν σε διάρκεια τα μερικά μs θα καταγράφονται ως παλμοί βιοφωταύγειας στο ειδικό περιβαλλοντολογικό αρχείο και δεν θα συνεχίζουν στη διαδικασία ανάλυσης και ανακατασκευής της τροχιάς. Κατά τη διάρκεια των παλμών αυτών, 1% του συνολικού χρόνου λειτουργίας του, ο φωτοπολλαπλασιαστής θα είναι ανενεργός.

Ο ανιχνευτής δύο πατώματων

[Ο Γίγας με την προβληματική καρδιά]
άρθρο για το He 177 "Greif", Μοντέλο, 1987

Μετά την επιτυχή πόντιση του συστήματος των δύο φωτοπολλαπλασιαστών για τη μέτρηση του οπτικού θορύβου ακολούθησε η προετοιμασία της πόντισης δύο πατωμάτων του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ.

Με την πόντιση του τμήματος αυτού του ανιχνευτή (1/6 του πλήρους πύργου του τηλεσκοπίου) δινόταν η ευκαιρία να πραγματοποιηθεί μια πλήρης δοκιμή της διαδικασίας που θα ακολουθηθεί και στην πόντιση ολόκληρου του ανιχνευτή. Οι διαστάσεις του ανιχνευτή, το πολύ μεγάλο βάθος στο οποίο πρόκειται να εγκατασταθεί και το γεγονός, ότι ολόκληρη η διαδικασία συναρμολόγησης πραγματοποιείται στην επιφάνεια της θάλασσας, μετατρέπουν την πόντιση σε μια τεράστια επιχείρηση μεγάλης δυσκολίας. Κύριος στόχος της πόντισης αυτής ήταν να τεθεί σε λειτουργία το περίπλοκο αυτό σύστημα σε μεγάλο βάθος ώστε να ληφθούν μετρήσεις πολύ χρήσιμες για την πόντιση ολόκληρου του ανιχνευτή. Μια σειρά από αισθητήρες τοποθετήθηκαν για το λόγο αυτό στο σύστημα. Παράλληλα με τη λειτουργία του ανιχνευτή ακόμη και για μικρό χρονικό διάστημα θα μπορούσαν να τεθούν όρια στις αναμενόμενες από διάφορα θεωρητικά μοντέλα ροές νετρίνων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών προερχομένων από AGN. Καθοριστικός παράγοντας για την επίτευξη των επιδιώξεων αυτών ήταν το χρονικό διάστημα για το οποίο θα μπορούσε να παραμείνει σε λειτουργία ο ανιχνευτής με δεδομένο, ότι το σύστημα δεν θα ποντιζόταν αυτόνομο αλλά εξαρτημένο από πλοίο. Οι δυνατότητες του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων είναι αρκετά περιορισμένες ως προς την επιτυχή ανακατασκευή των τροχιών των μιονίων και την ακρίβεια στον προσδιορισμό της κατεύθυνσής τους. Παρουσιάζει όμως αρκετά μεγάλη ευαίσθητη επιφάνεια για μίονια με ενέργεια μεγαλύτερη από 10TeV, ώστε να είναι δυνατή η ανίχνευση υψηλοενεργειακών γεγονότων, θέτοντας αρκετά "σκληρές" απαιτήσεις στην δημιουργία του trigger (συνθήκη σκανδαλισμού). Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζουμε τον ανιχνευτή, το σύστημα τροφοδοσίας του, το σύστημα λήψης και ανάλυσης δεδομένων και το σύστημα βαθμονόμησης. Το κεφάλαιο κλείνει με μια σύντομη περιγραφή του ιστορικού της πόντισης του ανιχνευτή.

7.1 Περιγραφή του ανιχνευτή

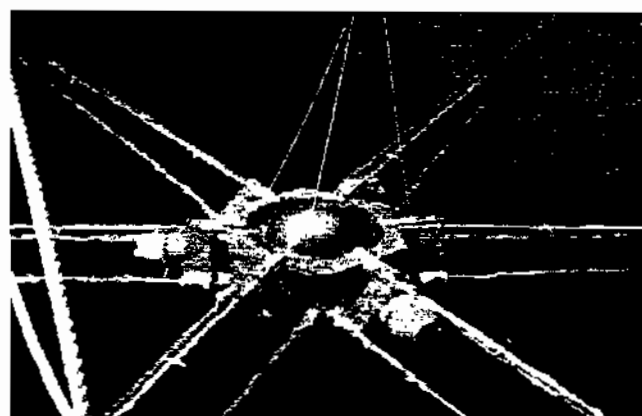
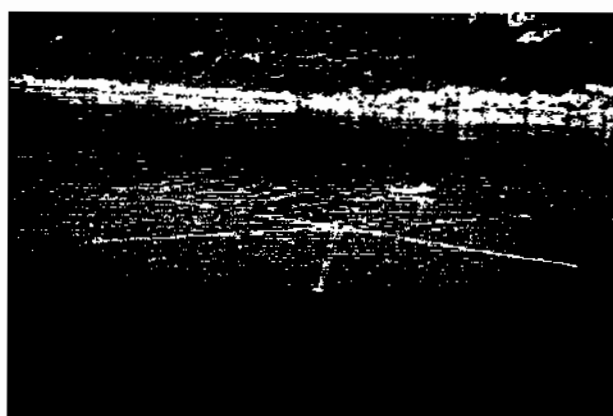
Ο ανιχνευτής των δύο πατωμάτων έφερε 24 Οπτικά στοιχεία, 12 σε κάθε πάτωμα. Δεν τοποθετήθηκαν Οπτικά Στοιχεία στο κέντρο κάθε πατώματος, όπως προβλέπεται στην τελική διαμόρφωση του τηλεσκοπίου. Λεπτομερής περιγραφή των Οπτικών Στοιχείων που χρησιμοποιήθηκαν στον ανιχνευτή παρουσιάζεται στο κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο". Ο σκελετός των πατωμάτων κατασκευάστηκε από αλουμίνιο⁸⁷. Το αλουμίνιο αποτελεί ένα εξαιρετικά ανθεκτικό υλικό. Μάλιστα το ένα από τα δύο πατώματα του ανιχνευτή ήταν ανοδιωμένο (υπήρχε λεπτό προστατευτικό φιλμ σε όλη του την επιφάνεια) ώστε να περιοριστεί η δράση της ηλεκτρόλυσης πάνω στο υλικό. Σε κάθε περίπτωση η κατασκευή από αλουμίνιο μπορούσε να χρησιμοποιηθεί χωρίς κανένα πρόβλημα αφού ο χρόνος παραμονής του συστήματος στη θάλασσα δεν θα ήταν μεγάλος. Η διάμετρος του πατώματος ήταν 34m. Στην εικόνα 7.1 παρουσιάζουμε δύο φωτογραφίες του ενός εκ των πατωμάτων στα πλαίσια δοκιμαστικής

⁸⁷ Η ερευνητική ομάδα του Πανεπιστημίου του Κιέλου ήταν υπεύθυνη της κατασκευής.

πόντισης στον Κόλπο του Ναυαρίνου. Στη δεύτερη φωτογραφία διακρίνεται το κεντρικό τμήμα του πατώματος με την ειδική υποδοχή για τη σφαίρα τιτανίου, η οποία στεγάζει τα ηλεκτρονικά του συστήματος. Τα κίτρινα προστατευτικά καλύμματα που είναι εξαρτημένα σε τρεις από τους βραχίονες περιέχουν υάλινες σφαίρες BENTHOS, οι οποίες χρησιμοποιούνται στην προκειμένη περίπτωση σαν πλωτήρες για να ελαττώσουν το βάρος του συστήματος στη θάλασσα. Οι βραχίονες του "αστεριού" αποτελούνται από 9 σωλήνες διαμέτρου 10cm και μήκους 5m, οι οποίοι συγκρατούνται στη θέση τους με τη βοήθεια τριών τριγωνικών πλαισίων. Ο κάθε βραχίονας καταλήγει σε δύο στεφάνια πολυαμιδίου τα οποία συγκρατούν τις υάλινες σφαίρες BENTHOS με τους φωτοπολλαπλασιαστές (εικόνα 7.2). Στον πίνακα 7.1 παραθέτουμε τα βάρη των επί μέρους τμημάτων ενός πατώματος από αλουμίνιο, καθώς και το συνολικό βάρος του στον αέρα και στη θάλασσα. Καταγράφεται το συνολικό βάρος του Οπτικού Στοιχείου (υάλινη σφαίρα, φωτοπολλαπλασιαστής, πολυμερές σιλικόνης και δίσκος ηλεκτρονικών) και της σφαίρας τιτανίου, συμπεριλαμβανομένων και των ηλεκτρονικών συστημάτων που περιέχει.

Πίνακας 7.1: Τα βάρη των επιμέρους τμημάτων του πατώματος αλουμινίου του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων

	Αριθμός μονάδων	Βάρος μονάδας(kgr)		Συνολικό Βάρος(kgr)	
		στον αέρα	στο νερό	στον αέρα	στο νερό
Κυλινδρικό κεντρικό τμήμα	1	120	64	120	64
Βραχίονες	6	105	66	630	396
Στεφάνια στήριξης υάλινων σφαιρών	12	9	0.5	54	3
Οπτικά Στοιχεία	12	25	-17	300	-204
Σφαίρα τιτανίου	1	380	-70	380	-70
Πάτωμα αλουμινίου				1484	189



Εικόνα 7.1: Δοκιμαστική πόντιση ενός πατώματος αλουμινίου στον Κόλπο του Ναυαρίνου. Στο κάθε πάτωμα του ανιχνευτή προστέθηκαν τελικά 12 κενές σφαίρες BENTHOS για να περιορίσουν το βάρος του στο νερό (στη φωτογραφία δεξιά έχουν χρησιμοποιηθεί μόνο 3 υάλινες σφαίρες, οι οποίες βρίσκονται εντός των κίτρινων προστατευτικών καλυμμάτων).

Όπως παρατηρούμε το κάθε πάτωμα παρουσιάζει σημαντικό βάρος ακόμη και μέσα στο νερό. Επίσης θα πρέπει να ληφθούν υπόψη και τα βάρη των σχοινιών, των καλωδίων καθώς και άλλων εξαρτημάτων του ανιχνευτή, όπως ο ακουστικός απελευθερωτής που ζυγίζει 35kgr, το

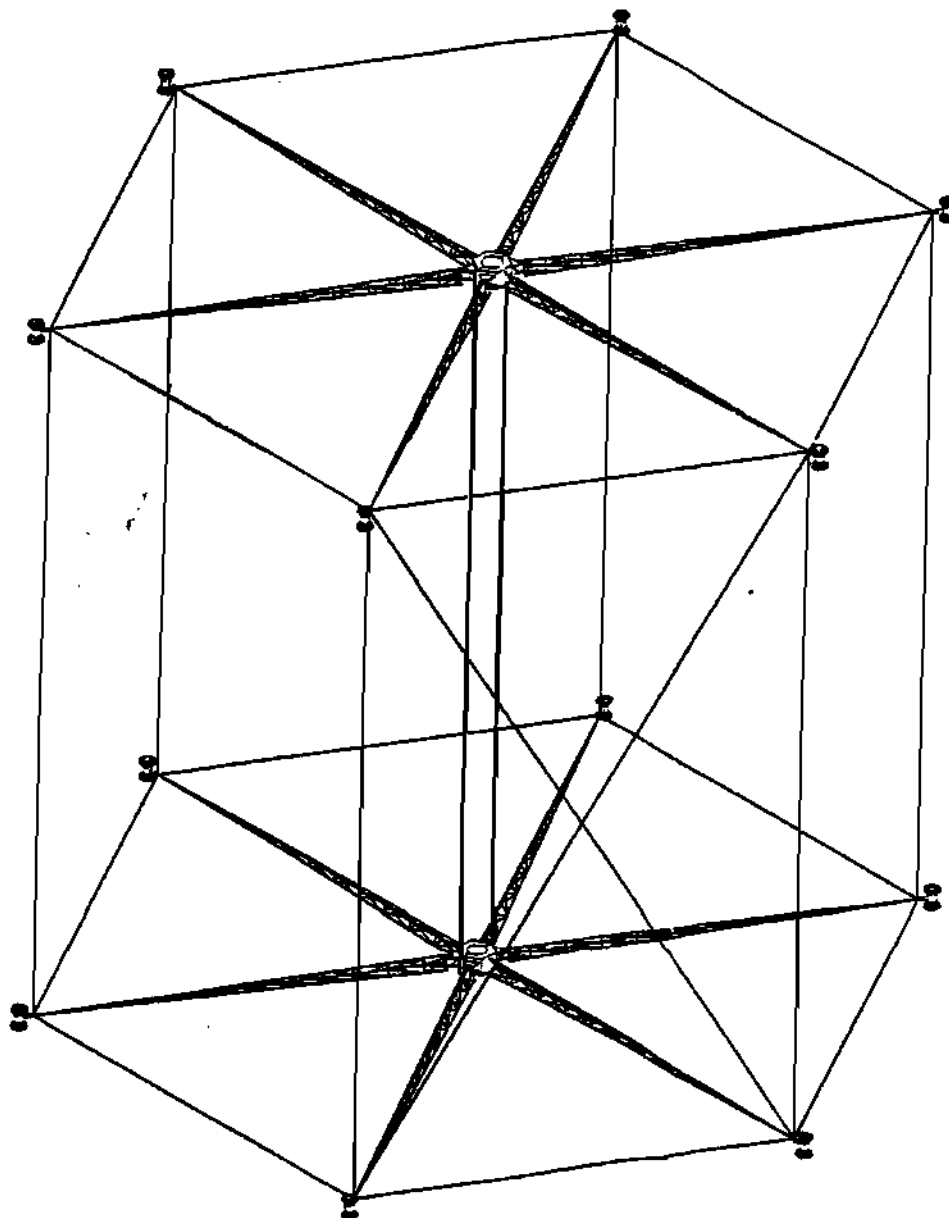
junction box, το πιεσόμετρο, τα οποία είναι κατασκευασμένα από ανοξείδωτο ατσάλι και συνεισφέρουν σημαντικά στο συνολικό βάρος του ανιχνευτή. Για το λόγο αυτό προστέθηκαν σε κάθε πάτωμα 12 υάλινες σφαίρες BENTHOS περιορίζοντας το βάρος του στη θάλασσα κατά 300kg, εξασφαλίζοντας την πλευστότητα του συστήματος. Τα δύο πατώματα συνδέονταν μεταξύ τους με σχοινιά ώστε να περιοριστεί η στρέψη του ενός ως προς το άλλο (εικόνα 7.3). Το σύστημα εξαρτήθηκε, μέσω ηλεκτροοπτικού καλωδίου, με διπλή θωράκιση χάλυβα, ώστε να αντεπεξέλθει στο βάρος του, από το καλωδιακό πλοίο Κ/Π "ΘΑΛΗΣ", που ανήκει στον Οργανισμό Τηλεπικοινωνιών Ελλάδος (Ο.Τ.Ε.) και διαθέτει ειδικευμένο και έμπειρο προσωπικό στις ποντίσεις υποβρυχίων καλωδίων. Το καλώδιο κατασκευάστηκε από τη Γερμανική εταιρεία Norddeutsche Seekabelwerke Aktiengesellschaft. Η κάθετη διατομή του φαίνεται στην εικόνα 7.4. Το βάρος του καλωδίου είναι 550kg/km στον αέρα και 445kg/km στο θαλασσινό νερό και η διάμετρός του μόλις ξεπερνά τα 12mm. Το καλώδιο περιείχε 6 οπτικές ίνες (monomode optical fibers) και έναν αγωγό από χαλκό (στην πραγματικότητα ένα πολύ λεπτό στρώμα από πολύ λεπτά χάλκινα σύρματα, διαμέτρου 0.2mm, τυλιγμένα γύρω από το μονωτικό περίβλημα του ανοξείδωτου προστατευτικού σωλήνα που περικλείει τις οπτικές ίνες) για την τροφοδοσία του συστήματος. Η επιστροφή της τροφοδοσίας πραγματοποιήθηκε σύμφωνα με τη μέθοδο της "επιστροφής μέσω της θάλασσας" (βλέπε κεφάλαιο "Το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ"). Το καλώδιο κατέληγε στο junction box στο οποίο διαχωριζόταν σε δύο άλλα καλώδια, 50m το καθένα, τα οποία περιείχαν 3 αγωγούς και μία οπτική ίνα έκαστο. Το ένα καλώδιο χρησιμοποιήθηκε για τη μετάδοση και το άλλο για τη λήψη του οπτικού σήματος. Στο junction box κατέληγε και το καλώδιο το οποίο ήταν συνδεδεμένο με το ηλεκτρόδιο τιτανίου, απαραίτητο για την επιστροφή της τροφοδοσίας. Το junction box, κατασκευασμένο από ανοξείδωτο ατσάλι, είχε κυλινδρικό σχήμα, διάμετρο 20cm και μήκος 40cm.



Εικόνα 7.2: Ο κάθε βραχίονας του πατώματος καταλήγει σε δύο στεφάνια κατασκευασμένα από πολυαμίδιο. Οι υάλινες σφαίρες BENTHOS συγκρατούνται στα στεφάνια με ανοξείδωτα ελάσματα. Με τον τρόπο αυτό η κάλυψη της φωτοκαθόδου του φωτοπολλαπλασιαστή περιορίζεται στο ελάχιστο. Στον αρχικό σχεδιασμό ένα δεύτερο στεφάνι κρατούσε το Οπτικό Στοιχείο στη θέση του καλύπτοντας μέρος της φωτοκαθόδου. Σκληρό ελαστικό τοποθετείται στο σημείο επαφής του ελάσματος με τη μαύρη προστατευτική ταινία για να αποφευχθεί ο φθορά της.

Η αρχική ιδέα ήταν να συνδεθεί ένα καλώδιο σε κάθε σφαίρα, ώστε το κάθε πάτωμα να είναι αυτόνομο. Για τεχνικούς λόγους ανοίχτηκαν τελικά δύο κατάλληλες για τους ηλεκτροοπτικούς συνδετήρες υποδοχές στην πρώτη σφαίρα, της οποίας το περίβλημα ήταν πολύ παχύτερο ($\approx 45\text{mm}$) στο ένα ημισφαίριο της (το σχήμα της δεν ήταν απόλυτα σφαιρικό αλλά το ένα της ημισφαίριο παρουσίαζε κωνική μορφή) και τα δύο ηλεκτροοπτικά καλώδια οδηγήθηκαν εκεί. Το πάχος των τοιχωμάτων των σφαιρών τιτανίου είναι 25mm. Σε κάθε μια από τις σφαίρες ανοίχτηκαν 16 κυλινδρικές υποδοχές διαμέτρου 12mm για τους ηλεκτρικούς συνδετήρες (αποδέκτες) για τη σύνδεση της κάθε σφαίρας με τα Οπτικά Στοιχεία του πατώματός της (12) και για την επικοινωνία μεταξύ των δύο πατωμάτων (4). Στην πρώτη σφαίρα με το παχύ

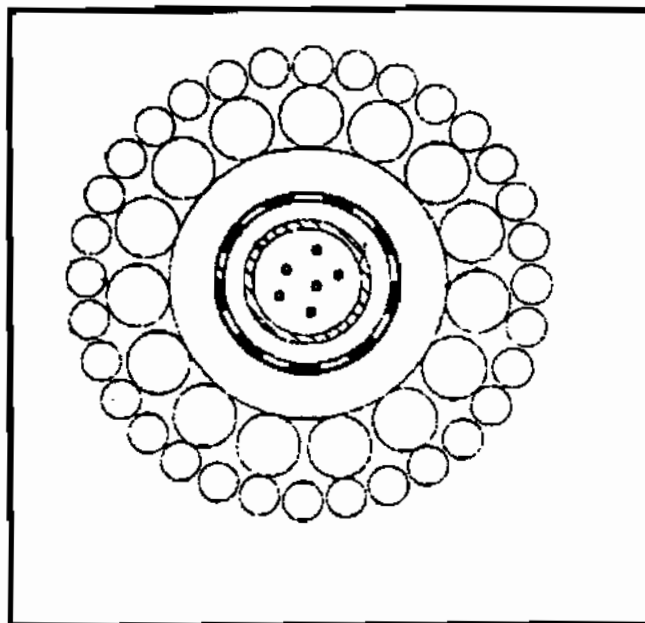
περίβλημα ανοίχτηκαν δύο επιπλέον τρύπες, διαμέτρου 32mm για την τοποθέτηση των ηλεκτροοπτικών συνδετήρων. Όλοι οι συνδετήρες, ηλεκτροοπτικοί και ηλεκτρικοί⁸⁸ κατασκευάστηκαν από την εταιρεία GISMA. Το junction box βρισκόταν στην κορυφή του συστήματος. 20m χαμηλότερα από το κάτω πάτωμα είχε τοποθετηθεί το σύστημα βαθμονόμησης του ανιχνευτή (βλέπε παράγραφο “Το σύστημα βαθμονόμησης”, στη συνέχεια του κεφαλαίου). Τέλος κάτω από το σύστημα βαθμονόμησης και πριν από την άγκυρα τοποθετήθηκε ένας ακουστικός απελευθερωτής (RT-3XI-AS της OCEANO Instruments)⁸⁹ για την περίπτωση που για κάποιο λόγο η ανέλκυση του συστήματος με το βίντζι του πλοίου δεν θα ήταν δυνατή.



Εικόνα 7.3: Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων. Τα πατώματα είναι συνδεδεμένα μεταξύ τους με σχοινιά για να αποφευχθεί η μεταξύ τους σχετική κίνηση. Τα σχοινιά δεν μπορούν βέβαια να περιορίσουν μικρές σχετικές μετακινήσεις των δύο πατωμάτων.

⁸⁸ Η περιγραφή των ηλεκτρικών συνδετήρων που χρησιμοποιήθηκαν γίνεται στο κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”.

⁸⁹ Για την περιγραφή και τα τεχνικά χαρακτηριστικά του ακουστικού απελευθερωτή βλέπε κεφάλαιο “Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”.



Εικόνα 7.4: Κάθετη διατομή του ηλεκτροοπτικού καλωδίου που χρησιμοποιήθηκε για την επικοινωνία με τον ανιχνευτή, την τροφοδοσία του αλλά και την εξάρτησή του από το καλωδιακό πλοίο. Διακρίνονται (από έξω προς τα μέσα) η διπλή θωράκιση, μια σειρά συρμάτων χάλυβα διαμέτρου 1mm, και μια δεύτερη σειρά με σύρματα διαμέτρου 1.6mm, το αδιάβροχο προστατευτικό περίβλημα πάχους 1.2mm, το λεπτό στρώμα συρμάτων χαλκού, διαμέτρου 0.2mm, το δεύτερο προστατευτικό περίβλημα πάχους 0.5mm γύρω από τον ατσαλένιο σωλήνα που περικλείει τις 6 οπτικές ίνες, οι οποίες βρίσκονται στο κέντρο. Η κατασκευάστρια εταιρεία είναι η Norddeutsche Seekabelwerke Aktiengesellschaft.

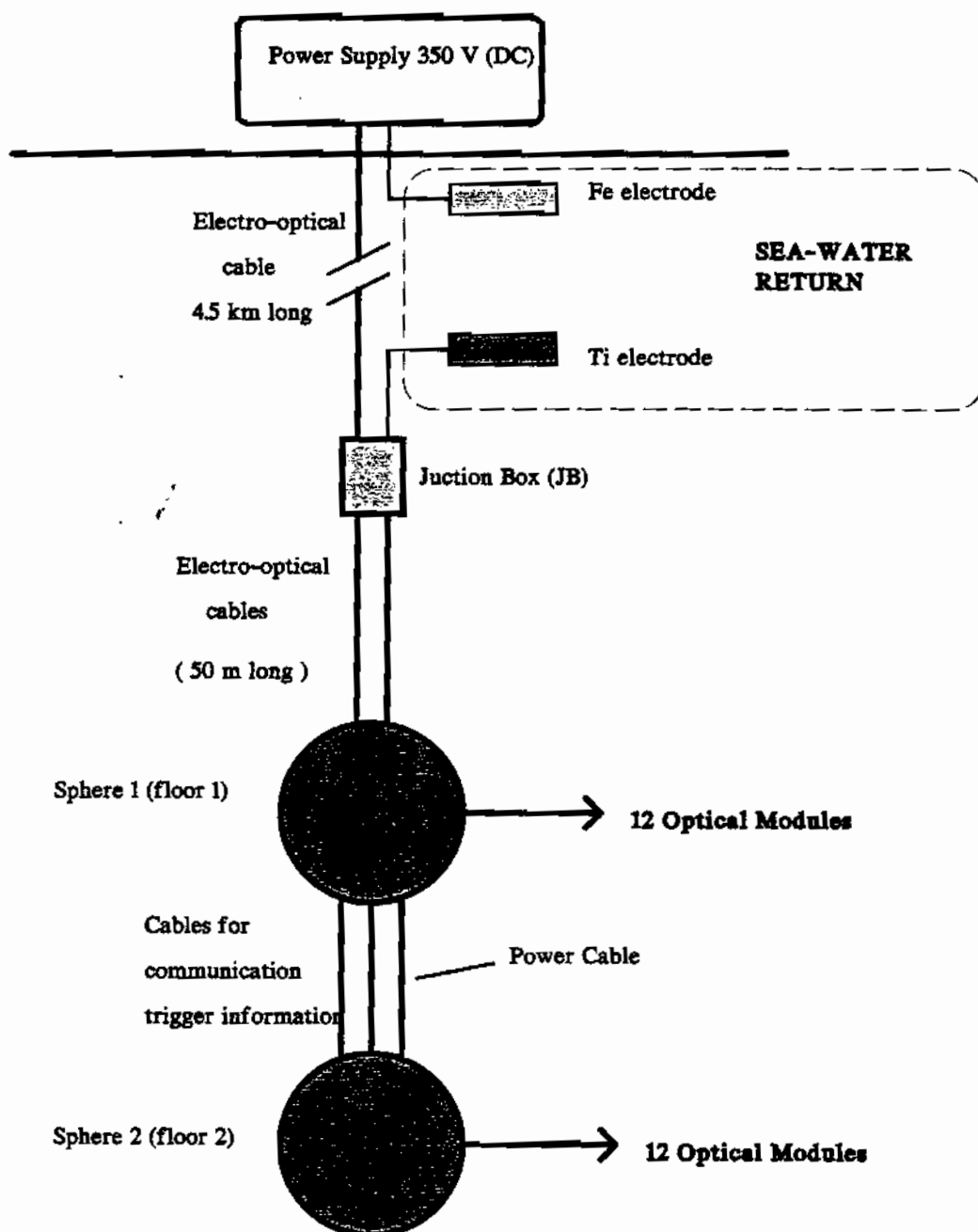
Η απόσταση μεταξύ των πατωμάτων του ανιχνευτή ήταν 30m και το συνολικό μήκος του καλωδίου έφτανε τα 4.5km. Το σύστημα ποντίστηκε σε βάθος 2500m.

7.2 Τροφοδοσία και σύστημα ελέγχου

Το ηλεκτρονικό μέρος του ανιχνευτή, το σύστημα τροφοδοσίας και ελέγχου και το σύστημα συλλογής δεδομένων, κατασκευάστηκε στο μεγαλύτερό του τμήμα στο εργαστήριο της Πύλου. Στην εικόνα 7.5 παρουσιάζεται ο τρόπος τροφοδοσίας του ανιχνευτή.

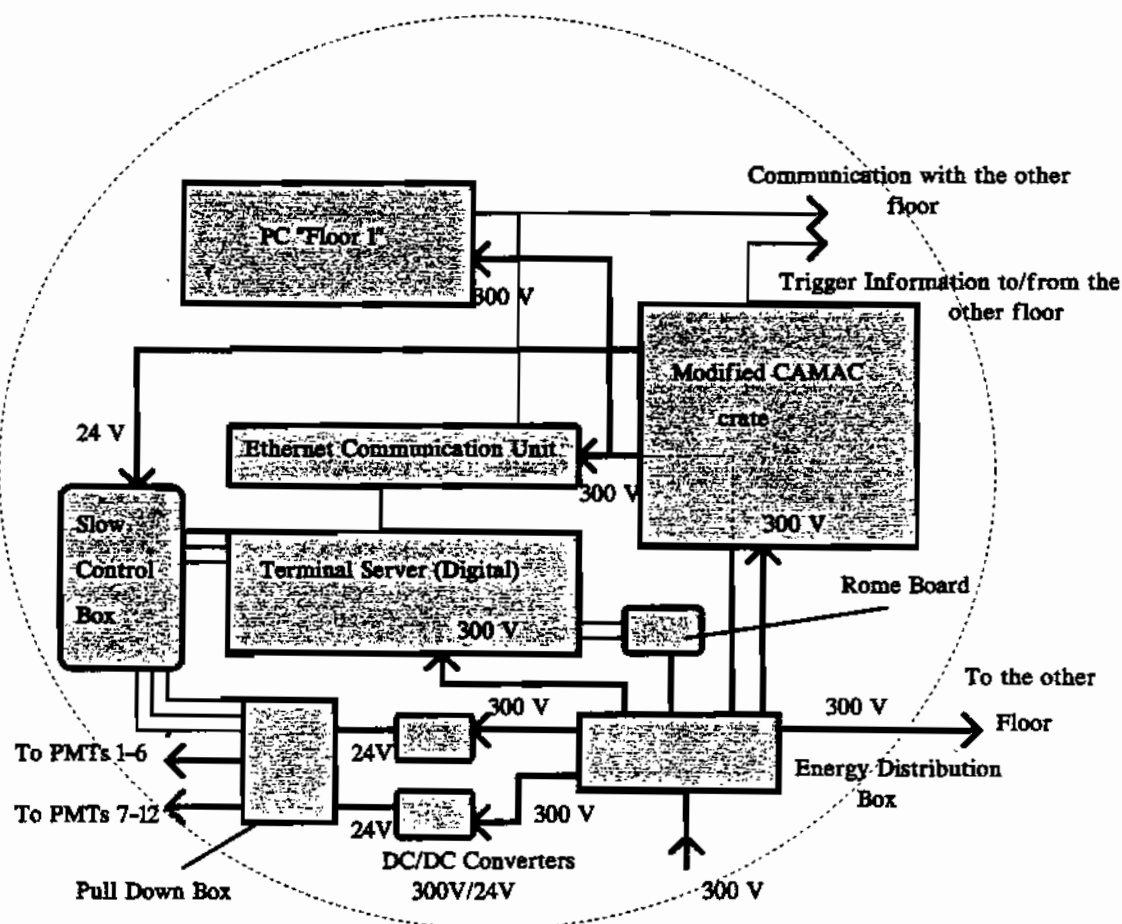
Η τάση τροφοδοσίας του συστήματος ήταν $V_{ps} \approx 370V$ και απαιτούσε ρεύμα 2.5A. Για αυτή την τιμή της τάσης παροχής στο τροφοδοτικό του πλοίου, μετά τις απώλειες στο καλώδιο (αντίσταση του καλωδίου $R_{cab} = 42.2\Omega$) και στις διάφορες συνδέσεις (συνολική αντίσταση στις συνδέσεις $R_{con} = 1.2\Omega$) η διαφορά δυναμικού στο σύστημα ήταν $V_{sys} = 300V$, λαμβάνοντας υπόψη και τη διαφορά δυναμικού μεταξύ των δύο ηλεκτροδίων, $V_{seawater} = 5.6V$ καθώς και τη συνολική αντίσταση του συστήματος (ηλεκτρονικό μέρος), $R_{sys} = 180\Omega$. Η τροφοδοσία γινόταν μέσω του ηλεκτροοπτικού καλωδίου και δύο ηλεκτροδίων (επιστροφή μέσω της θάλασσας). Το πρώτο ηλεκτρόδιο ήταν συνδεδεμένο με το κύριο τροφοδοτικό το οποίο ήταν εγκατεστημένο στο κέντρο ελέγχου του πλοίου, ενώ το δεύτερο ήταν τοποθετημένο πάνω στο καλώδιο εξάρτησης σε ειδική βάση. Μέσω των δύο ειδικών ηλεκτροοπτικών συνδετήρων τα καλώδια τροφοδοσίας κατέληγαν στο energy distribution box (διανομέας της τάσεως στις διάφορες μονάδες του συστήματος) ενώ οι οπτικές ίνες στη συσκευή που πραγματοποιούσε το optical link (οπτική σύνδεση) με την αντίστοιχη μονάδα που βρισκόταν στο κέντρο ελέγχου του πλοίου. Η συσκευή

αυτή ήταν η TC3500 Local Bridge [241], η οποία δημιουργούσε ένα τοπικό δίκτυο πάνω στο οποίο συνδέονταν οι υπολογιστές λήψης και ανάλυσης των δεδομένων, σε συνδυασμό με τον TC3100 Transceiver στον οποίο κατέληγαν οι οπτικές ίνες. Μέσα στην κάθε σφαίρα τοποθετήθηκε ξύλινη βάση ώστε να αποφευχθεί κάθε είδους ηλεκτρική επαφή του συστήματος με το εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου. Όλες οι συσκευές τοποθετήθηκαν πάνω στη βάση αυτή και στερεώθηκαν καλά, ώστε να μην υπάρχει περίπτωση μετακίνησής τους κατά τη διάρκεια της δοκιμής.

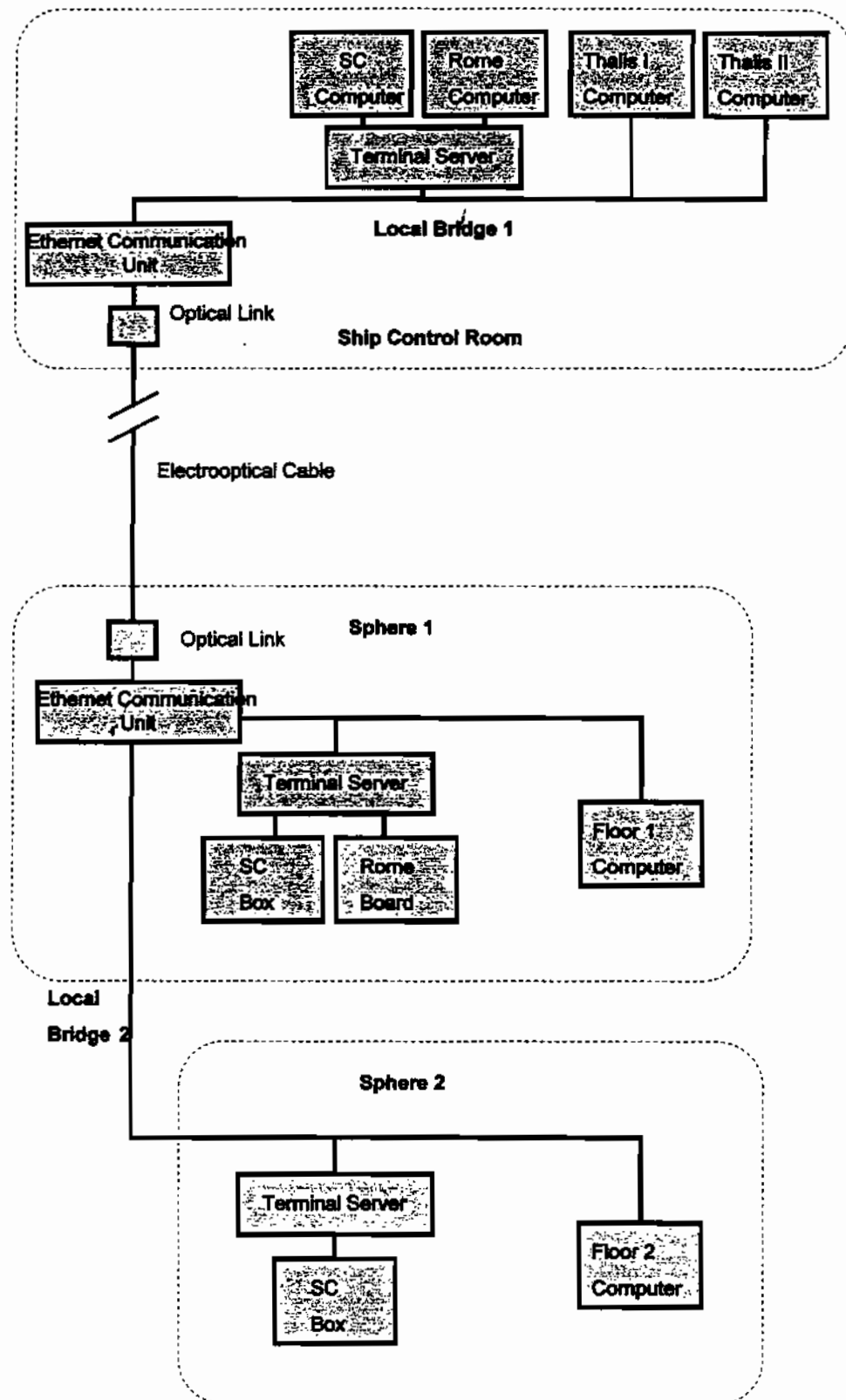


Εικόνα 7.5: Μια γενική άποψη του συστήματος του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων. Η τροφοδοσία του συστήματος γίνεται από το πλοίο μέσω του ηλεκτροπτικού καλωδίου και των δύο ηλεκτροδίων. Η πρώτη σφαίρα τροφοδοτεί τη δεύτερη.

Στην εικόνα 7.6 παρουσιάζεται το ηλεκτρικό σύστημα στο εσωτερικό της σφαίρας του πρώτου πατώματος. Το energy distribution box ήταν η καρδιά του συστήματος. Ήταν η συσκευή τροφοδοσίας για όλες τις μονάδες που βρίσκονταν μέσα στη σφαίρα. Για μεγαλύτερη αξιοπιστία σε κάθε παροχή υπήρχε μια ασφάλεια έτσι ώστε στην περίπτωση που μια μονάδα παρουσίαζε βραχυκύκλωμα, να κοβόταν η παροχή μόνο σε αυτή ενώ το υπόλοιπο σύστημα θα συνέχιζε να δουλεύει κανονικά. Σημειώνουμε βέβαια, ότι σχεδόν όλες οι μονάδες ήταν αλληλοεξαρτώμενες και επομένως βλάβη μιας εξ αυτών θα επηρέαζε τη συνολική λειτουργία του συστήματος. Εκτός των άλλων, μία γραμμή παροχής κατέληγε στον ηλεκτρικό συνδετήρα #16, τον μοναδικό για τον οποίο η συνδεσμολογία ήταν διαφορετική, μέσω του οποίου τροφοδοτήθηκε η δεύτερη σφαίρα. Ειδικά η ασφάλεια σε αυτή τη γραμμή παροχής ήταν μεγαλύτερη από τις υπόλοιπες (ήταν 5A ενώ οι υπόλοιπες 3A) αφού θα "σήκωνε" ολόκληρη την τροφοδοσία της δεύτερης σφαίρας. Επιπλέον είχε παρατηρηθεί ότι κατά την έναρξη της λειτουργίας του συστήματος η ένταση του ρεύματος παρουσίαζε μέγιστο (πάνω από 3A) για ένα πολύ μικρό χρονικό διάστημα και έτσι επιλέχθηκε μεγαλύτερη ασφάλεια για να προφυλαχθεί το σύστημα από πιθανό black-out κατά την έναρξη της λειτουργίας του.

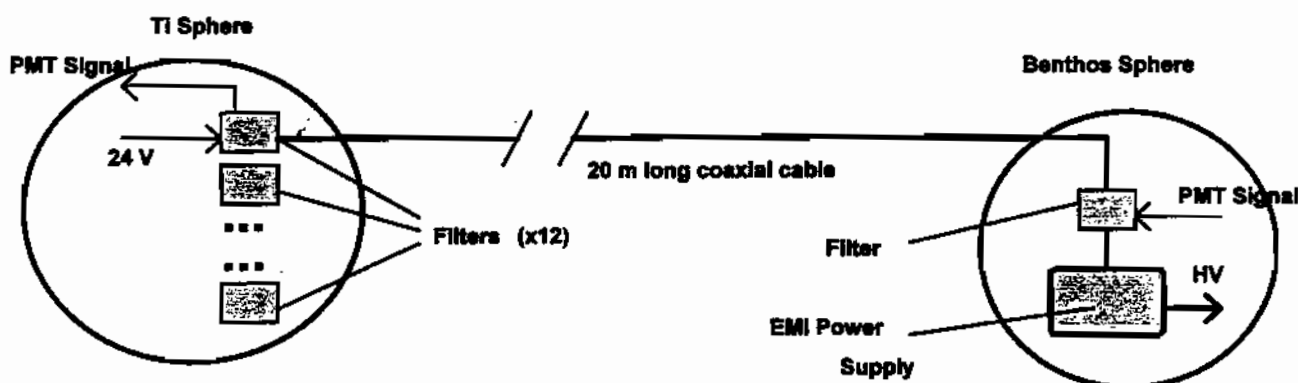


Εικόνα 7.6: Το εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου, η οποία στεγάζει τα ηλεκτρονικά του κάθε πατώματος. Παρουσιάζονται όλες οι απαιτούμενες τροφοδοσίες για τη λειτουργία των μονάδων του συστήματος. Το CAMAC crate περιλαμβάνει τους DC/DC converters για τη δημιουργία των απαιτούμενων τάσεων λειτουργίας των μονάδων του (CAMAC και NIM) στο εσωτερικό του και έτσι στην εικόνα παρουσιάζεται να λαμβάνει απευθείας 300V.



Εικόνα 7.7: Σχηματική αναπαράσταση των επικοινωνιών του ανιχνευτή. Οι δύο *local bridges*, μια στον ανιχνευτή και μία στο κέντρο ελέγχου, επικοινωνούν μέσω των οπτικών ινών. Οι δύο σφαίρες βρίσκονται πάνω στην ίδια *local bridge*. Η σύνδεση τους πραγματοποιείται με RG58 ομοαξονικό καλώδιο, ειδικά κατασκευασμένο για να χρησιμοποιείται σε συνθήκες υψηλών πιέσεων.

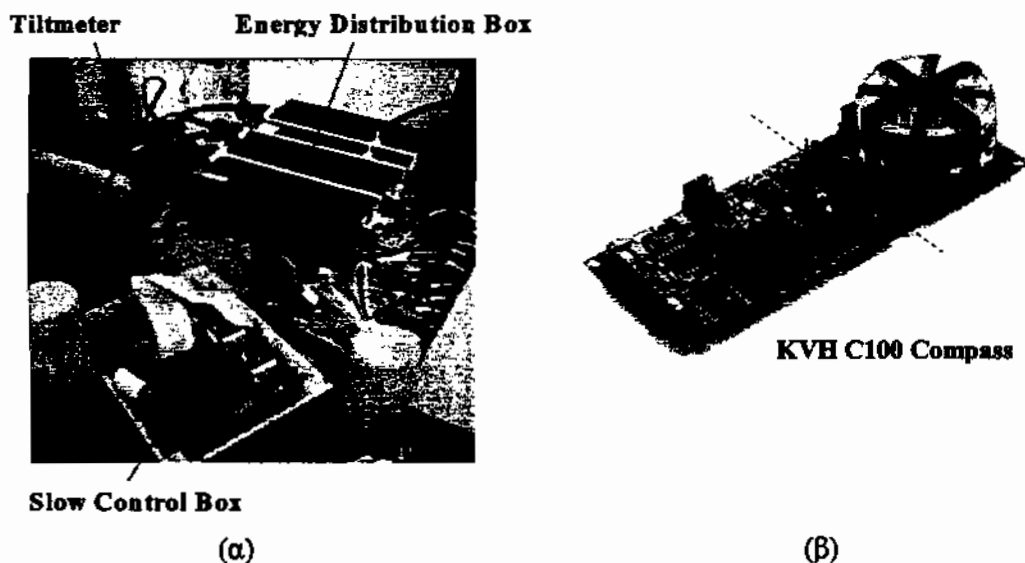
Όλες οι συσκευές που απαιτούσαν 220V, εναλλασσόμενη τάση, τροφοδοτήθηκαν με 300V συνεχή, πραγματοποιώντας μικρές τροποποιήσεις στις τροφοδοτικές τους μονάδες. Για όλες τις υπόλοιπες τροφοδοσίες, χρησιμοποιήθηκαν DC/DC converters από τα 300V στην αντίστοιχη τάση που χρειαζόταν η μονάδα. Αυτό έγινε για την τροφοδοσία του modified CAMAC crate το οποίο απαιτούσε τάσεις λειτουργίας $\pm 6V$, $\pm 12V$, $\pm 24V$ και της Rome Board (μονάδα ψηφιοποίησης του παλμού) [166], η οποία χρειαζόταν $\pm 5.2V$. Το Slow Control Box [242] τροφοδοτήθηκε μέσω του modified CAMAC crate με 24V. Ειδικά στην περίπτωση του CAMAC crate οι DC/DC converters τοποθετήθηκαν στο τροποποιημένο backplane του. Από τη συσκευή επικοινωνίας (Ethernet Communication Unit) αναπτύχθηκε μια local bridge, πάνω στην οποία συνδέθηκαν όλες οι συσκευές που έπρεπε να βρίσκονται σε συνεχή επικοινωνία με την επιφάνεια. Έτσι συνδέθηκαν οι δύο υπολογιστές για τη συλλογή των δεδομένων και δύο terminal servers (ένας σε κάθε σφαίρα) για την επικοινωνία με το Slow Control Box και με τη Rome Board. Οι υπολογιστές για τον έλεγχο των δύο τελευταίων μονάδων βρίσκονταν στην επιφάνεια και μέσω ενός τρίτου terminal server, επικοινωνούσαν με τις σφαίρες. Τον έλεγχο της επικοινωνίας μεταξύ των terminal servers (DECserver 200 Terminal Server V3.3) πραγματοποιούσε ένας Vaxstation 4000 της Digital, με λειτουργικό OpenVMS VAX V6.2. Στην επιφάνεια, από την αντίστοιχη μονάδα επικοινωνίας ξεκινούσε μια δεύτερη local bridge στην οποία εκτός του terminal server συνδέονταν και οι δύο υπολογιστές για την καταγραφή και την ανάλυση των δεδομένων. Στην εικόνα 7.7 φαίνεται μια σχηματική παρουσίαση των επικοινωνιών του συστήματος.



Εικόνα 7.8: Η μεταφορά της πληροφορίας (σήμα του φωτοπολλαπλασιαστή) και η τροφοδοσία του Οπτικού Στοιχείου πραγματοποιούνται μέσω του ίδιου καλωδίου με τη βοήθεια δύο φίλτρων, ενός στο εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου και ενός δεύτερου στο εσωτερικό του Οπτικού Στοιχείου.

Για την τροφοδοσία των Οπτικών Στοιχείων χρησιμοποιήσαμε εκτός του DC/DC converter και ένα σταθεροποιητή τάσεως ώστε να επιτύχουμε τη μέγιστη δυνατή σταθερότητα στην τάση. Κάθε εξάδα Οπτικών Στοιχείων τροφοδοτήθηκε από διαφορετικό ζευγάρι DC/DC converter και σταθεροποιητή τάσεως, διότι κατά την έναρξη της τροφοδοσίας του οι φωτοπολλαπλασιαστές απαιτούσαν πολύ περισσότερο ρεύμα, με αποτέλεσμα να υπάρχει κίνδυνος υπερφόρτωσης του συστήματος. Με τον τρόπο αυτό, στην περίπτωση που θα “καιγόταν” ένας DC/DC converter δεν θα σταματούσε η τροφοδοσία όλων των Οπτικών Στοιχείων αλλά μόνο σε 6 από αυτά. Μάλιστα η κατανομή των Οπτικών Στοιχείων στο κάθε πάτωμα συνδυάστηκε έτσι ώστε από κάθε ζευγάρι DC/DC converter και σταθεροποιητή τάσεως να τροφοδοτούνται Οπτικά Στοιχεία εναλλάξ προσανατολισμένα στους 6 βραχίονες του κάθε πατώματος. Η γραμμή των 24V κατέληγε σε ένα φίλτρο για τον κάθε φωτοπολλαπλασιαστή. Μεταξύ του DC/DC converter και του φίλτρου παρεμβάλλεται το pull down box. Το pull down box περιλαμβάνει τους διακόπτες για τη λειτουργία των φωτοπολλαπλασιαστών και μια σειρά

απλών σταθεροποιητών, ώστε κατά την τροφοδοσία του τροφοδοτικού του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή με 24V να μην παρουσιάζονται διακυμάνσεις της τάσεως τροφοδοσίας, όπως αναμένεται εξαιτίας της χρήσης relays για το σκοπό αυτό⁹⁰. Ο ρόλος των φίλτρων ήταν να διαχωρίσουν το σήμα του φωτοπολλαπλασιαστή από την τάση τροφοδοσίας. Στο σχήμα 7.8 παρουσιάζεται η λειτουργία των φίλτρων στη σφαίρα τιτανίου και στο εσωτερικό των Οπτικών Στοιχείων. Η περιγραφή του φίλτρου γίνεται στο κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”, στην παράγραφο “Η εξέλιξη του Οπτικού Στοιχείου”. Κάθε μονάδα Slow Control χρησιμοποιεί έναν Hitachi SH7032 RISC microcontroller με εξωτερικές ROM και RAM σε συνδυασμό με μια δεύτερη board που περιλαμβάνει το interface με το hardware. Εκτός της συλλογής δεδομένων θερμοκρασίας, υγρασίας, θέσης, η κάθε μονάδα έλεγχε την τροφοδοσία των 12 φωτοπολλαπλασιαστών του κάθε πατώματος με χρήση 12 relays, η οποία θα ξεκινούσε μόνο όταν το σύστημα βρισκόταν σε μεγάλο βάθος, όπου το ηλιακό φως δεν φτάνει. Επίσης αν κάποιος φωτοπολλαπλασιαστής παρουσίαζε πρόβλημα, π.χ. αυξημένο ρυθμό απαρίθμησης, υπήρχε η δυνατότητα απενεργοποίησής του ώστε να μην αλλοιώνεται η ποιότητα της καταγραφόμενης πληροφορίας. Η κάθε μονάδα είχε οκτώ αναλογικά κανάλια ανάγνωσης, ένα για την πυξίδα, δύο για το κλισιόμετρο (inclinometer x,y), ένα για το υγρασιόμετρο και τέσσερα για την καταγραφή των θερμοκρασιών σε διαφορετικά σημεία στο εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου. Η πυξίδα, KVH C100 [243], και το κλισιόμετρο [244] τοποθετήθηκαν κοντά στο κέντρο της σφαίρας, όσο το δυνατόν μακρύτερα από μεταλλικές επιφάνειες και στερεώθηκαν πάρα πολύ καλά μέσα σε ειδικά διαμορφωμένη βάση. Σημειώνουμε, ότι η τοποθέτηση της πυξίδας στο εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου δεν επηρεάζει τη λειτουργία της.



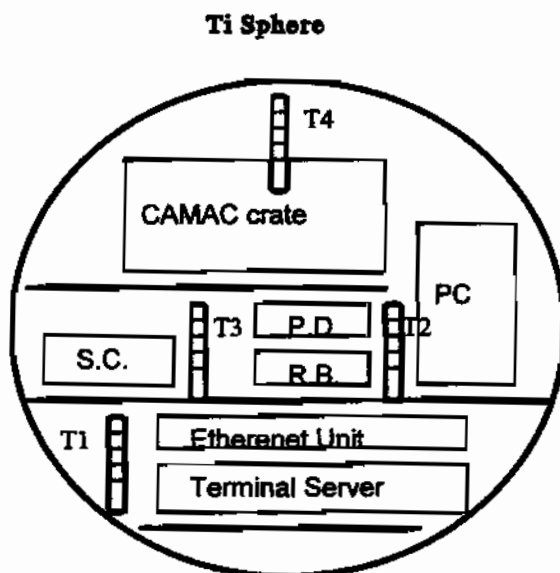
Εικόνα 7.9: (α) Το εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου. Διακρίνονται το energy distribution box, η καρδιά του συστήματος τροφοδοσίας του ανιχνευτή, το Slow Control Box και το κλισιόμετρο το οποίο είναι τοποθετημένο πάνω στην προστατευτική θήκη (με γκρι) της πυξίδας, η οποία φαίνεται στην εικόνα δεξιά (β). Στο εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου τοποθετήθηκε ξύλινη βάση, με τέσσερα επίπεδα, πάνω στην οποία στερεώθηκαν όλες οι συσκευές. Στη φωτογραφία έχει αφαιρεθεί το ανώτερο πάτωμα.

Στην εικόνα 7.9(α) φαίνεται τμήμα του εσωτερικού της σφαίρας τιτανίου, όπου διακρίνονται η πυξίδα, το κλισιόμετρο, το Slow Control Box, και το energy distribution box, ενώ στην εικόνα 7.9(β) παρουσιάζεται η πυξίδα που χρησιμοποιήθηκε. Ο ρόλος της πυξίδας είναι

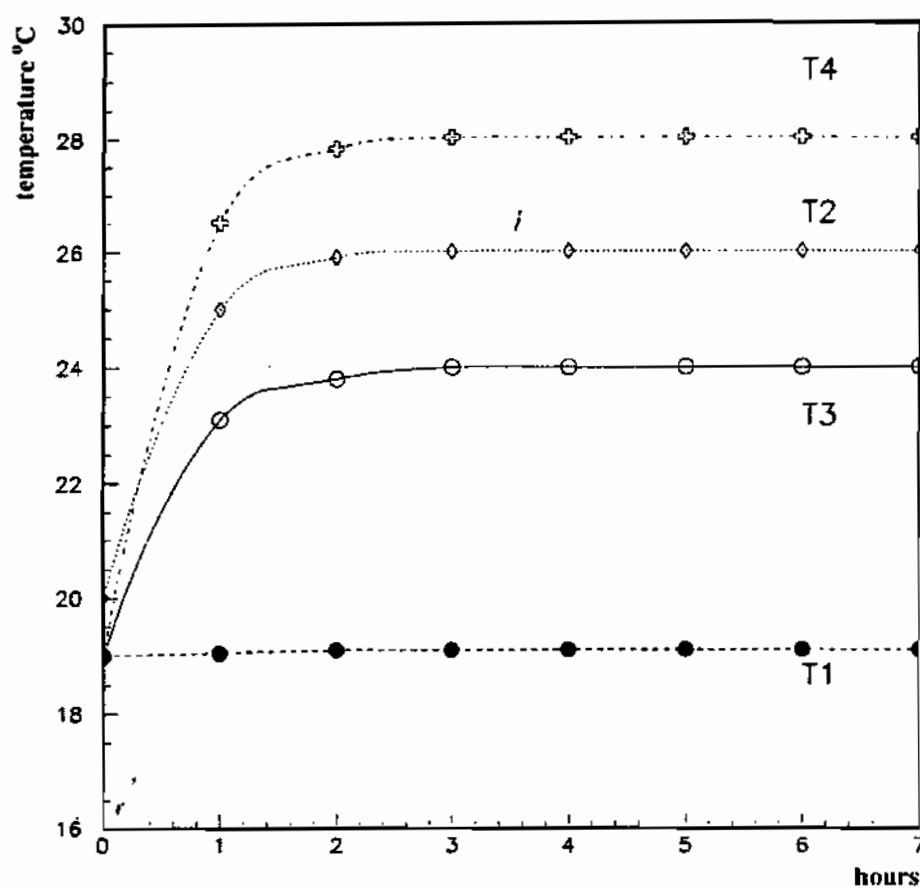
⁹⁰ Η χρήση relays προκαλεί διακυμάνσεις της τάσεως κατά την έναρξη της τροφοδοσίας του συστήματος. Η χρονική διάρκεια των διακυμάνσεων είναι πολύ μικρή (της τάξεως των μs) αλλά η απότομη αύξομείωση της τάσεως τροφοδοσίας μπορεί να προκαλέσει σοβαρό πρόβλημα στη λειτουργία του φωτοπολλαπλασιαστή.

πολύ σημαντικός αφού παρέχει τη δυνατότητα καταγραφής της σχετικής θέσης των δύο πατωμάτων. Παρά τη χρήση των σχοινιών μεταξύ των πατωμάτων, η μικρή στέψη του ενός ως προς το άλλο είναι αναπόφευκτη. Η πληροφορία αυτή είναι πολύ σημαντική τόσο από μηχανικής απόψεως αφού καταγράφεται η συμπεριφορά του συστήματος, αλλά και στην ανάλυση των δεδομένων αφού ολόκληρη η φιλοσοφία της ανακατασκευής των τροχιών των μιονίων βασίζεται στην ακριβή γνώση της θέσης του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή. Στη δεύτερη σφαίρα, το ένα από τα οκτώ αναλογικά κανάλια χρησιμοποιήθηκε για την καταγραφή του βάθους που βρισκόταν το σύστημα μέσω ενός αισθητήρα πρέσεως. Στην εικόνα 7.10 παρουσιάζεται η διάταξη των θερμομέτρων μέσα στη σφαίρα τιτανίου.

Η επίτευξη χαμηλών θερμοκρασιών ($<30^{\circ}\text{C}$) μέσα στη σφαίρα τιτανίου ήταν ζήτημα πρωτεύουσας σημασίας και για το λόγο αυτό μελετήθηκε εξαντλητικά ώστε να έχουμε τα καλύτερα δυνατά αποτελέσματα. Με δεδομένη την κατανάλωση σχεδόν 500W σε κάθε σφαίρα το ζήτημα της θερμοκρασίας έρχιζε ειδικής προσοχής. Το υδάτινο περιβάλλον μέσα στο οποίο θα λειτουργεί η σφαίρα διατηρεί μια σταθερή εξωτερική θερμοκρασία 14°C [140], η οποία συνεισφέρει σημαντικά στην ψύξη του συστήματος. Εκτός των ανεμιστήρων που περιλαμβάνουν οι διάφορες ηλεκτρονικές συσκευές του συστήματος, δύο ακόμα τοποθετήθηκαν σε σημεία που η τοπική θερμοκρασία ήταν αυξημένη. Ο πρώτος τοποθετήθηκε στο πάνω μέρος του CAMAC crate και πίσω από το backplane του, όπου βρισκόταν μεγάλος αριθμός DC/DC converters. Ο δεύτερος τοποθετήθηκε κοντά στο Slow Control Box το οποίο επίσης περιείχε διατάξεις που παρουσίαζαν υψηλή θερμοκρασία. Ο ρόλος των ανεμιστήρων ήταν να θέτουν σε κυκλοφορία τον ζεστό αέρα στο εσωτερικό της σφαίρας, να έρχεται σε επαφή με τα τοιχώματα της σφαίρας τιτανίου ώστε να ψύχεται. Οι τρεις DC/DC converters για την τροφοδοσία των φωτοπολλαπλασιαστών και της Rome Board τοποθετήθηκαν πολύ κοντά στα τοιχώματα της σφαίρας τιτανίου. Όλοι οι DC/DC converters του συστήματος τοποθετήθηκαν πάνω σε ειδικά διαμορφωμένα κομμάτια αλουμινίου (ψυγεία) και η άριστη θερμική επαφή εξασφαλίστηκε με τη χρήση thermopaste. Τέλος ανοίχτηκαν πολλές τρύπες στην ξύλινη βάση, πάνω στην οποία είχαν τοποθετηθεί όλες οι συσκευές για να διευκολυνθεί η κίνηση του αέρα.



Εικόνα 7.10: Για τη μέτρηση των θερμοκρασιών στο εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου χρησιμοποιήθηκαν τέσσερα θερμομέτρα τα οποία τοποθετήθηκαν στις θέσεις που φαίνονται στο σχήμα. Ένα τοποθετήθηκε στο χαμηλότερο επίπεδο της σφαίρας, όπου βρίσκονται οι μονάδες επικοινωνίας του συστήματος με το κέντρο ελέγχου, δύο τοποθετήθηκαν στο μεσαίο επίπεδο, ένα στο Slow Control Box και ένα στη μονάδα ψηφιοποίησης (Rome Board) και τέλος ένα στο πάνω μέρος της σφαίρας, όπου βρίσκεται το CAMAC crate.

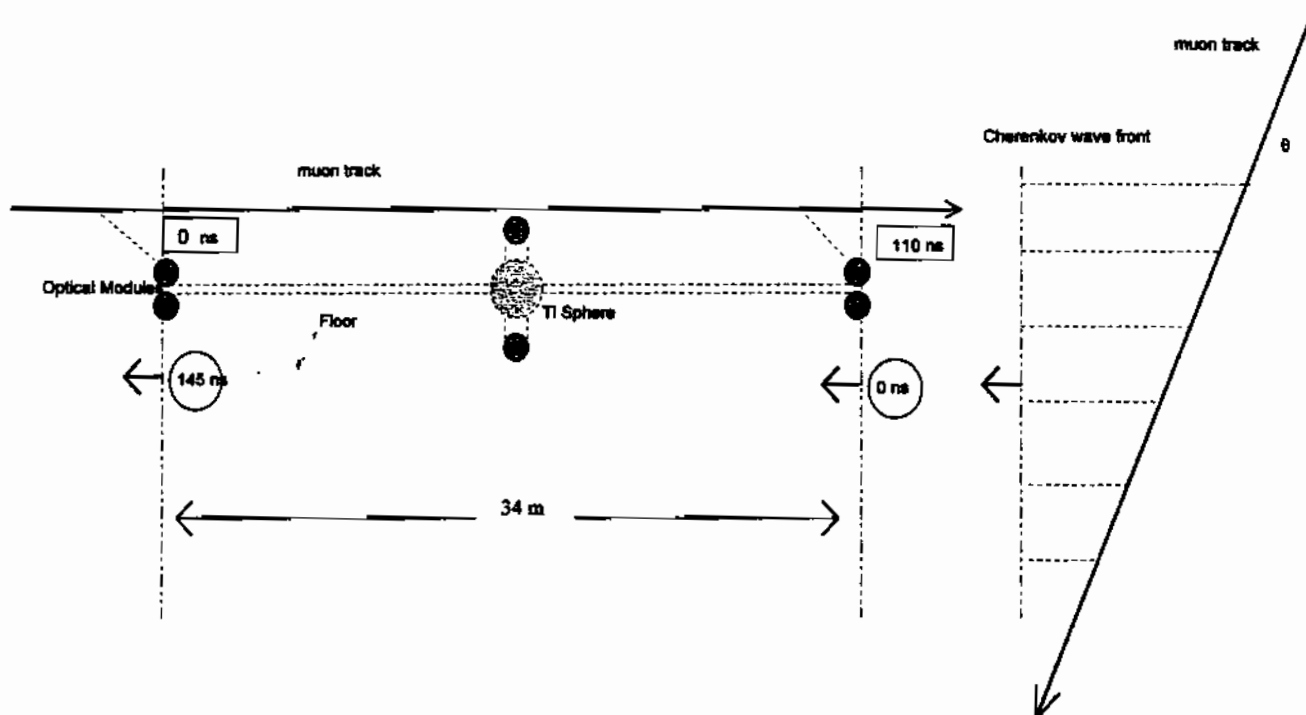


Εικόνα 7.11: Μετρήσεις θερμοκρασιών για επτά ώρες λειτουργίας του συστήματος. Η εξωτερική ψύξη επιτεύχθηκε με συνεχόμενη ροή νερού (θερμοκρασίας 16°C) πάνω στη σφαίρα τιτανίου. Η διαδικασία πραγματοποιήθηκε κατά τη διάρκεια της νύχτας, ώστε να αποφύγουμε τη θέρμανση της σφαίρας από την ηλιακή ακτινοβολία.

Στην εικόνα 7.11 παρουσιάζονται μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της νύχτας και για 7 συνεχόμενες ώρες λειτουργίας του συστήματος. Η θερμοκρασία του περιβάλλοντος ήταν αρχικά 16-17°C ενώ αργότερα έπεσε στους 13-14°C. Νερό σε θερμοκρασία περίπου 16°C διέβρεχε διαρκώς την εξωτερική επιφάνεια της σφαίρας, πάνω στην οποία η θερμοκρασία αποκαταστάθηκε στους 14.5°C κοντά στον ισημερινό, μετά από 1 ώρα από την έναρξη της δοκιμής, ενώ στο επάνω μέρος της σφαίρας ήταν αισθητά υψηλότερη, γύρω στους 20°C. Οι μετρήσεις δείχνουν, ότι υπάρχει μια αισθητή διαφοροποίηση της θερμοκρασίας από το κάτω προς το επάνω μέρος της σφαίρας τιτανίου. Παρατηρούμε σημαντική αύξηση της θερμοκρασίας στο πάνω μέρος της σφαίρας που δεν ξεπερνάει όμως τους 28°C ενώ στο κάτω μέρος της η θερμοκρασία δεν ξεπερνά τους 19°C. Φαίνεται αρχικά, ότι η επιδιωκόμενη ανακύκλωση του αέρα δεν είναι ικανοποιητική. Πρέπει όμως να λάβουμε υπόψη, ότι σε καμία περίπτωση δεν μπορεί να επιτευχθεί ομοιόμορφη ψύξη της σφαίρας με την παραπάνω μέθοδο και ότι τα τοιχώματά της δεν βρίσκονται στη σταθερή θερμοκρασία των 14°C, όπως αναμένεται να συμβαίνει, όταν το σύστημα θα λειτουργεί μέσα στη θάλασσα. Επομένως οι παραπάνω μετρημένες τιμές αποτελούν, κατά την εκτίμησή μας, ανώτατο όριο των θερμοκρασιών που θα επικρατούν στο εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου κατά την κανονική λειτουργία του συστήματος.

7.3 Σύστημα συλλογής και ανάλυσης δεδομένων (DAQ)

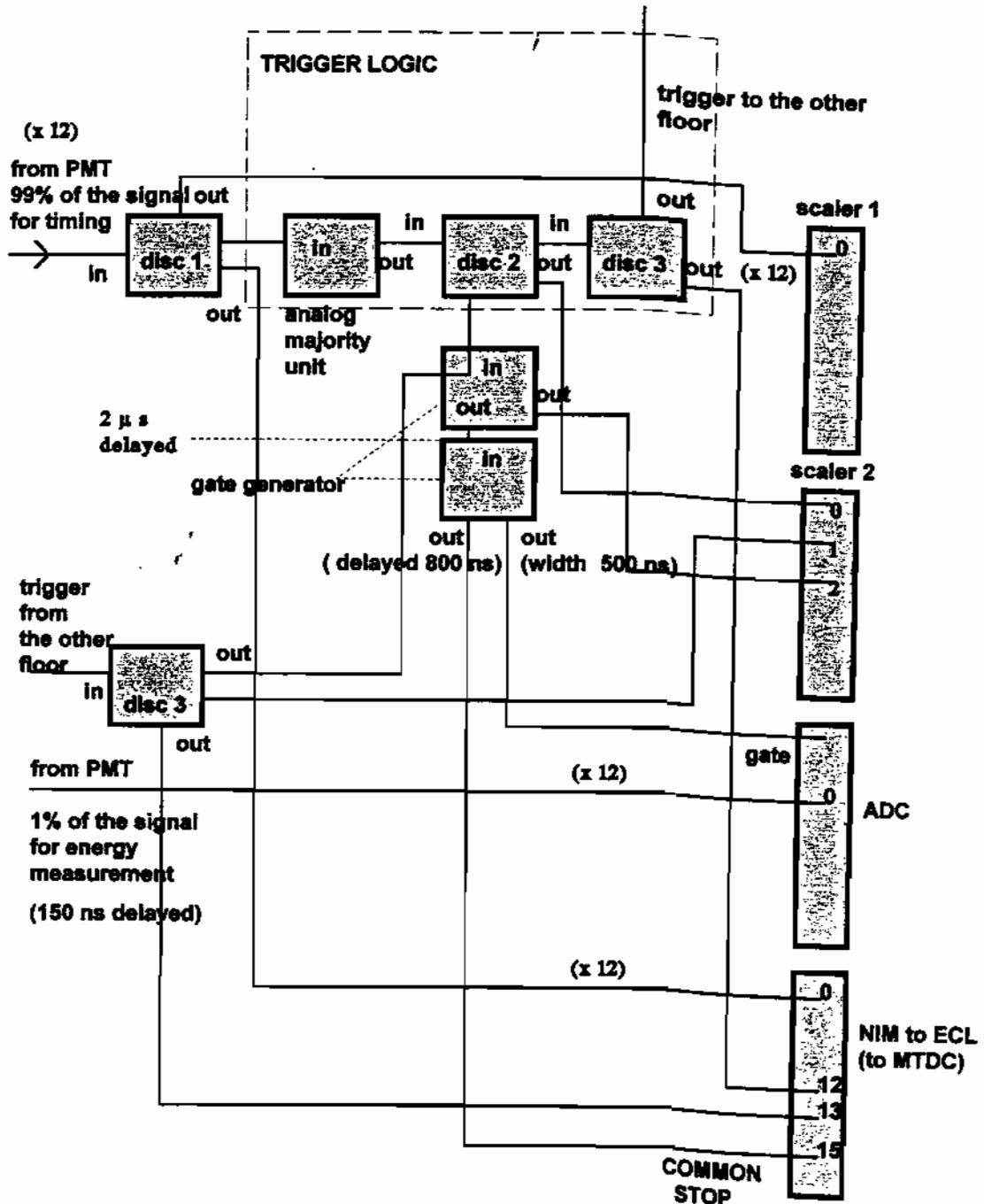
Το πρόγραμμα για τη συλλογή και αποθήκευση των δεδομένων (γραμμένο σε γλώσσα Turbo PASCAL) εκτελούσε δύο βασικές διεργασίες. Κάθε μισό δευτερόλεπτο διάβαζε τους scalars, παρέχοντας το ρυθμό απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών, ενώ αν υπήρχε γεγονός (LAM από το ADC) διάβαζε το ADC, το MTDC και τους scalars. Με τη βοήθεια του software LANTASTIC της Artisoft, οι υπολογιστές πάνω στο πλοίο και στις σφαίρες τιτανίου ήταν συνδεδεμένοι σε ένα τοπικό δίκτυο. Με τον τρόπο αυτό υπήρχε η δυνατότητα διαρκούς παρακολούθησης των υπολογιστών του συστήματος και μεταφοράς των δεδομένων στους υπολογιστές του πλοίου για "on-line" ανάλυση. Η ανάλυση γινόταν με δύο προγράμματα, ένα γραμμένο σε Turbo PASCAL, το οποίο διάβαζε τα δεδομένα και παρείχε τη δυνατότητα παρουσίασής τους, και ένα πρόγραμμα display, γραμμένο σε γλώσσα C, το οποίο πραγματοποιούσε επιπλέον και γρήγορη ανακατασκευή της τροχιάς.



Εικόνα 7.12: Μιόνιο κινούμενο σχεδόν οριζόντια διασχίζει τον ανιχνευτή σε χρονικό διάστημα 110ns, οι χρόνοι σε τετραγωνικό πλαίσιο, ενώ μιόνιο σε διεύθυνση $\theta \approx 48^\circ$ από την κατακόρυφο δημιουργεί μέτωπο φωτός Cherenkov που σαρώνει τον ανιχνευτή μέσα σε 145ns, οι χρόνοι σε κυκλικό πλαίσιο. Οι χρονικές αυτές διαφορές είναι η βάση για τη δημιουργία του trigger (συνθήκη σκανδαλισμού) του κάθε πατώματος.

Τα σήματα των φωτοπολλαπλασιαστών διαχωρίζονταν μέσα στα αντίστοιχα φίλτρα, στο 99% που κατέληγε στους διευκρινιστές για να χρησιμοποιηθεί για το timing και στο υπόλοιπο 1% που κατέληγε στα κανάλια του ADC για τη μέτρηση του φορτίου. Το κατώφλι των διευκρινιστών καθορίστηκε στα 30mV (1/4 του παλμού του φωτοηλεκτρονίου όπως αυτό έχει καθοριστεί εξ αρχής στους φωτοπολλαπλασιαστές μας) ενώ το εύρος του NIM παλμού εξόδου ήταν 150ns, ώστε να 'δοθεί ο κατάλληλος χρόνος σε όλους τους φωτοπολλαπλασιαστές που θα ενεργοποιούνται από το ίδιο γεγονός, στο ίδιο πάτωμα, να στείλουν εγκαίρως το σήμα τους. Ένα μιόνιο για να διασχίσει μια απόσταση 34m, ίση με τη διάμετρο του πατώματος χρειάζεται περίπου 110ns. Το φως χρειάζεται για το ίδιο διάστημα χρόνο 145ns. Στην εικόνα 7.12 αποδίδονται σχηματικά οι παραπάνω οριακές περιπτώσεις. Μιόνιο σχεδόν σε οριζόντια διεύθυνση διασχίζει τον ανιχνευτή ενεργοποιώντας τους φωτοπολλαπλασιαστές μέσα σε

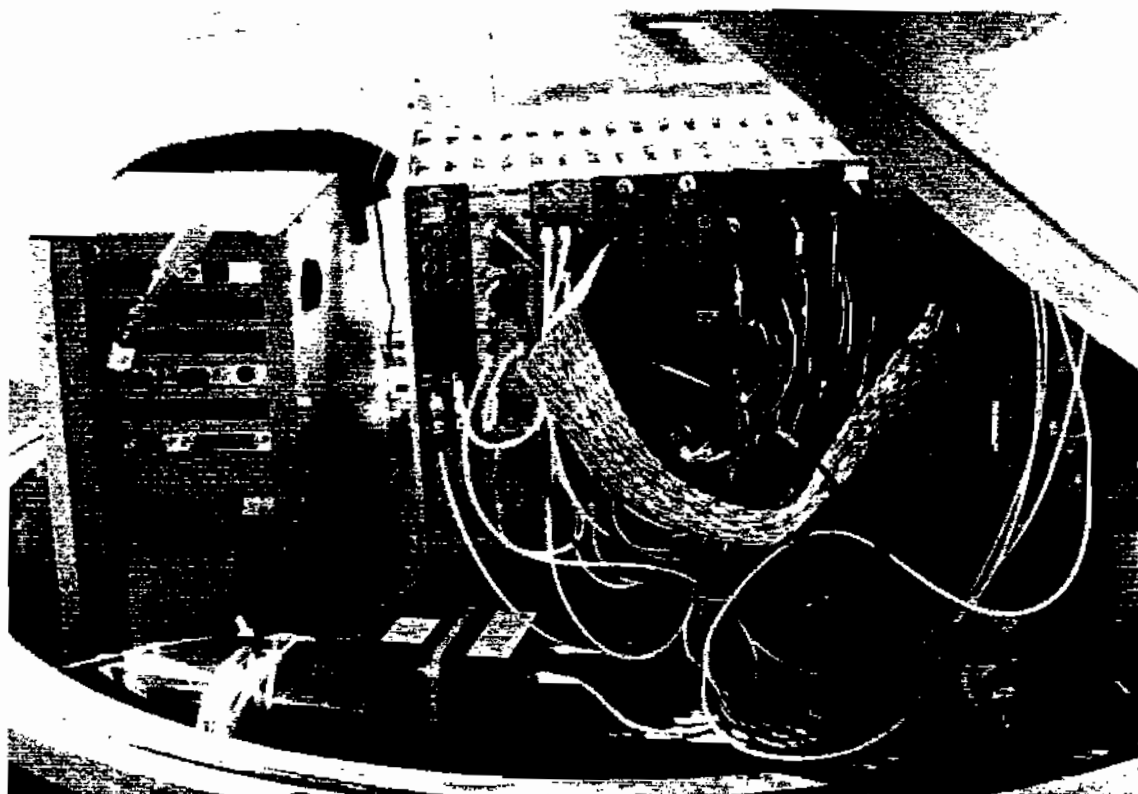
χρονικό διάστημα 110ns μετά την ενεργοποίηση του πρώτου. Στη δεύτερη περίπτωση μόνιο κινούμενο προς τα κάτω σε κατάλληλη γωνία, εκπέμπει ακτινοβολία Cherenkov σχεδόν οριζόντια και το μέτωπο του φωτεινού κύματος σαρώνει τον ανιχνευτή κινούμενο με μικρότερη ταχύτητα από αυτή του μιονίου, μέσα σε 145ns από την ενεργοποίηση του πρώτου φωτοπολλαπλασιαστή.



Εικόνα 7.13: Το block diagram του συστήματος συλλογής δεδομένων. Οι NIM και οι CAMAC μονάδες τοποθετήθηκαν στο modified CAMAC crate, καθώς ο διαθέσιμος χώρος στο εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου ήταν περιορισμένος.

Οι δώδεκα πρώτοι έξοδοι των καναλιών των διευκρινιστών οδηγούνται στις αντίστοιχες εισόδους των scalers για τη μέτρηση του ρυθμού απαρίθμησης του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή. Η

πληροφορία αυτή αποτελεί το περιβαλλοντολογικό αρχείο όπως το ονομάζουμε, αφού καταγράφει τη δράση της βιοφωταύγειας στην περιοχή πόντισης καθώς το σταθερό υπόβαθρο από την ακτινοβολία Cherenkov προερχόμενη από τις διασπάσεις ^{40}K . Υπενθυμίζουμε εδώ, ότι τα σήματα που οφείλονται στις ραδιενεργές διασπάσεις είναι στη μεγάλη τους πλειοψηφία παλμοί επιπέδου ενός φωτοηλεκτρονίου (βλέπε κεφάλαιο "Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ"). Η πληροφορία αυτή καταγραφόταν στο δίσκο του υπολογιστή κάθε μισό δευτερόλεπτο, όπως προαναφέραμε.

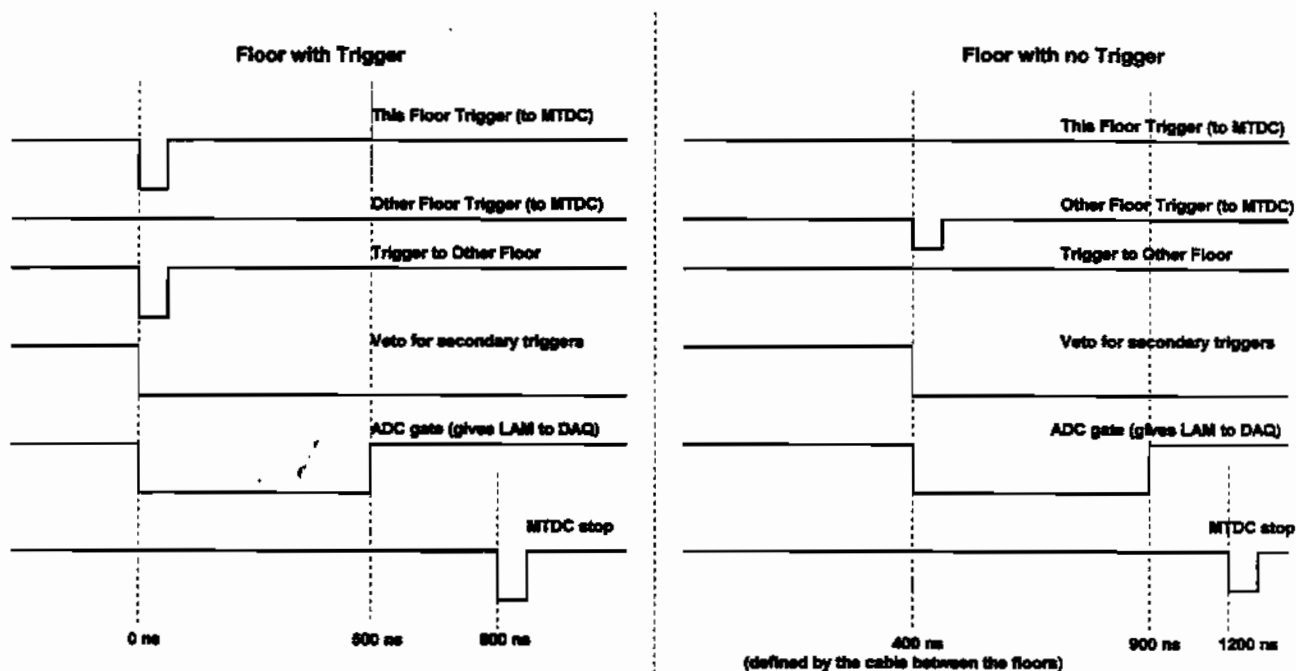


Εικόνα 7.14: Φωτογραφία του συστήματος συλλογής δεδομένων στο εσωτερικό της σφαίρας τιτανίου. Στο επάνω μέρος του υπολογιστή διακρίνουμε τον τερματισμό της local bridge του ανιχνευτή. Μπροστά από το CAMAC crate διακρίνεται ο splitter που χωρίζει το σήμα του trigger από και προς το πάτωμα αυτό. Η μία εκ των εισόδων (λευκά καλώδια) δέχεται ανεστραμμένο σήμα ώστε να είναι δυνατός ο διαχωρισμός των triggers των δύο πατωμάτων. Με τον τρόπο αυτό χρησιμοποιήθηκε ένα μόνο καλώδιο μεταξύ των σφαιρών για τη μετάδοση της πληροφορίας του trigger και διατέθηκε το δεύτερο, που προοριζόταν για το σκοπό αυτό, για τη σύνδεση του πιεσομέτρου, το οποίο ήταν τοποθετημένο εξωτερικά.

Οι άλλες δώδεκα έξοδοι οδηγούνται στο μετατροπέα NIM-ECL και από εκεί στο MTDC (Multi-hit TDC)⁹¹ το οποίο δούλευε σε COMMON STOP mode. Η συσκευή αυτή έχει τη δυνατότητα να καταγράφει σε 32 διαφορετικά κανάλια το χρόνο άφιξης μέχρι και 16 σημάτων και για χρόνο 65μs. Τα κανάλια μπορούν να προγραμματισθούν ώστε να ανιχνεύουν leading ή/και trailing edges με χρόνο διαχωρισμού 20ns. Κάθε κανάλι φτάνει το 1ns διακριτική ικανότητα (LSB). Αν σε κάποιο κανάλι καταγραφούν παραπάνω από 16 γεγονότα τότε μόνο τα 16 τελευταία θα κρατηθούν στη μνήμη. Το διάβασμα της πληροφορίας μπορεί να γίνει 4μs μετά

⁹¹ Αναφορά επίσης στη λειτουργία της συσκευής γίνεται και στο κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο" στην περιγραφή του ελέγχου των φωτοπολλαπλασιαστών.

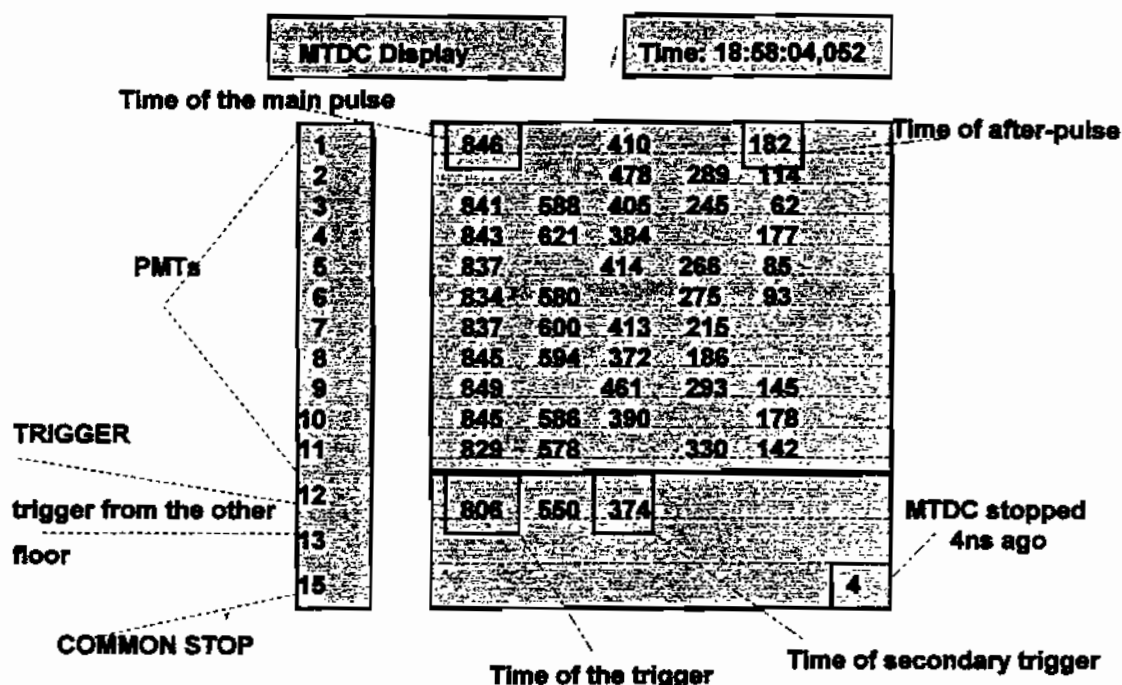
την ενεργοποίηση της εισόδου COMMON. Χρησιμοποιήθηκαν μόνο 15 από τα κανάλια της συσκευής και την είσοδο COMMON. Στα δώδεκα πρώτα κανάλια καταγραφόταν ο χρόνος άφιξης του σήματος κάθε φωτοπολλαπλασιαστή, στο δεκατο τρίτο ο χρόνος άφιξης του trigger του πατώματος, στο δεκατο τέταρτο ο χρόνος άφιξης του trigger του άλλου πατώματος και στο δεκατο πέμπτο ο χρόνος άφιξης του trigger είτε του ενός είτε του άλλου πατώματος αλλά καθυστερημένος κατά 800ns ώστε να υπάρχει ο χρόνος να φτάσει η πληροφορία από το άλλο πάτωμα διανύοντας τα 70m καλώδιο που μεσολαβούσε μεταξύ των πατωμάτων (400ns καθυστέρηση). Στην εικόνα 7.13 φαίνεται το λογικό διάγραμμα του συστήματος. Όλες οι μονάδες τοποθετήθηκαν στο modified CAMAC crate. Μια εικόνα του εσωτερικού της σφαίρας τιτανίου με το CAMAC crate και τον υπολογιστή φαίνεται στη φωτογραφία 7.14.



Εικόνα 7.15: Η λογική του χρονισμού (timing) για την περίπτωση που το ένα μόνο πάτωμα έχει καταγράψει trigger. Η πληροφορία αυτή μεταφέρεται στο άλλο πάτωμα έτσι ώστε να καταγραφεί ο χρόνος και το φορτίο των φωτοπολλαπλασιαστών του ακόμη και αν δεν έχει καταγράψει trigger.

Στην εικόνα 7.15 αναπαριστούμε γραφικά τη λογική του trigger του ανιχνευτή. Στην εικόνα αριστερά φαίνεται η περίπτωση πατώματος στο οποίο έχει δημιουργηθεί trigger, δηλαδή έχει ενεργοποιηθεί ο απαιτούμενος αριθμός Οπτικών Στοιχείων μέσα στο προκαθορισμένο χρονικό παράθυρο των 150ns. Ο trigger δημιουργείται με καθυστέρηση περίπου 30ns από την ενεργοποίηση του τελευταίου, από τον αριθμό των απαιτούμενων φωτοπολλαπλασιαστών για τη δημιουργία του trigger. Η πληροφορία αυτή καταγράφεται στο κανάλι 12 του MTDC και μεταφέρεται μέσω καλωδίου μήκους 70m (400ns καθυστέρηση) στο άλλο πάτωμα, ώστε ακόμη και στην περίπτωση που δεν έχει δημιουργηθεί και σε αυτόν trigger, το DAQ να καταγράψει το χρόνο και το φορτίο των φωτοπολλαπλασιαστών του. Στο δεύτερο πάτωμα δεν δημιουργείται trigger στην περίπτωση που εξετάζουμε. Ο πρώτος gate generator, αμέσως μετά τη δημιουργία του trigger διακόπτει την προώθηση νέων triggers για 2μs. Με τον τρόπο αυτό δευτερεύοντες triggers κυρίως από after pulses ή ανακλάσεις στον ηλεκτρικό συνδετήρα απομακρύνονται. Το ADC χρειάζεται 2μs για να ετοιμαστεί να ξαναδιαβάσει από τον υπολογιστή και επομένως αν μέσα σε αυτό το χρόνο παρουσιαστεί νέος trigger χωρίς να γίνει update η μονάδα, η διάρκεια της gate γίνεται μεγαλύτερη (μέχρι και 1000ns) με αποτέλεσμα το συλλεγόμενο φορτίο να είναι

πολύ μεγαλύτερο του πραγματικού. Επίσης προστατεύουμε με τον τρόπο αυτό το MTDC από το να ολοκληρώσει τον κύκλο καταγραφής μετά από τη δημιουργία δευτερεύοντος trigger και όχι του πραγματικού. Η επιλογή αυτή μεγαλώνει τον dead time του συστήματος αλλά εξασφαλίζει την ποιότητα της καταγραφόμενης πληροφορία.



Εικόνα 7.16: Το display με την πληροφορία από το MTDC. Στην πρώτη στήλη εμφανίζονται τα κανάλια τα οποία έχουν καταγράψει παλμό σε κάποιο χρόνο μέσα στο παράθυρο του 15μs πριν σταματήσει το MTDC. Στις στήλες που ακολουθούν παρουσιάζονται όλοι οι χρόνοι στους οποίους ο παλμός του αντίστοιχου φωτοπολλαπλασιαστή πέρασε το προκαθορισμένο κατώφλι. Στο κανάλι 12 καταγράφεται ο χρόνος που δημιουργήθηκε ο trigger, καθώς και δευτερεύοντες triggers. Στο κανάλι 13 αναμένεται ο trigger από το άλλο πάτωμα, στην προκειμένη περίπτωση δεν υπάρχει. Τέλος στο κανάλι 15 καταγράφεται ο χρόνος που σταμάτησε το MTDC, 802ns μετά τη δημιουργία του trigger.

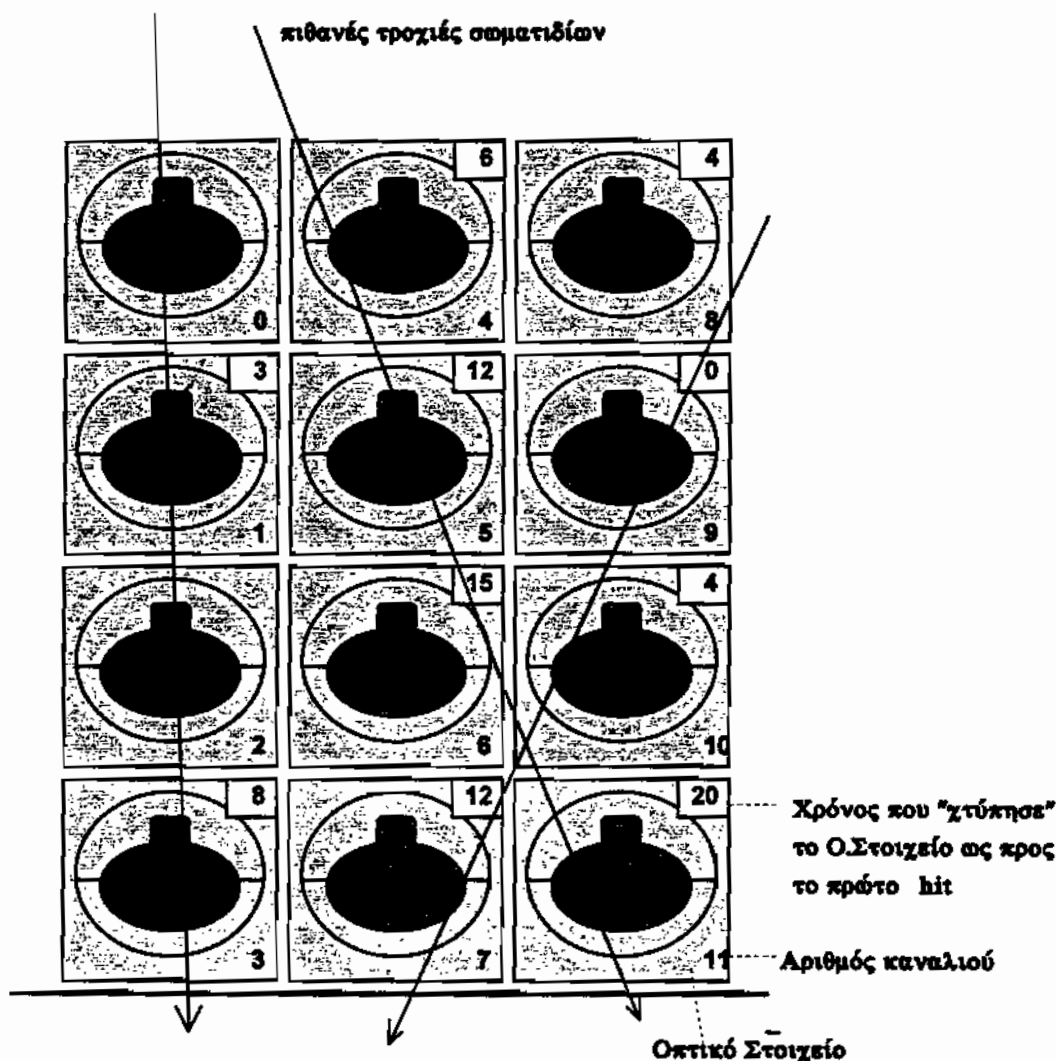
Το LAM στο DAQ θα το δώσει το ADC όταν θα δημιουργηθεί gate (εύρους 500ns) σε αυτό. Τα 12 κανάλια του θα καταγράψουν το συλλεγόμενο φορτίο. Από την πληροφορία αυτή θα εκτιμήσουμε την ενέργεια του γεγονότος του οποίου η διέλευση έχει ενεργοποιήσει τους φωτοπολλαπλασιαστές. Το MTDC θα έχει καταγράψει τους χρόνους ενεργοποίησης των φωτοπολλαπλασιαστών μέχρι και 15μs πριν σταματήσει. Είναι δυνατόν ένα Οπτικό Στοιχείο να έχει ενεργοποιηθεί αρκετές φορές μέσα σε αυτό το χρονικό διάστημα. Στην εικόνα 7.16 παρουσιάζουμε το display του MTDC για ένα γεγονός που καταγράφηκε κατά την προετοιμασία του συστήματος στις 22/4/1997. Οι φωτοπολλαπλασιαστές του ενός πατώματος είναι σε λειτουργία σε σκοτεινό δωμάτιο και τοποθετημένοι στη διάταξη που φαίνεται στο σχήμα 7.17. Όλοι οι φωτοπολλαπλασιαστές είναι προσανατολισμένοι προς τα κάτω. Το κανάλι 0 βρίσκεται εκτός λειτουργίας και έτσι δεν έχουμε πληροφορία από τον αντίστοιχο φωτοπολλαπλασιαστή.

Το σύστημα δοκιμάστηκε στο εργαστήριο για χρονικό διάστημα ενός μήνα πριν από την πόντιση. Καταιονισμοί σωματιδίων κοσμικής ακτινοβολίας δημιουργούσαν triggers με συχνότητα περίπου 1Hz, όταν η συνθήκη σκανδαλισμού (trigger) ήταν να ενεργοποιούνται 6 από τους 12 φωτοπολλαπλασιαστές μέσα στο χρονικό παράθυρο των 150ns, καθώς το πέρασμά τους

από το γυαλί και το πολυμερές σιλικόνης του Οπτικού Στοιχείου είχε ως αποτέλεσμα την παραγωγή ακτινοβολίας Cherenkov. Ο ρυθμός των τυχαίων συμπτώσεων, εξαιτίας του θορύβου των φωτοπολλαπλασιαστών μπορεί να υπολογιστεί θεωρητικά από τον τύπο:

$$P_{k/N} = \frac{N!}{k!(N-k)!} k \frac{(\tau R)^k}{\tau}$$

όπου N είναι ο αριθμός των λυχνιών του πατώματος,
 k ο αριθμός των φωτοπολλαπλασιαστών που συμμετέχουν στον trigger,
 τ είναι το απαιτούμενο χρονικό παράθυρο και
 R είναι ο ρυθμός απαρίθμησης του φωτοπολλαπλασιαστή υποθέτοντας, ότι όλοι οι φωτοπολλαπλασιαστές έχουν σχεδόν τον ίδιο ρυθμό απαρίθμησης.

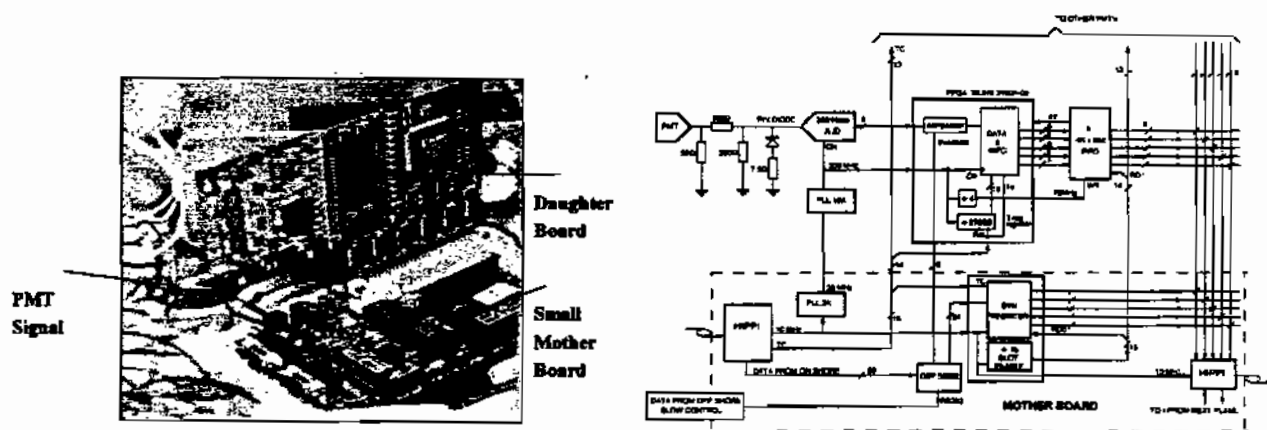


Εικόνα 7.17: Η ταξινόμηση των φωτοπολλαπλασιαστών ενός εκ των πατωμάτων μέσα στο σκοτεινό δωμάτιο. Καθώς ο κάθε φωτοπολλαπλασιαστής είναι απομονωμένος στο κουτί του, θα πρέπει το σωματίδιο να διασχίσει το Οπτικό Στοιχείο, ώστε να καταγραφεί η ακτινοβολία Cherenkov που παράγει το πέρασμά του από το γυαλί ή το οπτικό πολυμερές. Τρεις υποθετικές τροχιές σωματιδίων φαίνονται στο παραπάνω σχήμα με βάση τους χρόνους που ενεργοποιήθηκαν οι φωτοπολλαπλασιαστές.

Αν ζητήσουμε 6/12 φωτοπολλαπλασιαστές μέσα σε 150ns τότε βρίσκουμε $P_{L/N} = 4 \times 10^{-7}$ Hz για μέσο ρυθμό απαρίθμησης της τάξεως των 10kHz, όπως μετρήθηκε στο εργαστήριο και $P_{L/N} = 0.1$ Hz όπως αναμενόταν για ρυθμό απαρίθμησης 80kHz στη θάλασσα. Λαμβάνοντας υπόψη τα παραπάνω και τη μορφή του καταγραφόμενου αρχείου, κατά τη διάρκεια λειτουργίας του συστήματος στη θάλασσα, το μέγεθός του θα αύξανε με ρυθμό περίπου 100Byte/s.

Η επικοινωνία μεταξύ των δύο πατωμάτων (μεταξύ των δύο σφαιρών τιτανίου) γινόταν με τρία καλώδια. Τα δύο ομοαξονικά καλώδια χρησιμοποιήθηκαν για την επικοινωνία μεταξύ των δύο υπολογιστών των δύο πατωμάτων και για τη μεταφορά της πληροφορίας του trigger. Αρχικά είχαμε διαθέσει δύο χωριστά καλώδια για το σκοπό αυτό αλλά τελικά χρησιμοποιήσαμε ένα μόνο καλώδιο, αναστρέφοντας τον παλμό του trigger από το πάνω πάτωμα προς το κάτω. Το συνολικό μήκος των καλωδίων ήταν 70m και αποτελούνται από δύο τμήματα των 35m τα οποία συνδέονταν με ειδικό ηλεκτρικό συνδετήρα. Η επιλογή αυτή έγινε για να διευκολυνθεί η διαδικασία ποντίσεως του συστήματος.

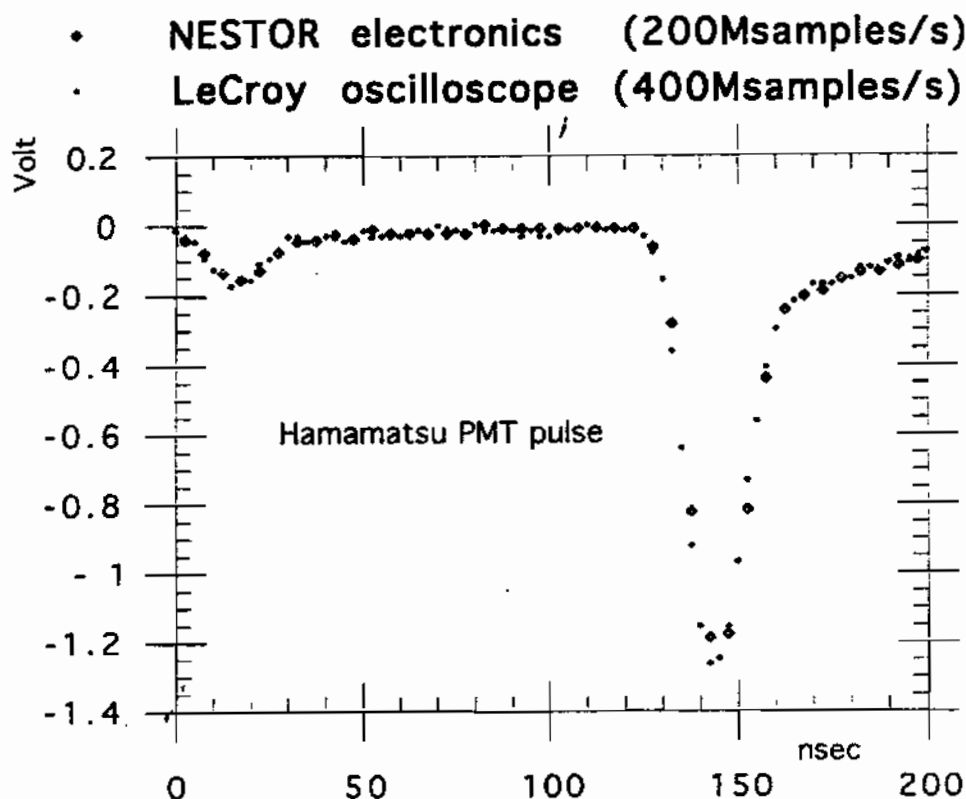
Στα πλαίσια της πόντισης του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων δοκιμάστηκε για πρώτη φορά και το πρωτότυπο της μονάδας ψηφιοποίησης (Rome Board). Η περιγραφή του συστήματος παρουσιάζεται αναλυτικά στην παράγραφο "Σύστημα μετάδοσης των δεδομένων", κεφάλαιο "Το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ". Στην εικόνα 7.18 παρουσιάζεται το πρωτότυπο που χρησιμοποιήθηκε στη δοκιμή αυτή και το ηλεκτρονικό κύκλωμα της μονάδας (daughter board), ενώ στην εικόνα 7.19 παρουσιάζεται η μορφή του ανακατασκευασμένου παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή μετά από ψηφιοποίηση (200Msamples/s) και μεταφορά μέσω του ηλεκτροοπτικού καλωδίου μήκους 4.5km, η οποία συγκρίνεται με τη μορφή του παλμού που έχει ληφθεί με τον παλμογράφο (LeCroy Oscilloscope, 400Msamples/s).



Εικόνα 7.18: Η μονάδα ψηφιοποίησης του παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή (Rome Board). Αριστερά φαίνεται το ένα κανάλι που χρησιμοποιήθηκε στον ανιχνευτή των δύο πατωμάτων και δεξιά το λογικό διάγραμμα της μονάδας. Αναλυτική αναφορά στο σύστημα συλλογής δεδομένων με ψηφιοποίηση του παλμού γίνεται στο κεφάλαιο "Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ".

Η μονάδα ψηφιοποίησης δίνει τη δυνατότητα ανακατασκευής της πλήρους μορφής του παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή. Η γνώση της μορφής του παλμού μπορεί να βοηθήσει στο διαχωρισμό γεγονότων, για τα οποία η απόκριση του ανιχνευτή είναι παρεμφερής. Για παράδειγμα αναφέρουμε τη δυνατότητα διάκρισης σημάτων που οφείλονται σε παράλληλα κινούμενα μόνια σε μικρές αποστάσεις μεταξύ τους αλλά και σημάτων που οφείλονται σε

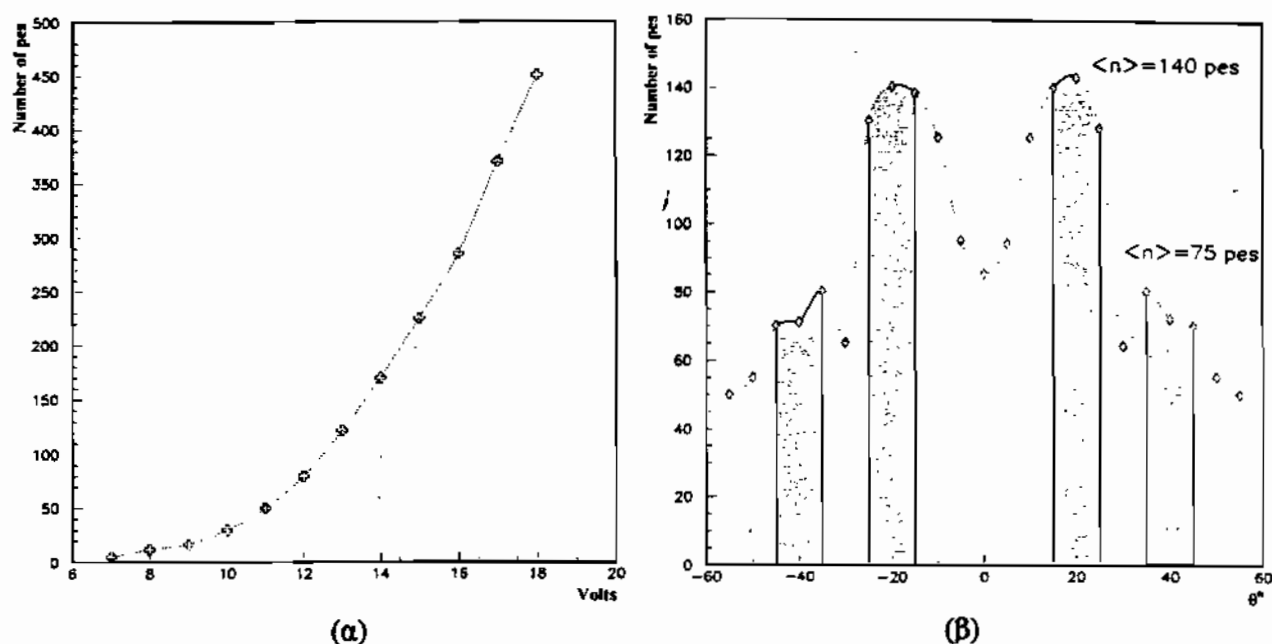
δράση βιοφωταύγειας τα οποία παρουσιάζουν χαρακτηριστική μορφή (κεφάλαιο “Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο NESTOR”).



Εικόνα 7.19: Ο παλμός του φωτοπολλαπλασιαστή που έχει ψηφιοποιηθεί από την Rome Board, στέλνεται στον σταθμό ελέγχου μέσω 4.5km οπτικής ίνας. Εκεί πραγματοποιείται η ανακατασκευή του παρέχοντας εξαιρετικά καλή προσέγγιση της πραγματικής μορφής του παλμού. Στην εικόνα η ανακατασκευασμένη μορφή του παλμού από την πρωτότυπη μονάδα ψηφιοποίησης συγκρίνεται με τη μορφή του παλμού, όπως την καταγράφει ο παλμογράφος.

7.4 Το σύστημα βαθμονόμησης

Στα πλαίσια της δοκιμής αυτής χρησιμοποιήθηκαν για πρώτη φορά μπλε LEDs τα οποία έχουν δοκιμασθεί επιτυχημένα μέχρι σήμερα στο E.O.Lawrence Berkeley National Laboratory [5], [210]. Τα μπλε LEDs, τύπου GaN, κατασκευάζονται από την εταιρία Nichia Chemical Co της Ιαπωνίας και την SLOAN AG της Ελβετίας είναι 100 φορές λαμπρότερα από τα αντίστοιχα τύπου SiC, τα οποία ήταν τα μόνα διαθέσιμα μέχρι σήμερα και είναι ικανά να δημιουργήσουν παλμούς εύρους μικρότερου του ns. Ο pulser που χρησιμοποιήσαμε κατασκευάστηκε επίσης στο E.O.Lawrence Berkeley National Laboratory από τον G.Przybylski (Μάρτιος 1996) [245] και είναι ικανός να δημιουργήσει οπτικούς παλμούς με 3.5-5.5ns FWHM, ανάλογα με τη λαμπρότητα εκπομπής. Τέτοιες οπτικές συσκευές ποντίστηκαν στο τηλεσκόπιο AMANDA την περίοδο 1995-1996 στο Νότιο Πόλο. Η ένταση της λαμπρότητάς τους φτάνει τα 1000mcd ($1\text{cd}=4.759\times 10^{16}\text{ph/sec}$ στα 470nm μήκος κύματος) και μπορεί να λειτουργεί μεταξύ των 7V και των 60V, τάση τροφοδοσίας. Η γωνία ανοίγματος της δέσμης, σύμφωνα με τις προδιαγραφές είναι 15° . Η μέτρηση στο εργαστήριο έδωσε λίγο μεγαλύτερη τιμή 20° .



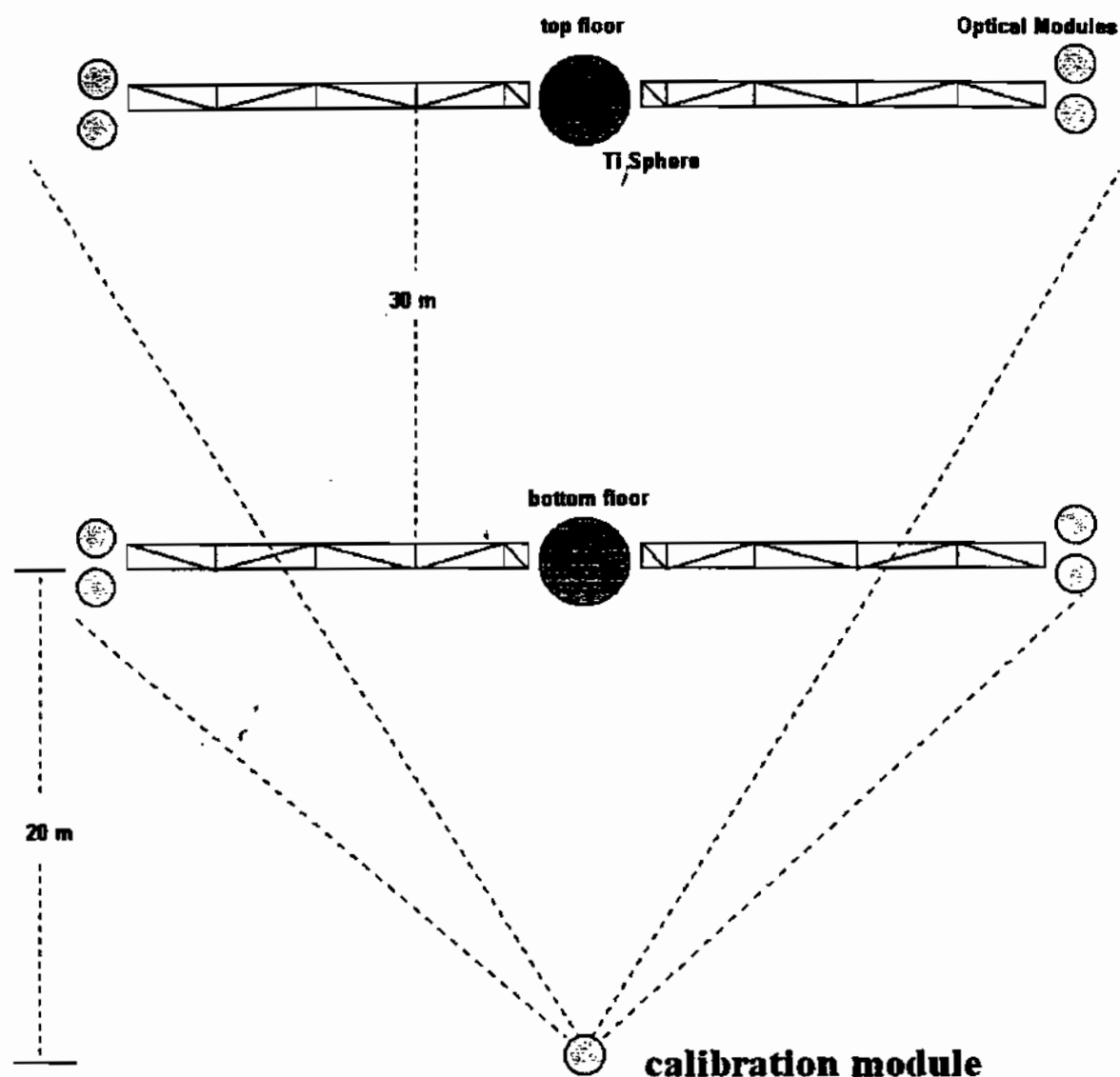
Εικόνα 7.20: (α) Παρουσιάζεται ο αριθμός των φωτοηλεκτρονίων που εκπέμπονται από το LED συναρτήσει της τάσεως τροφοδοσίας του. (β) Η γωνιακή κατανομή της εντάσεως του φωτός του συστήματος βαθμονόμησης (παρουσία του μέσου διάχυσης). Οι γραμμοσκιασμένες περιοχές αναφέρονται στις γωνίες στις οποίες το φως “συναντά” τους φωτοπολλαπλασιαστές του ανιχνευτή. Ο μικρός κώνος, ο οποίος έχει μεγαλύτερη ένταση οδηγείται στο μακρινό πάτωμα, ενώ ο μεγαλύτερος και ασθενέστερος οδηγείται στο κοντινό.

Η μελέτη του LED έδειξε, ότι ένα μέσο διάχυσης ήταν απαραίτητο ώστε να είναι δυνατή η ανίχνευση φωτός από όλους τους φωτοπολλαπλασιαστές⁹² από μία μόνο πηγή αλλά και η κατανομή της εντάσεως του φωτός να είναι όσο το δυνατόν ομοιόμορφη σε ολόκληρο τον ανιχνευτή. Η γωνιακή κατανομή της εντάσεως του φωτός με χρήση μέσου διάχυσης φαίνεται στην εικόνα 7.20(β). Το φως από το σύστημα LED και μέσο διάχυσης εκπέμπεται ουσιαστικά σε δύο κώνους, παρουσιάζοντας μέγιστη ένταση στις γωνιακές περιοχές $15-25^\circ$ και $35-45^\circ$. Τοποθετώντας το σύστημα βαθμονόμησης 20m κάτω από το σύστημα το έντονο φως από το μικρό κώνο κατευθύνεται στα Οπτικά Στοιχεία του απομακρυσμένου πατώματος (απόσταση 53m) ενώ το φως από τον μεγαλύτερο και ασθενέστερο κώνο στα Οπτικά Στοιχεία του πλησιέστερου στο σύστημα πατώματος (απόσταση 26m).

Σημειώνουμε, ότι στον υπολογισμό αυτόν έχουν πραγματοποιηθεί αρκετές προσεγγίσεις. Αναφέρουμε χαρακτηριστικά, ότι το φως θα υποστεί διαδοχικές διαθλάσεις τόσο στη διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ του LED και της ειδικής υποδοχής του μέσου διάχυσης, στο γυαλί της σφαίρας που περιβάλλει το σύστημα, καθώς και εισερχόμενο στο θαλάσσιο νερό, η επίδραση των οποίων εδώ έχει θεωρηθεί αμελητέα. Η αρχή λειτουργίας του συστήματος βαθμονόμησης φαίνεται στην εικόνα 7.21.

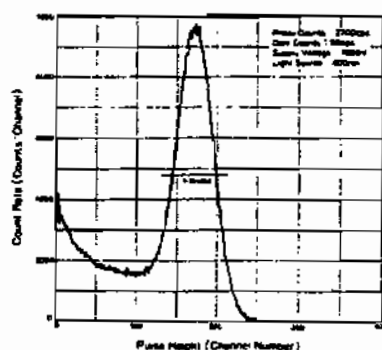
Για τη μελέτη του συστήματος βαθμονόμησης χρησιμοποιήθηκαν δύο φωτοπολλαπλασιαστές 2", ένας 56AVP και ένας R1262x της HAMAMATSU, με εξαιρετική ικανότητα στη διάκριση του καταγραφόμενου αριθμού φωτοηλεκτρονίων.

⁹² Σημειώνουμε, ότι μόνο οι φωτοπολλαπλασιαστές που είναι προσανατολισμένοι προς το LED θα είχαν δυνατότητα να ανιχνεύσουν φως από αυτά. Οι φωτοπολλαπλασιαστές που είναι προσανατολισμένοι προς τα πάνω δεν μπορούν να ανιχνεύσουν φως από το LED.

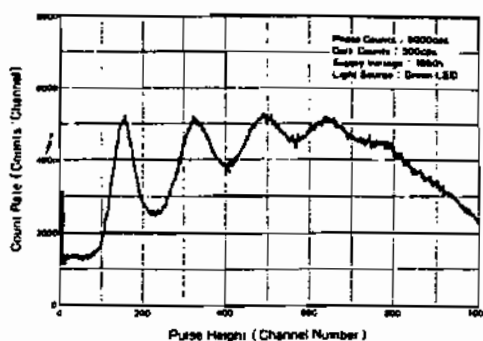


Εικόνα 7.21: Η αρχή λειτουργίας του συστήματος βαθμονόμησης του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων. Το φως από ένα μπλε LED μετά από την κατάλληλη διάχυση φωτίζει και τα δύο πατώματα του ανιχνευτή.

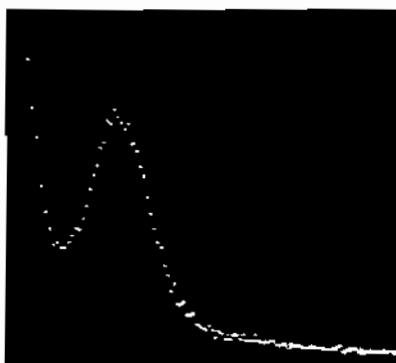
Στην εικόνα 7.22 φαίνονται οι κατανομές για παλμό ενός φωτοηλεκτρονίου (α) και πολλών φωτοηλεκτρονίων (β) σύμφωνα με τις προδιαγραφές του φωτοπολλαπλασιαστή, ενώ στις (γ) και (δ) παρουσιάζονται τα φάσματα που ελήφθησαν χρησιμοποιώντας ένα qVt (LeCroy model 3001) για την περίπτωση του ενός και περισσότερων φωτοηλεκτρονίων αντίστοιχα. Η χρήση των φωτοπολλαπλασιαστών αυτών μας έδωσε τη δυνατότητα να βαθμονομήσουμε το LED, ώστε να γνωρίζουμε με μεγάλη ακρίβεια την ποσότητα του φωτός που εκπέμπει. Το σύστημα, μέσω διάχυσης και LED, μαζί με τον φωτοπολλαπλασιαστή τοποθετήθηκε σε ειδικά για το σκοπό αυτό κατασκευασμένο μαύρο κουτί. Σκοπός ήταν να υπολογιστεί η τάση με την οποία θα έπρεπε να τροφοδοτήσουμε το σύστημα ώστε το εκπεμπόμενο φως να ανιχνεύεται από τους φωτοπολλαπλασιαστές και των δύο πατωμάτων.



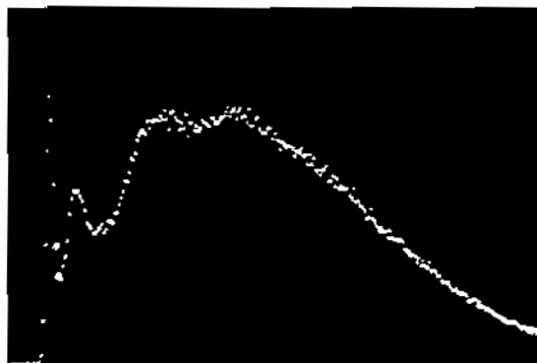
(α)



(β)



(γ)



(δ)

Εικόνα 7.22: Ο φωτοπολλαπλασιαστής R1262x της Hamamatsu χαρακτηρίζεται από εξαιρετική κατανομή ύψους παλμού, τόσο στο επίπεδο του ενός φωτοηλεκτρονίου (30% FWHM στα 1850V), (α) προδιαγραφές και (γ) qV_t spectrum, όσο και στο επίπεδο περισσότερων, (β) και (δ). Με βάση τη διακριτική του ικανότητα πραγματοποιήθηκε η βαθμονόμηση του LED που χρησιμοποιήθηκε.

Το πρώτο βήμα ήταν να προσδιοριστεί η τάση για την οποία ο φωτοπολλαπλασιαστής αναφοράς θα κατέγραφε ένα φωτοηλεκτρόνιο και στη συνέχεια να πραγματοποιηθεί η αντιστοιχία των τάσεων τροφοδοσίας του συστήματος με τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων που θα κατέγραφε ο φωτοπολλαπλασιαστής (εικόνα 7.20(α)). Η τάση τροφοδοσίας καθορίστηκε στα 14V, τάση για την οποία κάθε φωτοπολλαπλασιαστής του μακρινού πατώματος, θα κατέγραφε 3 φωτοηλεκτρόνια, ενώ κάθε φωτοπολλαπλασιαστής του πλησιέστερου πατώματος θα κατέγραφε 11 φωτοηλεκτρόνια.

Για την κατασκευή του συστήματος βαθμονόμησης χρησιμοποιήσαμε μια υάλινη σφαίρα της Γερμανικής εταιρίας JENA, των ίδιων διαστάσεων με τις σφαίρες της εταιρίας BENTHOS. Σε ξύλινο δίσκο που τοποθετήθηκε στον ισημερινό της βιδώθηκε το μέσο διάχυσης που έφερε το LED στο πίσω του μέρος. Επάνω στον ξύλινο δίσκο τοποθετήθηκαν 3 μπαταρίες των 6V, οι οποίες συνδέθηκαν σε σειρά και θα τροφοδοτούσαν το σύστημα μέσω ενός σταθεροποιητή τάσεως που θα ρύθμιζε την τάση στα 14V.

7.5 Η διαδικασία πόντισης

Η προετοιμασία του συστήματος ξεκίνησε τον Ιούλιο του 1996 και ολοκληρώθηκε τον Μάιο του 1997. Στο χρονικό διάστημα από τον Ιούλιο μέχρι τον Οκτώβριο κατασκευάστηκαν 30 Οπτικά Στοιχεία (βλέπε κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο"). Στο ίδιο χρονικό διάστημα διατρήθηκαν οι σφαίρες τιτανίου που θα χρησιμοποιούνταν στον ανιχνευτή. Οι ηλεκτρικοί και οι ηλεκτροοπτικοί συνδετήρες προσαρμόστηκαν στις υποδοχές και οι σφαίρες ποντίστηκαν δοκιμαστικά σε μεγάλο βάθος για να ελεγχθεί η στεγανότητα του συστήματος. Ακολούθησε η κατασκευή του συστήματος συλλογής δεδομένων στο εσωτερικό των σφαιρών. Το σύστημα ήταν σε πλήρη λειτουργία στις 2/5/97.

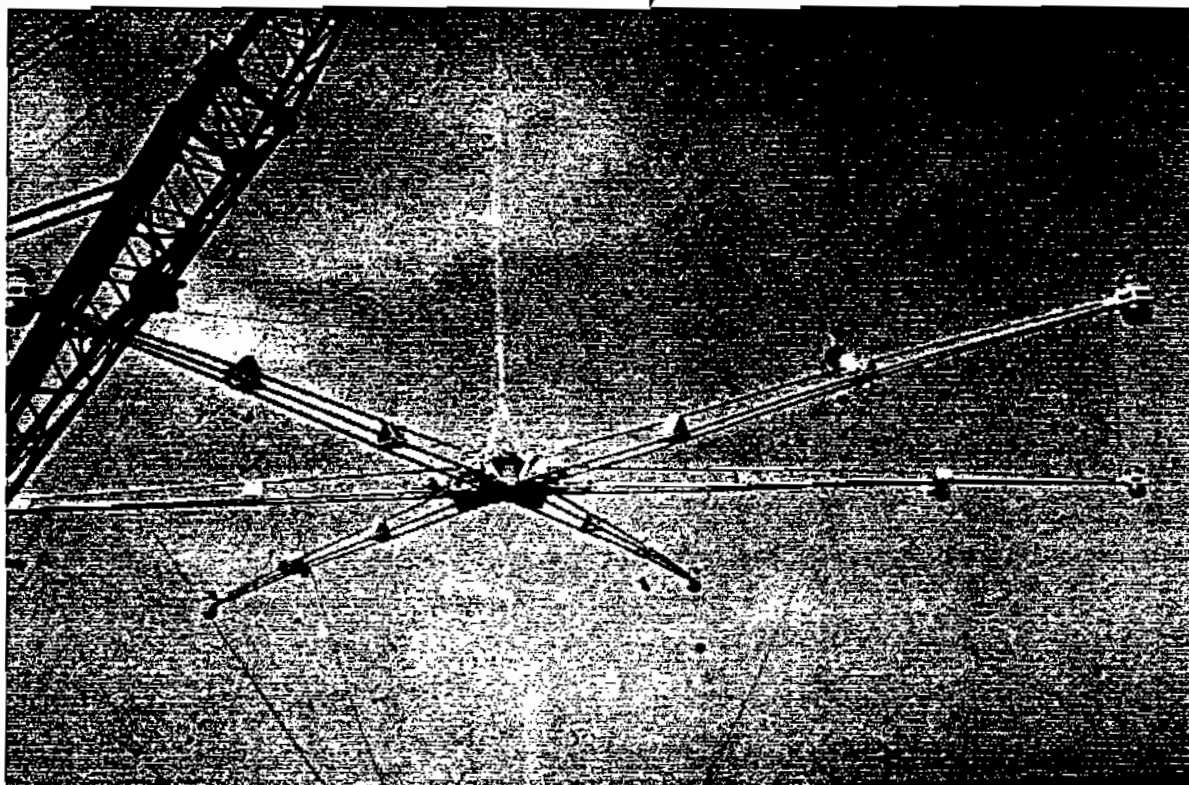
Για την πόντιση του συστήματος η οποία διήρκεσε μία μέρα, χρησιμοποιήθηκαν, εκτός του καλωδιακού πλοίου, ο πλωτός γερανός "ΓΓΝΑΤΙΟΣ IV" 150t, διαστάσεων 25x52m και το ρυμουλκό "ΑΛΕΞΑΝΔΡΟΣ". Όπως τονίσαμε και στην εισαγωγή του κεφαλαίου η πόντιση του ανιχνευτή είναι μια εξαιρετικά δύσκολη επιχείρηση. Υστερα από μεγάλο αριθμό δοκιμών που πραγματοποιήθηκαν τόσο στον Κόλπο του Ναυαρίνου όσο και στην ανοιχτή θάλασσα κρίθηκε, ότι ο πιο κατάλληλος τρόπος μεταφοράς του συστήματος στην περιοχή πόντισης ήταν η ρυμούλκηση των πατωμάτων. Βέβαια απαραίτητη προϋπόθεση για την επιτυχία ολόκληρης της διαδικασίας ήταν οι εξαιρετικά καλές καιρικές συνθήκες που επικρατούσαν τις μέρες εκείνες στην περιοχή. Σημειώνουμε εδώ, ότι στη συγκεκριμένη περιοχή επικρατούν συχνά ευνοϊκές καιρικές συνθήκες και για ικανοποιητικά χρονικά διαστήματα ώστε να μπορούν να προγραμματίζονται οι ποντίσεις.

Στις 12 Μαΐου, στις 19:00 αναχώρησε από το λιμάνι της Πύλου το ρυμουλκό και ο πλωτός γερανός, από τον οποίο είχαν εξαρτηθεί τα δύο πατώματα του ανιχνευτή. Η ρυμούλκηση επιλέχτηκε να γίνει νύχτα για δύο σημαντικούς λόγους, πρώτον λόγω της πρεμίας που επικρατεί στη θάλασσα τις νυχτερινές ώρες και δεύτερον για να περιοριστεί στο ελάχιστο η έκθεση των φωτοπολλαπλασιαστών στο απευθείας ηλιακό φως. Στις 10:00, 13 Μαΐου, ξεκίνησε η διαδικασία πόντισης η οποία διήρκεσε μέχρι τις 21:00, οπότε το σύστημα, δύο πατώματα και άγκυρα εξαρτήθηκε από μεγάλο πλωτήρα και αφέθηκε ελεύθερο.

Παραθέτουμε εδώ μια σειρά από φωτογραφίες από τη διαδικασία της πόντισης του ανιχνευτή. Στην εικόνα 7.23 φαίνεται το ένα από τα πατώματα του ανιχνευτή εξαρτημένο από τον γερανό. Στην εικόνα 7.24 το πάτωμα βρίσκεται στην επιφάνεια της θάλασσας παραμένοντας ακόμα εξαρτημένο από το γερανό. Αφού το πρώτο πάτωμα συνδέθηκε με την άγκυρα και πραγματοποιήθηκαν πάνω του όλες οι απαραίτητες προετοιμασίες για τη σύνδεσή του με το δεύτερο πάτωμα, ξεκίνησε η προετοιμασία του δεύτερου πατώματος. Τα καλώδια επικοινωνίας των δύο πατωμάτων, αποτελούμενα, όπως επισημάναμε και παραπάνω, από δύο τμήματα το κάθε ένα συνδέθηκαν κατά τη διάρκεια της πόντισης. Πιο συγκεκριμένα, τρία καλώδια 35 μέτρων το καθένα, ξεκινούσαν από την κάθε σφαίρα τιτανίου. Οι ελεύθερες άκρες των καλωδίων συνδέθηκαν κατά τη διάρκεια της προετοιμασίας του δεύτερου πατώματος. Στην εικόνα 7.25 το σύστημα έχει απελευθερωθεί και είναι έτοιμο για τη σύνδεση με το ηλεκτροοπτικό καλώδιο.

Το καλωδιακό πλοίο περισυνέλεξε τον πλωτήρα και το ένα άκρο του ηλεκτροοπτικού καλωδίου, που ήταν τοποθετημένο στα ειδικά στροφεία του πλοίου, προσαρμόστηκε στο junction box του συστήματος. Συνδέθηκαν επίσης τα δύο ηλεκτροοπτικά καλώδια επικοινωνίας και τροφοδοσίας από την πρώτη σφαίρα στο junction box. Στις 24:00 όλα ήταν έτοιμα για την τελική δοκιμή. Το σύστημα τροφοδοτήθηκε αλλά διαπιστώθηκε, ότι ενώ η τροφοδοσία ήταν κανονική (ισχύς, ρεύμα), δεν υπήρχε επικοινωνία με τους υπολογιστές των πατωμάτων. Κατά τη διάρκεια της διαδικασίας οι οπτικές ίνες είχαν κοπεί. Όπως γρήγορα διαπιστώθηκε η βλάβη ήταν σε απόσταση 100m από την αρχή του καλωδίου στο κέντρο ελέγχου και σε τμήμα του καλωδίου που δεν θα έπεφτε στη θάλασσα. Επομένως δεν ήταν αναγκαία η προστασία του καλωδίου στο σημείο εκείνο από το νερό. Αυτό ήταν πολύ σημαντικό καθώς το πεπειραμένο

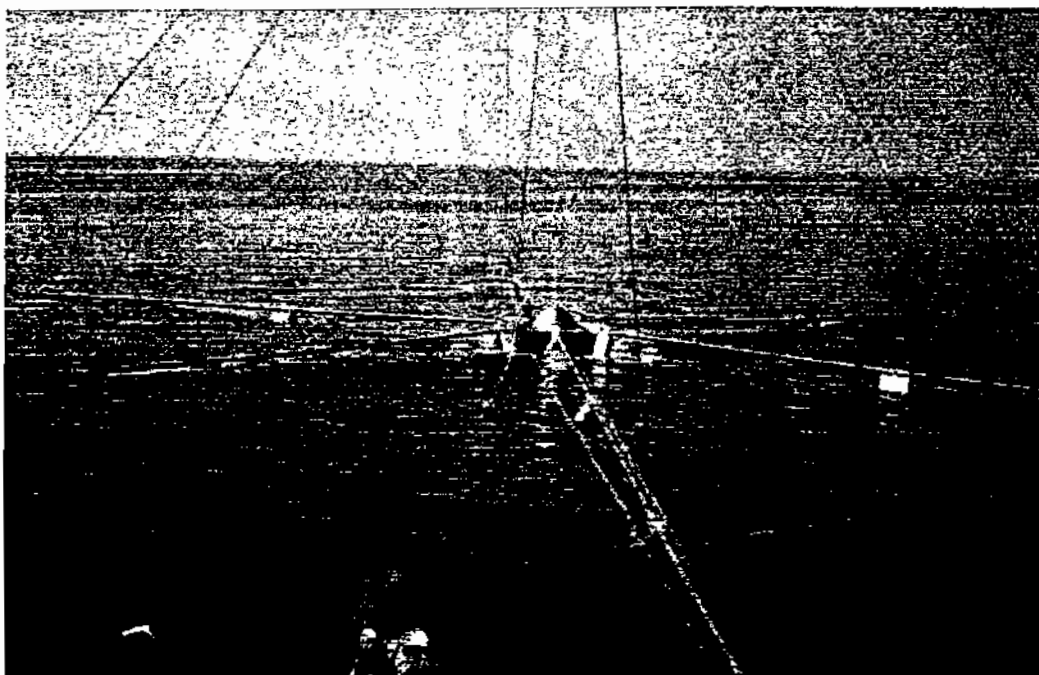
τεχνικό προσωπικό του πλοίου ήταν σε θέση να επισκευάσει τις κομμένες οπτικές ίνες αλλά σε καμιά περίπτωση δεν μπορούσε να επιτευχθεί στεγανοποίηση του καλωδίου με τα διαθέσιμα μέσα στο πλοίο. Επίσης ήταν αδύνατο το τραυματισμένο καλώδιο να εξασφαλίσει την ασφαλή εξάρτηση του συστήματος. Η διαδικασία επισκευής ήταν επίπονη και διήρκεσε αρκετές ώρες. Τελικά στις 20:45 την επόμενη μέρα ξεκίνησε η πόντση του συστήματος. Τόσο η τροφοδοσία όσο και η επικοινωνία λειτουργήσαν κανονικά.



Εικόνα 7.23: Το πρώτο πάτωμα του ανιχνευτή εξαρτημένο από τον πλωτό γερανό προσεγγίζει την επιφάνεια της θάλασσας.

Στις 20:50, 5 λεπτά μετά την έναρξη της διαδικασίας η επικοινωνία με το σύστημα διακόπηκε και ενώ αυτό βρισκόταν σε βάθος 200 περίπου μέτρων. Αυτό που παρατηρήσαμε ήταν, ότι το σύστημα “τραβούσε” περισσότερο ρεύμα (πάνω από 3A) από αυτό που απαιτούσε σε κανονικές συνθήκες (2.5 A). Μετρήθηκε η αντίσταση μεταξύ του αγωγού (χαλκού) και της θωράκισης. Παρατηρήθηκε μία απροσδόκητη διαφορά δυναμικού της τάξεως των 200mV ενώ το σύστημα δεν ήταν σε λειτουργία (χωρίς τάση τροφοδοσίας). Ήταν φανερό, ότι αυτό που καταγράφηκε ήταν το χημικό δυναμικό μεταξύ δύο μετάλλων που βρίσκονταν σε επαφή μέσω του νερού που είχε εισχωρήσει μεταξύ τους. Η διαφορά αυτή παρέμεινε σταθερή καθόλη τη διάρκεια της δοκιμής.

Παρά το γεγονός αυτό συνεχίσαμε τη δοκιμή για να ολοκληρώσουμε το μηχανικό μέρος της. Το σύστημα ποντίστηκε στα 2500m και παρέμεινε εκεί για οκτώ περίπου ώρες. Στις 6:00, 14 Μαΐου άρχισε η διαδικασία ανέλκυσης του συστήματος που ολοκληρώθηκε την επόμενη μέρα με την τοποθέτηση των πατωμάτων πάνω στην πλατφόρμα του πλωτού γερανού.



Εικόνα 7.24: Το πρώτο πάτωμα του ανιχνευτή εξαρτημένο από τον πλωτό γερανό.



Εικόνα 7.25: Το σύστημα είναι έτοιμο για την πόντιση. Ο γερανός συγκρατεί την άγκυρα μέχρι το σύστημα να εξαρτηθεί από τον πλωτήρα που θα το κρατά στην επιφάνεια. Στη συνέχεια το καλωδιακό πλοίο θα προσαρμόσει το ηλεκτροοπτικό καλώδιο στο junction box και αφού ελεγχθούν η επικοινωνία και η τροφοδοσία του ανιχνευτή θα ξεκινήσει η πόντιση.

Όταν ύστερα από δύο ημέρες το σύστημα μεταφέρθηκε στο εργαστήριο άρχισε ο συστηματικός έλεγχος όλων των τμημάτων ώστε να εντοπιστούν τα αίτια της βλάβης. Ο λόγος ήταν η καταστροφή του ηλεκτρικού συνδετήρα που τροφοδοτούσε τη δεύτερη σφαίρα. Εύκολα μπορούσε κανείς να διακρίνει, ότι το διηλεκτρικό του υλικό είχε καταστραφεί με αποτέλεσμα οι ακίδες του να είναι σε επαφή με το περίβλημά του. Πιο συγκεκριμένα η γραμμή μεταφοράς των 300V βραχυκύκλωνε με το περίβλημα του συνδετήρα το οποίο με τη σειρά του ήταν σε επαφή με τη σφαίρα τιτανίου. Με τον τρόπο αυτό η σφαίρα τιτανίου είχε μετατραπεί σε ηλεκτρόδιο των 300V και το σύστημα βραχυκύκλωνε μέσω της θάλασσας. Η διαφορά δυναμικού που μετρήθηκε κατά τη διάρκεια της δοκιμής ήταν το χημικό δυναμικό που αναπτύχθηκε μεταξύ του τιτανίου (σφαίρα) και του σιδερένιου ηλεκτροδίου που βρισκόταν κοντά στην επιφάνεια. Η καταστροφή του συνδετήρα αποδίδεται σε εισροή νερού από το πίσω του μέρος, στο σημείο σύνδεσής του με το καλώδιο τροφοδοσίας.

Κεφάλαιο 8

Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες

[Πρώτοι ήρθαν οι αστρονόμοι. Αρχισαν να παρατηρούν την κίνηση των ουρανίων σωμάτων και να συγκεντρώνουν στοιχεία. Δεύτεροι ήρθαν οι μαθηματικοί που επινόησαν μαθηματικές παραστάσεις για να περιγράψουν την κίνηση και να ταιριάξουν τα στοιχεία. Τρίτοι ήρθαν οι τεχνικοί που έφτιαξαν μηχανικά μοντέλα που εξομοίωναν αυτές τις μαθηματικές κατασκευές. Τέταρτοι ήρθαν οι σπουδαστές. Ολόκληρες γενιές που διδάχθηκαν την αστρονομία από τις μηχανές αυτές. Πέμπτοι ήρθαν οι επιστήμονες που προέρχονταν απ' αυτές τις γενιές και που η φαντασία τους ήταν τόσο περιορισμένη ώστε θεώρησαν δεδομένο πως ο ουρανός δούλευε με αυτό τον τρόπο. Έκτη ήρθε η εξουσία που επέμεινε πάνω στο δόγμα που παρέλαβε. Έτσι το ανθρώπινο γένος παραπλανήθηκε και δέχτηκε το Πτολεμαϊκό Σύστημα για χιλιάδες χρόνια...]

Christopher Zeeman, "Γρανάζια από τους Έλληνες", 1986

Ο σχεδιασμός του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ βασίζεται στη μελέτη της απόκρισης του ανιχνευτή με προσομοιωμένα γεγονότα. Οι φυσικές διαδικασίες που θα αποτελέσουν το σήμα, αλλά και το θόρυβό κατά τη λειτουργία του ανιχνευτή, θα πρέπει να αποδοθούν με μεγάλη ακρίβεια ώστε τα αποτελέσματα της μελέτης να προσεγγίζουν την πραγματικότητα. Επιπλέον τα ακριβή γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή, τα χαρακτηριστικά των Οπτικών του Στοιχείων αλλά και των ηλεκτρονικών συστημάτων για τη συλλογή των δεδομένων θα πρέπει να εισαχθούν στον αλγόριθμο που θα χρησιμοποιηθεί ώστε να αποδοθεί ρεαλιστικά η απόκριση του ανιχνευτή. Στο κεφάλαιο αυτό αναφερόμαστε στις φυσικές διαδικασίες που προσομοιώνονται στους δύο κώδικες που αναπτύχθηκαν για τη μελέτη της απόκρισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ στη διέλευση μιονίων από την ευρύτερη περιοχή γύρω από τον ανιχνευτή και στην ανάπτυξη ηλεκτρομαγνητικών και αδρονικών καταιονισμών που λαμβάνουν χώρα κατά την αλληλεπίδραση των νετρίνων με το θαλασσινό νερό που περιβάλλει τον ανιχνευτή.

8.1 Διέλευση μιονίων από το νερό

Πρωταρχικός στόχος της λειτουργίας ενός τηλεσκοπίου νετρίνων είναι η επιτυχής ανακατασκευή των τροχιών μιονίων που διέρχονται από την ευρύτερη περιοχή του. Η διέλευση του μιονίου από το νερό προκαλεί την εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov σε καλά καθορισμένη γωνία ως προς τη διεύθυνση της τροχιάς του, η οποία ανιχνεύεται από τους φωτοπολλαπλασιαστές του τηλεσκοπίου. Χρησιμοποιώντας τους σχετικούς χρόνους ενεργοποίησης, το συνολικό φορτίο που κατέγραψαν οι φωτοπολλαπλασιαστές, καθώς επίσης και την ακριβή τους θέση (η θέση των φωτοπολλαπλασιαστών είναι γνωστή με ακρίβεια $\pm 0.5\text{m}$ χάρη στο σύστημα εντοπισμού), είναι εφικτή η ανακατασκευή της τροχιάς του μιονίου. Η προσομοίωση της απόκρισης των Οπτικών Στοιχείων στην εκπεμπόμενη ακτινοβολία Cherenkov, η οποία προέρχεται απευθείας από την τροχιά του μιονίου παρουσιάζεται στο

κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”. Τα μόνια όμως που διασχίζουν το μέσο υπόκεινται σε διαρκή απώλεια ενέργειας με αποτέλεσμα η διέλευση του μιονίου να οδηγεί σε δημιουργία δευτερευόντων σωματιδίων που επίσης παράγουν ακτινοβολία Cherenkov σε διευθύνσεις που γενικά μπορεί να αποκλίνουν από την καθορισμένη διεύθυνση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από την τροχιά του μιονίου. Επιπλέον τα μόνια θα υποστούν αποκλίσεις από την αρχική τους κατεύθυνση εξαιτίας δύο παραγόντων, της παρουσίας του μαγνητικού πεδίου της Γης και των πολλαπλών σκεδάσεων στους πυρήνες του μέσου. Οι διαδικασίες αυτές περιπλέκουν αρκετά το μοντέλο, σύμφωνα με το οποίο η διέλευση του μιονίου προκαλεί μόνο εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov σε καθορισμένη γωνία (naked muon). Στην παράγραφο αυτή αναφερόμαστε αρχικά στις διαδικασίες που οδηγούν στην απώλεια ενέργειας για το μόνιο στο θαλασσινό νερό και στη συνέχεια στην αναμενόμενη αλλοίωση της αρχικής του διεύθυνσης εξαιτίας των δύο παραγόντων που προαναφέρθηκαν. Στις επόμενες παραγράφους αναφερόμαστε στην προσομοίωση της ανάπτυξης των ηλεκτρομαγνητικών και αδρονικών καταιονισμών που αναπτύσσονται κατά τις διαδικασίες απώλειας ενέργειας του μιονίου αλλά και κατά τις αλληλεπιδράσεις των νετρίνων με το θαλασσινό νερό.

Οι διαδικασίες απώλειας ενέργειας για τα μόνια μπορούν να διακριθούν σε δύο κατηγορίες, σε αυτές κατά τις οποίες η απώλεια ενέργειας είναι συνεχής και σε αυτές κατά τις οποίες είναι διάκριτη. Στην πρώτη κατηγορία εντάσσεται ο ιονισμός του μέσου⁹³ από το οποίο διέρχεται το μόνιο. Η απώλεια ενέργειας του μιονίου καθορίζει την εμβέλειά του, παράμετρο απαραίτητη στον υπολογισμό του αναμενόμενου αριθμού μιονίων προερχομένων από νετρίνα. Οι βασικές διαδικασίες απώλειας ενέργειας περιγράφονται πολύ ικανοποιητικά σε θεωρητικό επίπεδο⁹⁴. Η απώλεια ενέργειας λόγω ιονισμού είναι σχεδόν σταθερή (για ενέργειες μεγαλύτερες από 10 GeV) και περιγράφεται από τη σχέση Bethe-Bloch [249], [250]:

$$\frac{dE}{dx} = a^2 2\pi N\lambda_e^2 \frac{Zm_e}{A\beta^2} \left\{ \ln \frac{2m_e\beta^2\gamma^2 E'_m}{I^2(Z)} - 2\beta^2 - 2\frac{C}{Z} - \delta \right\} \quad (8.1)$$

όπου $a = \frac{1}{137}$ είναι η σταθερά λεπτής υφής,

$N = 6.023 \times 10^{23}$ είναι ο αριθμός του Avogadro,

Z και A είναι ο ατομικός αριθμός και το ατομικό βάρος του μέσου,

m_e και m_μ είναι οι μάζες ηρεμίας του ηλεκτρονίου και του μιονίου,

$\beta = p/E$, $\gamma = E/m_\mu$ όπου p είναι η ορμή του μιονίου,

$\lambda_e = 3.8616 \times 10^{-11}$ cm είναι το μήκος κύματος Compton για το ηλεκτρόνιο,

$I(Z)$ είναι το μέσο δυναμικό ιονισμού για το μέσο,

C είναι ο παράγοντας διόρθωσης για την περίπτωση που η ταχύτητα του προσπίπτοντος σωματιδίου είναι συγκρίσιμη με την ταχύτητα των τροχιακών ηλεκτρονίων του μέσου και επομένως η προσέγγιση του ακίνητου ηλεκτρονίου δεν ισχύει.

E'_m είναι η μέγιστη ενέργεια που μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο,

⁹³ Η απώλεια ενέργειας εξαιτίας της εκπομπής ακτινοβολίας Cherenkov (τυπικά $10^{-3} \text{ MeV cm}^{-1}$) είναι τρεις τάξεις μεγέθους μικρότερη από τη συνολική απώλεια ενέργειας λόγω ιονισμού ($\approx 2 \text{ MeV cm}^{-1}$), όπως θα δούμε στη συνέχεια.

⁹⁴ Η εξάρτηση της τιμής της ενεργού διατομής της αλληλεπίδρασης του μιονίου με τους πυρήνες του μέσου δεν αποδίδεται με ακρίβεια σε θεωρητικό επίπεδο, για ενέργειες μεγαλύτερες από 1 TeV. Οι διαφορετικές θεωρήσεις οδηγούν σε τιμές που παρουσιάζουν μεγάλες αποκλίσεις μεταξύ τους [219].

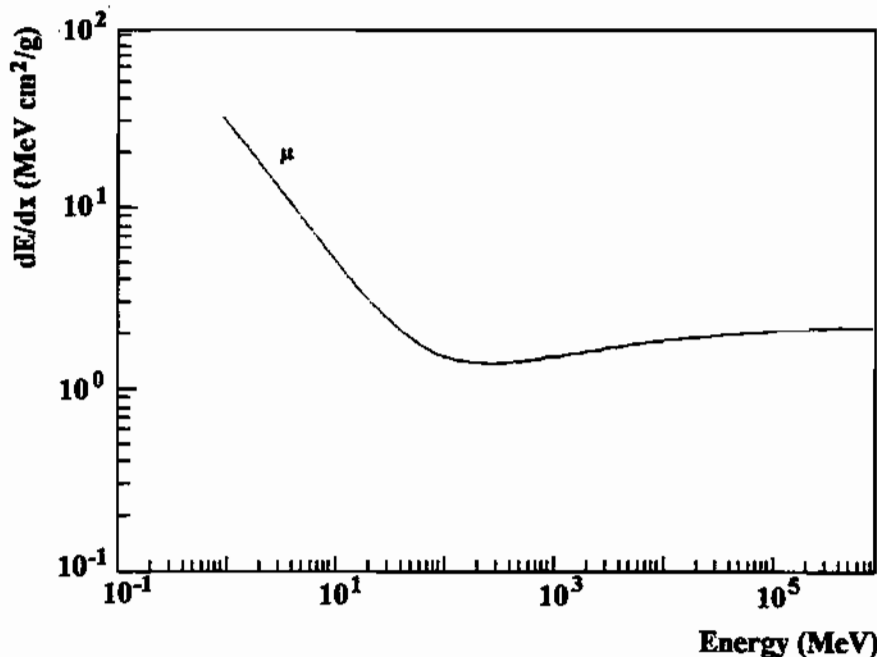
$$E'_m = 2m_e \frac{p^2}{m_e^2 + m_\mu^2 + 2m_e \sqrt{p^2 + m_\mu^2}},$$

δ είναι η διόρθωση της πυκνότητας για την οποία χρησιμοποιείται η παραμετροποίηση [249], [251]:

$$\begin{aligned} \delta(X) &= 4.6052X + a(X_1 - X)^m + C, & X_0 < X < X_1 \\ \delta(X) &= 4.6052X + C, & X > X_1 \end{aligned}$$

όπου $X = \log(\beta\gamma)$. Οι τιμές των ποσοτήτων X_0 , X_1 , a , m , C και $I(Z)$ προέρχονται από τις [251], [252], [253]. Η διόρθωση της πυκνότητας είναι σημαντική στην περίπτωση των υψηλών ενεργειών ($E > 10\text{GeV}$) [249] και περιορίζει τη λογαριθμική αύξηση της σχέσεως 8.1, οδηγώντας σε ουσιαστικά σταθερή απώλεια ενέργειας συναρτήσει της ενέργειας του μιονίου.

Στην εικόνα 8.1 παρουσιάζεται η απώλεια ενέργειας, dE/dx για την περίπτωση του μιονίου, συναρτήσει της κινητικής του ενέργειας. Για ενέργεια περίπου 100MeV , η απώλεια ενέργειας, όπως δίνεται από τη σχέση παρουσιάζει ελάχιστο. Αυτό συμβαίνει για ταχύτητα του μιονίου $u_\mu \approx 0.96c$. Στο όριο αυτό το μόνιο χαρακτηρίζεται σαν minimum ionizing.



Εικόνα 8.1: Η απώλεια ενέργειας του μιονίου, dE/dx , εξαιτίας του ιονισμού του μέσου, συναρτήσει της κινητικής ενέργειας του μιονίου, όπως προκύπτει από τη σχέση 8.1. Για ενέργειες μεγαλύτερες από 10GeV η απώλεια ενέργειας μπορεί να θεωρηθεί σταθερή και ίση με $0.002\text{GeVcm}^2\text{g}^{-1}$ [249].

Τα μόνια που διασχίζουν το νερό θα υποστούν επίσης απώλεια ενέργειας εξαιτίας της εκπομπής ακτινοβολίας πέδης (bremsstrahlung), απευθείας παραγωγής ζευγών ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου και αλληλεπιδράσεων με τους πυρήνες του μέσου. Οι διαδικασίες αυτές γίνονται εξαιρετικά σημαντικές στις μεγάλες ενέργειες και χαρακτηρίζονται από καταιονισμούς που λαμβάνουν χώρα σε τακτά χρονικά διαστήματα κατά μήκος της τροχιάς του μιονίου.

Η ενεργός διατομή για την εκπομπή ακτινοβολίας πέδης από ένα μόνιο ενέργειας E δίδεται από τη σχέση [250], [251]:

$$\frac{d\sigma}{du} = a^3 (2Z\lambda_e \frac{m_e}{m_\mu})^2 \frac{1}{u} \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}u + u^2 \right) \Phi(\delta) \quad (8.2)$$

όπου u είναι το ποσοστό της ενέργειας που αποδόθηκε στο φωτόνιο ($u = \frac{k}{E}$),

$\delta = \frac{m_\mu^2}{2E} \frac{u}{1-u}$ είναι η ελάχιστη μεταφορά ορμής στον πυρήνα,

$$\Phi(\delta) = \ln\left(\frac{189m_\mu}{m_e Z^{1/3}}\right) - \ln\left(\frac{189\sqrt{e}}{m_e Z^{1/3}} \delta + 1\right) \quad \text{για } Z \leq 10$$

$$\Phi(\delta) = \ln\left(\frac{189m_\mu}{m_e Z^{1/3}}\right) - \ln\left(\frac{189\sqrt{e}}{m_e Z^{1/3}} \delta + 1\right) + \ln\left(\frac{2}{3Z^{1/3}}\right) \quad \text{για } Z > 10$$

$e = 2.718$

Η μέση απώλεια ενέργειας λόγω της εκπομπής ακτινοβολίας πέδης δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{dE}{dx} = E \frac{N}{A} \int_{u_{\min}}^{u_{\max}} u \frac{d\sigma}{du} du \quad (8.3)$$

η οποία λύνεται αναλυτικά ολοκληρώνοντας από $u_{\min} = 0$ μέχρι $u_{\max} = 1 - \frac{3}{4}\sqrt{e}(m_\mu/E)Z^{1/3}$.

Εξίσου σημαντική συνεισφορά στην απώλεια ενέργειας του μιονίου προέρχεται από την απευθείας παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου ($\mu + Z \rightarrow \mu e^- e^+ Z'$). Η διαδικασία αυτή πραγματοποιείται όταν μόνιο με ενέργεια E κινείται εντός του πεδίου που δημιουργεί άτομο φορτίου Z (4ης τάξεως διαδικασία της QED). Η διαφορική ενεργός διατομή της διαδικασίας αυτής αποδίδεται από τη σχέση [250], [251]:

$$\frac{d^2\sigma}{dud\rho} = a^4 \frac{2}{3\pi} (Z\lambda_e)^2 \frac{1-u}{u} \left\{ \phi_e + \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \phi_\mu \right\} \quad (8.4)$$

όπου $\rho = \frac{E^+ - E^-}{E^+ + E^-}$ είναι η παράμετρος ασυμμετρίας για το ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Οι όροι ϕ_e και ϕ_μ περιγράφονται στη [251]. Η απώλεια της ενέργειας του μιονίου υπολογίζεται αναλυτικά από το διπλό ολοκλήρωμα:

$$\frac{dE}{dx} = 2E \frac{N}{A} \int_{-1}^{+1} u \int_0^{1-u} \frac{d^2\sigma}{du d\rho} d\rho du \quad (8.5)$$

Για να ληφθεί υπόψη η επίδραση των ατομικών ηλεκτρονίων του μέσου στην απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας πέδης και δημιουργίας ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου θα πρέπει στις σχέσεις των ενεργών διατομών οι όροι Z^2 να αντικατασταθούν με $Z(Z+1)$ [251].

Η συνεισφορά της αλληλεπίδρασης του μιονίου με τον πυρήνα του μέσου ($\mu + \text{πυρήνας} \rightarrow \mu + \text{αδρόνια}$) είναι επίσης σημαντική σε υψηλές ενέργειες, αλλά είναι τρεις φορές μικρότερη των δύο προηγούμενων διαδικασιών απώλειας ενέργειας. Η ενεργός διατομή της διαδικασίας μπορεί να θεωρηθεί σταθερή και ίση με 0.0003 mb^{95} για την περίπτωση που η ενέργεια του μιονίου είναι μικρότερη από 30 GeV και αυξάνεται αργά για μεγαλύτερες ενέργειες σύμφωνα με το νόμο:

$$\sigma = 0.3 \times (E/30)^{0.25} \text{ [}\mu\text{b]}$$

Το γεγονός αυτό οδηγεί σε διαρκή αύξηση των απωλειών ενέργειας του μιονίου σε μεγάλες ενέργειες. Υπάρχουν διαφορετικές θεωρήσεις για την περιγραφή της διαδικασίας αυτής στην περιοχή των πολύ υψηλών ενεργειών [219].

Οι ενεργοί διατομές για τις παραπάνω διαδικασίες παρουσιάζονται στην εικόνα 8.2 για καθορισμένες τιμές της αρχικής ενέργειας του μιονίου, για το θαλασσινό νερό, το οποίο θεωρείται, ότι έχει τη χημική σύσταση που παρουσιάζεται στον πίνακα 8.1.

Πίνακας 8.1: Θεωρούμενη χημική σύσταση του θαλασσινού νερού [217] [254].

Άτομο	Ατομικός αριθμός (Z)	Ατομικό βάρος (A)	Ποσοστό κατά βάρος
H	1	1.0	10.72
O	8	16.0	85.78
Na	11	23.0	1.05
K	19	39.0	0.04
Mg	12	24.3	0.13
Ca	20	40.0	0.04
Cl	17	35.5	1.90
S	16	32.0	0.09

Η συνολική απώλεια ενέργειας που θα υποστεί το μόνιο κατά τη διέλευσή του από το νερό καθορίζεται από τη συνεισφορά όλων των παραπάνω διαδικασιών που μπορεί να λάβουν χώρα:

⁹⁵ $1 \text{ b} = 1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$

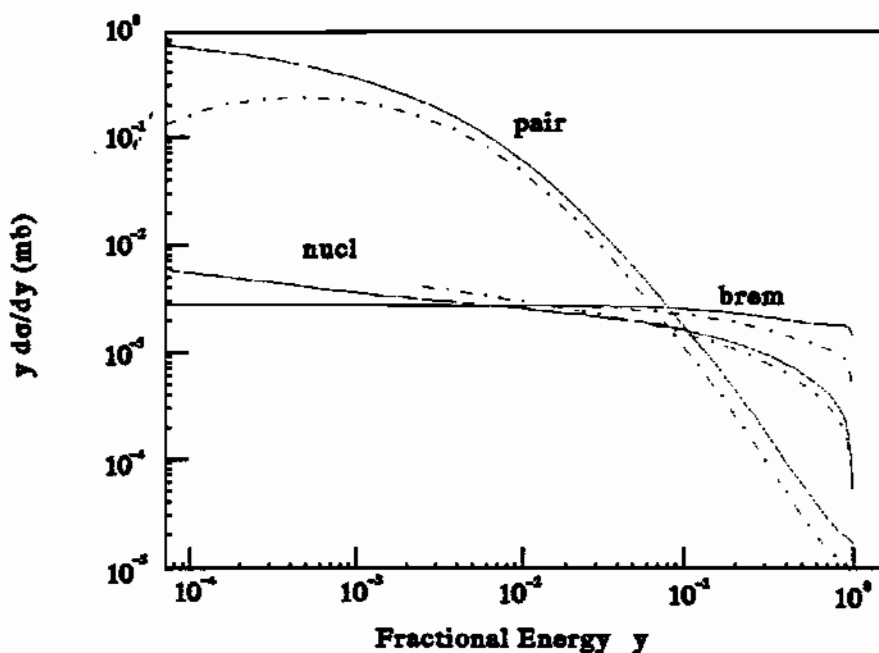
$$-\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_I + \left(\frac{dE}{dx}\right)_B + \left(\frac{dE}{dx}\right)_P + \left(\frac{dE}{dx}\right)_N$$

Σημειώνουμε, ότι η τελευταία σχέση προκύπτει από την πρόσθεση των επιμέρους συνεισφορών απώλειας ενέργειας για το κάθε συστατικό του θαλασσινού νερού, πολλαπλασιασμένο με το κατά βάρος ποσοστό του, όπως φαίνεται στην τελευταία στήλη του πίνακα 8.1.

Όπως αναφέραμε η απώλεια ενέργειας λόγω του ιονισμού είναι σχεδόν σταθερή για μεγάλες ενέργειες ενώ η απώλεια ενέργειας που οφείλεται στις υπόλοιπες διαδικασίες αυξάνει, κατά προσέγγιση, ανάλογα με την ενέργεια του μιονίου. Η απώλεια ενέργειας του μιονίου τότε μπορεί να παραμετροποιηθεί σύμφωνα με την ακόλουθη σχέση:

$$-\frac{dE}{dx} = a_I(E) + b(E) \times E \quad (8.6)$$

όπου $b(E) = b_B(E) + b_P(E) + b_N(E)$.



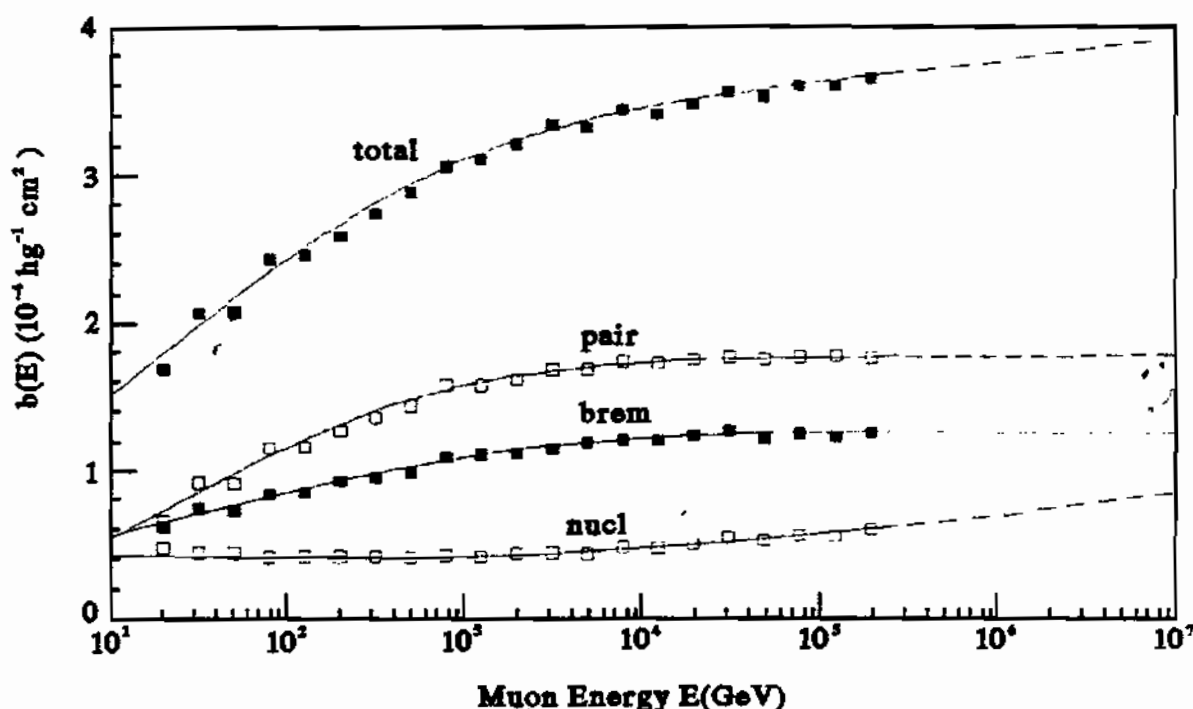
Εικόνα 8.2: Η ενεργός διατομή ανά νουκλεόνιο στο θαλασσινό νερό για την εκπομπή ακτινοβολίας πέδης (brem), παραγωγής ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου (pair) και αντίδρασης με τον πυρήνα (nucl) για ενέργειες μιονίου 100GeV (διακεκομμένη γραμμή) και 10TeV (συνεχής γραμμή), συνάρτησης του λόγου της απώλειας ενέργειας προς την ενέργεια του μιονίου (y , fractional energy).

Η εξάρτηση των συνιστωσών της παραμέτρου $b(E)$ από την ενέργεια παρουσιάζεται στην εικόνα 8.3, [255], [256], [257], αντικαθιστώντας όμως τον παράγοντα Z^2 για την

ακτινοβολία πέδης και τη διαδικασία δημιουργίας ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου που εμφανίζονται στις παραπάνω αναφορές με $Z(Z+1.2)$, ώστε να συμπεριληφθεί η συνεισφορά των τροχιακών ηλεκτρονίων [258], [259], διόρθωση που είναι σημαντική για τα ελαφρά άτομα. Σημειώνουμε εδώ, ότι για μεγάλες ενέργειες ($>100\text{TeV}$) η συνεισφορά στην απώλεια ενέργειας εξαιτίας της αλληλεπίδρασης του μιονίου με τους πυρήνες του μέσου⁹⁶, εξακολουθεί να αυξάνει, σε αντίθεση με τις άλλες συνεισφορές που σταθεροποιούνται ασυμπτωτικά [219].

Θεωρώντας, ότι οι παράμετροι $a_I(E)$ και $b(E)$ είναι ανεξάρτητες από την ενέργεια μπορούμε να θεωρήσουμε μια προσεγγιστική μορφή της 8.6:

$$-\frac{dE}{dx} = a_I + b \times E \quad (8.7)$$



Εικόνα 8.3: Η εξάρτηση των συντελεστών απώλειας ενέργειας για την εκπομπή ακτινοβολίας πέδης (brem), παραγωγής ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου (pair), αλληλεπίδρασης με τον πυρήνα (nucl) και του αθροίσματός τους στο θαλασσινό νερό, από την ενέργεια του μιονίου [217]. Για ενέργειες μεγαλύτερες από 200TeV , τα αποτελέσματα προκύπτουν με βάση τον υπολογισμό των Lipari και Stanev [219]. Στην ενεργειακή αυτή περιοχή η αβεβαιότητα στην εκτίμηση της παραμέτρου $b_N(E)$ οδηγεί σε αβεβαιότητα στην ακριβή εκτίμηση της απώλειας ενέργειας του μιονίου.

⁹⁶ Στην [219] παρουσιάζεται αναλυτική μελέτη της επίδρασης των πυρηνικών αλληλεπιδράσεων των μιονίων στην απώλεια ενέργειάς τους. Το κρίσιμο αυτό σημείο του υπολογισμού της απώλειας ενέργειας των μιονίων, στην περιοχή των πολύ υψηλών ενεργειών, δεν αποδίδεται με ακρίβεια με συνέπεια ο υπολογισμός της εμβέλειας των μιονίων και του αναμενόμενου αριθμού γεγονότων σε ένα τηλεσκόπιο νετρίνων να παρουσιάζει σημαντικές διακυμάνσεις.

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε από την εικόνα 8.1 για $E > 10 \text{ GeV}$ η τιμή της παραμέτρου $a_1(E)$ είναι σταθερή και περίπου ίση με $0.002 \text{ GeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$, και κατά συνέπεια ο όρος $b(E) \times E$ κυριαρχεί στην απώλεια ενέργειας για ενέργειες μεγαλύτερες από 1 TeV , όπου και η παράμετρος $b(E)$ μπορεί να θεωρηθεί σταθερή και περίπου ίση με $3.5 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$. Επισημαίνουμε, ότι η παράμετρος $b(E)$ αυξάνει συναρτήσει της ενέργειας και επομένως η παραπάνω θεώρηση οδηγεί σε υποτίμηση της απώλειας ενέργειας, για ενέργειες μεγαλύτερες από 10 TeV , και κατά συνέπεια σε υπερεκτίμηση της εμβέλειας των μιονίων σε αυτή την ενεργειακή περιοχή.

Η γενική λύση της 8.7 είναι:

$$E(x, E_{\text{init}}) = \left(E_{\text{init}} + \frac{a_1}{b} \right) \times \exp(-bx) - \frac{a_1}{b} \quad (8.8)$$

η οποία δίδει την ενέργεια που θα έχει μόνιο, αρχικής ενέργειας E_{init} , αφού θα έχει διασχίσει απόσταση x μέσα στο νερό. Η εμβέλεια του μιονίου, η απόσταση δηλαδή που θα έχει διανύσει, όταν έχει χάσει όλη του την ενέργεια προκύπτει από την 8.8 για $E = 0^{97}$,

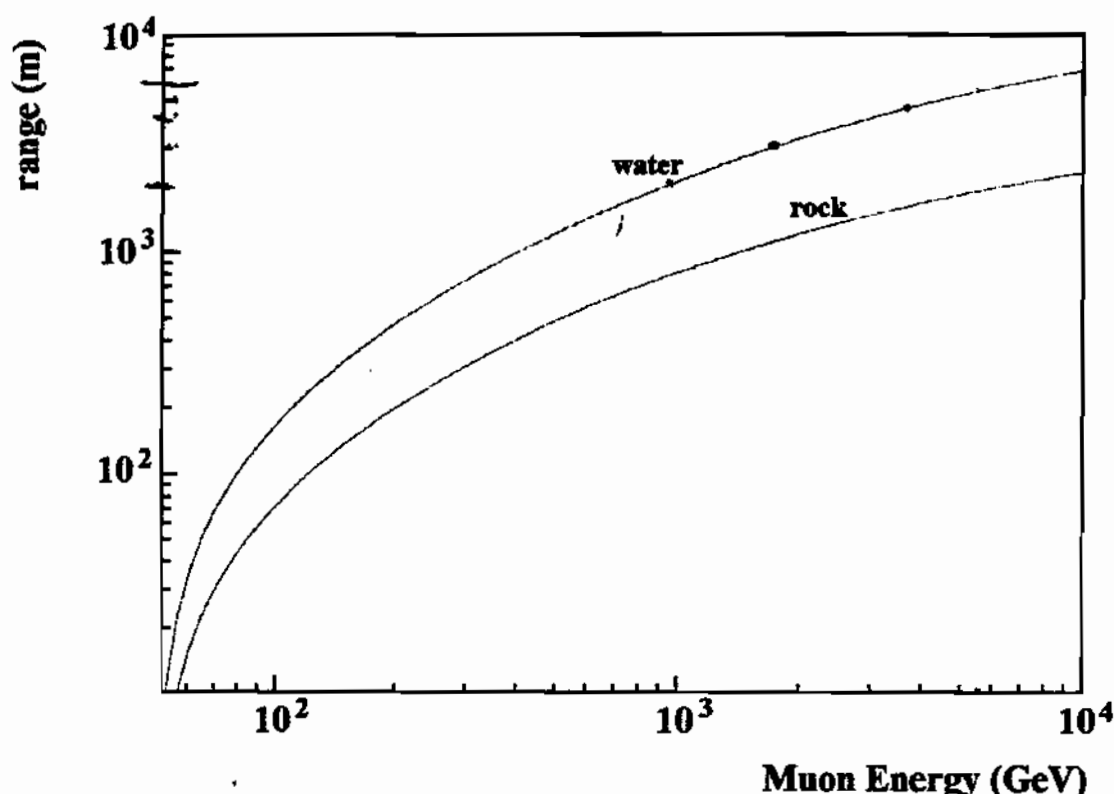
$$R = \frac{1}{b} \ln \left(\frac{bE_{\text{init}}}{a} + 1 \right)$$

Η εμβέλεια του μιονίου συναρτήσει της αρχικής του ενέργειας παρουσιάζεται στην εικόνα 8.4, όπως αυτή προκύπτει από τους υπολογισμούς που παρουσιάζονται στην [251]. Οι διακυμάνσεις στο ποσοστό της συνολικής ενέργειας που χάνεται στα πλαίσια της κάθε διαδικασίας, εξαρτώνται από την ενέργεια και οδηγούν σε αντίστοιχες διακυμάνσεις της εμβέλειάς του μιονίου στις μεγάλες ενέργειες. Είναι πιθανόν, από ένα δείγμα μιονίων της ίδιας αρχικής ενέργειας, κάποια να διανύσουν απόσταση μεγαλύτερη από την αναμενόμενη εμβέλεια τους, αλλά στη μεγάλη τους πλειοψηφία τα μίονια θα σταματήσουν πριν διανύσουν απόσταση R και επομένως θα πρέπει να θεωρήσουμε, ότι η μέση εμβέλεια $\langle R \rangle$ τους είναι μικρότερη από την τιμή που υπολογίζεται από την τελευταία σχέση.

Για την προσομοίωση των παραπάνω διαδικασιών στη μελέτη της διέλευσης του μιονίου από το νερό χρησιμοποιούνται δύο κώδικες που βασίζονται στη διαδικασία Monte Carlo. Ο πρώτος βασίζεται στο πακέτο προσομοίωσης GEANT (Detector Description and Simulation Tool) [250], [260] και ονομάζεται *MC_NESTOR*. Ο δεύτερος, *MCN⁹⁸*, αποτελεί προσέγγιση του GEANT και χρησιμοποιείται ειδικά στην περίπτωση υψηλών ενεργειών, καθώς για ενέργειες μεγαλύτερες των 100 TeV το πακέτο προσομοίωσης δεν έχει αναπτυχθεί ικανοποιητικά αλλά και ο χρόνος που απαιτείται για την εκτέλεσή του είναι εξαιρετικά μεγάλος. Αντίθετα ο δεύτερος κώδικας είναι πιο προσπελάσιμος και επιτρέπει επεμβάσεις και διορθώσεις, ορισμένες από τις οποίες παρουσιάζονται στο κεφάλαιο αυτό και έτσι χρησιμοποιείται για προσεγγιστικές εκτιμήσεις των παραμέτρων του ανιχνευτή στην περιοχή των πολύ υψηλών ενεργειών.

⁹⁷ Επισημαίνουμε τη διαφορά ανάμεσα στην εμβέλεια του μιονίου, όπως περιγράφεται εδώ, με τη μέση εμβέλεια του μιονίου που αποδίδει την πιθανότητα μόνιο που παράγεται στα πλαίσια μιας charged current αλληλεπίδρασης να καταγραφεί από ανιχνευτή με ενεργειακό κατώφλι E_{μ}^{min} (βλέπε κεφάλαιο "Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών").

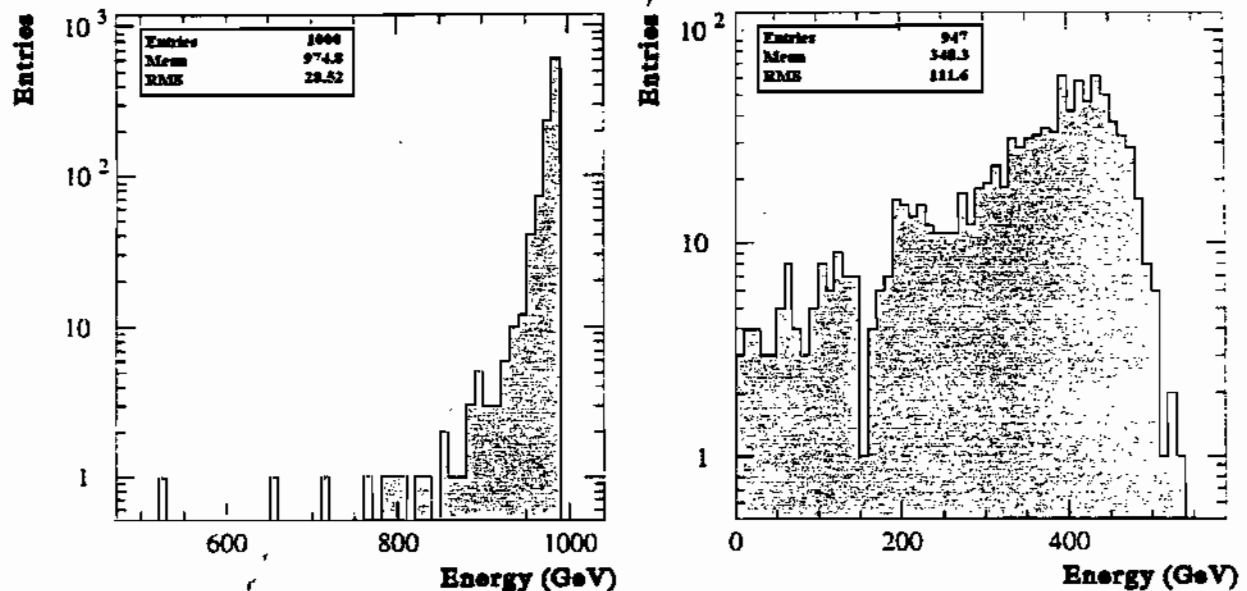
⁹⁸ Monte Carlo NESTOR.



Εικόνα 8.4: Η εμβέλεια του μιονίου παρουσιάζεται συναρτήσει της αρχικής ενέργειας του μιονίου για ενέργειες από 50GeV μέχρι 10TeV με βάση τον υπολογισμό των Lohmann, Kopp και Voss [251]

Το GEANT παρέχει τη δυνατότητα λεπτομερούς περιγραφής των φυσικών διαδικασιών που λαμβάνουν χώρα κατά τη διέλευση του μιονίου από το νερό και οδηγούν σε παραγωγή δευτερευόντων σωματιδίων, τα οποία με τη σειρά τους παράγουν ακτινοβολία Cherenkov, εφόσον η ενέργειά τους το επιτρέπει. Η απώλεια ενέργειας του μιονίου αποδίδεται με στοχαστικό τρόπο, ξεχωριστά για την κάθε φυσική διαδικασία. Στην εικόνα 8.5 παρουσιάζεται η τελική ενέργεια 1000 μιονίων, με αρχική ενέργεια 1TeV, αφού έχουν διανύσει 50m και 1500m αντίστοιχα στο νερό. Όπως παρατηρούμε, ακόμη και στο μικρό διάστημα των 50m, ορισμένα μίονια έχουν υποστεί σημαντική απώλεια ενέργειας. Στη δεύτερη περίπτωση παρατηρούμε, ότι το 5% των μιονίων έχει σταματήσει μετά από 1500m, παρά το γεγονός ότι η μέση ενέργεια είναι περίπου 350GeV. Η απώλεια ενέργειας πραγματοποιείται με συνεχή τρόπο (εξαιτίας του ιονισμού) και με διάκριτο αποδίδοντας τις υπόλοιπες φυσικές διαδικασίες. Εξαιτίας του χαρακτήρα των τελευταίων (ειδικά στις περιπτώσεις της ακτινοβολίας πέδης και των αλληλεπιδράσεων με πυρήνες) τους αποδίδουμε το χαρακτηρισμό “καταστροφικές απώλειες” για τη συνολική ενέργεια του μιονίου. Οι καταστροφικές απώλειες δεν λαμβάνουν χώρα συχνά, αλλά όταν σημειωθούν η τοπική εναπόθεση ενέργειας είναι εξαιρετικά μεγάλη δημιουργώντας ισχυρότατους ηλεκτρομαγνητικούς και αδρονικούς καταιονισμούς, ειδικά στην περίπτωση των μιονίων πολύ υψηλών ενεργειών, που αποτελούν και το κύριο ενδιαφέρον της Αστρονομίας νετρίνων. Το συνολικό ποσό ακτινοβολίας Cherenkov που θα εκπέμφθει κατά τη διέλευση του μιονίου είναι ανάλογο του συνολικού μήκους τροχιάς όλων των φορτισμένων σωματιδίων με ενέργειες μεγαλύτερες από το κατώφλι Cherenkov. Έτσι ένα μίονιο υψηλής ενέργειας

παρουσιάζεται πιο “φωτεινό”, αλλά τα καθαρά χαρακτηριστικά της εκπομπής ακτινοβολίας Cherenkov από την τροχιά του μιονίου αλλοιώνονται, καθώς αυξάνεται το ποσοστό των φωτονίων Cherenkov τα οποία προέρχονται από δευτερεύουσες τροχιές. Στην εικόνα 8.6 αποδίδουμε σχηματικά την προσεγγιστική περίπτωση (naked muon), όπου μόνο φως προερχόμενο απευθείας από την τροχιά λαμβάνεται υπόψη και την πραγματική, όπου ο ανιχνευτής λαμβάνει φως και από τις δευτερεύουσες τροχιές που συνοδεύουν το μόνιο.

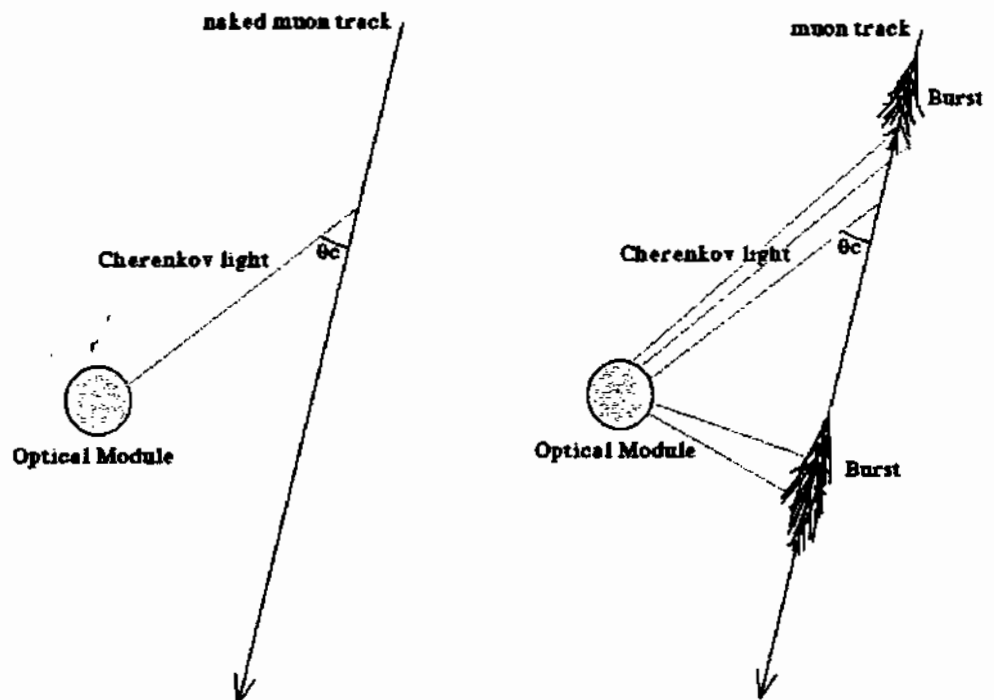


Εικόνα 8.5: Η κατανομή των τελικών ενεργειών 1000 μιονίων, αρχικής ενέργειας 1TeV αφού έχουν διανύσει 50m και 1500m αντίστοιχα μέσα στο νερό. Η προσομοίωση των διαδικασιών που οδηγούν σε απώλεια ενέργειας έχει πραγματοποιηθεί με το πακέτο προσομοίωσης GEANT. Σημειώνουμε, ότι παρά το γεγονός ότι η εμβέλεια μιονίου 1TeV φτάνει περίπου τα 2700m, 5% των μιονίων δεν φτάνουν ποτέ σε απόσταση 1500m (από την [83]).

Στο πρόγραμμα MCN ενώ το συνολικό φως από την τροχιά και τις δευτερεύουσες διαδικασίες υπολογίζεται (συναρτήσεις PHOMIZ και PHOCAS [271]), οι διαφορετικοί χρόνοι άφιξης των φωτονίων στους φωτοπολλαπλασιαστές δεν λαμβάνονταν υπόψη. Σε όλα τα φωτόνια, ακόμα και σε αυτά που προέρχονταν από δευτερεύουσες διαδικασίες κατά μήκος της τροχιάς, αποδιδόταν χρόνος ίσος με το χρόνο που απαιτείται για τα φωτόνια που προέρχονταν απευθείας από την τροχιά, σε γωνία ίση με τη γωνία εκπομπής της ακτινοβολίας Cherenkov, ως προς την τροχιά, να φτάσουν στο Οπτικό Στοιχείο. Η προσέγγιση αυτή είναι ικανοποιητική σε χαμηλές ενέργειες. Στη μελέτη όμως των εξαιρετικά υψηλοενεργειακών γεγονότων, αλλοιώνει το τελικό αποτέλεσμα αφού σημαντικά αυξημένος αριθμός φωτονίων καταγράφεται ταυτόχρονα στον κάθε φωτοπολλαπλασιαστή, αυξάνοντας σε σημαντικό βαθμό την ανιχνευτική ικανότητα του τηλεσκοπίου και την αναμενόμενη ευαίσθητη επιφάνειά του. Σε συνεργασία με τον S.Bottai (University of Rome) τροποποιήσαμε τον αλγόριθμο προσομοίωσης, ώστε η ενεργοποίηση του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή να λαμβάνει χώρα την αναμενόμενη χρονική στιγμή, ανάλογα με το σημείο εκπομπής των φωτονίων. Η προσομοίωση της κατά μήκος ανάπτυξης του καταιονισμού έγινε με βάση την παραμετροποίηση που παρουσιάζεται στην επόμενη παράγραφο (σχέση 8.11). Έτσι ενώ ο αριθμός των φωτονίων, που ανιχνεύονται

στην περίπτωση των υψηλοενεργειακών γεγονότων, αυξάνει σημαντικά, η κατανομή των χρόνων άφιξης των φωτονίων στους φωτοπολλαπλασιαστές διευρύνεται με αποτέλεσμα ανιχνευτική ικανότητα να μην αυξάνεται στο βαθμό που αναμενόταν από την προηγούμε προσέγγιση. Στο τέλος του κεφαλαίου παρουσιάζουμε αναλυτικά τα αποτελέσματα της διόρθωσης αυτής στον υπολογισμό της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή.

Η πληροφορία για τη διεύθυνση της τροχιάς του μιονίου διατηρείται, παρά το γεγονός της ανίχνευσης φωτός από δευτερεύουσες διαδικασίες, καθώς τα φωτόνια που εκπέμπονται γωνία ίση με τη γωνία Cherenkov ως προς την τροχιά του μιονίου, θα φτάσουν πρώτα στο Οπτικό Στοιχείο, με χρόνους άφιξης που διαφέρουν περίπου κατά 2ns , ενώ τα φωτόνια που προέρχονται από δευτερεύουσες διαδικασίες θα αφιχθούν καθυστερημένα αφού γενικώς εκπέμπονται σε διαφορετική γωνία, ως προς την τροχιά του μιονίου, από τη γωνία Cherenkov.



Εικόνα 8.6: Η ανακατασκευή της τροχιάς του μιονίου βασίζεται στα αυστηρά γεωμετρικά χαρακτηριστικά της ακτινοβολίας Cherenkov που προέρχεται από την τροχιά του μιονίου (*naked muon track*). Στην πραγματικότητα η κατάσταση είναι διαφορετική, καθώς τα Οπτικά Στοιχεία ανιχνεύουν φως από δευτερεύουσες διαδικασίες, που λαμβάνουν χώρα κατά τη διέλευση του μιονίου από το νερό και οδηγούν σε ανάπτυξη ισχυρών ηλεκτρομαγνητικών και αδρονικών καταιονισμών (*burst*) κατά μήκος της τροχιάς, αλλοιώνοντας τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας Cherenkov.

Η βασική απόκλιση της τροχιάς του μιονίου από την αρχική διεύθυνση του νετρίνου από το οποίο προέρχεται, προκύπτει από την κινηματική της αλληλεπίδρασης νετρίνου-νουκλεονίου, σύμφωνα με την οποία η μέση γωνία, ως προς τη διεύθυνση του νετρίνου

εκπομπής του μιονίου δίδεται από τη σχέση (βλέπε κεφάλαιο “Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών”):

$$\theta_{\mu} = 2 \arcsin \sqrt{\frac{m_N xy}{2(1-y)E_{\nu}}}$$

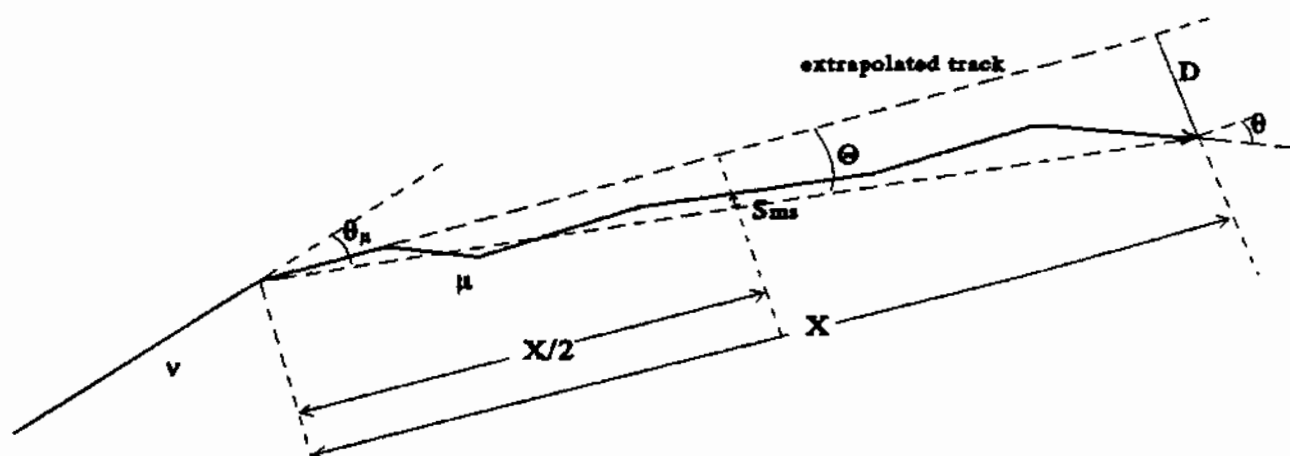
και για νεutrino ενέργειας 1TeV περιορίζεται στις 13° . Το μόνιο θα υποστεί πρόσθετες αποκλίσεις, με σημαντικά μικρότερη συνεισφορά, που προέρχονται από την κίνησή του στο μαγνητικό πεδίο της Γης αλλά και από τις πολλαπλές σκεδάσεις που θα υποστεί.

Η απόκλιση λόγω του μαγνητικού πεδίου της Γης μπορεί να υπολογιστεί μέσω της σχέσης [83]:

$$\theta_B [\text{rad}] \leq \frac{L \cdot 0.3 \cdot B}{p_{\mu}}$$

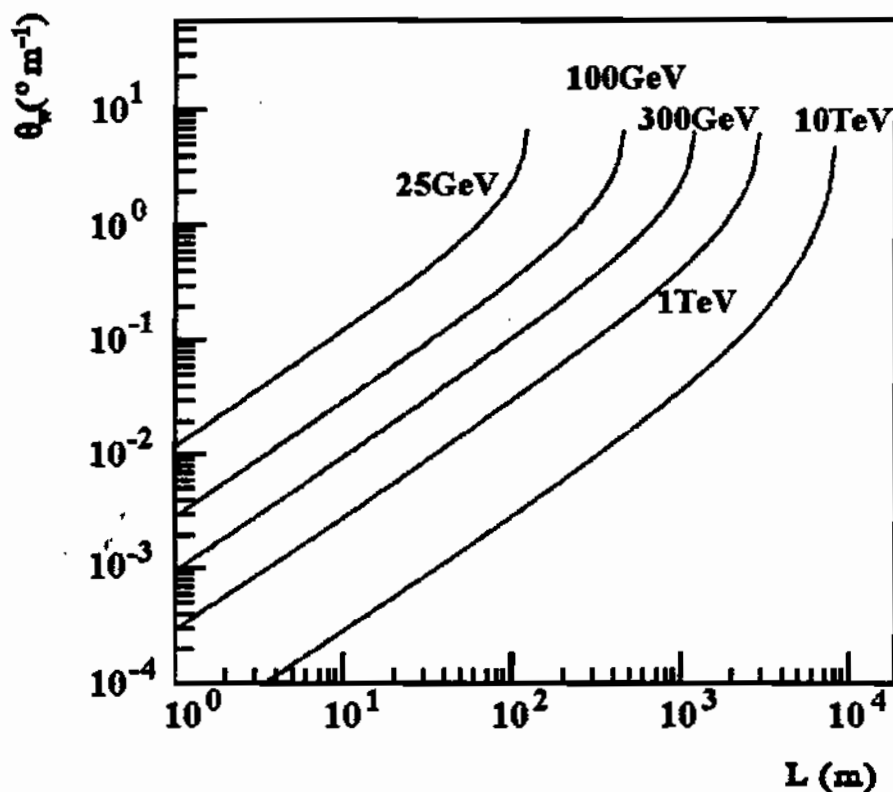
όπου L είναι η απόσταση που έχει διανύσει το μόνιο στο νερό και p_{μ} είναι η ορμή του μιονίου σε GeV/c. Για $B=50\mu\text{T}$ από την τελευταία προκύπτει, ότι $\theta_B \approx 15 \times 10^{-5} / p_{\mu}$ ανά μέτρο τροχιάς.

Το μόνιο θα υποστεί επίσης μεγάλο αριθμό σκεδάσεων εξαιτίας της αλληλεπίδρασης με τους πυρήνες του μέσου (σκέδαση Coulomb). Η διαδικασία περιγράφεται από τη θεωρία του Moliere [207], [260]. Στην εικόνα 8.7 αποδίδουμε σχηματικά την κίνηση του μιονίου στο νερό. Η ακρίβεια στον προσδιορισμό της αρχικής διεύθυνσης του μιονίου καθορίζεται από δύο παραμέτρους, τη γωνία θ μεταξύ της αρχικής διεύθυνσης του μιονίου και της διεύθυνσής του αφού έχει διανύσει καθορισμένη απόσταση στο μέσο και την απόκλιση D που αποδίδει την απόσταση της πραγματικής θέσης του σωματιδίου από την προέκταση της αρχικής διεύθυνσης της τροχιάς.



Εικόνα 8.7: Σχηματική αναπαράσταση της τροχιάς του μιονίου στο νερό και απόδοση των παραμέτρων που περιγράφουν την κίνησή του μετά από πολλαπλές σκεδάσεις που θα υποστεί.

Στην εικόνα 8.8 παρουσιάζουμε τη μεταβολή της γωνίας θ συναρτήσει της απόστασης που έχει διανύσει το μιονίο στο νερό για διαφορετικές αρχικές ενέργειες. Παρατηρούμε, ότι στην περίπτωση των υψηλών ενεργειών η απόκλιση από την αρχική τροχιά είναι σημαντικά περιορισμένη δίνοντας τη δυνατότητα για ακριβή προσδιορισμό της αρχικής διεύθυνσης του μιονίου και κατά συνέπεια του νετρίνου από το οποίο προέρχεται. Σημειώνουμε, ότι τα μόνια που προέρχονται από το κάτω ημισφαίριο πιθανότατα έχουν διανύσει σημαντική απόσταση μέσα στο έδαφος, γεγονός που οδηγεί σε αύξηση της απόκλισης από την αρχική διεύθυνση.



Εικόνα 8.8: Η γωνία απόκλισης του μιονίου από την αρχική του διεύθυνση, ύστερα από απόσταση L που έχει διανύσει στο θαλασσινό νερό, συναρτήσει της απόστασης αυτής, για διαφορετικές αρχικές ενέργειες. Η προσομοίωση έχει πραγματοποιηθεί με το πρόγραμμα GEANT [83].

Η συνολική απόκλιση που θα υποστεί το μιονίο σε σχέση με την αρχική διεύθυνση του νετρίνου μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση:

$$\theta_{\text{tot}}^2 = \theta_{\mu}^2 + \theta^2.$$

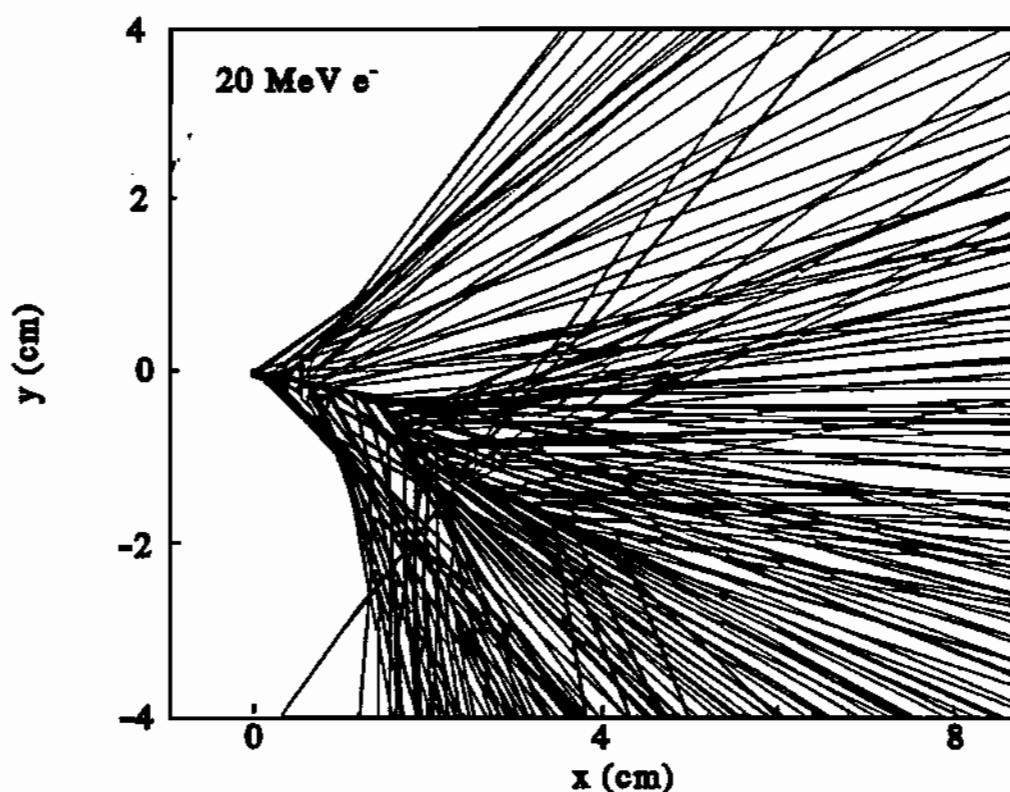
Η διαδικασία των πολλαπλών σκεδάσεων έχει εισαχθεί στον κώδικα *MC_NESTOR* (βλέπε εικόνα 8.8) ενώ η απόκλιση του μιονίου εξαιτίας της κίνησής του στο μαγνητικό πεδίο της Γης δεν λαμβάνεται υπόψη στη διαδικασία προσομοίωσης, καθώς η συνεισφορά της κρίνεται αμελητέα.

8.2 Ηλεκτρομαγνητικοί καταιονισμοί

Οι κύριοι μηχανισμοί απώλειας ενέργειας για τα ηλεκτρόνια είναι η εκπομπή ακτινοβολίας πέδης (bremsstrahlung) και ο ιονισμός του μέσου από το οποίο διέρχονται. Η απώλεια ενέργειας αυξάνει ανάλογα με την αρχική ενέργεια του ηλεκτρονίου για την πρώτη περίπτωση, ενώ αυξάνει λογαριθμικά για τη δεύτερη. Για ενέργειες μεγαλύτερες από μια κρίσιμη ενέργεια E_c η εκπομπή ακτινοβολίας πέδης είναι η διαδικασία που κυριαρχεί [249]⁹⁹, [207].

$$E_c \approx \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.2}$$

όπου Z είναι ο ατομικός αριθμός. Για το νερό η τελευταία δίνει $E_c(H_2O) \approx 92 \text{ MeV}$. Τα ηλεκτρόνια υπόκεινται σε μεγαλύτερες απώλειες ενέργειας ανά σκέδαση από τα βαρύτερα σωματίδια με αποτέλεσμα μετά από μερικές σκεδάσεις να έχουν χάσει το μεγαλύτερο ποσοστό της ενέργειάς τους.



Εικόνα 8.9: Ανάπτυξη ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού γύρω από την τροχιά ηλεκτρονίου, ενέργειας 20 MeV . Η εικόνα είναι το αποτέλεσμα της προσομοίωσης με το πρόγραμμα GEANT.

⁹⁹ Στην προσεγγιστική έκφραση που παρουσιάζεται στην [249] στον παρονομαστή δεν έχει εισαχθεί η διόρθωση που οφείλεται στην αλληλεπίδραση των ηλεκτρονίων με το ηλεκτρικό πεδίο των ατομικών ηλεκτρονίων του μέσου.

Επιπλέον η εκπομπή ακτινοβολίας πέδης οδηγεί σε παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου, τα οποία με τη σειρά τους υπόκεινται σε νέα εκπομπή ακτινοβολίας και δημιουργία νέων σωματιδίων, ο αριθμός των οποίων αυξάνεται εκθετικά με την απόσταση που έχει διανύσει το αρχικό ηλεκτρόνιο στο μέσο. Σημειώνουμε, ότι η απώλεια ενέργειας εξαιτίας της εκπομπής ακτινοβολίας πέδης είναι πολύ μεγαλύτερη στην περίπτωση των ηλεκτρονίων, σε σύγκριση με την περίπτωση των μιονίων, αφού η μάζα τους είναι πολύ μικρότερη. Η ανάπτυξη του ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού από ηλεκτρόνιο ενέργειας 20MeV στα πρώτα εκατοστά της τροχιάς του παρουσιάζεται στην εικόνα 8.9. Η παράμετρος που χαρακτηρίζει την εμβέλεια του ηλεκτρονίου είναι το μήκος ακτινοβολίας (radiation length) L_{rad} , που αντιπροσωπεύει την απόσταση κατά την οποία η αρχική ενέργεια του μιονίου έχει περιοριστεί κατά $1/e$ εξαιτίας της εκπομπής ακτινοβολίας. Το μήκος ακτινοβολίας δίδεται κατά προσέγγιση από τον τύπο [207] [83]:

$$L_{rad} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{716.4 [gcm^{-2}] \cdot A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (8.9)$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα του μέσου. Για υλικά που προκύπτουν από την ανάμιξη στοιχείων το μήκος ακτινοβολίας προσδιορίζεται από τη σχέση [249]:

$$\frac{1}{L_{rad}} = \sum_i w_i \cdot \left(\frac{1}{L_{rad}} \right)_i$$

λαμβάνοντας υπόψη τη σχετική κατά βάρος αναλογία, w_i , του κάθε στοιχείου. Η 8.9 δίνει για το νερό, (H_2O), $L_{rad} = 36.1cm$, ενώ για το θαλασσινό νερό (λαμβάνοντας υπόψη τα δεδομένα του πίνακα 8.1 για τη σύσταση του) $L_{rad} = 34.9cm$.

Η εγκάρσια ανάπτυξη ενός ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού περιγράφεται ικανοποιητικά από την ακτίνα Moliere R_M :

$$R_M = L_{rad} \frac{E_s}{E_c} \quad (8.10)$$

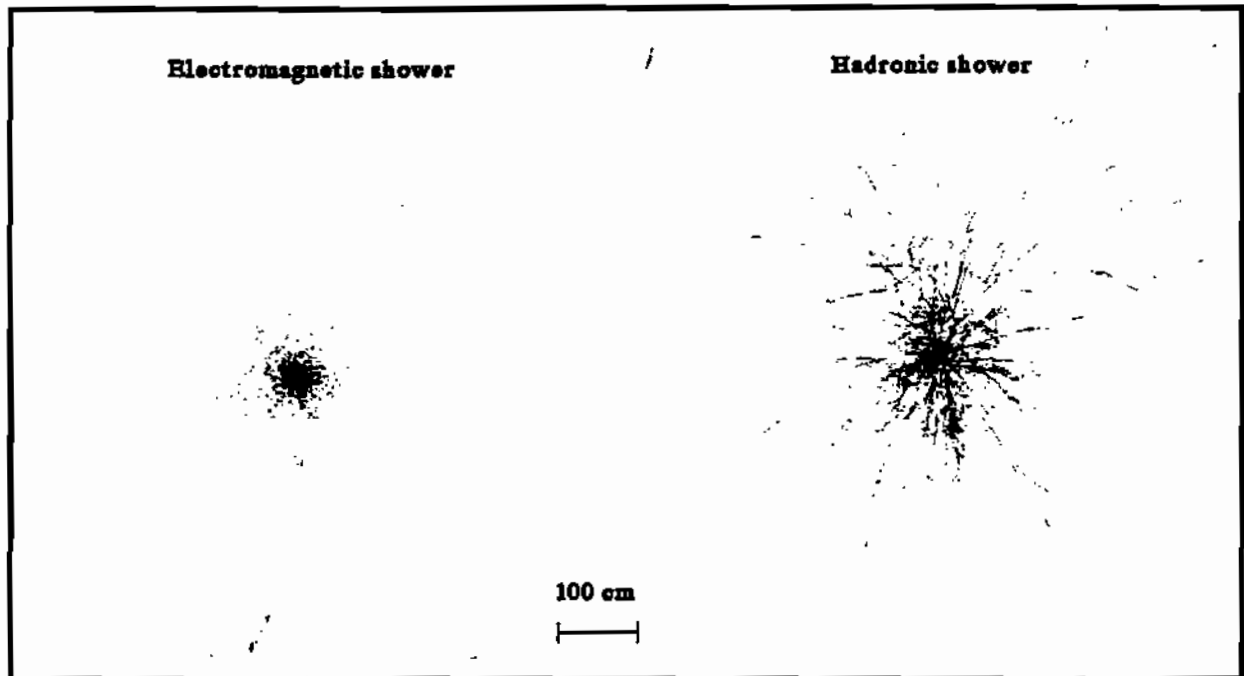
όπου $E_s = \sqrt{4\pi/a} \cdot m_e c^2 = 21.2 \text{ MeV}$.

Η εγκάρσια ανάπτυξη του ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού περιορίζεται σε απόσταση μιας ακτίνας Moliere, καθώς μόνο το 10% της ενέργειας εναποτίθεται εκτός του κυλίνδρου με άξονα την αρχική τροχιά και ακτίνα ίση με την ακτίνα Moliere. Το 99% της ενέργειας εναποτίθεται εντός κυλίνδρου με ακτίνα $3.5 R_M$. Για την περίπτωση του νερού η σχέση 8.10 δίνει $R_M = 8.2cm$. Στην εικόνα 8.10 παρουσιάζεται η εγκάρσια διασπορά ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού που προέκυψε από ηλεκτρόνιο αρχικής ενέργειας 100GeV.

Η κατά μήκος ανάπτυξη του ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού μπορεί να παραμετροποιηθεί ικανοποιητικά με τη βοήθεια της κατανομής Γάμμα, σύμφωνα με τη σχέση [207]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} \exp(-bt)}{\Gamma(a)}$$

όπου $t = x / L_{rad}$ είναι ο αριθμός των μηκών ακτινοβολίας.



Εικόνα 8.10: Σύγκριση της εγκάρσιας διασποράς ηλεκτρομαγνητικού και αδρονικού καταιονισμού που προκύπτουν από ηλεκτρόνιο και πνόνιο αρχικής ενέργειας 100 GeV. Το αρχικό σωματίδιο προσπίπτει κάθετα στην εικόνα με φορά προς τα μέσα. Παρουσιάζονται οι τροχιές όλων των φορτισμένων σωματιδίων με ενέργειες μεγαλύτερες των 500 keV [83].

Στην [100] παρουσιάζεται μια πολύ απλή προσέγγιση της ανάπτυξης του ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού που προέρχεται από ένα ηλεκτρόνιο. Αγνοώντας την απώλεια ενέργειας εξαιτίας του ιονισμού και την εξάρτηση της ενεργού διατομής της εκπομπής ακτινοβολίας πέδης και της δημιουργίας ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου από την ενέργεια, ξεκινώντας από ένα ηλεκτρόνιο, αρχικής ενέργειας E_0 , το οποίο σε κάθε μήκος ακτινοβολίας χάνει τη μισή του ενέργεια, η οποία αρχικά μετατρέπεται σε φωτόνιο το οποίο με τη σειρά του μοιράζει την ενέργειά του στο ηλεκτρόνιο και το ποζιτρόνιο του ζεύγους που προκύπτει, καταλήγουμε μετά από t μήκη ακτινοβολίας σε $N = 2^t$ σωματίδια, φωτόνια, ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια. Η ενέργεια ανά σωματίδιο θα είναι τότε $E(t) = E_0 / 2^t$. Όταν $E(t) = E_c$, αυτόματα η απώλεια ενέργειας εξαιτίας του ιονισμού του μέσου αποκτά καθοριστικό ρόλο και περαιτέρω απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας δεν είναι δυνατή. Στο σημείο αυτό ο καταιονισμός παρουσιάζει μέγιστο το οποίο περιορίζεται πολύ γρήγορα. Το μέγιστο λαμβάνει χώρα μετά από $t = t_{\max} = \ln(E_0 / E_c) / \ln 2$ μήκη ακτινοβολίας. Ο αριθμός των σωματιδίων τότε είναι $N_{\max} = \exp(t_{\max} \ln 2) = E_0 / E_c$. Ο αριθμός των σωματιδίων με ενέργεια μεγαλύτερη από E δίδεται από τη σχέση:

$$N(> E) = \int_0^{t(E)} N dt = \int_0^{t(E)} e^{t \ln 2} dt \equiv \frac{e^{t(E) \ln 2}}{\ln 2} = \frac{E_o / E}{\ln 2}$$

όπου $t(E)$ είναι το μήκος τροχιάς (σε μήκη ακτινοβολίας) στο οποίο η ενέργεια του σωματιδίου έχει περιοριστεί σε E . Το συνολικό μήκος τροχιάς των φορτισμένων σωματιδίων (σε μήκη ακτινοβολίας) για τον καταιονισμό θα είναι¹⁰⁰:

$$L = \frac{2}{3} \int_0^{\infty} N dt = \frac{2}{3 \ln 2} \cdot \frac{E_o}{E_c} \equiv \frac{E_o}{E_c}$$

Στην πραγματικότητα η ανάπτυξη του ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού αποτελείται από μια εκθετική αύξηση αρχικά, ένα ισχυρό μέγιστο που ακολουθείται από ομαλή μείωση. Παρά το γεγονός, ότι τα παραπάνω αποτελέσματα προκύπτουν από την προσέγγιση που κάνουμε, αποδίδουν ικανοποιητικά τα κύρια χαρακτηριστικά ενός ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού, τα οποία είναι:

- ✓ Η απόσταση στην οποία πραγματοποιείται το μέγιστο της ανάπτυξης του καταιονισμού αυξάνει λογαριθμικά με την αρχική ενέργεια του ηλεκτρονίου.
- ✓ Ο αριθμός των σωματιδίων που έχουν δημιουργηθεί στο μέγιστο του καταιονισμού είναι ανάλογος της αρχικής ενέργειας του ηλεκτρονίου.
- ✓ Το συνολικό μήκος τροχιάς των φορτισμένων σωματιδίων είναι ανάλογο της αρχικής ενέργειας του ηλεκτρονίου.

Το κύριο ενδιαφέρον της μελέτης αυτής εντοπίζεται σε καταιονισμούς πολύ υψηλών ενεργειών ($>10\text{TeV}$) που αναπτύσσονται γύρω από την τροχιά ηλεκτρονίου που προκύπτει από την αλληλεπίδραση νετρίνου ηλεκτρονίου (ν_e) με την ύλη. Η ανάπτυξη του καταιονισμού θα ολοκληρωθεί μέσα σε απόσταση 15m περίπου, ενώ ο αριθμός των φορτισμένων σωματιδίων που θα παραχθούν θα είναι μεγαλύτερος από 10^5 , αυξανόμενος με την ενέργεια. Η διέλευση των σωματιδίων αυτών από νερό θα οδηγήσει σε ισχυρή εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov ($>10^{11}$ φωτόνια). Το πρόγραμμα προσομοίωσης GEANT, όπως αναφέραμε, μπορεί να χρησιμοποιηθεί ικανοποιητικά μέχρι ενέργειες 10TeV, ενώ κατά προσέγγιση είναι δυνατή η προσομοίωση γεγονότων μέχρι και ενέργειες 100TeV. Για την προσομοίωση γεγονότων τέτοιων ενεργειών απαιτείται εξαιρετικά μεγάλος χρόνος (CPU time) γεγονός που περιορίζει τη συγκέντρωση ικανοποιητικής στατιστικής στις περισσότερες περιπτώσεις. Στην [83] παρουσιάζεται μια μέθοδος παραμετροποίησης των αποτελεσμάτων του GEANT, η οποία οδηγεί στην ανάπτυξη ενός πολύ γρηγορότερου κώδικα προσομοίωσης υψηλοενεργειακών καταιονισμών (μέχρι 10TeV). Στην εικόνα 8.11 παρουσιάζονται τα συγκριτικά αποτελέσματα της παραμετροποίησης με τα αποτελέσματα του GEANT.

Η παραμετροποίηση των αποτελεσμάτων του GEANT έγινε χρησιμοποιώντας για την κατά μήκος ανάπτυξη του καταιονισμού, την εξίσωση:

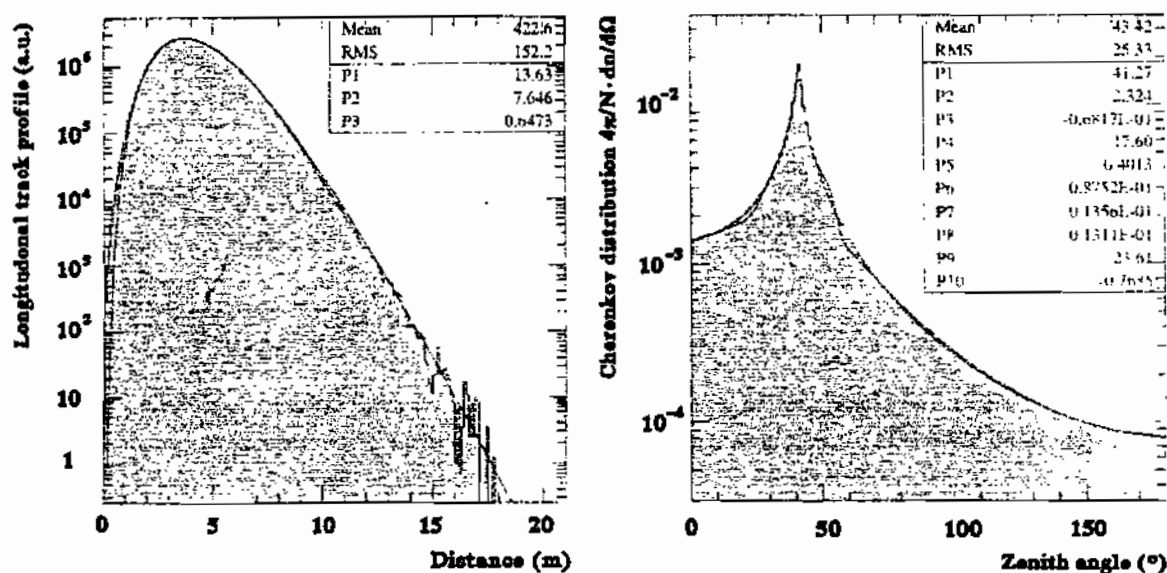
¹⁰⁰ Θεωρούμε, ότι ο αριθμός των φορτισμένων σωματιδίων (ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια) είναι τα 2/3 του συνολικού αριθμού σωματιδίων που έχουν δημιουργηθεί κατά την ανάπτυξη του καταιονισμού.

$$\frac{dl}{dt} = 10cm \cdot E_0 \cdot m \cdot K \cdot b \cdot \frac{(bt)^{a-1} \exp(-bt)}{\Gamma(a)} \quad (8.11)$$

όπου m είναι ο αριθμός των σημειακών καταιονισμών που προσομοιώνονται κατά μήκος της τροχιάς του ηλεκτρονίου για να αποδώσουν την κατά μήκος ανάπτυξη του υψηλοενεργειακού καταιονισμού και K είναι ο παράγοντας κανονικοποίησης. Η γωνιακή κατανομή της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας Cherenkov παραμετροποιείται:

$$\frac{dn}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^{i=3} \left[N_i \cdot \exp \left(- \left| \frac{\phi - \Theta_c}{\sigma_i + \varepsilon_i \cdot (\phi - \Theta_c)} \right|^i \right) \right] \quad (8.12)$$

όπου Θ_c είναι η γωνία Cherenkov.



Εικόνα 8.11: Παραμετροποίηση της προσομοίωσης της ανάπτυξης ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού από ηλεκτρόνιο αρχικής ενέργειας 10TeV [83]. Στην πρώτη εικόνα φαίνεται η κατά μήκος ανάπτυξη του καταιονισμού που φτάνει σε μέγιστο στα 423cm μετά τη δημιουργία του ηλεκτρονίου. Οι παράμετροι P1, P2 και P3 αντιστοιχούν στις παραμέτρους K , a και b της εξίσωσης 8.11. Στην δεύτερη εικόνα παρουσιάζεται ο αριθμός των φωτονίων Cherenkov ανά μονάδα στερεάς γωνίας. Οι παράμετροι παραμετροποίησης P1-P10 αντιστοιχούν στις παραμέτρους Θ_c , σ_1 , ε_1 , σ_2 , ε_2 , N_1 , N_2 , N_3 , σ_3 και ε_3 της εξίσωσης 8.12. Παρατηρούμε, ότι το μεγαλύτερο ποσοστό των φωτονίων εκπέμπεται σε γωνίες με τιμές πολύ κοντά στην τιμή της γωνίας Cherenkov, καθιστώντας δυνατό τον προσδιορισμό της αρχικής διεύθυνσης του ηλεκτρονίου.

Στην εικόνα 8.11 παρουσιάζεται η γωνιακή κατανομή της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας Cherenkov σε σύγκριση με το αποτέλεσμα της παραμετροποίησης χρησιμοποιώντας την εξίσωση 8.12. Παρατηρούμε, ότι το μεγαλύτερο ποσοστό των φωτονίων εκπέμπεται σε γωνίες

με τιμές πολύ κοντά στην τιμή της γωνίας Cherenkov, καθιστώντας δυνατό τον προσδιορισμό της αρχικής διεύθυνσης του ηλεκτρονίου.

8.3 Αδρονικοί καταιονισμοί

Οι αδρονικοί καταιονισμοί αναπτύσσονται κατά την αλληλεπίδραση των νετρίνων και μιονίων με τους πυρήνες του μέσου. Τα παραγόμενα αδρόνια αλληλεπιδρούν εκ νέου με τα νουκλεόνια δημιουργώντας τον καταιονισμό. Στην περίπτωση νετρίνων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών ο αδρονικός καταιονισμός μπορεί να είναι εξαιρετικά ισχυρός οδηγώντας στην παραγωγή μεγάλου αριθμού φωτονίων Cherenkov που θα ανιχνευθούν από τα Οπτικά Στοιχεία του τηλεσκοπίου ακόμα και σε μεγάλες αποστάσεις από το σημείο της αρχικής αλληλεπίδρασης.

Το μήκος πυρηνικής αλληλεπίδρασης καθορίζει την κατά μήκος ανάπτυξη του αδρονικού καταιονισμού. Το μήκος αλληλεπίδρασης δίδεται κατά προσέγγιση από τη σχέση [207]:

$$\lambda_I \approx 35 \text{ g cm}^{-2} A^{1/3}$$

Η τελευταία δίνει για το νερό $\lambda_I \approx 75 \text{ cm}$. Η μέση θέση του μεγίστου της ανάπτυξης του αδρονικού καταιονισμού δίνεται από τη σχέση [207]:

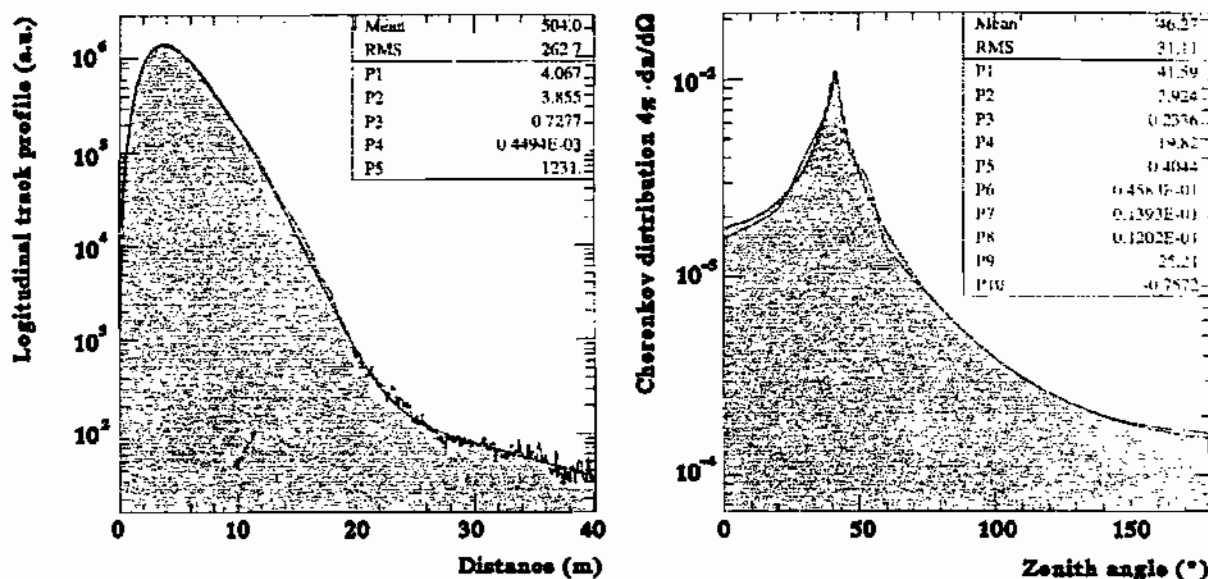
$$t_{\max} = \frac{Z}{\lambda_I} \approx 0.2 \ln(E_0 [\text{GeV}]) + 0.7$$

Η εγκάρσια ανάπτυξη του καταιονισμού αποδίδεται επίσης από το μήκος αλληλεπίδρασης, αν και η κύρια εναπόθεση της ενέργειας λαμβάνει χώρα σε πολύ περιορισμένη έκταση (εικόνα 8.10). Γενικά όπως μπορεί να παρατηρήσει κανείς ο αδρονικός καταιονισμός είναι πιο εκτεταμένος από τον ηλεκτρομαγνητικό καταιονισμό. Σημειώνουμε εδώ, ότι οι αδρονικοί καταιονισμοί συνοδεύονται από ηλεκτρομαγνητικούς καταιονισμούς που προκύπτουν από τη διάσπαση των ουδετέρων πιονίων, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. Τα παραγόμενα φωτόνια θα δημιουργήσουν ηλεκτρομαγνητικό καταιονισμό σύμφωνα με τη διαδικασία που περιγράψαμε στην προηγούμενη παράγραφο. Η διάσπαση των ουδετέρων πιονίων δεν συνεισφέρει περισσότερο στην ανάπτυξη του αδρονικού καταιονισμού. Τα φορτισμένα πόνια ή αλλά αδρόνια που έχουν παραχθεί, μπορούν να διασπαστούν δημιουργώντας μόνια, διακόπτοντας επίσης την ανάπτυξη του καταιονισμού. Τα μόνια θα αναδυθούν από τον καταιονισμό και θα διασχίσουν τελικά μεγαλύτερες αποστάσεις από τα αδρόνια. Οι διαδικασίες αυτές προκαλούν μεγάλες διακυμάνσεις στην κατά μήκος ανάπτυξη των αδρονικών καταιονισμών και στην αντίστοιχη εναπόθεση ενέργειας και στην περίπτωση που λάβουν χώρα στα πρώτα στάδια ανάπτυξης του καταιονισμού θα παίζουν καθοριστικό ρόλο στη διαμόρφωσή του.

Για την προσομοίωση της ανάπτυξης των αδρονικών καταιονισμών χρησιμοποιούνται οι σχέσεις 8.11 και 8.12. Η διάσπαση των μεσονίων σε μόνια πρέπει να ληφθεί υπόψη, καθώς η διέλευση των μιονίων από το νερό θα συνεισφέρει στην κατά μήκος ανάπτυξη του καταιονισμού, αφού όπως αναφέραμε τα μόνια αυτά είναι ικανά να διανύσουν σημαντικές αποστάσεις από το σημείο δημιουργίας τους. Η επίδραση της διαδικασίας αυτής εισάγεται στην 8.11 με έναν επιπρόσθετο εκθετικό όρο [83]:

$$\frac{dl}{dt} = 10cm \cdot E_0 \cdot N \cdot \left(K_1 \cdot b \cdot \frac{(bt)^{a-1} \exp(-bt)}{\Gamma(a)} + K_2 \cdot \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) \right) \quad (8.13)$$

Στην εικόνα 8.12 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της παραμετροποίησης, χρησιμοποιώντας τις σχέσεις 8.13 και 8.12 για την κατά μήκος ανάπτυξη του αδρονικού καταιονισμού που προκύπτει από θετικά φορτισμένο πόνιο ενέργειας 1TeV και τη γωνιακή κατανομή της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας Cherenkov. Παρατηρούμε την “ουρά” που παρουσιάζει η κατανομή της κατά μήκος ανάπτυξης του αδρονικού καταιονισμού που αποδίδεται ικανοποιητικά από τον εκθετικό όρο της 8.13.



Εικόνα 8.12: Παραμετροποίηση της προσομοίωσης της ανάπτυξης αδρονικού καταιονισμού από θετικά φορτισμένο πόνιο αρχικής ενέργειας 1TeV [83]. Στην πρώτη εικόνα φαίνεται η κατά μήκος ανάπτυξη του καταιονισμού με μέγιστο στα 504cm από την αρχή. Οι παράμετροι P1, P2, P3, P4 και P5 αντιστοιχούν στις παραμέτρους K_1 , a , b , K_2 και λ της εξίσωσης 8.13. Στην δεύτερη εικόνα παρουσιάζεται ο αριθμός των φωτονίων Cherenkov ανά μονάδα στερεάς γωνίας. Οι παράμετροι παραμετροποίησης P1-P10 αντιστοιχούν στις παραμέτρους Θ_c , σ_1 , ϵ_1 , σ_2 , ϵ_2 , N_1 , N_2 , N_3 , σ_3 και ϵ_3 της εξίσωσης 8.12. Παρατηρούμε, ότι το μεγαλύτερο ποσοστό των φωτονίων εκπέμπεται σε γωνίες με τιμές πολύ κοντά στην τιμή της γωνίας Cherenkov, καθιστώντας δυνατό τον προσδιορισμό της αρχικής διεύθυνσης του πιονίου.

8.4 Διάδοση του φωτός στο νερό

Στα πλαίσια της παρούσας μελέτης μόνο η διαδικασία της απορρόφησης λαμβάνεται υπόψη κατά τη διάδοση του φωτός στο θαλασσινό νερό (βλέπε κεφάλαιο “Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ”). Η διαδρομή του φωτός αποδίδεται από μια ευθεία γραμμή που συνδέει το σημείο εκπομπής με το Οπτικό Στοιχείο. Όπως περιγράψαμε αναλυτικά στο κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο” (παράγραφος “Η προσομοίωση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου”) υπολογίζεται ο αριθμός των φωτονίων Cherenkov που θα ανιχνευθούν από το Οπτικό Στοιχείο

που βρίσκεται σε συγκεκριμένη απόσταση από την τροχιά. Το μήκος εξασθένησης του φωτός αποτελεί πολύ σημαντικό παράγοντα της διαδικασίας προσομοίωσης καθώς, όπως θα διαπιστώσουμε στη συνέχεια οι βασικές παράμετροι της ανιχνευτικής ικανότητας του τηλεσκοπίου βασίζονται σε αυτό. Το μήκος εξασθένησης έχει μετρηθεί στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ και βρέθηκε να είναι [145]:

$$L_{atten} = (55 \pm 10)m$$

Η διαδικασία σκέδασης του φωτός δεν συμπεριλαμβάνεται σε κανένα από τους κώδικες προσομοίωσης που χρησιμοποιούμε, καθώς εκτιμάται, ότι η αλλοίωση που μπορεί να επιφέρει στην αρχική διεύθυνση του φωτός είναι πολύ μικρή, λαμβάνοντας υπόψη και τη μεγάλη επιφάνεια φωτοκαθόδου που διαθέτουν οι φωτοπολλαπλασιαστές του τηλεσκοπίου (βλέπε κεφάλαιο “Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ”). Εξαιτίας της πολύ μεγάλης τιμής του μήκους σκέδασης για το θαλασσινό νερό ($>100m$) το μεγαλύτερο ποσοστό του φωτός που θα ανιχνευτεί από τους φωτοπολλαπλασιαστές δεν θα έχει υποστεί σκέδαση. Πρόσφατα [261] πραγματοποιήθηκε μια αναλυτική μελέτη της επίδρασης της σκέδασης στη διαμόρφωση της κατανομής των χρόνων άφιξης των φωτονίων Cherenkov που προέρχονται απευθείας από την τροχιά του μιονίου αλλά και από την ανάπτυξη σημειακών καταιονισμών. Τα αποτελέσματα του υπολογισμού αυτού προκύπτουν ύστερα από τη θεώρηση, ότι η σκέδαση Rayleigh είναι η κύρια διαδικασία σκέδασης που λαμβάνει χώρα στο θαλασσινό νερό σε αυτό το βάθος ($>3000m$) και ότι το μήκος σκέδασης είναι $L_{scat} = 80m$. Σύμφωνα με τη [261] η συνεισφορά του εκπεμπόμενου φωτός, το οποίο έχει υποστεί σκέδαση, από τους καταιονισμούς που λαμβάνουν χώρα κατά τη διέλευση του μιονίου είναι σημαντική καθώς η ενέργεια του μιονίου αυξάνει. Όσο η απόσταση του Οπτικού Στοιχείου από το σημείο εκπομπής του φωτός μεγαλώνει η επίδραση της σκέδασης γίνεται μεγαλύτερη. Σε κάθε περίπτωση, σύμφωνα πάντα με την [261], τα φωτόνια που δεν έχουν υποστεί σκέδαση κυριαρχούν και ανιχνεύονται από τα Οπτικά Στοιχεία νωρίτερα από τα υπόλοιπα που θα σκεδασθούν. Ειδικά στην περίπτωση που η τροχιά του μιονίου διέρχεται σε απόσταση μικρότερη από το μήκος εξασθένησης από το Οπτικό Στοιχείο το σκεδασμένο φως δεν μπορεί να αλλοιώσει την απαιτούμενη, για την επιτυχή ανακατασκευή της τροχιάς, πληροφορία. Επισημαίνουμε επίσης την περίπτωση κατά την οποία ένα Οπτικό Στοιχείο ανιχνεύει μόνο σκεδασμένο φως, με αποτέλεσμα να ενεργοποιείται αργότερα από τον αναμενόμενο χρόνο. Η περίπτωση αυτή δημιουργεί μεγαλύτερο πρόβλημα στη διαδικασία ανακατασκευής από τη μη ενεργοποίηση του θεωρούμενου φωτοπολλαπλασιαστή.

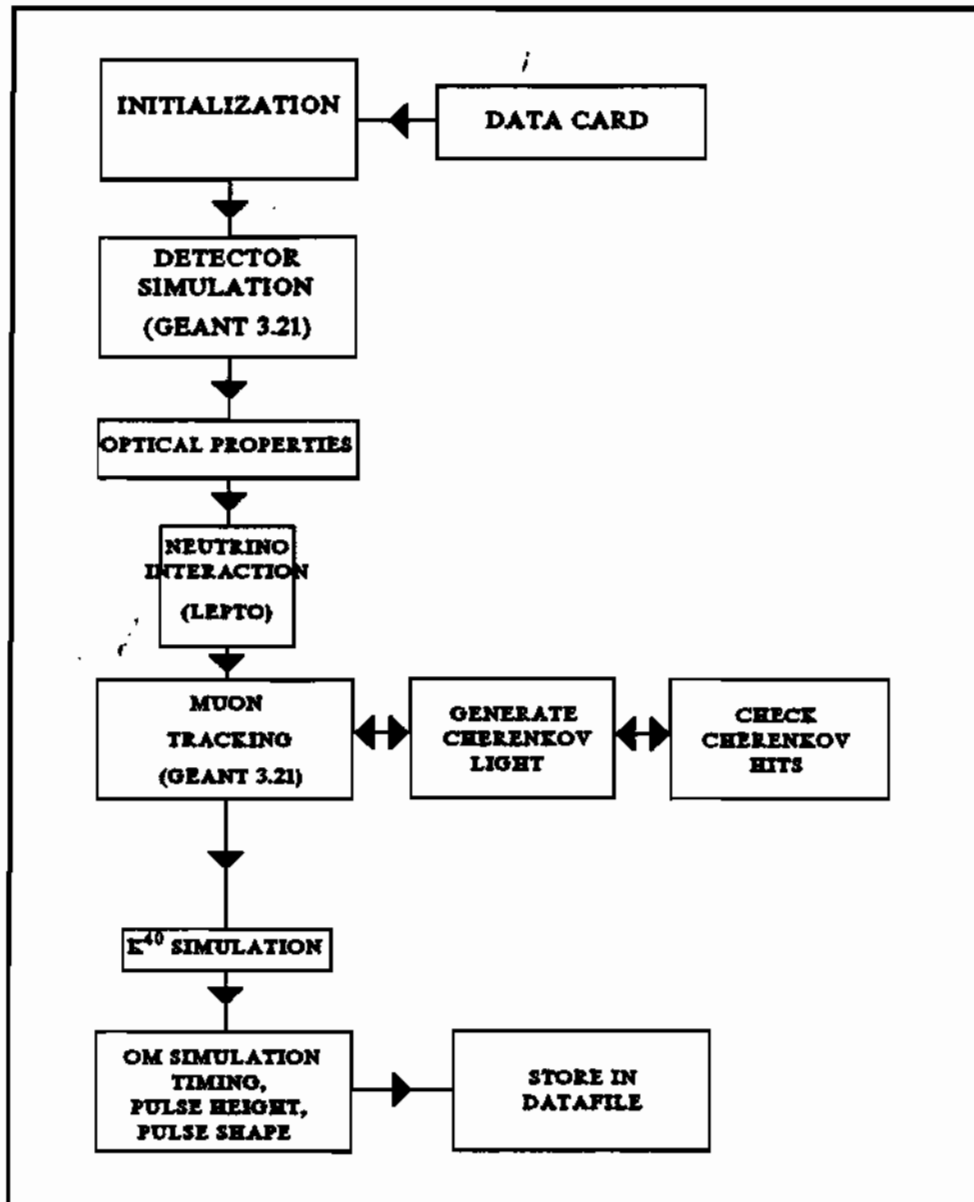
Σύμφωνα με πιο πρόσφατη αναφορά, [104], το μήκος σκέδασης του θαλασσινού νερού πρέπει να είναι μεγαλύτερο, $L_{scat} \approx 105m$ οπότε τα αποτελέσματα της [261] πρέπει να προσαρμοσθούν ανάλογα στα νέα δεδομένα.

Παρά το γεγονός, ότι η αρχική εκτίμηση, ότι η επίδραση της σκέδασης του φωτός είναι περιορισμένη στην περίπτωση του θαλασσινού νερού, φαίνεται να δικαιώνεται από τα πρώτα πειραματικά αποτελέσματα [104], η προσπάθεια εισαγωγής της διαδικασίας σκέδασης στην προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή βρίσκεται σε εξέλιξη [262].

8.5 Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή

Οι φυσικές διαδικασίες που περιγράφηκαν αποδίδονται ικανοποιητικά από το πρόγραμμα προσομοίωσης GEANT. Για την προσομοίωση της αλληλεπίδρασης των νετρίνων ηλεκτρονίου και μιονίου με τον πυρήνα, διαδικασία απαραίτητη για τη μελέτη και τον

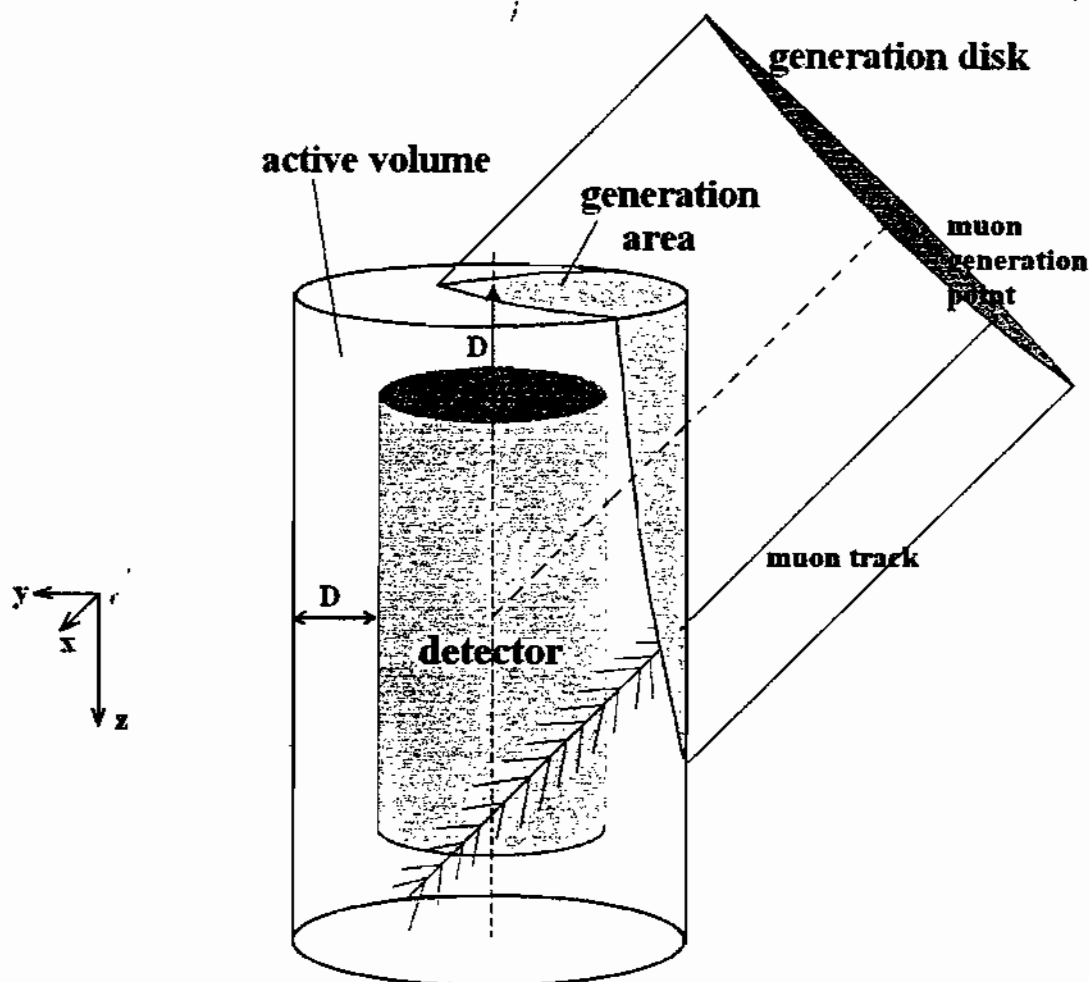
υπολογισμό της αναμενόμενης ροής ατμοσφαιρικών νετρίνων, χρησιμοποιήθηκε στην πρώτη φάση ανάπτυξης του κώδικα το πρόγραμμα PYTHIA [263]. Αργότερα οι ρουτίνες αυτές αντικαταστάθηκαν από τις αντίστοιχες του πιο λεπτομερούς στην περιγραφή των αλληλεπιδράσεων λεπτονίων, προγράμματος LEPTO [264]. Η διαδικασία προσομοίωσης των φυσικών γεγονότων παρουσιάζεται σχηματικά στην εικόνα 8.13.



Εικόνα 8.13: Σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας προσομοίωσης και απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες [265].

Στην περίπτωση που η μελέτη αφορά στα υψηλοενεργειακά μίονια ($E_\mu > 1-10\text{TeV}$), όπως αυτά που παράγονται από αλληλεπιδράσεις νετρίνων που προέρχονται από AGN, η πιθανότητα πραγματοποίησης της αλληλεπίδρασης νετρίνου με την ύλη στην ενεργό περιοχή του

ανιχνευτή είναι πολύ μικρή και το τμήμα προσομοίωσης της αλληλεπίδρασης μπορεί να παραληφθεί και να προσομοιωθεί μόνο η διέλευση των μιονίων από το νερό (διερχόμενα γεγονότα, through going events). Τα μόνια δημιουργούνται σε έναν περιστρεφόμενο γύρω από το κέντρο του ανιχνευτή δίσκο, του οποίου η ακτίνα καθορίζεται από την ενέργεια των μιονίων (εικόνα 8.14). Οι διαδικασίες απώλειας ενέργειας προσομοιώνονται καθόλη την πορεία του μιονίου αλλά μόνο στην ενεργό περιοχή προσομοιώνεται η εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov που παράγεται στα πλαίσια των διαδικασιών αυτών.



Εικόνα 8.14: Σχηματική αναπαράσταση του τρόπου δημιουργίας των διερχομένων μιονίων στον κώδικα MC_NESTOR [265]. Οι παράμετροι που καθορίζουν τα όρια της ενεργής περιοχής και της επιφάνειας δημιουργίας των μιονίων παρουσιάζονται στην εικόνα. Σημειώνουμε, ότι τα μόνια δημιουργούνται με διεύθυνση κάθετη στην επιφάνεια του δίσκου, ο οποίος περιστρέφεται ανάλογα με την απαιτούμενη γωνιακή κατανομή της ροής των προσομοιωμένων μιονίων.

Η ενεργός περιοχή είναι μια κυλινδρική επιφάνεια γύρω από τον ανιχνευτή, τα όρια της οποίας καθορίζονται από την ενέργεια των προσομοιωμένων γεγονότων. Η γραμμοσκιασμένη περιοχή στην επιφάνεια του κυλίνδρου είναι η προβολή της επιφάνειας του δίσκου δημιουργίας των μιονίων στην επιφάνεια του κυλίνδρου που οριοθετεί την ενεργή περιοχή. Η περιοχή αυτή χαρακτηρίζεται ως **επιφάνεια δημιουργίας** των μιονίων, παράμετρος που είναι απαραίτητη

για τον υπολογισμό της ανιχνευτικής ικανότητας του τηλεσκοπίου¹⁰¹ και εξαρτάται από την πολική γωνία θ , σύμφωνα με τη σχέση:

$$A(\theta) = \pi R^2 |\cos \theta| + 2HR \sin \theta \quad (8.14)$$

$$\begin{aligned} \text{όπου: } R &= 16 + D \text{ (m)} \\ H &= 220 + 2D \text{ (m)} \end{aligned}$$

και η παράμετρος D εξαρτάται από την ενέργεια των προσομοιωμένων μιονίων. Η μέση επιφάνεια δημιουργίας των μιονίων μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση:

$$\langle A(\theta) \rangle = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} A(\theta) d\theta = \frac{2}{\pi} (\pi R^2 + 2HR) \quad (8.15)$$

Η απόδοση της γεωμετρίας του ανιχνευτή πραγματοποιείται με τέτοιο τρόπο ώστε να είναι δυνατή η τροποποίηση των διαφόρων παραμέτρων χωρίς να απαιτούνται σημαντικές αλλαγές στον κώδικα. Τα Οπτικά Στοιχεία τοποθετούνται σε απόσταση 0.5m μεταξύ τους εκτός από τα κεντρικά, μεταξύ των οποίων παρεμβάλλεται η σφαίρα τιτανίου, τα οποία τοποθετούνται σε απόσταση 1m.

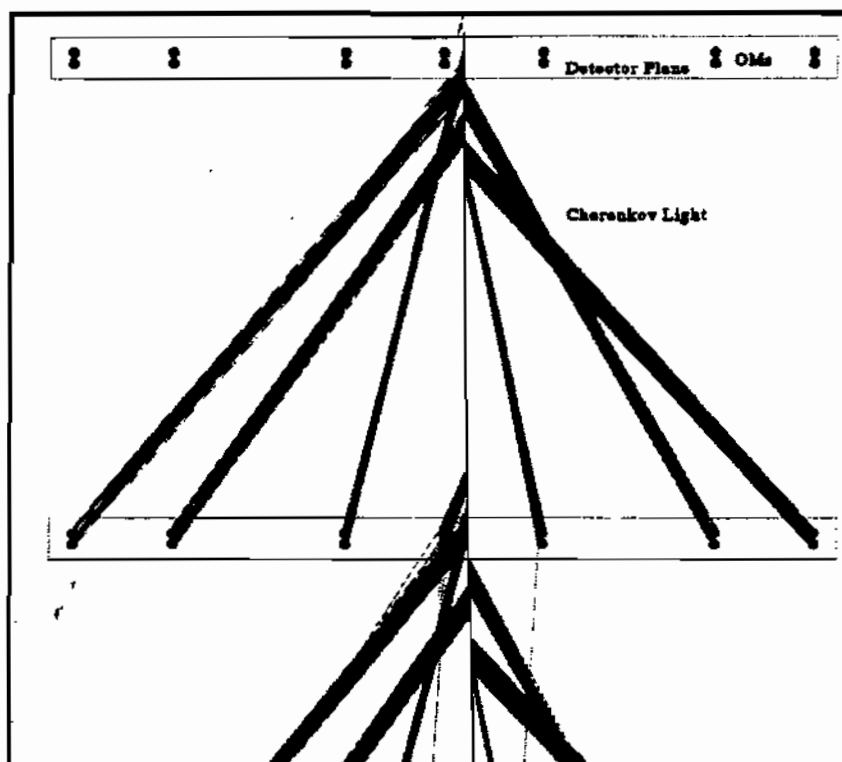
Αφού δημιουργηθεί το μόνιο, ανάλογα με την αρχική του ενέργεια, προσομοιώνονται οι διαδικασίες απώλειας ενέργειας. Η κάθε διαδικασία περιγράφεται αναλυτικά από τις αντίστοιχες υπορουτίνες του προγράμματος GEANT. Η τροχιά του μιονίου χωρίζεται σε βήματα καθορισμένου μήκους το καθένα. Για κάθε βήμα προσδιορίζεται η απώλεια ενέργειας που θα υποστεί το μόνιο. Η ρουτίνα για τη δημιουργία ακτινοβολίας Cherenkov καλείται σε κάθε βήμα, εφόσον η τροχιά βρίσκεται εντός των ορίων της κυλινδρικής ενεργού περιοχής. Η διαδικασία παρακολούθησης όλων των δευτερευόντων προϊόντων των διαδικασιών απώλειας ενέργειας απαιτεί εξαιρετικά μεγάλο χρόνο για την εκτέλεση του προγράμματος, ειδικά στις μεγάλες ενέργειες. Έτσι κρίθηκε απαραίτητη η επέμβαση στην κανονική ροή του προγράμματος GEANT στο σημείο αυτό [265]. Πριν ξεκινήσει η διαδικασία παραγωγής φωτονίων Cherenkov ελέγχεται, με βάση τη θέση των Οπτικών Στοιχείων του ανιχνευτή, αν το παραγόμενο φως πρόκειται να συναντήσει την ευαίσθητη επιφάνεια του Οπτικού Στοιχείου. Η διαδικασία αυτή επιτυγχάνεται με μια σειρά διαδοχικών βημάτων, καθώς αρχικά ελέγχεται αν το φως συναντά την ευρύτερη περιοχή ενός πατώματος, στη συνέχεια ενός ζεύγους Οπτικών Στοιχείων και τελικά αν συναντά τη φωτοκάθοδο του φωτοπολλαπλασιαστή. Με τον τρόπο αυτό μεγάλες περιοχές αποκλείονται με αποτέλεσμα να μην απαιτείται η δημιουργία φωτονίων που θα κατευθυνθούν προς αυτές. Επιπλέον μόνο το 25% των φωτονίων που θα έπρεπε να δημιουργηθούν, παράγονται από το πρόγραμμα. Εισάγεται δηλαδή στο σημείο αυτό η κβαντική απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή¹⁰², για να περιοριστεί περισσότερο ο χρόνος που απαιτείται για την εκτέλεση του προγράμματος. Οι τροποποιήσεις αυτές επιταχύνουν κατά 50 φορές την εκτέλεση του προγράμματος.

Αφού ολοκληρωθεί η προσομοίωση της τροχιάς με την παραγωγή όλων εκείνων των δευτερευόντων σωματιδίων που θα οδηγήσουν σε παραγωγή ακτινοβολίας Cherenkov που θα φτάσει στα Οπτικά Στοιχεία, προσομοιώνεται ο θόρυβος εξαιτίας των διασπάσεων του ^{40}K .

¹⁰¹ Η ανιχνευτική ικανότητα του τηλεσκοπίου εκφράζεται μέσω της ευαίσθητης επιφάνειάς του.

¹⁰² Η πραγματική τιμή της κβαντικής απόδοσης του φωτοπολλαπλασιαστή είναι 20%, αλλά εισάγεται μια μεγαλύτερη τιμή η οποία μπορεί να περιοριστεί στα επόμενα βήματα της διαδικασίας.

Όπως είδαμε στο κεφάλαιο “Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ” η συνεισφορά της φυσικής ραδιενέργειας φτάνει περίπου τα 75kHz ανά φωτοπολλαπλασιαστή, για παλμούς μεγαλύτερους του $1/4$ του παλμού που αντιστοιχεί στο ένα φωτοηλεκτρόνιο ($\approx 120\text{mV}$). Λαμβάνοντας υπόψη και το θερμονικό θόρυβο των φωτοπολλαπλασιαστών (βλέπε κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”) αναμενόμενος ρυθμός απαρίθμησης του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή κατά τη λειτουργία του στη θάλασσα θα πλησιάζει κατά μέσο όρο τα 80kHz.



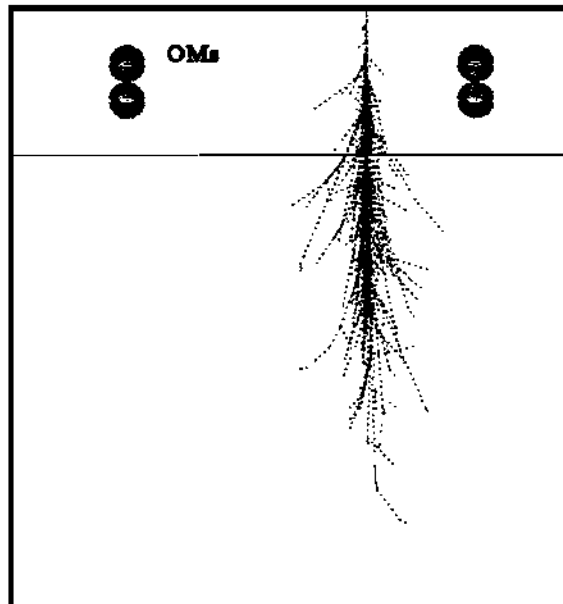
Εικόνα 8.15: Προσομοίωση της διέλευσης μιονίου, ενέργειας 15GeV , μεταξύ δύο πατωμάτων του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Μόνο τα φωτόνια που πρόκειται να συναντήσουν τα Οπτικά Στοιχεία δημιουργούνται σε μια προσπάθεια να περιοριστεί ο χρόνος εκτέλεσης του προγράμματος [265]. Επισημαίνουμε, ότι προσομοιώνεται μόνο η διέλευση του μιονίου και όχι η αλληλεπίδραση μέσω της οποίας παράγεται. Η προσομοίωση της αλληλεπίδρασης θα οδηγούσε σε πρόσθετη παραγωγή φωτός γύρω από το σημείο δημιουργίας του μιονίου.

Ο θόρυβος δημιουργείται σε χρονικό παράθυρο διάρκειας $2\mu\text{s}$, χρονικό διάστημα διπλάσιο του χρόνου που απαιτείται από ένα μόνιο να διασχίσει τη διαγώνιο του ανιχνευτή. Σημειώνουμε επίσης, ότι τα σήματα του οπτικού θορύβου είναι στη μεγάλη τους πλειοψηφία παλμοί επιπέδου ενός φωτοηλεκτρονίου. Οι ενεργοποιήσεις των φωτοπολλαπλασιαστών που οφείλονται στη διέλευση του μιονίου πραγματοποιούνται μέσα στο ίδιο χρονικό παράθυρο των $2\mu\text{s}$.

Μέχρι το σημείο αυτό έχουν προσομοιωθεί όλα τα φωτόνια που θα φτάσουν στην επιφάνεια του Οπτικού Στοιχείου. Η διαδικασία της προσομοίωσης της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου περιγράφεται αναλυτικά στο κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο” όπου και

παρουσιάζεται η παραμετροποίηση της γωνιακής απόκρισής του. Για κάθε φωτόνιο οι ακόλουθες διαδικασίες προσομοιώνονται:

- ✓ Απορρόφηση του φωτός στο νερό, το υάλινο προστατευτικό περίβλημα και το οπτικό πολυμερές σιλικόνης (βλέπε κεφάλαιο “Το Οπτικό Στοιχείο”). Τα μεταλλικά μέρη που αποτελούν το σκελετό του ανιχνευτή (βραχίονες, συστήματα εξάρτησης των Οπτικών Στοιχείων) δεν έχουν προσομοιωθεί. Οι σφαίρες τιτανίου αντίθετα έχουν συμπεριληφθεί στον κώδικα προσομοίωσης. Επίσης το πίσω μέρος του κάθε Οπτικού Στοιχείου θεωρείται αδιαφανές.
- ✓ Ανάκλαση και διάθλαση του φωτός στις διαχωριστικές επιφάνειες των διαφόρων υλικών που συναντά το φως στην πορεία του προς τη φωτοκάθοδο.
- ✓ Ανίχνευση των φωτονίων στη φωτοκάθοδο και μετατροπή τους σε φωτοηλεκτρόνια. Εδώ πραγματοποιείται και η διόρθωση για την κβαντική απόδοση του φωτοπολλαπλασιαστή¹⁰³.
- ✓ Προσομοίωση της διαδικασίας ψηφιοποίησης και ανακατασκευής του κάθε παλμού του φωτοπολλαπλασιαστή, σύμφωνα με τις παραμέτρους του συστήματος συλλογής δεδομένων [265].

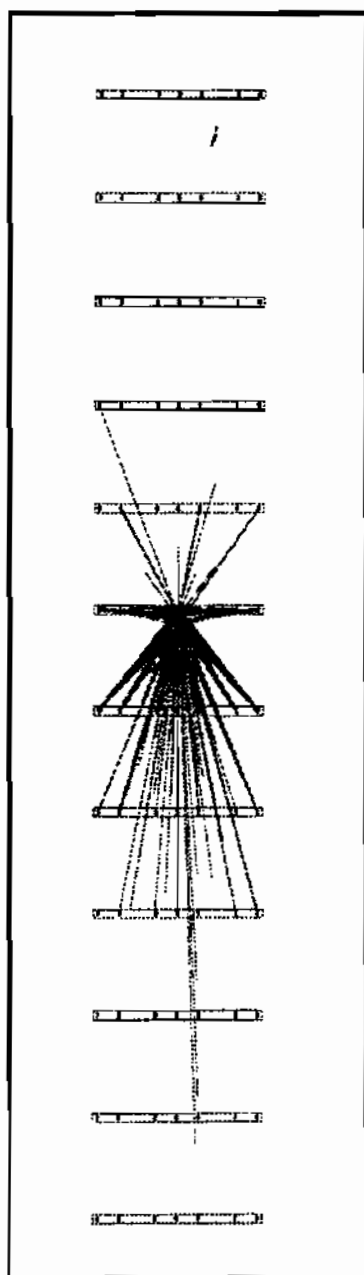


Εικόνα 8.16: Ανάπτυξη ηλεκτρομαγνητικού καταιονισμού από ηλεκτρόνιο αρχικής ενέργειας 15GeV . Η κατά μήκος ανάπτυξη του καταιονισμού δεν ξεπερνά τα 7m . Το ηλεκτρόνιο έχει γεννηθεί στο ίδιο ακριβώς σημείο με το μιονίο και η τροχιά του έχει την ίδια ακριβώς διεύθυνση με αυτή του μιονίου. Μόνο τα φορτισμένα σωματίδια παρουσιάζονται στην εικόνα αυτή.

Σημειώνουμε, ότι η παρουσία pre/late/after-pulses δεν λαμβάνεται υπόψη στην προσομοίωση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου. Η παρουσία pre-pulses ειδικά μπορεί να δημιουργήσει πρόβλημα στη διαδικασία αφού το νωρίτερο σήμα κάθε φωτοπολλαπλασιαστή

¹⁰³ Στην ανάλυση που παρουσιάζουμε η συλλεκτική ικανότητα του φωτοπολλαπλασιαστή δεν έχει εισαχθεί.

λαμβάνεται υπόψη¹⁰⁴, ως χρόνος ενεργοποίησης του Οπτικού Στοιχείου. Η μικρή όμως πιθανότητα εμφάνισής τους (βλέπε κεφάλαιο "Το Οπτικό Στοιχείο") μας επιτρέπει να τους αγνοήσουμε.



Εικόνα 8.17: Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στην εκπεμπόμενη ακτινοβολία Cherenkov από τον ηλεκτρομαγνητικό καταιονισμό ηλεκτρονίου ενέργειας 15GeV (εικόνα 8.16).

Στην εικόνα 8.15 παρουσιάζεται η προσομοίωση της διέλευσης μιονίου, ενέργειας 15GeV κατά μήκος του κατακορύφου άξονα του ανιχνευτή. Σημειώνουμε, ότι μόνο το φως που

¹⁰⁴ Σε ένα μικρό χρονικό παράθυρο σε κάθε περίπτωση.

πρόκειται να συναντήσει Οπτικά Στοιχεία δημιουργείται επιταχύνοντας την εκτέλεση του προγράμματος. Η εμβέλεια του μιονίου για τη συγκεκριμένη αρχική ενέργεια φτάνει περίπου στα 80m. Θα διέλθει δηλαδή από τέσσερα πατώματα του τηλεσκοπίου δίνοντας κατά μέσο όρο το ίδιο φως στα Οπτικά τους Στοιχεία.

Στην εικόνα 8.16 ένα ηλεκτρόνιο της ίδιας ενέργειας δημιουργείται στο ίδιο σημείο. Ο ηλεκτρομαγνητικός καταιονισμός που αναπτύσσεται δεν ξεπερνά τα 8m. Η παραγόμενη όμως ακτινοβολία Cherenkov μπορεί να φτάσει σε μεγάλες αποστάσεις από το σημείο ανάπτυξης του καταιονισμού. Στην εικόνα 8.17 παρουσιάζουμε την εκπεμπόμενη ακτινοβολία Cherenkov που ανιχνεύεται από τα Οπτικά Στοιχεία του τηλεσκοπίου. Το μεγαλύτερο ποσοστό της ακτινοβολουμένης ενέργειας περιορίζεται μεταξύ δύο μόνο πατωμάτων. Σημειώνουμε επίσης, ότι σημαντικό ποσοστό φωτός θα εκπεμφθεί προς τα πίσω, ενεργοποιώντας τα Οπτικά Στοιχεία του πατώματος που βρίσκεται πριν από το σημείο γέννησης του ηλεκτρονίου.

Οι εικόνες 8.15 και 8.17 αποδίδουν την απόκριση του ανιχνευτή στη διέλευση μιονίου και ηλεκτρονίου, παρουσιάζοντας το διαφορετικό χαρακτήρα των δύο διαδικασιών, ακόμα και σε πολύ χαμηλές ενέργειες που βρίσκονται κοντά στο ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή. Η κατανομή των Οπτικών Στοιχείων που θα ενεργοποιηθούν στο κάθε γεγονός, σε συνδυασμό με το φορτίο που θα καταγράψει το κάθε Οπτικό Στοιχείο και με το χρόνο καταγραφής του, οδηγούν αρχικά στη διάκριση των ενδιαφερόντων γεγονότων και στη συνέχεια στην ανακατασκευή της τροχιάς των μιονίων.

Παρά τις προσπάθειες για τον περιορισμό του χρόνου εκτέλεσης του προγράμματος ο κώδικας *MC_NESTOR* εξακολουθεί να απαιτεί σημαντικά χρονικά διαστήματα για τη δημιουργία των γεγονότων. Αναφέρουμε χαρακτηριστικά, ότι απαιτούνται περίπου 100sec για την πλήρη προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στη διέλευση μιονίου ενέργειας 10TeV. Για να δημιουργηθεί δηλαδή ένα ικανό στατιστικό δείγμα 10^5 μιονίων αυτής της ενέργειας απαιτούνται 116 μέρες. Για το λόγο αυτό κρίθηκε απαραίτητη η χρήση ενός πολύ πιο γρήγορου αλγορίθμου που αναπτύχθηκε αρχικά για τη μελέτη του τηλεσκοπίου DUMAND [266], [267] και τροποποιήθηκε κατάλληλα ώστε να περιγράφει ικανοποιητικά τη διαμόρφωση του τηλεσκοπίου NESTOR [268]. Στον κώδικα αυτό, που φέρει το όνομα *MCN* πραγματοποιήθηκαν μια σειρά από βελτιώσεις με αποτέλεσμα να αποδίδει μέχρι και ενέργειες 10TeV με καλή προσέγγιση τα αποτελέσματα του πολύ πιο λεπτομερούς προγράμματος GEANT. Σημειώνουμε, ότι ο αλγόριθμος χρησιμοποιείται προς το παρόν μόνο για την προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στη διέλευση μιονίων. Η παραμετροποίηση της απώλειας ενέργειας από το μόνιο βασίζεται στις [260], [221]. Η απόσταση που θα διανύσει το μόνιο υπολογίζεται αρχικά με βάση τη συνεχή απώλεια ενέργειας λόγω ιονισμού. Η τροχιά του μιονίου χωρίζεται σε βήματα, όπως και στην περίπτωση του GEANT. Το μέγιστο δυνατό μήκος του κάθε βήματος φτάνει τα 10m. Για κάθε 100m τροχιάς, η λογαριθμική αύξηση της απώλειας ενέργειας εξαιτίας του ιονισμού αποδίδεται πολλαπλασιάζοντας τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων, σε κάθε περιοχή του ανιχνευτή, που υπολογίζεται από τη σχέση 5.3, με τον παράγοντα [271], [256]

$$1 + 0.0853 \times \ln(E/m_\mu)/2.18 \quad (8.16)$$

όπου E είναι η μέση ενέργεια του μιονίου στη θεωρούμενη απόσταση.

Η πιθανότητα απώλειας ενέργειας μέσω εκπομπής ακτινοβολίας πέδης, δημιουργίας ζευγούς ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου και αλληλεπίδρασης με πυρήνα του μέσου ελέγχεται σε κάθε βήμα. Ο συνολικός αριθμός φωτονίων που φτάνουν σε κάθε Οπτικό Στοιχείο υπολογίζεται προσεγγιστικά σύμφωνα με την παραμετροποίηση που παρουσιάζεται στη [271]. Στον πίνακα 8.2

παρουσιάζουμε χαρακτηριστική περίπτωση μιονίου αρχικής ενέργειας 1PeV το οπο προσομοιώνεται με τον κώδικα MCN (η πληροφορία προέρχεται από τα αποτελέσματα τι προγράμματος):

Πίνακας 8.2: Αποτελέσματα της προσομοίωσης της απώλειας ενέργειας μιονίου αρχικής ενέργειας 1PeV με βάση την παραμετροποίηση που χρησιμοποιείται στον κώδικα MCN.

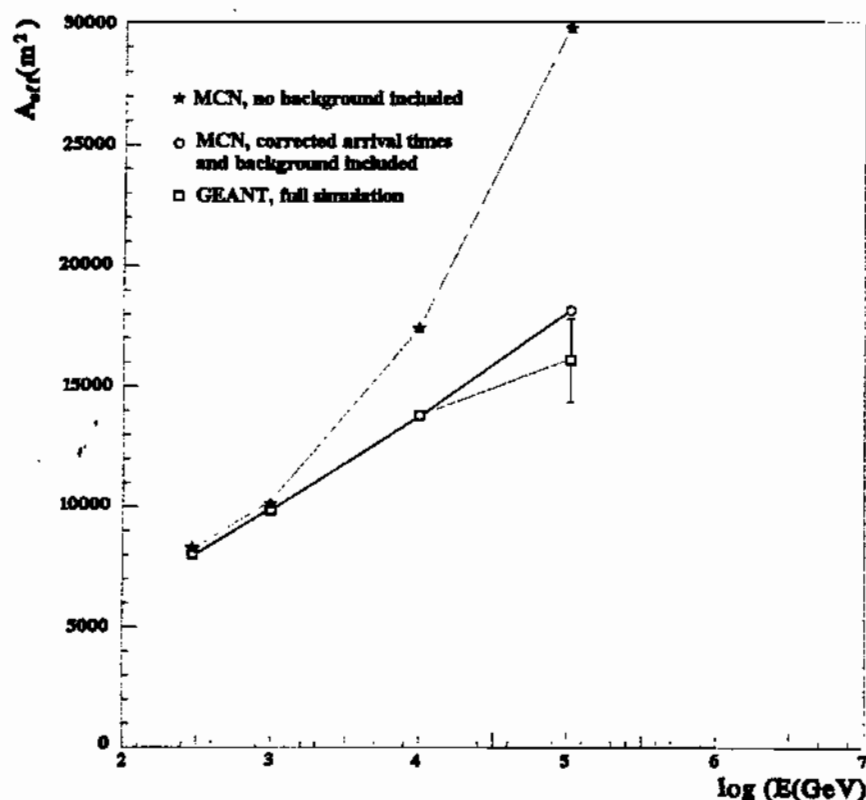
Muon	2	Initial Energy = 0.100E+04 TeV	Final Energy 627. TeV
Length	1150.0 m	No. of bursts = 100	
Ioniz. loss	= 0.406 TeV	Burst loss = 327 TeV	
1 Brems totaling	102. TeV		
98 Pairs totaling	250. TeV		
1 Nukes totaling	19.8 TeV		

Η παραμετροποίηση της γωνιακής κατανομής της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας Cherenkov από τους καταιονισμούς κατά μήκος της τροχιάς πραγματοποιείται σύμφωνα με τις [271], [272]¹⁰⁵. Το συνολικό ποσοστό του φωτός από όλες τις διαδικασίες υπολογίζεται στις διάφορες περιοχές του ανιχνευτή και το συνολικό φορτίο σε κάθε Οπτικό Στοιχείο υπολογίζεται τελικά σε αριθμό φωτοηλεκτρονίων.

Το πρόγραμμα MCN είναι 100 φορές γρηγορότερο από το MC_NESTOR. Μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την παραγωγή μεγάλου αριθμού γεγονότων, ειδικά στην περίπτωση πολύ υψηλών ενεργειών σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα. Η παραμετροποίηση που χρησιμοποιείται στον κώδικα MCN αποτελεί προσέγγιση των διαδικασιών που περιγράφησαν στην αρχή του κεφαλαίου. Ειδικά στην περίπτωση πολύ υψηλών ενεργειών, όπου δεν υπάρχουν αντίστοιχα αποτελέσματα του GEANT, τα αποτελέσματα θα πρέπει να ελέγχονται διεξοδικά, διότι μπορεί ο παράγοντας σφάλματος να είναι σημαντικός. Στα κεφάλαια "Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο NESTOR" και "Ανίχνευση νετρίνων από AGN με το τηλεσκόπιο NESTOR" θα αναφερθούμε στις περιπτώσεις που τα αποτελέσματα της παραμετροποίησης του MCN ελέγχονται. Γενικά πρέπει να σημειώσουμε, ότι η χρήση του κώδικα MCN μπορεί να οδηγήσει σε μια γενική εκτίμηση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες σε όλο το φάσμα ενεργειών που μας ενδιαφέρει. Στην εικόνα 8.18 παρουσιάζουμε σύγκριση των τιμών της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα από τους δύο κώδικες προσομοίωσης. Ο υπολογισμός της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή πραγματοποιείται με βάση την απόδοση του αλγορίθμου ανακατασκευής που περιγράφεται στο επόμενο κεφάλαιο. Παρατηρούμε, ότι για ενέργειες 100TeV η ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή, όταν χρησιμοποιηθούν τα προσομοιωμένα γεγονότα του MCN (πριν από τη διόρθωση), είναι μεγαλύτερη κατά 45% από την τιμή που προκύπτει με τη χρήση προσομοιωμένων γεγονότων με το GEANT. Σημειώνουμε, ότι στην πρώτη περίπτωση του MCN που παρουσιάζουμε δεν έχει προσομοιωθεί ο θόρυβος από τη φυσική ραδιενέργεια. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζεται και ευαίσθητη επιφάνεια που υπολογίζεται μετά τη διόρθωση στους χρόνους άφιξης των φωτονίων από τους καταιονισμούς που λαμβάνουν χώρα κατά μήκος της τροχιάς του μιονίου και την εισαγωγή του οπτικού θορύβου στον κώδικα MCN. Επισημαίνουμε, ότι η μικρή ελάττωση της υπολογιζόμενης τιμής της ευαίσθητης επιφάνειας με τον τροποποιημένο κώδικα, ως προς αυτή που υπολογίζεται με τον αρχικό, για ενέργειες μικρότερες από 1TeV θα πρέπει να αποδοθεί κύρια στην εισαγωγή του θορύβου στην προσομοίωση, ενώ η μεγάλη απόκλιση για τις μεγάλες τιμές της ενέργειας οφείλεται στην

¹⁰⁵ Οι αναπτυσσόμενοι καταιονισμοί προσεγγίζονται ως σημειακοί στη συγκεκριμένη παραμετροποίηση.

προσέγγιση που χρησιμοποιήθηκε στον κώδικα *MCN* πριν από τη διόρθωση. Για ενέργειες μέχρι 10TeV παρατηρείται ταύτιση των αποτελεσμάτων με αυτά της προσομοίωσης με το *GEANT*. Για μεγαλύτερες ενέργειες η ευαίσθητη επιφάνεια που υπολογίζεται με βάση τον τροποποιημένο κώδικα *MCN*, είναι μεγαλύτερη από την αναμενόμενη, αλλά η απόκλιση μεταξύ των τιμών έχει περιοριστεί στο 10%. Η διαφορά που εξακολουθεί να υπάρχει θα πρέπει να αποδοθεί στο ό,τι οι καταιονισμοί στον κώδικα *MCN*, προσομοιώνονται ως σημειακοί και δεν παρουσιάζουν την πραγματική ανάπτυξη κατά μήκος της τροχιάς (βλέπε εικόνα 8.11), που λαμβάνεται υπόψη στην περίπτωση του *GEANT*; και διαφοροποιεί τους χρόνους άφιξης των φωτονίων στα Οπτικά Στοιχεία. Επιπλέον το στατιστικό δείγμα που προσομοιώθηκε με τον κώδικα *MC_NESTOR* είναι πολύ μικρό (5000 γεγονότα) και κατά συνέπεια το σφάλμα στην υπολογιζόμενη τιμή της ευαίσθητης επιφάνειας σημαντικό.



Εικόνα 8.18: Η ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή *NESTOR* παρουσιάζεται συνάρτηση της ενέργειας των διερχόμενων μιονίων για μίονια που έχουν ανακατασκευαστεί σε γωνίες μικρότερες από 5° ως προς την πραγματική τροχιά. Η αύξηση της ενέργειας του μιονίου οδηγεί σε αύξηση του εκπεμπόμενου φωτός και κατά συνέπεια σε αύξηση της ευαίσθητης περιοχής του τηλεσκοπίου. Η εκτίμηση της ευαίσθητης περιοχής εξαρτάται από τη διαδικασία προσομοίωσης που έχει χρησιμοποιηθεί για να αποδώσει την απόκριση του ανιχνευτή. Παρατηρούμε, ότι η ευαίσθητη επιφάνεια, που υπολογίζεται όταν χρησιμοποιηθεί ο διορθωμένος κώδικας *MCN* για την προσομοίωση, προσεγγίζει ικανοποιητικά τα αποτελέσματα του *GEANT* μέχρι τα 10TeV. Για μεγαλύτερες τιμές της ενέργειας η απόκλιση μεγαλώνει και φτάνει το 10% για ενέργειες στην περιοχή των 100TeV. Πριν από τη διόρθωση και την εισαγωγή του θορύβου η διαφοροποίηση έφτανε το 45% στην ίδια ενεργειακή περιοχή. Για ενέργεια 100TeV τα αποτελέσματα του *GEANT* παρουσιάζουν σημαντικό σφάλμα εξαιτίας δύο κυρίως λόγων, πρώτον εξαιτίας της περιορισμένης στατιστικής και δεύτερον διότι οι διαδικασίες απώλειας ενέργειας δεν αποδίδονται επακριβώς.

Στον πίνακα 8.3 παρουσιάζονται οι περιορισμοί που επιβάλλει η χρήση του κάθε κώδικα προσομοίωσης.

Πίνακας 8.3: Συγκριτικός πίνακας των δύο αλγορίθμων που χρησιμοποιούνται για την προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή ΝΕΣΤΩΡ.

MC_NESTOR	MCN
Πολύ αργός για ενέργειες $E > 1\text{TeV}$	Οι χρόνοι άφιξης των φωτονίων υπολογίζονται κατά προσέγγιση.
Μπορεί να χρησιμοποιηθεί μέχρι $E = 10\text{TeV}$ και έως $E = 100\text{TeV}$ κατά προσέγγιση.	Μπορεί να χρησιμοποιηθεί και στην περίπτωση πολύ υψηλών ενεργειών.
Δεν περιλαμβάνει την προσομοίωση της σκέδασης του φωτός.	Δεν περιλαμβάνει την προσομοίωση της σκέδασης του φωτός.

Η κύρια προσπάθεια στα πλαίσια της ανάπτυξης του αλγορίθμου προσομοίωσης συγκεντρώνεται σε δύο επίπεδα. Στο πρώτο προβλέπεται η αναβάθμιση του GEANT ώστε να καλυφθεί το φάσμα ενεργειών τουλάχιστον μέχρι 1000TeV και η παραμετροποίηση των αποτελεσμάτων του ώστε η χρονική διάρκεια εκτέλεσης του προγράμματος να περιορίζεται σε αποδεκτά επίπεδα. Παράλληλα πραγματοποιείται αναβάθμιση του κώδικα MCN με την εισαγωγή των κατάλληλων κατανομών για τους χρόνους άφιξης των φωτονίων από τους καταιονισμούς που λαμβάνουν χώρα κατά μήκος της τροχιάς του μιονίου και την προσομοίωση αδρονικών καταιονισμών που συνοδεύουν τη δημιουργία του μιονίου κατά την αλληλεπίδραση νετρίνου-νουκλεονίου.

Οι αλγόριθμοι προσομοίωσης είναι γραμμένοι σε γλώσσα Fortran-77 και εκτελούνται σε υπολογιστές που χρησιμοποιούν λειτουργικό σύστημα VMS και UNIX¹⁰⁶. Ο κώδικας MC_NESTOR χρειάζεται για την εκτέλεσή του οπωσδήποτε υπολογιστή αντίστοιχο της τελευταίας γενιάς των ALPHA της Digital, ενώ ο κώδικας MCN μπορεί να χρησιμοποιηθεί και σε VAX4000 της Digital. Η μορφή των προσομοιωμένων δεδομένων είναι ASCII έτσι ώστε να μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε κάθε σύστημα, ανεξαρτήτως του λειτουργικού του. Περίπου 7×10^5 ατμοσφαιρικά μόνια έχουν προσομοιωθεί με τη χρήση του κώδικα MC_NESTOR, στο ενεργειακό φάσμα $1\text{GeV} - 100\text{TeV}$. Πολύ μεγαλύτερος αριθμός γεγονότων έχουν προσομοιωθεί με τον κώδικα MCN. Σημαντικός αριθμός γεγονότων, περίπου 6×10^6 μόνια κοσμικής ακτινοβολίας και 10^6 μόνια με ενέργειες από 10TeV έως 100PeV έχουν προσομοιωθεί για τον ανιχνευτή 6 πατωμάτων (NESTOR-A) με τη χρήση του κώδικα MCN [269].

Κλείνοντας την αναφορά μας στους αλγορίθμους προσομοίωσης που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα ανάλυση θα πρέπει να αναφέρουμε, ότι ο αλγόριθμος προσομοίωσης MC_NESTOR αναπτύχθηκε από τους S. Bottai και P. Desiati, (Univ. of Rome, Univ. of Florence), ο κώδικας MCN δημιουργήθηκε από τον V. Stenger (DUMAND, Univ. of Hawaii) και τροποποιήθηκε από τους Χρ. Κουρκουμέλη και Π. Πραμαντιώτη (Παν. Αθηνών) για τις ανάγκες του πειράματος ΝΕΣΤΩΡ, ενώ οι παραμετροποιήσεις των ηλεκτρομαγνητικών και αδρονικών καταιονισμών πραγματοποιήθηκαν από τον C. Wiebusch (DESY Zeuthen) [83].

¹⁰⁶ Μόνο ο αλγόριθμος MCN έχει τροποποιηθεί κατάλληλα ώστε να εκτελείται και σε υπολογιστές με λειτουργικό σύστημα UNIX.

Αλγόριθμος ανακατασκευής

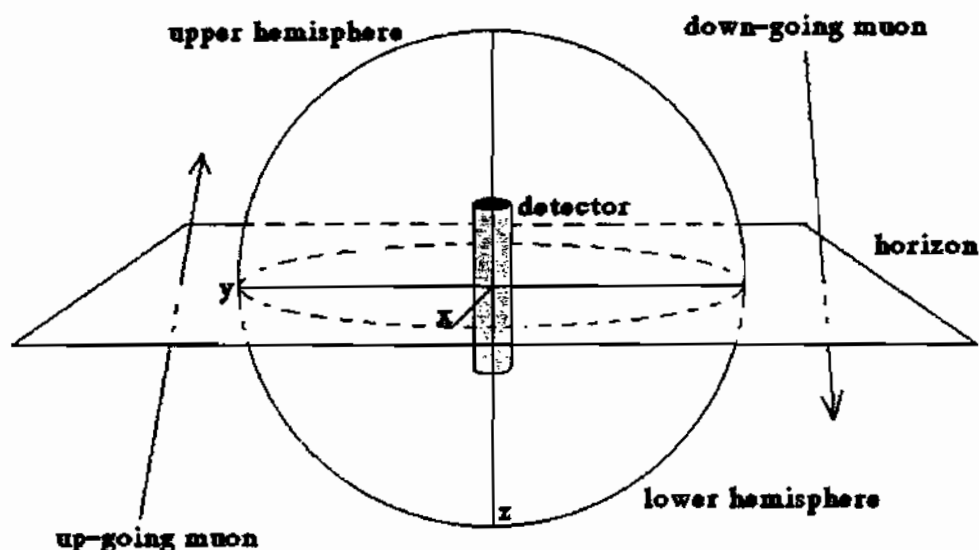
[Οποτεδήποτε ένα πλήθος χαοτικών στοιχείων μπαίνει υπό έλεγχο και ταξινομείται κατά σειρά μεγέθους, αποδεικνύεται πως υπήρχε ανέκαθεν κρυμμένη κάτω απ' αυτό μια αναπάντεχη και πολύ ωραία μορφή κανονικότητας. Οι κορυφές της ταξινομημένης σειράς σχηματίζουν μια ρέουσα καμπύλη σταθερών αναλογιών. Και κάθε στοιχείο, καθώς ταξινομείται σε μια θέση, βρίσκει μια προκαθορισμένη γωνία διαμορφωμένη με ακρίβεια ώστε να ταιριάζει σ' αυτό.]
Francis Galton, "Φυσική Κληρονομιά",

Κύριος στόχος στο σχεδιασμό ενός τηλεσκοπίου νετρίνων είναι η ικανότητά του να ανακατασκευάζει με μεγάλη ακρίβεια τις τροχιές των μιονίων που έχουν διέλθει από τον ευαίσθητο όγκο του, ώστε να καθίσταται δυνατός ο προσδιορισμός της διεύθυνσής τους και κατά συνέπεια της διεύθυνσης των νετρίνων από τα οποία έχουν προέλθει¹⁰⁷. Επιπλέον η ακρίβεια στον προσδιορισμό της διεύθυνσης του κάθε μιονίου που ανιχνεύεται, οδηγεί στην ταυτοποίηση των ατμοσφαιρικών μιονίων που αποτελούν την κύρια πηγή θορύβου. Η επιτυχής ανακατασκευή της τροχιάς είναι άμεση συνάρτηση του γεωμετρικού όγκου του τηλεσκοπίου, του πλήθους των φωτοπολλαπλασιαστών που διαθέτει και του τρόπου με τον οποίο κατανέμονται σε αυτόν.

Η διαδικασία ανίχνευσης βασίζεται στην επιλογή της κατάλληλης γωνιακής περιοχής, όπου η επίδραση του κάθε είδους υποβάθρου είναι πολύ μικρή ή μπορεί να περιοριστεί μέσω μιας σειράς κριτηρίων που επιβάλλονται στα διαδοχικά στάδια της επεξεργασίας των δεδομένων. Τα μίονια που έρχονται από το κάτω ημισφαίριο του ανιχνευτή αποτελούν σαφή ένδειξη έμμεσης ανίχνευσης νετρίνων, αφού τα ατμοσφαιρικά μίονια δεν έχουν τη δυνατότητα να διαπεράσουν τη Γη. Στην πραγματικότητα κάθε μίονιο του οποίου η τροχιά σχηματίζει γωνία μεγαλύτερη από 80° ως προς την κατακόρυφο θα πρέπει να προέρχεται από νετρίνο. Αντίθετα η αναμενόμενη ροή μιονίων που προέρχονται από την αλληλεπίδραση υψηλοενεργειακών νετρίνων με την ατμόσφαιρα και το θαλασσινό νερό που υπέρκειται του ανιχνευτή είναι πολύ μικρή συγκριτικά με την εξαιρετικά μεγάλη ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων, τα οποία έρχονται επάνω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή (εικόνα 9.1), με αποτέλεσμα να μην είναι δυνατή η διάκρισή τους. Η ανίχνευση νετρίνων που προέρχονται επάνω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή είναι δυνατή μόνο στην περίπτωση που η αλληλεπίδραση νετρίνου-νουκλεονίου θα πραγματοποιηθεί εντός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή (εσωτερικό γεγονός, contained event). Η αύξηση της ενεργού διατομής της αλληλεπίδρασης νετρίνου-νουκλεονίου συναρτήσει της ενέργειας οδηγεί σε αύξηση της πιθανότητας παραγωγής μιονίου με ικανή ενέργεια ώστε να ανιχνευθεί από το τηλεσκόπιο, αλλά και ταυτόχρονα σε σημαντική εξασθένηση της δέσμης των νετρίνων που διαπερνούν σημαντικό τμήμα της Γης. Για ενέργειες μεγαλύτερες από μερικά PeV η Γη απορροφά δραστικά τα νετρίνα. Στην περίπτωση αυτή η αναζήτηση μιονίων που

¹⁰⁷ Στην περιοχή των πολύ υψηλών ενεργειών η γωνία εκπομπής του μιονίου κατά την αλληλεπίδραση νετρίνου-νουκλεονίου, ως προς την αρχική διεύθυνση του νετρίνου είναι μικρότερη από τη διακριτική ικανότητα του τηλεσκοπίου νετρίνων στον προσδιορισμό της διεύθυνσης της τροχιάς του μιονίου (βλέπε κεφάλαιο "Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών").

προέρχονται από νετρίνα επικεντρώνεται σε πολικές γωνίες μικρότερες των 120° ως προς τον άξονα του ανιχνευτή, τα οποία μπορούν να διακριθούν από τα ατμοσφαιρικά μόνια θέτοντας πολύ ψηλά το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή. Η τιμή του ενεργειακού κατωφλίου του ανιχνευτή είναι άμεση συνάρτηση του κατωφλίου των φωτοπολλαπλασιαστών, της συνθήκης σκανδαλισμού και όλων των κριτηρίων που επιβάλλονται κατά τη διαδικασία ανάλυσης των δεδομένων. Το σύστημα συλλογής των δεδομένων του τηλεσκοπίου (βλέπε κεφάλαιο "Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ") παρέχει τη δυνατότητα προσαρμογής του κατωφλίου των φωτοπολλαπλασιαστών ανάλογα με την περίπτωση. Στο κεφάλαιο "Ανίχνευση νετρίνων από AGN με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ" θα μελετήσουμε τον τρόπο με τον οποίο μπορεί να τεθεί ενεργειακό κατώφλι στα καταγραφόμενα από το τηλεσκόπιο γεγονότα. Σημειώνουμε πάντως, ότι η δυνατότητα του τηλεσκοπίου να ανιχνεύει φως από μεγάλες αποστάσεις αποτελεί αρνητικό παράγοντα στην προσπάθεια προσδιορισμού της ενέργειας του ανιχνευομένου σωματιδίου και κατά συνέπεια στον αυστηρό καθορισμό ενεργειακού κατωφλίου στον ανιχνευτή. Έτσι ένα μόνιο, πολύ υψηλής ενέργειας που περνά σε μεγάλη σχετικά απόσταση από τον ανιχνευτή μπορεί να εναποθέσει μεγάλα ποσά από την ενέργειά του στην ευρύτερη περιοχή, ώστε σημαντικό ποσοστό φωτός να ανιχνευθεί κατά προσέγγιση ίσο με το φως που θα ανιχνευθεί κατά τη διέλευση μιονίου πολύ μικρότερης ενέργειας το οποίο διέρχεται σε πολύ μικρότερη απόσταση από τον ανιχνευτή. Πρέπει να σημειώσουμε επίσης, ότι στην τελευταία περίπτωση αναφερόμαστε κυρίως σε μόνια που δεν διέρχονται από το γεωμετρικό όγκο του ανιχνευτή αλλά από την περιοχή που τον περιβάλλει. Επισημαίνουμε εδώ, ότι η ακριβής γνώση της μορφής του παλμού του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή παρέχει ένα ισχυρό εργαλείο στη διάκριση μιονίων που διέρχονται σε διαφορετικές αποστάσεις από τα Οπτικά Στοιχεία του ανιχνευτή, καθώς η διασπορά των χρόνων άφιξης των φωτονίων στους φωτοπολλαπλασιαστές αποτελεί αόριστη συνάρτηση της απόστασής τους από το σημείο εκπομπής.



Εικόνα 9.1: Σύστημα συντεταγμένων και καθορισμός των δύο ειδών γεγονότων (μιονίων) ανάλογα με τη διεύθυνσή τους ως προς τον ορίζοντα του ανιχνευτή. Η συντριπτική πλειοψηφία των γεγονότων που προέρχονται από το επάνω ημισφαίριο του ανιχνευτή είναι ατμοσφαιρικά μόνια ενώ τα μόνια που έρχονται από το κάτω ημισφαίριο αποτελούν σαφή ένδειξη αλληλεπίδρασης νετρίνου με την ύλη στην ευρύτερη περιοχή κάτω από τον ανιχνευτή.

Στον πίνακα 9.1 παρουσιάζονται τα διαφορετικά είδη γεγονότων που θα αποτελέσουν το σήμα του τηλεσκοπίου νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ καθώς και η βασική πηγή θορύβου ανά περίπτωση. Στην τρίτη στήλη του πίνακα παρουσιάζεται η γωνιακή περιοχή όπου περιορίζεται η αναζήτηση των γεγονότων, εξαιτίας του θορύβου αλλά και των παραμέτρων που χαρακτηρίζουν τις αλληλεπιδράσεις νετρίνων. Η αναζήτηση νετρίνων με ενέργειες μεγαλύτερες από 1PeV μόνο με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ είναι δυνατόν να πραγματοποιηθεί, καθώς θα διαθέτει Οπτικά Στοιχεία προσανατολισμένα προς τα επάνω. Θα αναφερθούμε αναλυτικότερα στις περιπτώσεις αυτές στα επόμενα κεφάλαια.

Πίνακας 9.1: Σήμα, πηγή θορύβου και γωνιακή περιοχή αναζήτησης για τα διαφορετικά είδη γεγονότων στα τηλεσκόπια νετρίνων. Η αναζήτηση των ατμοσφαιρικών νετρίνων γίνεται για ενέργειες μεγαλύτερες από 10GeV (ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή¹⁰⁸) ενώ η αναζήτηση νετρίνων από εξωγήινες πηγές πραγματοποιείται για ενέργειες μεγαλύτερες από 1TeV.

Σήμα	Πηγή θορύβου	Γωνιακή περιοχή αναζήτησης του σήματος (πολική γωνία)
Μιόνια από ατμοσφαιρικά νετρίνα που έχουν παραχθεί εκτός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή	Ατμοσφαιρικά μιόνια	90° - 180°
Μιόνια από ατμοσφαιρικά νετρίνα που έχουν παραχθεί εντός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή	Ατμοσφαιρικά μιόνια	0° - 180°
Μιόνια από νετρίνα προερχόμενα από AGN ($E_\nu < 10\text{PeV}$)	Ατμοσφαιρικά μιόνια και μιόνια από ατμοσφαιρικά νετρίνα	90° - 180°
Μιόνια από νετρίνα προερχόμενα από AGN και από νετρίνα κοσμολογικής προέλευσης ($E_\nu > 1\text{PeV}$)	Ατμοσφαιρικά μιόνια και μιόνια από ατμοσφαιρικά νετρίνα	80° - 120° (0° - 120°) ¹⁰⁹

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται ο κώδικας που αναπτύχθηκε για την ανακατασκευή των τροχιών των μιονίων. Παρουσιάζουμε τα κύρια στάδια της μεθόδου ανακατασκευής και στη συνέχεια εκθέτουμε τα αποτελέσματα εφαρμογής της σε δύο περιπτώσεις στην ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων (βλέπε κεφάλαιο “Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”), όπου η απόρριψη του θορύβου εξαιτίας της εξαιρετικά υψηλής ροής ατμοσφαιρικών μιονίων αποδεικνύει τις δυνατότητες του ανιχνευτή ΝΕΣΤΩΡ, και στη ανίχνευση νετρίνων εξαιρετικά υψηλών ενεργειών που προέρχονται από εξωγήινες πηγές (βλέπε κεφάλαιο “Ανίχνευση νετρίνων από AGN με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”).

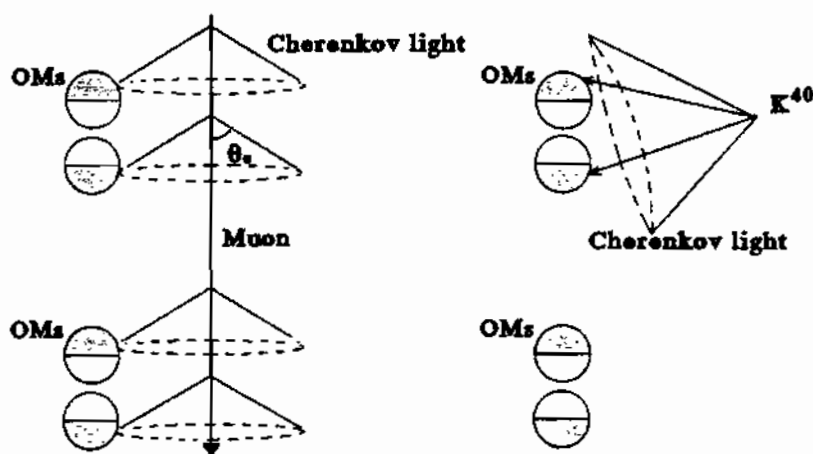
¹⁰⁸ Το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή δεν μπορεί να καθοριστεί με ακρίβεια. Για εσωτερικά γεγονότα, εκτιμάται, ότι το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή είναι περίπου 10GeV, ενώ για τα διερχόμενα μιόνια είναι περίπου 20GeV-30GeV.

¹⁰⁹ Η γωνιακή περιοχή αναζήτησης μπορεί να επεκταθεί και σε πολικές γωνίες μεγαλύτερες από τις 80°, όπου η ροή των ατμοσφαιρικών μιονίων είναι αυξημένη, αν στην πράξη μπορεί να τεθεί αυστηρό ενεργειακό κατώφλι στον ανιχνευτή.

Ο αλγόριθμος ανακατασκευής χρησιμοποιεί τη διαθέσιμη πληροφορία από τους φωτοπολλαπλασιαστές του ανιχνευτή, για να εξακριβώσει εάν σε κάποια δεδομένη χρονική στιγμή υπήρξε ενδιαφέρον γεγονός για το πείραμα ώστε να υπολογίσει τη διεύθυνση της τροχιάς του.

Η πληροφορία που έχουμε στη διάθεσή μας από το σύστημα συλλογής δεδομένων είναι:

- ✓ Οι σχετικοί χρόνοι στους οποίους ενεργοποιήθηκαν οι φωτοπολλαπλασιαστές (τα Οπτικά Στοιχεία), οι οποίοι καταγράφονται στα f-ADCs (βλέπε κεφάλαιο “Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ”). Όταν αναφερόμαστε στο χρόνο ενεργοποίησης του φωτοπολλαπλασιαστή, αναφερόμαστε ουσιαστικά στο χρόνο κατά τον οποίο ο παλμός του φωτοπολλαπλασιαστή ξεπερνά το προκαθορισμένο κατώφλι. Η φιλοσοφία του συστήματος συλλογής δεδομένων του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ βασίζεται στη χρήση 200MHz f-ADC για κάθε φωτοπολλαπλασιαστή. Το f-ADC στέλνει μια χρονική απεικόνιση του παλμού κάθε φορά που υπάρχει σήμα μεγαλύτερο του κατωφλίου που καθορίζεται από το σταθμό ξηράς. Σημειώνουμε, ότι αν ο φωτοπολλαπλασιαστής ενεργοποιηθεί περισσότερες φορές στο χρονικό διάστημα στο οποίο πραγματοποιείται η μελέτη, μόνο ο χρόνος της πρώτης ενεργοποίησης λαμβάνεται υπόψη (βλέπε κεφάλαιο “Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες”). Με τον τρόπο αυτό απομακρύνονται ενεργοποιήσεις που οφείλονται σε εκπομπή φωτός σε διαφορετική γωνία από τη γωνία Cherenkov ως προς την τροχιά, αφού το φως στις περιπτώσεις αυτές φτάνει με σημαντική καθυστέρηση. Αν βέβαια οι δύο ενεργοποιήσεις στον ίδιο φωτοπολλαπλασιαστή έχουν μεγάλη χρονική διαφορά, όπως μπορεί να συμβεί αν η μία από τις ενεργοποιήσεις οφείλεται σε τυχαίο γεγονός (π.χ. δράση βιοφωταύγειας ή late-pulse), καμιά εκ των δύο δεν απομακρύνεται. Η απομάκρυνση της τυχαίας ενεργοποίησης θα πραγματοποιηθεί, σε μεταγενέστερο στάδιο της διαδικασίας.



Εικόνα 9.2: Υψηλής ενέργειας μόνιο διασχίζει την ευρύτερη περιοχή του ανιχνευτή ενεργοποιώντας κάποιους από τους φωτοπολλαπλασιαστές του. Η θέση, ο χρόνος και το φορτίο του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή θα χρησιμοποιηθούν για την ανακατασκευή της τροχιάς. Μέσα στο ίδιο χρονικό διάστημα κάποιοι φωτοπολλαπλασιαστές ενεργοποιούνται από φως που προέρχεται από άλλες διαδικασίες, όπως διασπάσεις ^{40}K και βιοφωταύγεια. Η εικόνα αποδίδει το διαφορετικό χαρακτήρα των δύο γεγονότων, στον οποίο βασίζεται και η μέθοδος ανακατασκευής.

- ✓ Το φορτίο που έχει καταγράψει ο κάθε φωτοπολλαπλασιαστής, το οποίο είναι ανάλογο του αριθμού των φωτονίων που προσπίπτουν στην επιφάνεια της φωτοκαθόδου του.
- ✓ Η μορφή του παλμού του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή η οποία ανακατασκευάζεται με μεγάλη ακρίβεια και καθιστά δυνατή τη διάκριση παλμών που οφείλονται στη δράση βιοφωταύγειας. Η γνώση της μορφής του παλμού είναι επίσης πολύ σημαντική για τον εντοπισμό γεγονότων που οφείλονται στη διέλευση μιονίων που κινούνται σε μικρή απόσταση μεταξύ τους, σε παράλληλες διευθύνσεις και δίνουν σήματα με πολύ μικρή χρονική διαφορά. Αναμένεται¹¹⁰ επίσης η μορφή του παλμού να παρουσιάζει μεγαλύτερη διασπορά στην περίπτωση που το φως προέρχεται από μεγαλύτερες αποστάσεις, καθώς στην περίπτωση αυτή η σκέδαση μπορεί να αλλοιώσει την αρχική διεύθυνση των φωτονίων. Σημειώνουμε, ότι στην παρούσα μελέτη η γνώση της μορφής του παλμού του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή δεν χρησιμοποιείται.

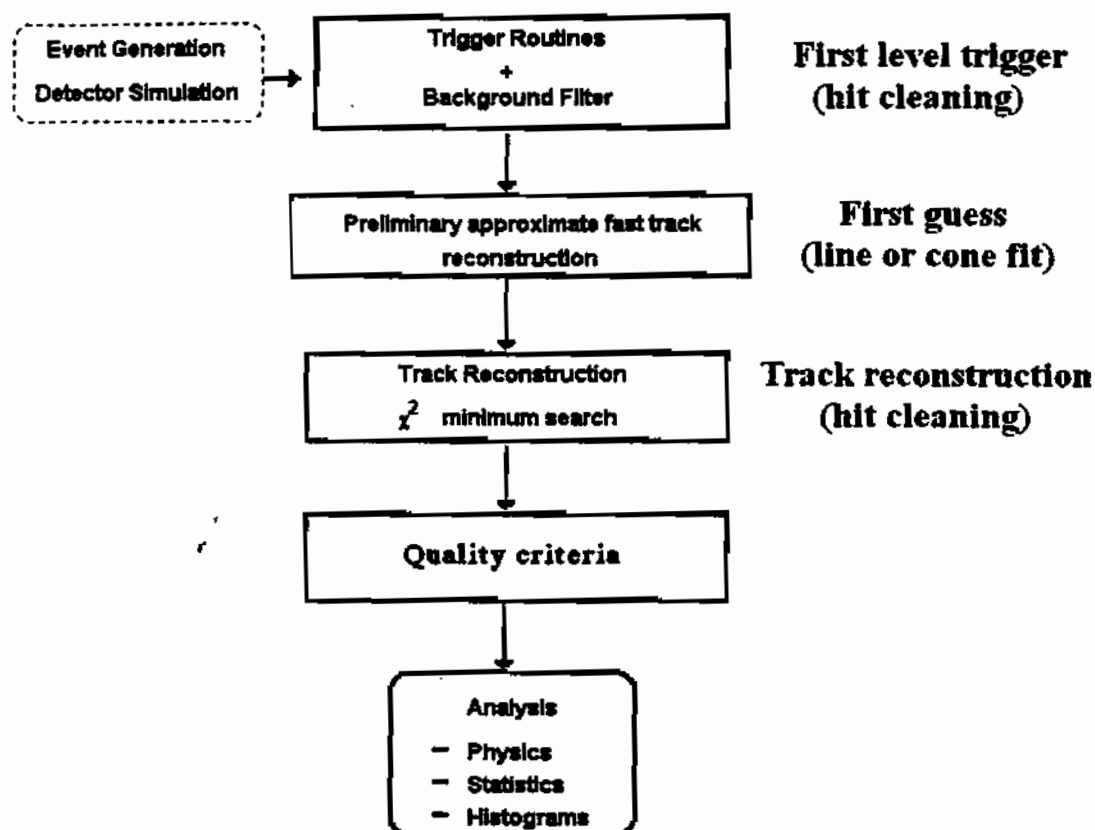
Η βασική ιδέα στην οποία στηρίζεται η προσπάθεια ανακατασκευής της τροχιάς δίδεται σχηματικά στην εικόνα 9.2. Ένα μιονίο διασχίζει τον ευαίσθητο όγκο του ανιχνευτή. Το μεγαλύτερο ποσοστό φωτός, εκπέμπεται σε γωνία ίση με τη γωνία Cherenkov, ως προς τη διεύθυνση της τροχιάς. Οι φωτοπολλαπλασιαστές του τηλεσκοπίου θα ενεργοποιηθούν, καταγράφοντας την εκπεμπόμενη ακτινοβολία από την τροχιά του μιονίου, με χρονική διαφορά που εξαρτάται από τη διεύθυνση του μιονίου ως προς το σύστημα συντεταγμένων του ανιχνευτή. Στην εικόνα 9.2 μιονίο κινούμενο παράλληλα με τον κατακόρυφο άξονα του ανιχνευτή, προκαλεί τη διαδοχική ενεργοποίηση των φωτοπολλαπλασιαστών του τηλεσκοπίου.

Το φορτίο που έχουν καταγράψει οι φωτοπολλαπλασιαστές εξαρτάται τόσο από την απόστασή τους από την τροχιά του μιονίου αλλά και από την ενέργεια του. Μέσα στο χρονικό διάστημα της διέλευσής του σωματιδίου από την ευρύτερη περιοχή του ανιχνευτή είναι δυνατόν να υπάρξει τυχαία ενεργοποίηση επιπλέον φωτοπολλαπλασιαστών του τηλεσκοπίου. Αυτό μπορεί να οφείλεται σε τυχαίες διαδικασίες όπως είναι οι διασπάσεις ^{40}K , δράση βιοφωταύγειας αλλά και στη θερμιονική εκπομπή της φωτοκαθόδου του φωτοπολλαπλασιαστή. Οι διαδικασίες αυτές, όπως περιγράφηκε αναλυτικά στο κεφάλαιο “Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”, δημιουργούν ένα σταθερό υπόβαθρο στη λειτουργία των φωτοπολλαπλασιαστών του τηλεσκοπίου. Το πρώτο στάδιο αλγορίθμου ανακατασκευής αποτελείται από μια σειρά φίλτρων, ο πρωταρχικός ρόλος των οποίων είναι η απομάκρυνση των τυχαίων αυτών γεγονότων σε σημαντικό βαθμό. Φυσικά τα πραγματικά γεγονότα θα πρέπει να παραμείνουν στο δείγμα ώστε να εισαχθούν απηλλαγμένα από το θόρυβο στη διαδικασία ελαχιστοποίησης που θα οδηγήσει στον προσδιορισμό της τροχιάς. Αφού οι φωτοπολλαπλασιαστές που έχουν ενεργοποιηθεί τυχαία απομακρυνθούν, θα πρέπει τελικά να απομονωθούν και να χρησιμοποιηθούν στην τελική προσέγγιση μόνο οι φωτοπολλαπλασιαστές που έχουν ανιχνεύσει φως προερχόμενο απευθείας από την τροχιά του μιονίου.

Το λογικό διάγραμμα του κώδικα ανακατασκευής παρουσιάζεται στην εικόνα 9.3. Η διαδικασία ξεκινά με την επιβολή των απαιτήσεων του συστήματος σκανδαλισμού. Οι απαιτήσεις αυτές μπορούν να αυξηθούν στη συνέχεια ανάλογα με την περίπτωση που εξετάζουμε. Στη συνέχεια τα υποψήφια γεγονότα θα περάσουν από μια σειρά φίλτρων για την απομάκρυνση των τυχαίων ενεργοποιήσεων. Τα γεγονότα που συνεχίζουν χρησιμοποιούνται για έναν αναλυτικό υπολογισμό των παραμέτρων της τροχιάς. Οι τιμές των παραμέτρων θα εισαχθούν στη διαδικασία προσέγγισης της τροχιάς σαν αρχική εκτίμηση για την επίτευξη της ελαχιστοποίησης της συνάρτησης χ^2 . Για περιορισμένο αριθμό γεγονότων η παραπάνω

¹¹⁰ Η γνώση της μορφής του παλμού δεν χρησιμοποιείται, στη μελέτη αυτή, για την εκτίμηση της απόστασης εκπομπής του φωτός, καθώς η διαδικασία σκέδασης δεν συμπεριλαμβάνεται στην προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή.

διαδικασία δεν είναι ικανή για την επιτυχή ανακατασκευή της τροχιάς του μιονίου. Αυτό συμβαίνει είτε λόγω της συμπεριφοράς της συνάρτησης που ελαχιστοποιούμε, η οποία μπορεί να παρουσιάζει τοπικά ελάχιστα, είτε λόγω εσωτερικών συμμετριών του ανιχνευτή. Ο αποτυχημένος προσδιορισμός της τροχιάς μπορεί και να οφείλεται και στον ειδικό χαρακτήρα ορισμένων φυσικών γεγονότων, όπως θα δούμε στη συνέχεια. Για να αντιμετωπιστούν αυτές οι περιπτώσεις επιβάλλονται επιπλέον κριτήρια μετά την ολοκλήρωση της παραπάνω διαδικασίας. Όλα τα στάδια της διαδικασίας ανακατασκευής περιγράφονται αναλυτικά στη συνέχεια του κεφαλαίου.



Εικόνα 9.3: Διάγραμμα του κώδικα ανακατασκευής με τα διαδοχικά στάδια από τα οποία περνά κάθε γεγονός που ικανοποιεί τις συνθήκες που επιβάλλονται στα δύο επίπεδα σκανδαλισμού. Η επιβολή ποιοτικών κριτηρίων απαιτείται για την απομάκρυνση των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών και την επίτευξη του επιθυμητού παράγοντα απόρριψης του υποβάθρου.

9.1 Διαδικασία φιλτραρίσματος

Όπως αναφέραμε και στην περιγραφή του συστήματος συλλογής δεδομένων (βλέπε κεφάλαιο “Το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ”) τα ενδιαφέροντα γεγονότα επιλέγονται από το πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού. Έτσι, όταν σε ένα πάτωμα καταγραφεί σύμπτωση μεταξύ τουλάχιστον δύο εκ των Οπτικών του Στοιχείων εντός προκαθορισμένου χρονικού παραθύρου, τότε όλη η πληροφορία που έχει συλλεχθεί στη διάρκεια του ενός μs που έχει προηγηθεί αλλά

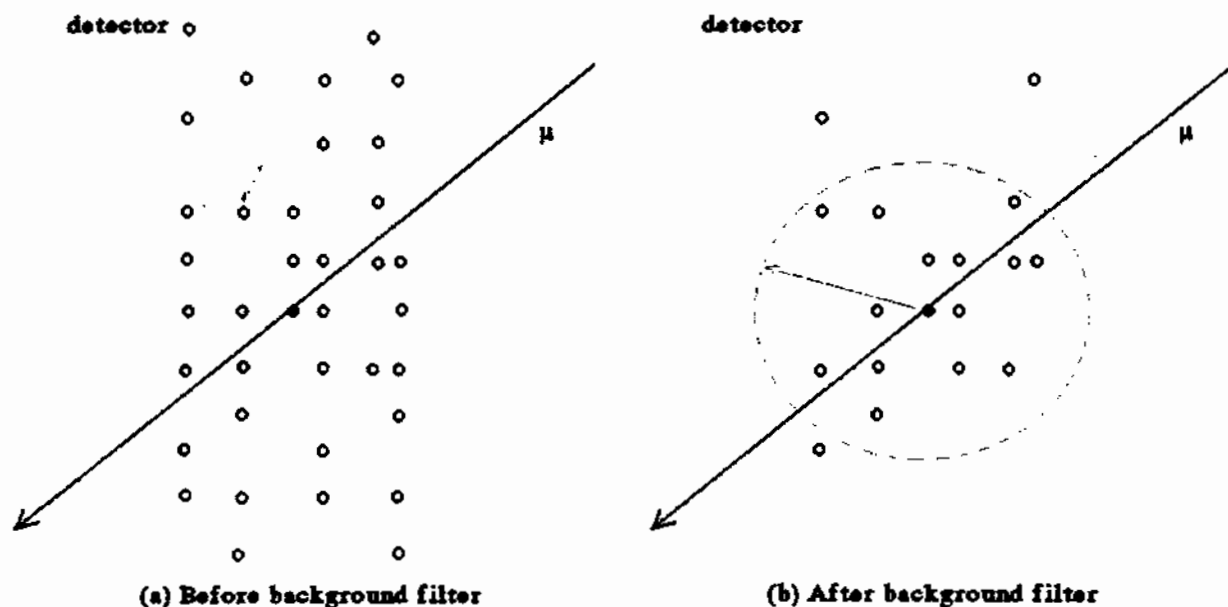
και αυτή που θα συγκεντρωθεί στο επόμενο $1\mu\text{s}$ από την καταγραφή της σύμπτωσης από όλα τα Οπτικά Στοιχεία του ανιχνευτή, αποθηκεύεται στις μονάδες μνήμης του συστήματος που εκτελεί το δεύτερο επίπεδο σκανδαλισμού. Η διαδικασία φιλτραρίσματος, που περιγράφεται στην παράγραφο αυτή αποτελεί το πρώτο στάδιο του δεύτερου επιπέδου σκανδαλισμού του ανιχνευτή. Στόχος μας στο αρχικό αυτό στάδιο είναι να απομακρύνουμε τα τυχαία γεγονότα τα οποία δεν συσχετίζονται με τη διέλευση του μιονίου από τον ανιχνευτή. Στο στάδιο αυτό το κάθε γεγονός, που έχει επιλεγεί από το πρώτο επίπεδο σκανδαλισμού πρέπει να ικανοποιεί τα ακόλουθα κριτήρια:

- 1 Η πρώτη απαίτηση που εισάγουμε προβλέπει N_{min} τουλάχιστον ενεργοποιημένα Οπτικά Στοιχεία (φωτοπολλαπλασιαστές) σε κάθε γεγονός (ο αριθμός τους μπορεί να καθορίζεται ανάλογα με την ενεργειακή περιοχή όπου πραγματοποιούμε την μελέτη). Κάθε φωτοπολλαπλασιαστής θεωρείται ενεργοποιημένος αν το ύψος του παλμού που έχει καταγράψει ξεπερνά την τιμή ενός προκαθορισμένου κατωφλίου. Όπως αναλυτικά περιγράψαμε στο κεφάλαιο "Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες" η χρονική διάρκεια του κάθε γεγονότος που ελέγχεται είναι $2\mu\text{s}$, εντός των οποίων θα αναζητηθούν οι ενεργοποιήσεις που οφείλονται στην πιθανή διέλευση του μιονίου. Ο χρόνος που απαιτείται για να διέλθει ένα μόνιο από τη μεγαλύτερη γεωμετρική διάσταση του ανιχνευτή (τη διαγώνιο του, $D=222\text{m}$) είναι περίπου 730ps . Εκτιμάται ότι οι ενεργοποιήσεις των φωτοπολλαπλασιαστών που οφείλονται στη διέλευση του μιονίου θα πραγματοποιηθούν εντός χρονικού παραθύρου περίπου $1\mu\text{s}$.
- 2 Με δεδομένη την παρουσία του οπτικού θορύβου εξαιτίας της βιοφωταύγειας και διασπάσεων του ^{40}K πρέπει να αναπτυχθεί ένα ειδικό φίλτρο το οποίο θα είναι ικανό να απομακρύνει το μεγαλύτερο μέρος των τυχαίων γεγονότων ενώ θα εξασφαλίζει ταυτόχρονα την "ποιότητα" των γεγονότων που θα συνεχίσουν. Τα χαρακτηριστικά των παλμών που προέρχονται από δράση βιοφωταύγειας καθιστούν σχετικά εύκολο τον εντοπισμό και κατά συνέπεια την απομάκρυνσή τους στην περίπτωση που η ακριβής μορφή του παλμού είναι διαθέσιμη. Όπως είδαμε στο κεφάλαιο "Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ" η χρονική διάρκεια των παλμών αυτών, καθώς προέρχονται από μικροοργανισμούς φτάνει σε επίπεδο ms ή ακόμα και s . Τα γεγονότα αυτά απομακρύνονται αμέσως και δεν συνεχίζουν στη διαδικασία ανακατασκευής. Αντίθετα για τις ενεργοποιήσεις που οφείλονται στις διασπάσεις του ^{40}K πρέπει να εφαρμοστεί πιο εξειδικευμένη διαδικασία εντοπισμού και απομάκρυνσης. Ο ρυθμός απαρίθμησης του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή αναμένεται να είναι της τάξεως των 80kHz . Λαμβάνοντας υπόψη, ότι ο ανιχνευτής αποτελείται από 168 φωτοπολλαπλασιαστές, αναμένουμε κατά μέσον όρο 27 τυχαίες ενεργοποιήσεις σε κάθε γεγονός. Σημειώνουμε βέβαια, ότι ο αριθμός των τυχαίων ενεργοποιήσεων που λαμβάνουν χώρα κατά τη διέλευση του μιονίου από τον ανιχνευτή (μέγιστη διάρκεια διέλευσης $1\mu\text{s}$) είναι κατά μέσον όρο 14. Στην εικόνα 9.4α παρουσιάζεται ένα χαρακτηριστικό γεγονός. Αρχικά ο αριθμός των φωτοπολλαπλασιαστών που έχουν ενεργοποιηθεί τυχαία είναι μεγαλύτερος του αριθμού των φωτοπολλαπλασιαστών που κατέγραψαν φως προερχόμενο από την τροχιά. Η εισαγωγή έστω και μικρού αριθμού τυχαίων ενεργοποιήσεων στη διαδικασία ανακατασκευής, μπορεί να αλλοιώσει σημαντικά τον προσδιορισμό των παραμέτρων της πραγματικής τροχιάς. Για να απομακρύνουμε τις τυχαίες ενεργοποιήσεις από το δείγμα μας χρησιμοποιούμε τόσο το χρόνο ενεργοποίησης, όσο και το φορτίο των φωτοπολλαπλασιαστών. Αρχικά ελέγχεται η συνέπεια των σχετικών χρόνων ενεργοποίησης των φωτοπολλαπλασιαστών που συμμετέχουν στο δείγμα ως προς κάθε ενεργοποίηση, με την απαίτηση οι χρονικές διαφορές να μην υπερβαίνουν το χρόνο που θα χρειαζόταν το φως να διασχίσει τη μεταξύ τους απόσταση. Για

κάθε ζευγάρι ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών, σε απόσταση R_y , θα πρέπει να ισχύει:

$$|\Delta t_y| \times c \leq R_y \times n$$

όπου Δt_y είναι η χρονική διαφορά των ενεργοποιήσεων και n ο δείκτης διάθλασης του νερού. Οι ενεργοποιήσεις οι οποίες ικανοποιούν την τελευταία χαρακτηρίζονται ως **συνδεδεμένες**. Για κάθε ενεργοποίηση απαιτούμε τουλάχιστον 7 συνδέσεις στο ίδιο και στα δύο γειτονικά πατάματα του ανιχνευτή, ώστε να παραμείνει στο δείγμα. Μετά το πρώτο φιλτράρισμα η συνθήκη, που πρέπει να ικανοποιείται έτσι ώστε ένα γεγονός να προχωρήσει στα επόμενα στάδια της διαδικασίας, είναι να εντοπιστούν δύο φωτοπολλαπλασιαστές, που ανήκουν στο ίδιο πάτωμα, έχουν τον ίδιο προσανατολισμό και να έχουν ενεργοποιηθεί μέσα σε χρονικό διάστημα μικρότερο από το χρόνο που χρειάζεται το φως να διασχίσει τη μεταξύ τους απόσταση. Ανάμεσα στις δύο αυτές ενεργοποιήσεις καταγράφουμε ως **ενεργοποίηση σκανδαλισμού** αυτή για την οποία ο αντίστοιχος φωτοπολλαπλασιαστής φέρει το μεγαλύτερο φορτίο. Στο 97% των περιπτώσεων η ενεργοποίηση σκανδαλισμού οφείλεται σε φως προερχόμενο από την τροχιά του μιονίου.



Εικόνα 9.4: Η απομάκρυνση των τυχαίων ενεργοποιήσεων στα πλαίσια της διαδικασίας φιλτραρίσματος. Αρχικά ο αριθμός των φωτοπολλαπλασιαστών που έχουν ενεργοποιηθεί τυχαία (με λευκό χρώμα) είναι μεγαλύτερος από τον αριθμό των φωτοπολλαπλασιαστών που έχουν ενεργοποιηθεί εξαιτίας της διέλευσης του μιονίου (με γκρι χρώμα). Ο φωτοπολλαπλασιαστής ο οποίος έχει καταγράψει την ενεργοποίηση σκανδαλισμού σημειώνεται με μαύρο χρώμα. Μετά την εφαρμογή των κριτηρίων περιορισμένος αριθμός τυχαίων ενεργοποιήσεων παραμένει, ενώ σχεδόν όλοι οι φωτοπολλαπλασιαστές που έχουν ενεργοποιηθεί ανιχνεύοντας φως από την τροχιά παραμένουν στο δείγμα.

- Υπολογίζεται ο χρόνος που θα χρειαζόταν το φως να διανύσει την απόσταση από το φωτοπολλαπλασιαστή, που έχει καταγράψει την ενεργοποίηση σκανδαλισμού, σε όλους τους

άλλους που έχουν ενεργοποιηθεί και συγκρίνεται με τις πραγματικές χρονικές διαφορές. Αν η χρονική διαφορά είναι μεγαλύτερη από το χρόνο που θα χρειαζόταν το φως για να φτάσει από τον ένα φωτοπολλαπλασιαστή στον άλλο, ο θεωρούμενος φωτοπολλαπλασιαστής απομακρύνεται από το δείγμα. Μετά τα διαδοχικά στάδια της διαδικασίας φιλτραρίσματος το χρονικό παράθυρο των $2\mu\text{s}$ περιορίζεται σημαντικά στο στάδιο αυτό αφού μόνο φωτοπολλαπλασιαστές που έχουν ενεργοποιηθεί σε ένα μικρό χρονικό διάστημα γύρω από το χρόνο που έλαβε χώρα η ενεργοποίηση σκανδαλισμού θα παραμείνουν στο δείγμα.

Η συντριπτική πλειοψηφία των τυχαίων ενεργοποιήσεων έχει αφαιρεθεί στο τέλος του φιλτραρίσματος των γεγονότων. Στην εικόνα 9.4β παρουσιάζεται η επίδραση της παραπάνω διαδικασίας στην απομόνωση των φωτοπολλαπλασιαστών που έχουν ενεργοποιηθεί εξαιτίας της διέλευσης του μιονίου. Τα γεγονότα που συνεχίζουν εισάγονται στη διαδικασία του αρχικού προσδιορισμού της τροχιάς.

9.2 Αρχικός προσδιορισμός της τροχιάς

Αφού ολοκληρωθεί ο πρώτος έλεγχος των δεδομένων, προχωρούμε στην αναζήτηση των αρχικών παραμέτρων της τροχιάς χρησιμοποιώντας ένα γρήγορο αλλά όχι ακριβή αλγόριθμο, που ονομάζεται **Prefit** [270], [271], [177]. Το διάνυσμα θέσης του μιονίου σε χρόνο t δίνεται από τη σχέση:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v}t$$

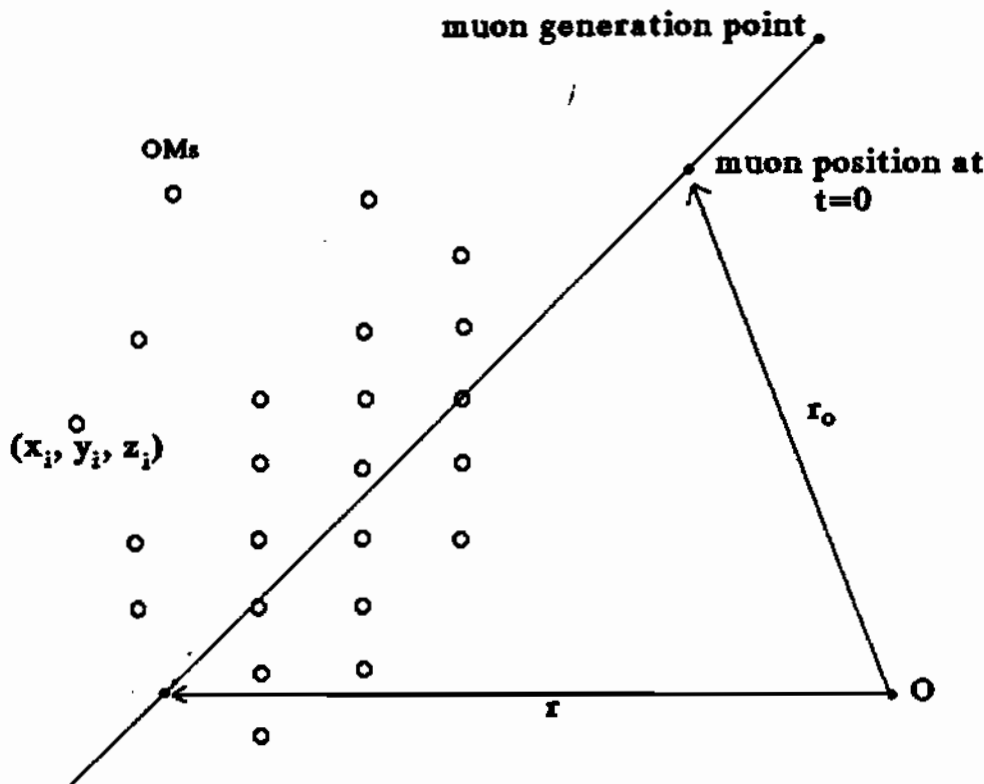
όπου r_0 είναι η αρχική θέση του μιονίου και v είναι η ταχύτητα του μιονίου στο θαλάσσιο νερό. Η ταχύτητα του μιονίου θεωρείται ως άγνωστος και εκφράζοντας τα r , r_0 και v σαν συναρτήσεις των x^j , x_0^j και v^j , όπου $j=1,2,3$, μπορούμε να ορίσουμε την ποσότητα,

$$\psi^2 = \sum_{j=1}^3 \sum_{i=1}^{N_{hit}} q_i (x_i^j - x_0^j - v^j t)^2$$

όπου N_{hit} είναι ο αριθμός των φωτοπολλαπλασιαστών που συμμετέχουν στο δείγμα και q_i είναι το φορτίο που έχουν καταγράψει. Η εισαγωγή του φορτίου είναι κρίσιμη στην τελευταία σχέση καθώς αναμένεται οι φωτοπολλαπλασιαστές που βρίσκονται πιο κοντά στην τροχιά του διερχομένου μιονίου να καταγράφουν περισσότερο φως από τους υπόλοιπους. Υπολογίζοντας τις παραγώγους της παραπάνω ποσότητας ως προς x_0^j και v^j , και θέτοντας το αποτέλεσμα ίσο με μηδέν, καταλήγουμε σε έξι εξισώσεις με αγνώστους τα x και v .

$$\begin{aligned} x_0^j &= \frac{1}{D} \sum_i^N \sum_{k \neq i}^N q_i q_k [x_i^j (t_k^2 - t_i t_k) + x_k^j (t_i^2 - t_i t_k)] \\ v^j &= \frac{1}{D} \sum_i^N \sum_{k \neq i}^N q_i q_k (x_i^j - x_k^j) (t_i - t_k) \end{aligned} \quad (9.1)$$

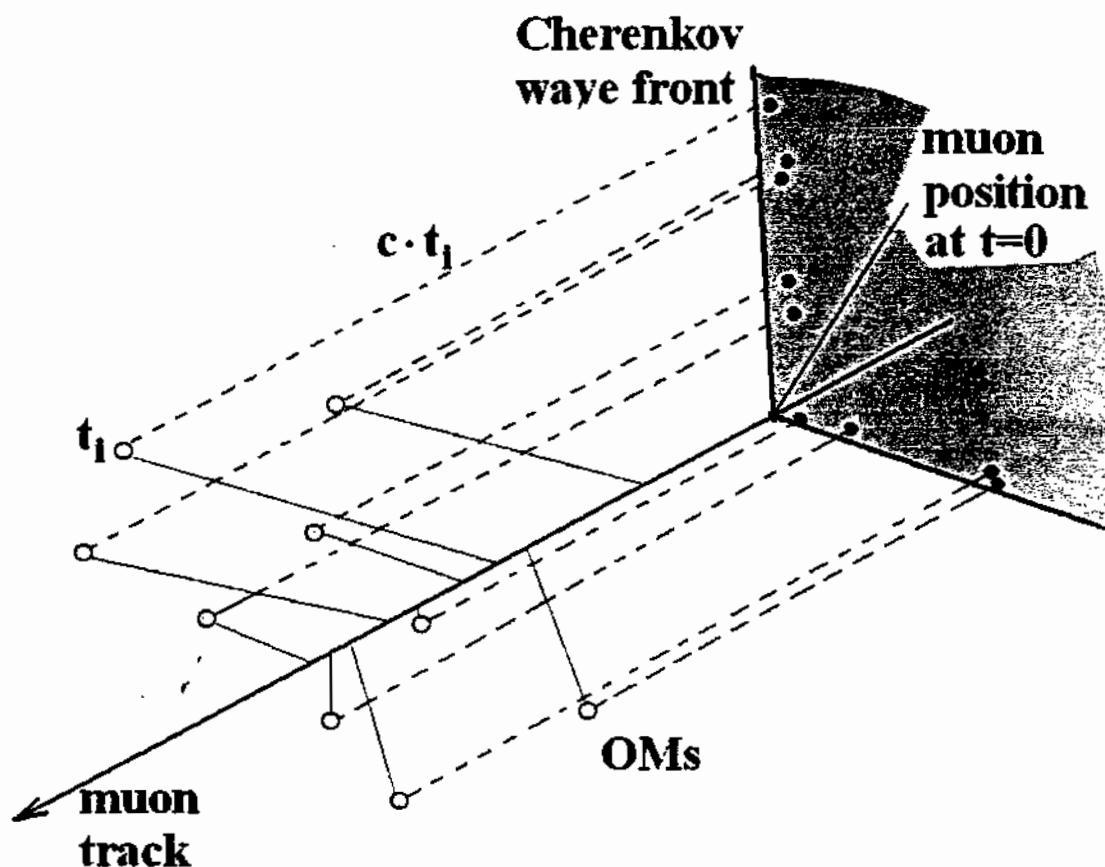
$$\text{όπου } D = \sum_i^N \sum_{k \neq i}^N q_i q_k (t_i - t_k)^2.$$



Εικόνα 9.5: Γραφική αναπαράσταση της διαδικασίας που ακολουθείται για τον αρχικό προσδιορισμό των παραμέτρων της τροχιάς. Στην εικόνα παρουσιάζονται οι φωτοπολλαπλασιαστές που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό. Ο μεγαλύτερος αριθμός των ενεργοποιήσεων οφείλεται στην τροχιά, αλλά παραμένει στο δείγμα και αριθμός φωτοπολλαπλασιαστών που έχουν ενεργοποιηθεί τυχαία. Αναζητούμε τη θέση του μιονίου τη χρονική στιγμή $t=0$, θεωρώντας ότι η θέση του τη χρονική στιγμή t_i είναι η θέση του φωτοπολλαπλασιαστή i (x_i, y_i, z_i). Το φορτίο που έχει καταγράψει ο κάθε φωτοπολλαπλασιαστής του δείγματος εισέρχεται στον υπολογισμό σαν συνάρτηση βάρους, καθώς αναμένουμε οι φωτοπολλαπλασιαστές με το μεγαλύτερο φορτίο να βρίσκονται πιο κοντά στην τροχιά του μιονίου από τους υπόλοιπους.

Λύνοντας τις εξισώσεις αυτές βρίσκουμε τις αρχικές τιμές για τις παραμέτρους της τροχιάς $x_0, y_0, z_0, \cos\theta$ και ϕ . Το σημείο με συντεταγμένες x_0, y_0, z_0 είναι το σημείο στο οποίο βρίσκεται το μόνιο τη χρονική στιγμή $t=0$. Στην εικόνα 9.5 αναπαριστούμε γραφικά τη διαδικασία. Με βάση την 9.1 υπολογίζεται η ταχύτητα του φωτός. Αν το αποτέλεσμα διαφέρει περισσότερο από 3σ της πραγματικής τιμής το γεγονός δεν συνεχίζει στη διαδικασία ελαχιστοποίησης. Η διαδικασία αυτή είναι εξαιρετικά γρήγορη και έχει ως αποτέλεσμα μια πρώτη εκτίμηση των παραμέτρων της τροχιάς. Αυτό είναι απαραίτητο αφού η μέθοδος ελαχιστοποίησης που ακολουθεί απαιτεί μια πρώτη εκτίμηση των παραμέτρων που πρόκειται να

προσδιοριστούν. Σημειώνουμε, ότι στα πλαίσια του αρχικού προσδιορισμού της τροχιάς δεν απομακρύνεται καμιά ενεργοποίηση από το δείγμα αφού ο αλγόριθμος είναι προσεγγιστικός και εγκυμονεί ο κίνδυνος απομάκρυνσης “καλών” ενεργοποιήσεων.



Εικόνα 9.6: Εναλλακτικός τρόπος υπολογισμού της θέσης του μιονίου τη χρονική στιγμή $t=0$, όταν η προσεγγιστική διεύθυνση της τροχιάς έχει υπολογιστεί από τον αλγόριθμο *Prefit*. Οι θέσεις των φωτοπολλαπλασιαστών προβάλλονται προς τα πίσω στο χρόνο, ανάλογα με το χρόνο ενεργοποίησής τους. Οι νέες θέσεις θα πρέπει να διαμορφώνουν έναν κώνο, η κορυφή του οποίου αποδίδει τη θέση του μιονίου τη χρονική στιγμή $t=0$.

Ένας εναλλακτικός τρόπος αναζήτησης της θέσης του μιονίου τη χρονική στιγμή $t=0$, εφόσον η διεύθυνση της τροχιάς έχει υπολογιστεί προσεγγιστικά, παρουσιάζεται σχηματικά στην εικόνα 9.6. Οι θέσεις των φωτοπολλαπλασιαστών προβάλλονται πίσω στο χρόνο, ανάλογα με το χρόνο ενεργοποίησής τους. Οι νέες θέσεις θα πρέπει, στην περίπτωση που όλες οι ενεργοποιήσεις πραγματοποιούνται από φως προερχόμενο απευθείας από την τροχιά, να βρίσκονται στην επιφάνεια κώνου, η κορυφή του οποίου αποδίδει τη θέση του μιονίου τη χρονική στιγμή $t=0$ ^{III}.

^{III} Η μέθοδος αυτή αναπτύχθηκε από τον J.R.McNutt. (1995).

9.3 Τελικός προσδιορισμός της τροχιάς

Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα του αρχικού προσδιορισμού ως αρχικές τιμές στην τελική προσπάθεια ανακατασκευής της τροχιάς, ακολουθούμε τη μέθοδο ελαχιστοποίησης χ^2 , ώστε να υπολογίσουμε τις παραμέτρους της τροχιάς του μιονίου.

Για να ανακατασκευάσουμε τις συντεταγμένες της θέσης του μιονίου τη χρονική στιγμή $t=0$ και τη διεύθυνσή της πραγματοποιούμε ελαχιστοποίηση της συνάρτησης που δίνεται από τη σχέση:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{t_{meas}^i - t_{estim}^i(x_0, y_0, z_0, \cos\theta, \phi)}{\sigma} \right)^2 \quad (9.2)$$

όπου t_{meas}^i είναι ο χρόνος ενεργοποίησης του φωτοπολλαπλασιαστή i ,

t_{estim}^i είναι ο αναμενόμενος χρόνος ενεργοποίησης του φωτοπολλαπλασιαστή i ,

και σ είναι η διακριτική ικανότητα του φωτοπολλαπλασιαστή.

Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα του αρχικού προσδιορισμού της τροχιάς, υπολογίζουμε το χρονικό διάστημα που απαιτείται για την ενεργοποίηση του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή που ανήκει στο δείγμα που εξετάζουμε. Ο αναμενόμενος χρόνος ενεργοποίησης δίνεται από τη σχέση:

$$t_{estim}^i = \frac{D_\mu}{c} + \frac{D_\gamma}{c/n} \quad (9.3)$$

όπου D_μ είναι η απόσταση που έχει διανύσει το μόνιο μέχρι το σημείο εκπομπής του φωτονίου, D_γ είναι η απόσταση που έχει διανύσει το φωτόνιο από το σημείο εκπομπής μέχρι το φωτοπολλαπλασιαστή από τον οποίο ανιχνεύτηκε, n είναι ο δείκτης διάθλασης του θαλασσινού νερού και c είναι η ταχύτητα του φωτός. Αντικαθιστώντας στην 9.3 τις παραμέτρους που παρουσιάζονται στην εικόνα 9.7 καταλήγουμε στη σχέση:

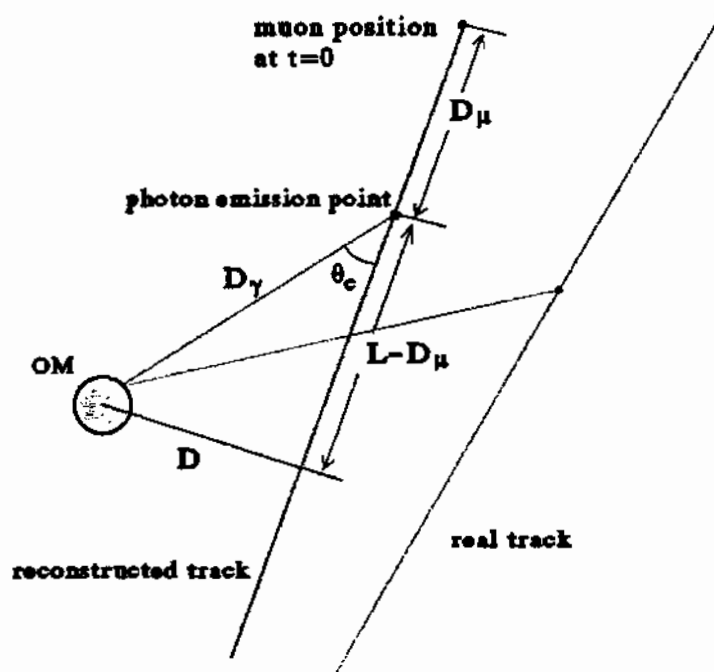
$$t_{estim}^i = \frac{L + D \tan \theta_c}{c}$$

όπου L είναι η προβολή του διανύσματος θέσης του θεωρούμενου φωτοπολλαπλασιαστή ως προς την κορυφή της τροχιάς (θέση του μιονίου για $t=0$), επάνω στη διεύθυνσή της, D είναι η απόσταση του φωτοπολλαπλασιαστή από την τροχιά και θ_c είναι η γωνία Cherenkov. Η κορυφή και η διεύθυνση της τροχιάς που παρουσιάζεται στην εικόνα και έχει προσδιοριστεί αρχικά, επαναπροσδιορίζεται στα πλαίσια της διαδικασίας ελαχιστοποίησης ώστε να επιτευχθεί η καλύτερη προσέγγιση της πραγματικής τροχιάς. Οι φωτοπολλαπλασιαστές των οποίων οι ενεργοποιήσεις συνεισφέρουν σε μεγάλη απόκλιση από τη μέση τιμή απομακρύνονται από το δείγμα και η διαδικασία επαναλαμβάνεται για αυτούς που απομένουν. Για να επιτευχθεί η καλύτερη δυνατή προσέγγιση της τροχιάς απαιτούμε ο λόγος $\chi^2 / (N_{hits} - 5)$ να είναι μικρότερος της μονάδας.

Η επιτυχημένη ανακατασκευή της τροχιάς του μιονίου βασίζεται σε δύο κύρια σημεία της διαδικασίας που περιγράψαμε παραπάνω:

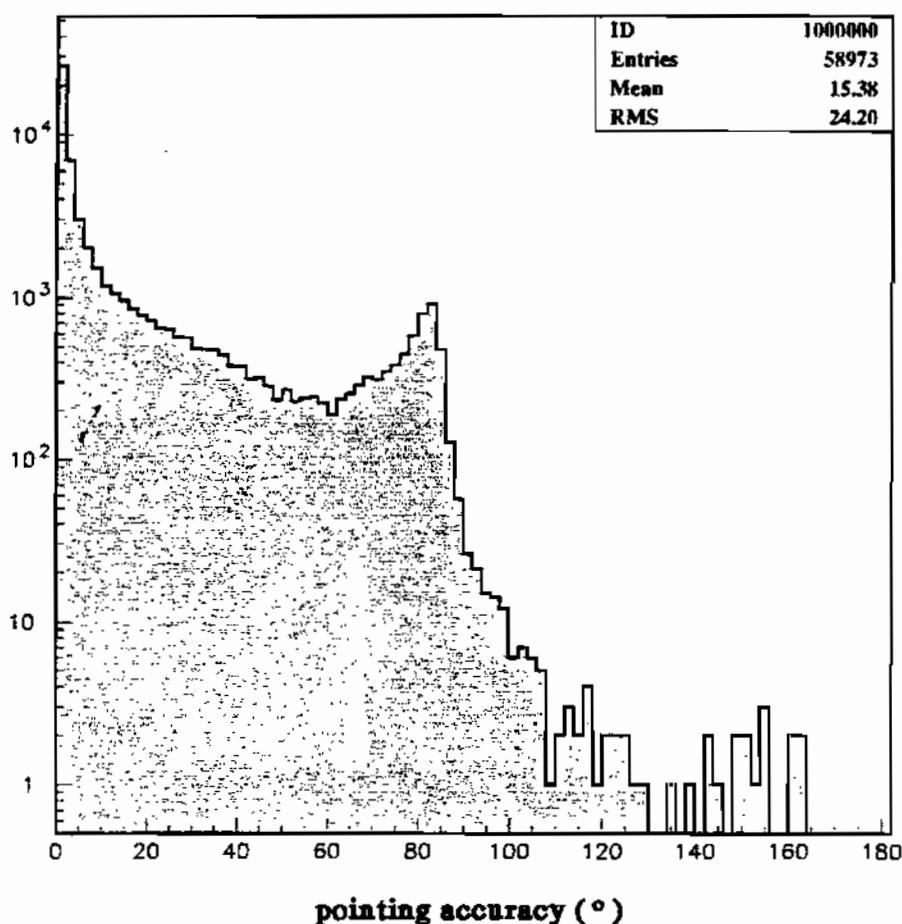
- ✓ Στην ικανοποιητική προσέγγιση των παραμέτρων της τροχιάς στον αρχικό προσδιορισμό. Η πρώτη εκτίμηση διαδραματίζει καθοριστικό ρόλο στην υπόλοιπη διαδικασία.
- ✓ Στη συμπεριφορά της συνάρτησης χ^2 , η οποία σε ορισμένες περιπτώσεις χαρακτηρίζεται από τοπικά ελάχιστα. Επιπλέον συχνά παρουσιάζονται πραγματικά ελάχιστα τα οποία αντικατοπτρίζουν τις εσωτερικές συμμετρίες της γεωμετρίας του ανιχνευτή.

Σημειώνουμε, ότι για το μεγαλύτερο μέρος των γεγονότων στο σημείο αυτό ολοκληρώνεται επιτυχώς η διαδικασία ανακατασκευής. Για έναν αριθμό γεγονότων η διαδικασία ανακατασκευής αποτυγχάνει με αποτέλεσμα η τροχιά του μιονίου να ανακατασκευάζεται παρουσιάζοντας αξιοσημείωτη απόκλιση από την πραγματική. Η περίπτωση αυτή χρήζει ειδικής προσοχής, όταν η απόκλιση είναι τέτοια ώστε μίονιο προερχόμενο από το επάνω ημισφαίριο ανακατασκευάζεται ως να έρχεται από το κάτω ημισφαίριο. Η λανθασμένα ανακατασκευασμένη τροχιά μπορεί τότε να αποδοθεί στην αλληλεπίδραση νετρίνου στην ευρύτερη περιοχή κάτω από τον ανιχνευτή.



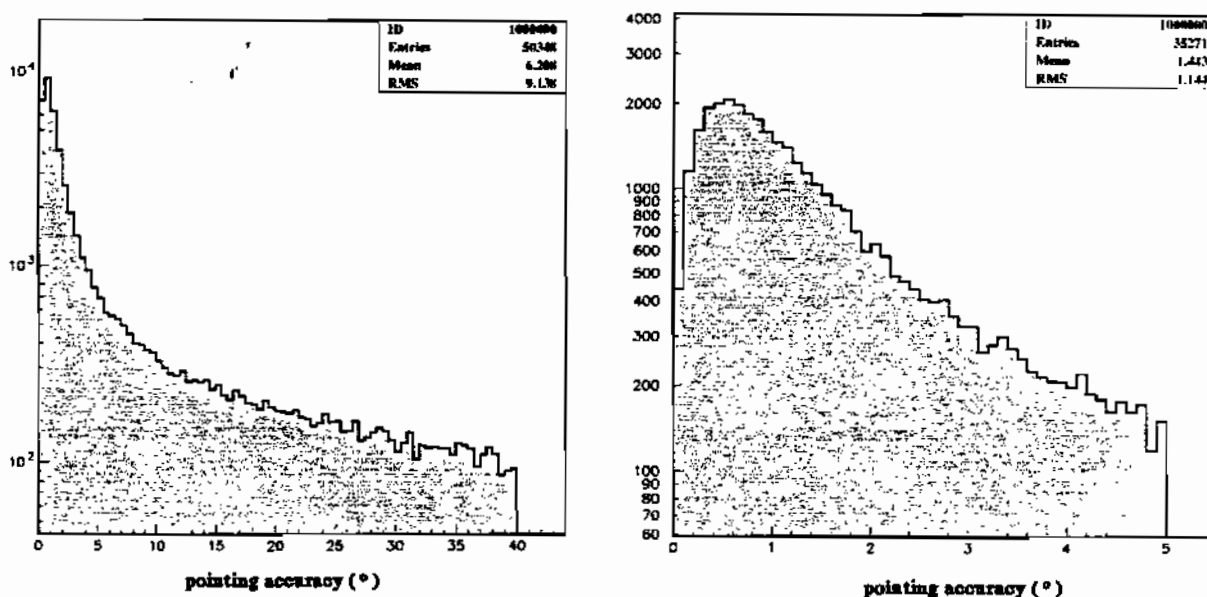
Εικόνα 9.7: Καθορισμός των γεωμετρικών παραμέτρων που χρησιμοποιούνται στη διαδικασία ελαχιστοποίησης για την αναζήτηση της καλύτερης προσέγγισης των παραμέτρων της τροχιάς. Στην εικόνα παρουσιάζεται η πραγματική τροχιά του μιονίου καθώς και η τροχιά που προκύπτει από τον αρχικό προσδιορισμό. Οι παράμετροι του αρχικού προσδιορισμού χρησιμοποιούνται σαν αρχικές τιμές στη διαδικασία ελαχιστοποίησης. Ο αναμενόμενος χρόνος της ενεργοποίησης του κάθε φωτοπολλαπλασιαστή υπολογίζεται με βάση τις παραμέτρους της ανακατασκευασμένης τροχιάς και συγκρίνεται με τον πραγματικό. Η απόκλιση που παρουσιάζει το αποτέλεσμα από τη μέση τιμή καθορίζει εάν έχει επιτευχθεί καλή προσέγγιση της τροχιάς ή όχι. Στη δεύτερη περίπτωση ο φωτοπολλαπλασιαστής του οποίου η ενεργοποίηση οδηγεί σε μεγάλη απόκλιση απομακρύνεται και επαναλαμβάνεται εκ νέου η διαδικασία με επαναπροσδιορισμό των παραμέτρων της τροχιάς.

Η βασική παράμετρος που καθορίζει την επιτυχημένη ή όχι ανακατασκευή είναι η γωνία ανάμεσα στην ανακατασκευασμένη και την πραγματική τροχιά, $\Delta\theta$. Στην εικόνα 9.8 παρουσιάζεται η γωνία ανάμεσα στην ανακατασκευασμένη και την πραγματική τροχιά για 58973 τροχιές ατμοσφαιρικών μιονίων που ανακατασκευάστηκαν από ένα δείγμα 350000 (απόδοση του αλγορίθμου ανακατασκευής 16.8%). Η δεύτερη κορυφή στις 84° αντικατοπτρίζει το πρόβλημα που δημιουργούν στη διαδικασία ανακατασκευής τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της ακτινοβολίας Cherenkov και οι εσωτερικές συμμετρίες του ανιχνευτή. Το 85.4% των τροχιών ανακατασκευάζεται σε γωνία μικρότερη των 40° ως προς την πραγματική τροχιά, ενώ εξ αυτών το 70% παρουσιάζει απόκλιση μόνο 5° από την πραγματική τροχιά, όπως φαίνεται στην εικόνα 9.9.



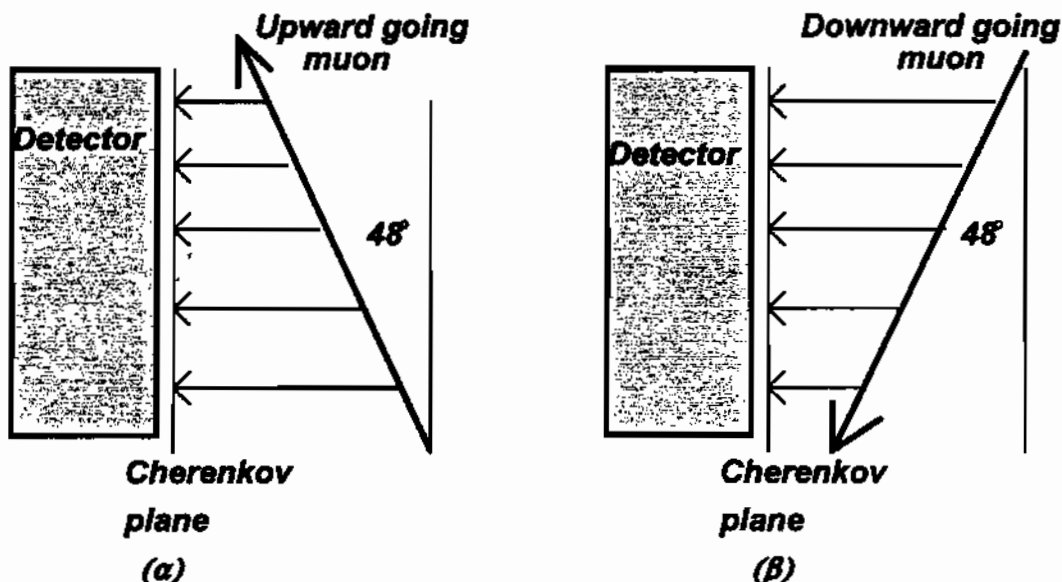
Εικόνα 9.8: Η γωνία ανάμεσα στην πραγματική και την ανακατασκευασμένη τροχιά, $\Delta\theta$. Η μέση απόκλιση είναι περίπου 15.4° για την περίπτωση των ατμοσφαιρικών μιονίων. Τα αποτελέσματα αναφέρονται σε 58973 τροχιές, οι οποίες ανακατασκευάστηκαν ακολουθώντας τη διαδικασία που περιγράφηκε εδώ, από ένα αρχικό δείγμα 350000 ατμοσφαιρικών μιονίων που προσομοιώθηκαν με τον αλγόριθμο MC_NESTOR. Παρατηρούμε το σημαντικό αριθμό ανακατασκευασμένων τροχιών των οποίων η απόκλιση από την πραγματική τροχιά είναι περίπου $80^\circ - 85^\circ$, γεγονός που αποδίδεται στα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της εκπομπής της ακτινοβολίας Cherenkov και στις συμμετρίες που παρουσιάζει η γεωμετρική διαμόρφωση του τηλεσκοπίου NESTOR.

Η διαμόρφωση της γεωμετρίας του ανιχνευτή σε συνδυασμό με την εκπομπή της ακτινοβολίας Cherenkov σε καθορισμένη γωνία οδηγούν σε ορισμένες περιπτώσεις σε αδυναμία του ανιχνευτή να διακρίνει δύο τροχιές που διέρχονται εκτός των γεωμετρικών του ορίων του και σχηματίζουν μεταξύ τους γωνία γύρω στις 84° . Αυτό οφείλεται κύρια στην εκπομπή της ακτινοβολίας Cherenkov στις 42° ως προς τη διεύθυνση της τροχιάς. Στην εικόνα 9.10 φαίνεται ένα παράδειγμα της παραπάνω περίπτωσης. Μιόνιο προερχόμενο από το κάτω ημισφαίριο και σχηματίζοντας γωνία 48° με την κατακόρυφο παράγει ακτινοβολία Cherenkov που εκπέμπεται σχεδόν οριζόντια (α). Δεξιά φαίνεται περίπτωση μιονίου προερχόμενου από το πάνω ημισφαίριο και σε γωνία 48° ως προς την κατακόρυφο, το οποίο επίσης εκπέμπει ακτινοβολία Cherenkov οριζόντια. Από την ανάλυση των γεγονότων αυτών μπορούμε να εντοπίσουμε την αιτία του προβλήματος στη συμπεριφορά της συναρτήσεως χ^2 ως προς τη μεταβλητή $\cos\theta$. Παρατηρούμε, ότι εκτός του πραγματικού ελαχίστου που παρουσιάζεται στη σωστή θέση, εμφανίζονται δευτερεύοντα ελάχιστα. Η παρουσία των δευτερευόντων ελαχίστων οφείλεται στις περισσότερες φορές στη συμμετρία που εμφανίζει η διαδικασία εκπομπής ακτινοβολίας Cherenkov ως προς τον κατακόρυφο άξονα συμμετρίας του ανιχνευτή. Ανάμεσα στα ελάχιστα η συνάρτηση παίρνει εξαιρετικά μεγάλες τιμές (πολλές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από το τοπικό ελάχιστο). Ο αλγόριθμος, στις περιπτώσεις των γεγονότων αυτών, αναγνωρίζει το τοπικό ελάχιστο ως πραγματικό ελάχιστο. Η παρουσία των εξαιρετικά μεγάλων τιμών της συναρτήσεως χ^2 μεταξύ των ελαχίστων καθιστά εξαιρετικά δύσκολη τη σύγκλιση στο πραγματικό ελάχιστο.



Εικόνα 9.9: Η γωνία ανάμεσα στην πραγματική και την ανακατασκευασμένη τροχιά, όταν η απόκλιση είναι μικρότερη από 40° και 5° αντίστοιχα. Το 85.4% των ανακατασκευασμένων τροχιών παρουσιάζει απόκλιση μικρότερη από 40° ενώ το 70% εξ αυτών παρουσιάζει απόκλιση από την πραγματική τροχιά μικρότερη από 5° .

Αφού ολοκληρωθεί η αναζήτηση του ελαχίστου της συνάρτησης χ^2 πραγματοποιείται έλεγχος για την εξακρίβωση του ότι το πραγματικό ελάχιστο έχει εντοπισθεί. Ο έλεγχος πραγματοποιείται σε όλες τις γωνίες θ και ϕ . Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στις εικόνες 9.8 και 9.9 προκύπτουν μετά την ολοκλήρωση της αναζήτησης του ελαχίστου και την εξακρίβωση ότι πρόκειται για το πραγματικό ελάχιστο. Σημαντικός αριθμός λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών παραμένει στο δείγμα ακόμα και μετά τον έλεγχο αυτό. Ο λόγος είναι ότι για ορισμένο αριθμό περιπτώσεων το ελάχιστο που έχει προσδιοριστεί είναι το πραγματικό ελάχιστο. Αυτό συμβαίνει ειδικά στις περιπτώσεις που το μεγαλύτερο ποσοστό του φωτός που έχει καταγραφεί στους φωτοπολλαπλασιαστές προέρχεται από καταιονισμούς που αναπτύσσονται κατά μήκος της τροχιάς του μιονίου, κάτω από τον ανιχνευτή. Στις περιπτώσεις αυτές το φως εκπέμπεται προς τα επάνω ενεργοποιώντας τους φωτοπολλαπλασιαστές του τηλεσκοπίου που βρίσκονται στα χαμηλότερα κυρίως πατώματα, με αποτέλεσμα η ανακατασκευασμένη τροχιά να είναι ανερχόμενη. Για την απομάκρυνση των γεγονότων επιβάλλουμε το δείγμα σε ποιοτικό έλεγχο, διαδικασία που περιγράφεται αναλυτικά στο επόμενο κεφάλαιο.



Εικόνα 9.10: Η διαμόρφωση της γεωμετρίας του ανιχνευτή σε συνδυασμό με την εκπομπή της ακτινοβολίας Cherenkov σε καθορισμένη γωνία οδηγούν σε αδυναμία του ανιχνευτή να διακρίνει δύο μίονια τα οποία περνούν εκτός των γεωμετρικών του ορίων του και οι τροχιές τους σχηματίζουν μεταξύ τους γωνία γύρω από τις 84° . Μόνο η χρονική πληροφορία δεν είναι αρκετή για τη σωστή ανακατασκευή της τροχιάς του μιονίου σε όλες τις περιπτώσεις. Στην περίπτωση (α) μίονιο κινούμενο προς τα επάνω παράγει ακτινοβολία Cherenkov η οποία σαρώνει ταυτόχρονα ολόκληρο τον ανιχνευτή. Το ίδιο συμβαίνει και για μίονιο κινούμενο προς τα κάτω αλλά σε γωνία 84° ως προς το πρώτο (β). Ο αλγόριθμος ανακατασκευής παρουσιάζει αδυναμία στον διαχωρισμό τέτοιων γεγονότων αν το φορτίο που καταγράφουν οι φωτοπολλαπλασιαστές του δεν ληφθεί υπόψη στη διαδικασία ανακατασκευής της τροχιάς.

Λαμβάνοντας υπόψη το μεγάλο αριθμό ατμοσφαιρικών μιονίων που θα διέρχονται καθημερινά από τον ευαίσθητο όγκο του ανιχνευτή ($\sim 6.8 \times 10^5$) σε σύγκριση με τον πολύ μικρό αριθμό μιονίων που θα προέρχονται από τις αλληλεπιδράσεις ατμοσφαιρικών νετρίνων με την

ύλη στην ευρύτερη περιοχή κάτω από τον ανιχνευτή (~ 5) στο ίδιο χρονικό διάστημα, καταλήγουμε στο συμπέρασμα, ότι για να επιτευχθεί η ανίχνευση των νετρίνων θα πρέπει ο αλγόριθμος ανακατασκευής να παρουσιάζει παράγοντα απόρριψης υποβάθρου τουλάχιστον της τάξεως του 7×10^{-6} . Ο παράγοντας απόρριψης προσδιορίζεται από τη σχέση:

$$\varepsilon_R = \frac{R_{fake}}{R_{down}}$$

όπου R_{down} είναι η αναμενόμενη ροή μιονίων κοσμικής ακτινοβολίας και R_{fake} ο αριθμός των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών. Μετά την ολοκλήρωση της διαδικασίας ανακατασκευής που περιγράφηκε εδώ ο παράγοντας απόρριψης είναι $\varepsilon_R \cong 5 \times 10^{-3}$. Στο κεφάλαιο "Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ" θα παρουσιάσουμε αναλυτικά τα ποιοτικά κριτήρια που επιβάλλουμε στο δείγμα των ανακατασκευασμένων μιονίων ώστε να περιοριστούν οι λάθος ανακατασκευασμένες τροχιές. Μετά από την επιβολή των ποιοτικών κριτηρίων ο παράγοντας απόρριψης του υποβάθρου είναι:

$$\varepsilon_R \cong 3 \times 10^{-6}$$

καθιστώντας δυνατή την ανίχνευση ανερχομένων μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα.



Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ

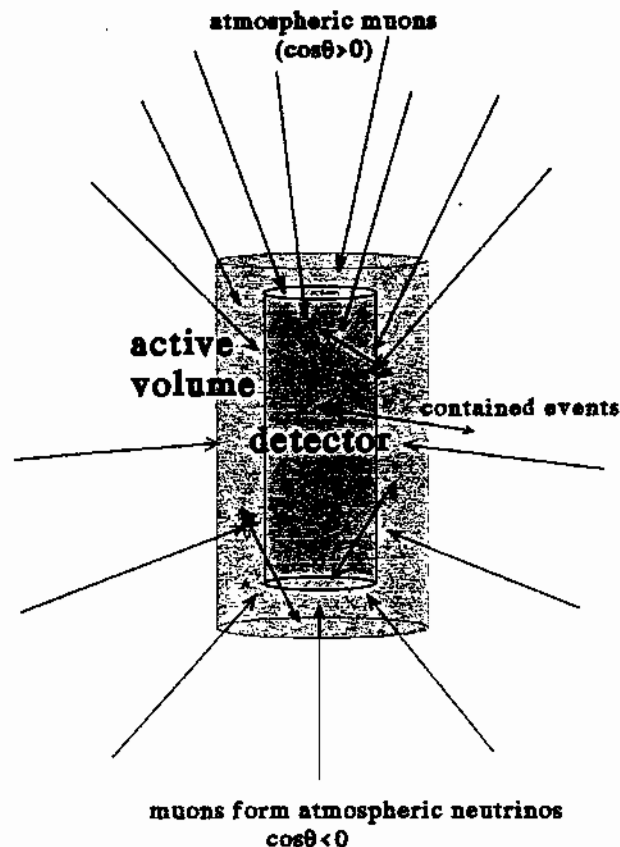
[...Για αυτό και το κάθε πείραμα χρειάζεται
έναν έλεγχο για σύγκριση.]
Carl Sagan, "CONTACT",

Η ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων μπορεί να πραγματοποιηθεί με δύο μεθόδους. Στα πλαίσια της πρώτης απομονώνονται τα ανερχόμενα μίονια, τα οποία υποδεικνύουν αλληλεπίδραση νετρίνων με την ύλη στην ευρύτερη περιοχή κάτω από τον ανιχνευτή. Βασική πηγή θορύβου σε αυτό τον τρόπο ανίχνευσης, αποτελούν τα ατμοσφαιρικά μίονια τα οποία ανακατασκευάζονται σε ορισμένες περιπτώσεις ως ανερχόμενα. Η μεγάλη ροή ατμοσφαιρικών μιονίων καθιστά το μικρό ποσοστό των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών ως τη σημαντικότερη πηγή θορύβου στα τηλεσκόπια νετρίνων. Η ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων μπορεί να πραγματοποιηθεί επίσης με την αναζήτηση εσωτερικών (contained) γεγονότων, μέσω του εντοπισμού του σημείου που πραγματοποιείται η αλληλεπίδραση νετρίνων με την ύλη, εφόσον η τελευταία λαμβάνει χώρα εντός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή. Στο κεφάλαιο αυτό αναφερόμαστε αποκλειστικά στην πρώτη μέθοδο ανίχνευσης. Παρουσιάζουμε τη διαδικασία που ακολουθούμε για την απόρριψη του θορύβου από τα ανακατασκευασμένα ως ανερχόμενα ατμοσφαιρικά μίονια, καθιστώντας δυνατή τη μελέτη των ατμοσφαιρικών νετρίνων που προέρχονται κάτω από τον ορίζοντα του ανιχνευτή. Η μέθοδος βασίζεται στον υπολογισμό μιας σειράς χαρακτηριστικών παραμέτρων για το σύνολο των ανακατασκευασμένων τροχιών και στην επιβολή των καταλλήλων συνθηκών για την απομάκρυνση των γεγονότων που δεν παρουσιάζουν την αναμενόμενη συμπεριφορά. Στη διαδικασία απόρριψης αποφεύγεται η επιλογή παραμέτρων που εξαρτώνται δραστικά από την ενέργεια, καθώς η ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων είναι αρκετά υψηλή για ενέργειες μικρότερες από 1TeV. Ο προσανατολισμός των μισών φωτοπολλαπλασιαστών του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ προς τα επάνω, αποτελεί σημαντικό εφόδιο στη διαδικασία απομάκρυνσης του θορύβου, καθώς επιτυγχάνεται ικανοποιητική ανακατασκευή των τροχιών των ατμοσφαιρικών μιονίων. Η ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων και μιονίων θα αποτελέσει το βασικό σύστημα βαθμονόμησης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ, καθώς η σύγκριση του καταγραφόμενου αριθμού γεγονότων με τον αναμενόμενο, θα οδηγήσει στον προσδιορισμό των παραμέτρων που καθορίζουν την απόδοση του ανιχνευτή. Τα βασικά σημεία στα οποία στηρίζεται η μελέτη που παρουσιάζεται στο κεφάλαιο αυτό είναι η ακριβής προσομοίωση των φυσικών διαδικασιών που λαμβάνουν χώρα κατά τη διέλευση του μιονίου από την ευρύτερη περιοχή του ανιχνευτή και η επιλογή των κατάλληλων συνθηκών που οδηγούν στην απαιτούμενη απόρριψη του θορύβου, διατηρώντας παράλληλα τη μεγάλη ευαισθησία του ανιχνευτή στα ανερχόμενα μίονια.

10.1 Προσομοίωση των γεγονότων

Η προσομοίωση των ατμοσφαιρικών μιονίων και των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα πραγματοποιήθηκε με το πρόγραμμα *MC_NESTOR* [265]. Το φάσμα των ατμοσφαιρικών μιονίων αποδίδεται από τη σχέση 6.5, για το βάθος όπου θα βρίσκεται εγκατεστημένο το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ. Για τον υπολογισμό του αναμενόμενου αριθμού μιονίων από

ατμοσφαιρικά νετρίνα απαιτείται υπολογισμός της ευαίσθητης επιφάνειας του τηλεσκοπίου καθώς και του ευαίσθητου όγκου του, αφού η πιθανότητα να πραγματοποιηθεί η αλληλεπίδραση κοντά στον ανιχνευτή, ακόμα και εντός των γεωμετρικών του ορίων είναι αυξημένη. Προσομοιώνοντας μόνο τη διέλευση μιονίων που ξεκινούν από την επιφάνεια δημιουργίας (βλέπε εικόνα 8.14) λαμβάνουμε υπόψη μόνο το πλήθος των αλληλεπιδράσεων ατμοσφαιρικών νετρίνων που λαμβάνουν χώρα εκτός των γεωμετρικών ορίων της ενεργής περιοχής. Για ενέργειες μεγαλύτερες από 1TeV το 95% των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα, που θα καταγραφούν, δημιουργείται εκτός των ορίων της ενεργής περιοχής του ανιχνευτή και κατά συνέπεια η προσομοίωση μιονίων που ξεκινούν από την επιφάνεια δημιουργίας αποτελεί πολύ ικανοποιητική προσέγγιση.



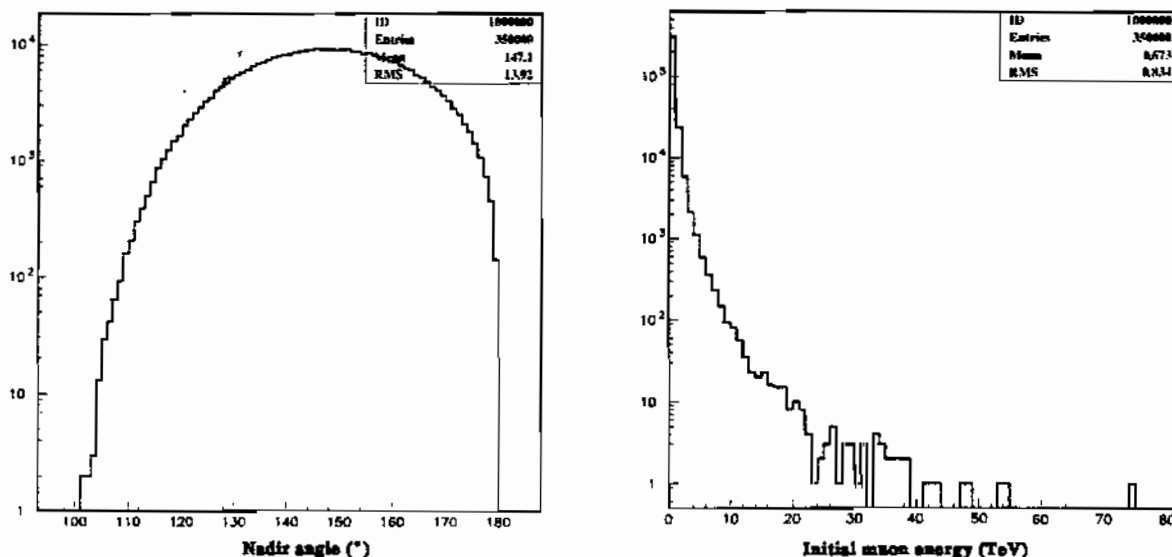
Εικόνα 10.1: Οι τρεις κατηγορίες γεγονότων που προσομοιώνονται για τη μελέτη των ατμοσφαιρικών νετρίνων και την απόρριψη του υποβάθρου που δημιουργούν τα ατμοσφαιρικά μίονια. Η ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων πραγματοποιείται αναζητώντας είτε ανερχόμενα μίονια, είτε εσωτερικά (contained) γεγονότα. Βασική παράμετρος διάκρισης των ανερχομένων μιονίων είναι το συνημίτονο της γωνίας που σχηματίζει η τροχιά τους με τον κατακόρυφο άξονα. Όσες τροχιές ανακατασκευαστούν με $\cos\theta_{zenith} < 0$ αντιστοιχούν σε υποψήφια ανερχόμενα μίονια.

Αντίθετα, για μικρότερες ενέργειες, όπου η ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων είναι αυξημένη, η πιθανότητα αλληλεπίδρασης εντός των ορίων της ενεργής περιοχής είναι σημαντική. Επιπλέον η εμβέλεια των παραγομένων μιονίων περιορίζεται και έτσι μειώνεται ο αριθμός των μιονίων, που έχουν δημιουργηθεί εκτός της ενεργής περιοχής και καταγράφονται από τον ανιχνευτή. Ο

ακριβής υπολογισμός παρουσιάζεται στην [265] και οδηγεί στο συμπέρασμα, ότι για ενέργειες μικρότερες από 1TeV το 45% των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα που θα καταγραφούν προέρχονται από αλληλεπιδράσεις που έχουν λάβει χώρα εντός της ενεργής περιοχής του ανιχνευτή. Για τον ακριβή υπολογισμό απαιτείται προσομοίωση των αλληλεπιδράσεων των νετρίνων εντός των γεωμετρικών ορίων της ενεργής περιοχής. Η απόδοση του ανιχνευτή στην περίπτωση αυτή εκφράζεται μέσω του ευαίσθητου όγκου του (βλέπε εικόνα 10.1). Στην εικόνα 10.1 παρουσιάζονται οι τρεις κατηγορίες προσομοιωμένων γεγονότων που θα πρέπει να μελετηθούν, τα ατμοσφαιρικά μιονία, τα μιονία από νετρίνα που δημιουργούνται εκτός των ορίων της ενεργού περιοχής και οι πλήρεις αλληλεπιδράσεις νετρίνων που λαμβάνουν χώρα εντός των ορίων της ενεργού περιοχής και οδηγούν σε παραγωγή μιονίου που καταγράφεται από τον ανιχνευτή. Στην τελευταία περίπτωση η πλήρης προσομοίωση της αλληλεπίδρασης απαιτείται καθώς η ανάπτυξη του αδρονικού καταιονισμού γύρω από το σημείο αλληλεπίδρασης οδηγεί σε πρόσθετη παραγωγή ακτινοβολίας Cherenkov.

10.1.1 Προσομοίωση ατμοσφαιρικών μιονίων

Για τη μελέτη της απόρριψης του υποβάθρου προσομοιώθηκε η διέλευση 643481¹¹² ατμοσφαιρικών μιονίων από την ενεργή περιοχή του ανιχνευτή. Τα ατμοσφαιρικά μιονία δημιουργήθηκαν με το πρόγραμμα *MC_NESTOR*, με γωνιακή και ενεργειακή κατανομή που καθορίζεται από τη σχέση 6.5 για βάθη από 3500m έως 3800m. Η γωνιακή και η ενεργειακή κατανομή δείγματος 350000 ατμοσφαιρικών μιονίων παρουσιάζεται στην εικόνα 10.2.



Εικόνα 10.2: Γωνιακή και ενεργειακή κατανομή των ατμοσφαιρικών μιονίων σε βάθος 3500m σύμφωνα με την παραμετροποίηση του A. Okada (σχέση 6.5). Παρατηρούμε, ότι η γωνία που σχηματίζουν οι τροχιές των μιονίων με την κατακόρυφο του ανιχνευτή δεν ξεπερνούν τις 80°, όπως αναμένεται σε αυτό το βάθος (βλέπε κεφάλαιο “Πηγές θορύβου στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”). Η μέση ενέργεια των προσομοιωμένων ατμοσφαιρικών μιονίων είναι 673GeV, ενώ ένα μικρό ποσοστό γεγονότων έχει ενέργεια μεγαλύτερη από 10TeV. Τα μιονία έχουν δημιουργηθεί με τον αλγόριθμο *MC_NESTOR* [265].

¹¹² Χρησιμοποιήθηκαν τα αρχεία PROD41_ATMU4_21.dat-PROD41_ATMU4_23.dat, PROD41_ATMU4_27.dat, PROD41_ATMU4_28.dat και PROD41_ATMU4_31.dat-PROD41_ATMU4_38.dat, που περιλαμβάνουν περίπου 50000 ατμοσφαιρικά μιονία έκαστο. Τα αρχεία είναι διαθέσιμα στον υπολογιστή nestorrm.roma.infn.it.

Η μέση επιφάνεια δημιουργίας των ατμοσφαιρικών μιονίων υπολογίζεται με βάση τη σχέση 8.15, λαμβάνοντας υπόψη, ότι τη χαρακτηριστική γωνιακή κατανομή του φάσματος των ατμοσφαιρικών μιονίων και προσαρμόζοντας κατάλληλα τα όρια του ολοκληρώματος:

$$\langle A_G(\theta) \rangle = 60000 m^2.$$

Ο αριθμός των γεγονότων που θα πρέπει να προσομοιωθούν, αποδίδοντας τον αριθμό των ατμοσφαιρικών μιονίων που διέρχονται από την ενεργό περιοχή του τηλεσκοπίου κατά τη διάρκεια μίας ημέρας είναι περίπου 685000.

10.1.2 Προσομοίωση μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα

Περίπου 50000 ανερχόμενα μίονια προσομοιώθηκαν για κάθε τιμή της αρχικής ενέργειας στην περιοχή από 50GeV έως 100TeV¹¹³ με το πρόγραμμα *MC_NESTOR*, με γωνιακή κατανομή που αναμένεται για τα μίονια που προέρχονται από ατμοσφαιρικά νετρίνα. Η γωνιακή κατανομή των ανερχόμενων μιονίων παρουσιάζεται στην εικόνα 2.24 και αναμένεται να είναι ομοιόμορφη ως προς το συννημίτονο της πολικής γωνίας. Η μέση επιφάνεια δημιουργίας που υπολογίζεται με βάση τη σχέση 8.15:

$$\langle A_G(\theta) \rangle = 89000 m^2 \quad (50GeV - 10TeV)$$

$$\langle A_G(\theta) \rangle = 123000 m^2 \quad (100TeV)$$

Μίονια με την ίδια γωνιακή κατανομή προσομοιώθηκαν και με τον γρήγορο αλγόριθμο *MCN* για την ίδια ενεργειακή περιοχή. Τα αποτελέσματα της εφαρμογής του αλγορίθμου ανακατασκευής υποδεικνύουν, ότι οι αποκλίσεις στις οποίες οδηγεί η χρήση του γρήγορου αλγορίθμου, μετά τις διορθώσεις για την κατανομή των χρόνων άφιξης των φωτονίων από τους καταιονισμούς κατά μήκος της τροχιάς του μιονίου, είναι αμελητέες σε σύγκριση με τη χρήση του πλήρους αλγορίθμου για ενέργειες μικρότερες από 10TeV. Για ενέργεια 100TeV η διαφοροποίηση είναι μεγαλύτερη και φτάνει το 10% για την περίπτωση των τροχιών που έχουν ανακατασκευαστεί με γωνιακή απόκλιση 5° από την πραγματική τροχιά (βλέπε εικόνα 8.18), ενώ είναι σημαντικά μικρότερη (4%-5%) για τις τροχιές που έχουν ανακατασκευαστεί με γωνιακή απόκλιση 40° από την πραγματική τροχιά. Η απόκλιση αυτή οφείλεται σε δύο παράγοντες όπως αναλυτικά περιγράψαμε στο κεφάλαιο “Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες”, πρώτον στην περιορισμένη στατιστική για την περίπτωση του πλήρους αλγορίθμου (μόνο 5000 ανερχόμενα μίονια έχουν προσομοιωθεί με τον αλγόριθμο *MC_NESTOR* για ενέργεια 100TeV) και δεύτερον στο ότι με την αύξηση της ενέργειας το φως από του καταιονισμούς αυξάνει σημαντικά και η προσομοίωση της σημειακής ανάπτυξής τους γύρω από την τροχιά, η οποία χρησιμοποιείται στο γρήγορο αλγόριθμο *MCN*, δεν αποτελεί πλέον ικανοποιητική προσέγγιση της πραγματικότητας. Αντίθετα, η κατά μήκος της τροχιάς ανάπτυξη των καταιονισμών εισάγεται στον πλήρη αλγόριθμο *MC_NESTOR*, γεγονός που οδηγεί σε μείωση της απόδοσης του αλγορίθμου ανακατασκευής. Η μέση επιφάνεια δημιουργίας για την περίπτωση του γρήγορου αλγορίθμου υπολογίζεται όπως περιγράφηκε στο κεφάλαιο “Προσομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή στις φυσικές διαδικασίες” και είναι:

¹¹³ Για ενέργεια 100TeV μόνο 5000 γεγονότα προσομοιώθηκαν. Η προσομοίωση χρειάστηκε 277 ώρες, καθώς κάθε γεγονός απαιτεί περίπου 200sec. Το μεγάλο αυτό χρονικό διάστημα καθιστά απαγορευτική τη χρήση του αλγορίθμου *MC_NESTOR*, με τη σημερινή του μορφή, για προσομοίωση μιονίων με μεγαλύτερες ενέργειες.

$$\langle A_G(\theta) \rangle = 87570 m^2 \quad (50 GeV - 10 TeV)$$

$$\langle A_G(\theta) \rangle = 125600 m^2 \quad (100 TeV - 1 PeV)$$

$$\langle A_G(\theta) \rangle = 166100 m^2 \quad (10 PeV)$$

Η ροή των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα είναι πολύ μικρή για ενέργειες μεγαλύτερες από 100TeV, αλλά επεκτείνουμε τη μελέτη μέχρι και τα 10PeV, όπου πλέον η Γη είναι αδιαφανής για τα νετρίνα με τόσο υψηλές ενέργειες. Θα επανέλθουμε στη μελέτη ανερχομένων μιονίων με ενέργειες μεγαλύτερες από 100TeV στο επόμενο κεφάλαιο.

10.2 Αποτελέσματα της διαδικασίας ανακατασκευής

Τα αποτελέσματα της μεθόδου ανακατασκευής για τα προσομοιωμένα ατμοσφαιρικά μίονια παρουσιάζονται στον πίνακα 10.1. Η απόδοση του αλγορίθμου ανακατασκευής είναι 16.8%.

Πίνακας 10.1: Τα αποτελέσματα της διαδικασίας ανακατασκευής για τα προσομοιωμένα ατμοσφαιρικά μίονια. Στην τελευταία στήλη του πίνακα παρουσιάζεται ο συνολικός αριθμός των ανακατασκευασμένων τροχιών που παραμένουν στο δείγμα μετά την επιβολή των συνθηκών που καθορίζουν την αποτελεσματικότητα της διαδικασίας ανακατασκευής.

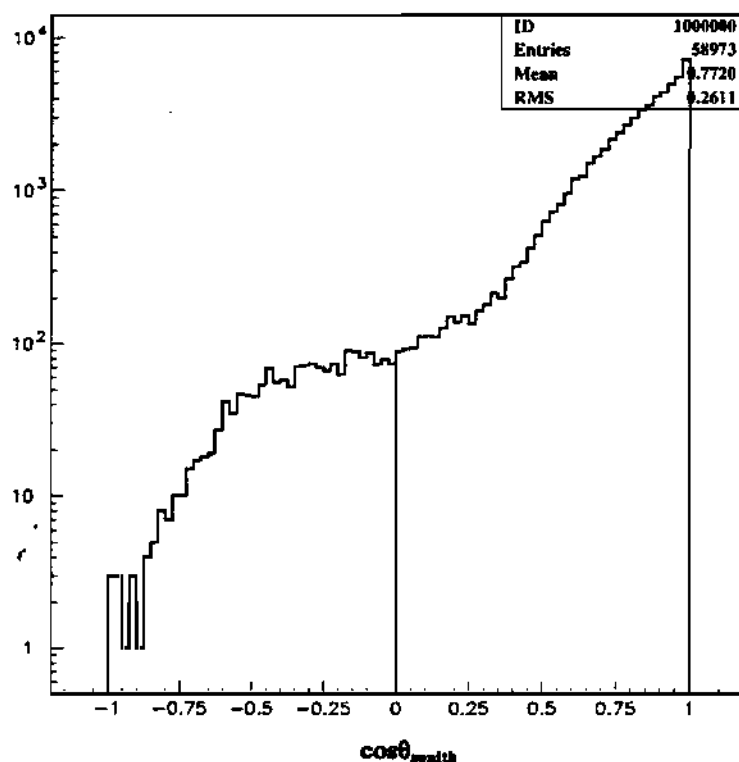
	ATM150__1	ATM350	ATM150__2	Σύνολο
Προσομοιώθηκαν	150000	350000	143481	643481
Ανακατασκευάστηκαν	26271	58973	23116	108360
($\Delta\theta < 40^\circ$)	22297	50348	19728	92373
($\Delta\theta < 5^\circ$)	15624	35271	13751	64646
$\cos\theta_{reconstructed} > 0$	25509	57254	22373	105136
$\cos\theta_{reconstructed} < 0$	762	1719	743	3224

Για το 85.2% των γεγονότων η γωνία ανάμεσα στην πραγματική και την ανακατασκευασμένη τροχιά, $\Delta\theta$, είναι μικρότερη των 40° , ενώ για το 70% από τις τροχιές αυτές η διαφορά στη γωνία είναι μικρότερη των 5° . Στις εικόνες 9.8, 9.9 και 9.10 του κεφαλαίου “Αλγόριθμος ανακατασκευής” παρουσιάζεται η γωνιακή απόκλιση ανάμεσα στην πραγματική και στην ανακατασκευασμένη τροχιά, για αρχικό δείγμα 350000 προσομοιωμένων ατμοσφαιρικών μιονίων, ενώ στην εικόνα 10.3 παρουσιάζεται η κατανομή του $\cos\theta_{zenith}$ για τις ανακατασκευασμένες τροχιές, από το ίδιο αρχικό δείγμα.

Από τις 108360 τροχιές που ανακατασκευάστηκαν, 3224 έχουν ανακατασκευαστεί ως ανερχόμενες. Ο μεγάλος αριθμός των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών των ατμοσφαιρικών μιονίων καθιστά, σε πρώτη φάση, αδύνατη τη διάκριση ανερχομένων μιονίων από νετρίνα ατμοσφαιρικά ή εξωγήινης προέλευσης.

Στην εικόνα 10.4 αποδίδεται το συνημίτονο της πολικής γωνίας της πραγματικής τροχιάς συναρτήσει του συνημιτόνου της ανακατασκευασμένης τροχιάς. Για τη μεγάλη πλειοψηφία των γεγονότων ο προσδιορισμός της πολικής γωνίας είναι πολύ ικανοποιητικός.

Παρατηρούμε, ότι σημαντικό ποσοστό λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών έχει δημιουργηθεί με πολικές γωνίες που κυμαίνονται από 25° - 55° , ενώ πολύ μικρός αριθμός πραγματικών τροχιών που σχηματίζουν γωνία μικρότερη από 15° με τον κατακόρυφο άξονα μπορεί να ανακατασκευαστούν λάθος. Το μεγάλο μήκος του ανιχνευτή κατά μήκος του κατακόρυφου άξονα συντελεί στην επιτυχή ανακατασκευή των σχεδόν κατακόρυφων τροχιών καθώς μεγαλύτερος αριθμός ενεργοποιήσεων είναι διαθέσιμος κατά τη διαδικασία προσέγγισης της τροχιάς.

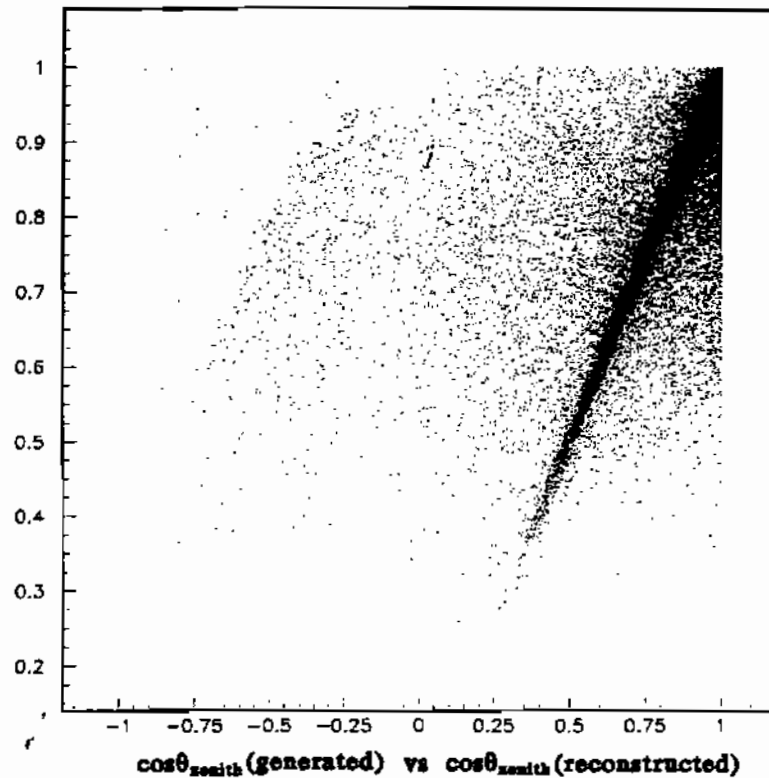


Εικόνα 10.3: Η κατανομή του συνημιτόνου της πολικής γωνίας για το σύνολο των ανακατασκευασμένων τροχιών (από αρχικό δείγμα 350000 ατμοσφαιρικών μιονίων). 1719 τροχιές ανακατασκευάστηκαν με πολική γωνία μεγαλύτερη από 90° , αν και οι πραγματικές τροχιές σχημάτιζαν γωνία μικρότερη από 80° με τον κατακόρυφο άξονα. Τα γεγονότα αυτά διαμορφώνουν την ισχυρότερη πηγή θορύβου για την ανίχνευση ανερχόμενων μιονίων που προέρχονται από νετρίνα.

10.3 Ποιοτική ανάλυση των αποτελεσμάτων

Ο αριθμός λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών μπορεί να περιοριστεί σημαντικά υποβάλλοντας το σύνολο των ανακατασκευασμένων γεγονότων σε ποιοτική ανάλυση, βελτιώνοντας ταυτόχρονα τη διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή στον προσδιορισμό της διεύθυνσης των διερχόμενων μιονίων. Η ποιοτική ανάλυση πραγματοποιείται με την επιβολή μιας σειράς συνθηκών - ποιοτικών κριτηρίων - σε χαρακτηριστικές παραμέτρους των ανακατασκευασμένων γεγονότων. Μετά την επιβολή των ποιοτικών κριτηρίων μόνο 2 λάθος ανακατασκευασμένες τροχιές παραμένουν στο δείγμα. Σημειώνουμε, ότι η επιλογή των

κριτηρίων θα πρέπει να πραγματοποιηθεί με τέτοιο τρόπο ώστε να διατηρείται η ευαισθησία του ανιχνευτή στα ανερχόμενα μίονια.



Εικόνα 10.4: Το συνημίτονο της πολικής γωνίας των πραγματικών τροχιών αποδίδεται συναρτήσει του συνημιτόνου της πολικής γωνίας των ανακατασκευασμένων τροχιών.

Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζουμε τα ποιοτικά κριτήρια που χρησιμοποιούνται για την απομάκρυνση των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών και τη βελτίωση της διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή στον προσδιορισμό της διεύθυνσης των διερχομένων μιονίων. Τα κριτήρια παρουσιάζονται με τη σειρά που επιβάλλονται στο δείγμα των ανακατασκευασμένων γεγονότων, ξεκινώντας από τις “σκληρές” συνθήκες που περιορίζουν δραστικά το θόρυβο. Σημειώνουμε, ότι η επιβολή των “σκληρών” συνθηκών οδηγεί, παράλληλα με την απομάκρυνση του θορύβου και σε ελάττωση του αριθμού των τροχιών που έχουν ανακατασκευαστεί ικανοποιητικά.

- 1 Για κάθε ανακατασκευασμένη τροχιά υπολογίζεται το χρονικό διάστημα ανάμεσα στην πρώτη και την τελευταία ενεργοποίηση φωτοπολλαπλασιαστή, Δt . Η μέση τιμή της z-συντεταγμένης υπολογίζεται για τις ενεργοποιήσεις που έχουν λάβει χώρα εντός χρονικού διαστήματος $\Delta t/2$, μετά την πρώτη ενεργοποίηση και πριν από την τελευταία ενεργοποίηση αντίστοιχα, από τις σχέσεις:

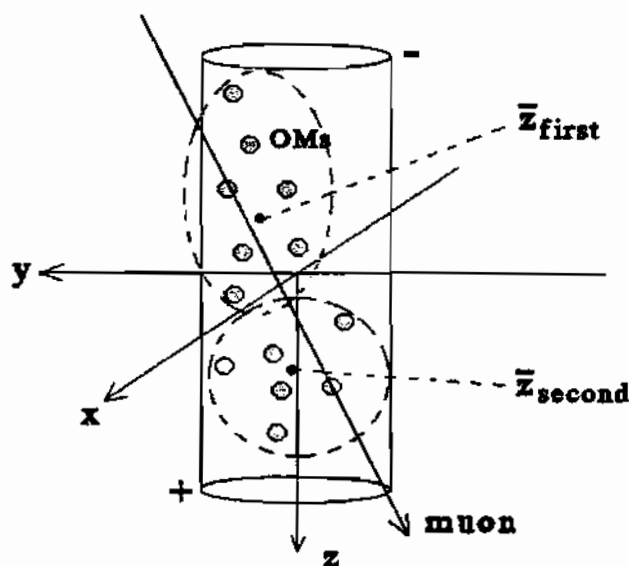
$$\bar{z}_{first} = \frac{1}{N_{hits(first)}} \sum_{i=1}^{N_{hits(first)}} z_i$$

$$\bar{z}_{second} = \frac{1}{N_{(second)}} \sum_{i=1}^{N_{hit(second)}} z_i$$

Στην εικόνα 10.5 παρουσιάζεται χαρακτηριστική περίπτωση ατμοσφαιρικού μιονίου που διασχίζει τον ανιχνευτή. Στην εικόνα σημειώνονται τα σημεία που υπολογίζονται από τις παραπάνω σχέσεις για τη συγκεκριμένη περίπτωση. Λαμβάνοντας υπόψη, ότι οι z -συντεταγμένες των φωτοπολλαπλασιαστών του τηλεσκοπίου που βρίσκονται κάτω από το κέντρο¹¹⁴ έχουν θετική τιμή, ενώ οι αντίστοιχες συντεταγμένες των φωτοπολλαπλασιαστών που βρίσκονται επάνω από το κέντρο του ανιχνευτή είναι αρνητικές, καταλήγουμε στη συνθήκη:

$$W20 = \bar{z}_{second} - \bar{z}_{first} \Rightarrow \begin{cases} > 0, & \text{for downgoing} \\ < 0, & \text{for upgoing} \end{cases}$$

απαιτώντας η ποσότητα $W20$ ¹¹⁵ να είναι θετική για τα κατερχόμενα μίονια (ατμοσφαιρικά μίονια στη συντριπτική τους πλειοψηφία) και αρνητική για τα ανερχόμενα (μίονια από ατμοσφαιρικά νετρίνα και από νετρίνα από εξωγήινες πηγές).

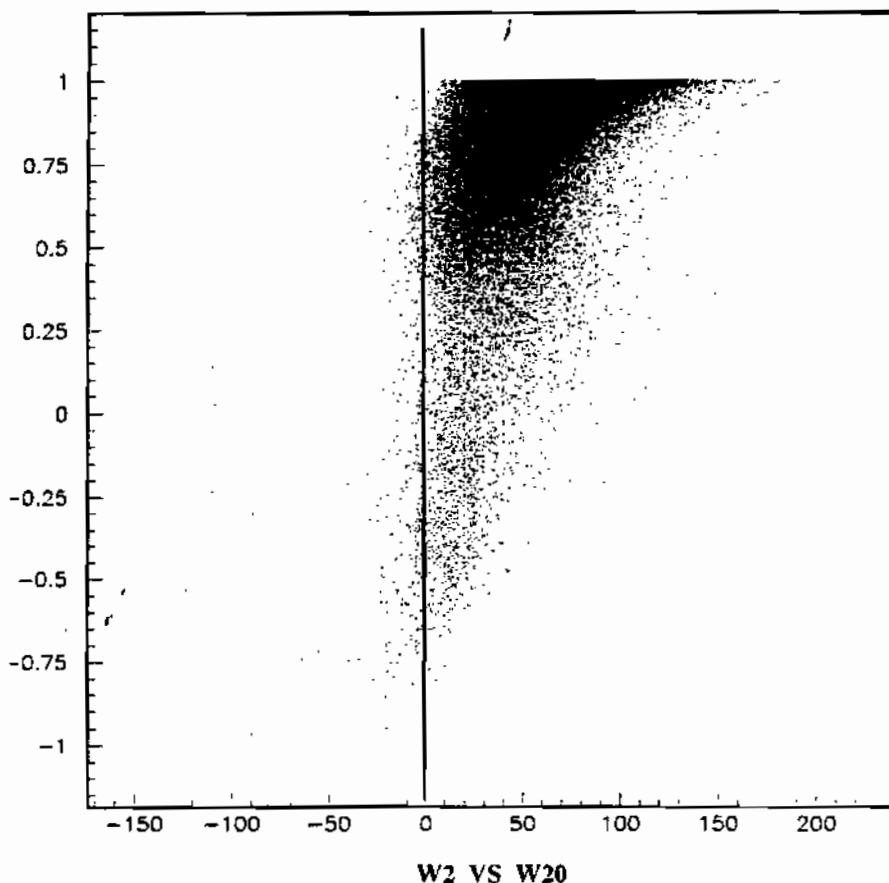


Εικόνα 10.5: Κατερχόμενο μίονιο διασχίζει τον ανιχνευτή. Στην εικόνα σημειώνονται οι υπολογιζόμενες μέσες τιμές των z -συντεταγμένων των φωτοπολλαπλασιαστών που συμμετέχουν στο δείγμα και έχουν ενεργοποιηθεί εντός χρονικού διαστήματος $\Delta t/2$, μετά την πρώτη και πριν την τελευταία ενεργοποίηση αντίστοιχα, όπου Δt είναι η χρονική διάρκεια του γεγονότος. Το πρόσημο της διαφοράς των μέσων συντεταγμένων αποτελεί το ισχυρότερο ποιοτικό κριτήριο στην απομάκρυνση των λάθους ανακατασκευασμένων τροχιών.

¹¹⁴ Το κέντρο του τηλεσκοπίου βρίσκεται στην αρχή των αξόνων, (0,0,0).

¹¹⁵ Μεγάλος αριθμός παραμέτρων δοκιμάστηκε για να επιλεγούν τα ποιοτικά κριτήρια που παρουσιάζονται στην ανάλυση αυτή. Διατηρούμε την αρίθμηση που χρησιμοποιήθηκε εξ αρχής και αποδίδει την σειρά στην οποία δοκιμάστηκε η αντίστοιχη παράμετρος.

Η συνθήκη αυτή αποτελεί το ισχυρότερο κριτήριο στη απομάκρυνση του θορύβου αφού μόνο 22% των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών παραμένει στο δείγμα μετά την επιβολή της, ενώ ταυτόχρονα το 99.3% των επιτυχώς ανακατασκευασμένων τροχιών διατηρείται στο δείγμα (βλέπε πίνακα 10.2). Στην εικόνα 10.6 παρουσιάζεται το συνημίτονο της πολικής γωνίας για τις ανακατασκευασμένες τροχιές συναρτήσει της ποσότητας $W20$.



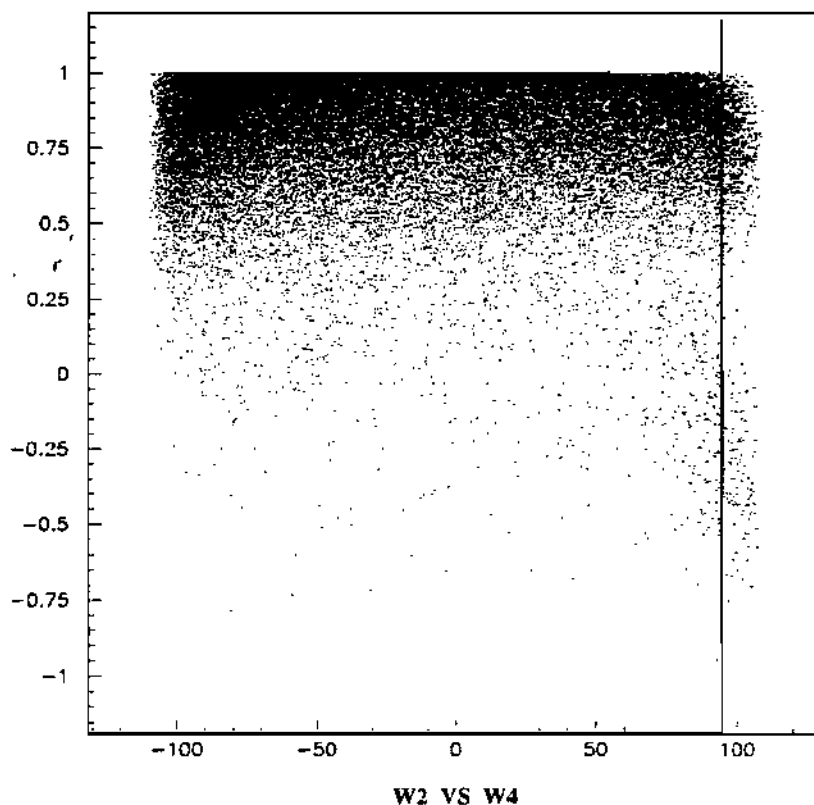
Εικόνα 10.6: Η διεύθυνση της τροχιάς παρουσιάζεται συναρτήσει της ποσότητας $W20$ για το σύνολο των ανακατασκευασμένων τροχιών. Σημαντικό ποσοστό λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών απομακρύνεται, ενώ η συντριπτική πλειοψηφία των επιτυχώς ανακατασκευασμένων τροχιών παραμένει στο δείγμα.

Μετά την επιβολή της παραπάνω συνθήκης στο σύνολο των επιτυχώς ανακατασκευασμένων ανερχομένων μιονίων, το 93% των γεγονότων παραμένει στο δείγμα ανεξαρτήτως της ενέργειας των μιονίων. Η ελάττωση στο ποσοστό των επιτυχώς ανακατασκευασμένων γεγονότων που παραμένουν στο δείγμα, σε σχέση με την περίπτωση των ατμοσφαιρικών μιονίων, οφείλεται στο ότι η γωνιακή κατανομή των προσομοιωμένων τροχιών είναι ομοιόμορφη ως προς το $\cos\theta$, αποδίδοντας την αναμενόμενη γωνιακή κατανομή των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα, με αποτέλεσμα να απομακρύνεται μεγαλύτερος αριθμός σχεδόν οριζοντίων γεγονότων σε σχέση με μόνια των οποίων η τροχιά σχηματίζει μικρότερη γωνία με την κατακόρυφο.

- 2 Για κάθε γεγονός που περνά επιτυχώς τη διαδικασία ανακατασκευής υπολογίζεται το **κέντρο βάρους** του, ποσότητα που χαρακτηρίζει την περιοχή εναπόθεσης του μεγαλύτερου ποσοστού ενέργειας του μιονίου. Η z-συντεταγμένη του κέντρου βάρους του γεγονότος υπολογίζεται από τη σχέση:

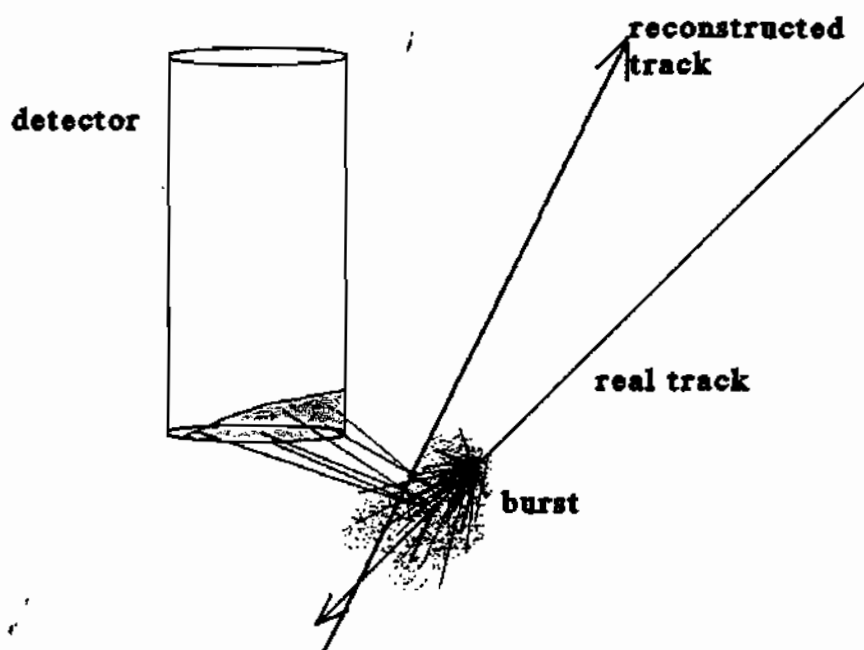
$$\bar{z} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{seg}}} q_i z_i}{\sum_{i=1}^{N_{\text{seg}}} q_i}$$

όπου z_i και q_i είναι η z-συντεταγμένη και το φορτίο του κάθε ενεργοποιημένου φωτοπολλαπλασιαστή και αποδίδεται γραφικά, για το σύνολο των ανακατασκευασμένων γεγονότων, συναρτήσει της διεύθυνσης ανακατασκευής στην εικόνα 10.7. Το κέντρο βάρους σημαντικού αριθμού λάθος ανακατασκευασμένων γεγονότων εντοπίζεται στο κάτω μέρος του ανιχνευτή, για $\bar{z} > 70\text{m}$.



Εικόνα 10.7: Η κατανομή των z-συνιστωσών του κέντρου βάρους παρουσιάζεται για το σύνολο των ανακατασκευασμένων τροχιών. Παρατηρούμε, ότι σημαντικός αριθμός λάθος ανακατασκευασμένων γεγονότων ($w_2 < 0$) συγκεντρώνεται στο χαμηλότερο μέρος του ανιχνευτή ($\bar{z} > 70\text{m}$). Το μεγαλύτερο ποσοστό των γεγονότων αυτών αποτελείται από μίονια που υπόκεινται σε σημαντική απώλεια ενέργειας στην περιοχή κάτω από τον ανιχνευτή. Η παραγόμενη ακτινοβολία Cherenkov σαρώνει τα χαμηλότερα πατώματα του ανιχνευτή, με αποτέλεσμα το κέντρο βάρους των γεγονότων αυτών να βρίσκεται πολύ χαμηλά στον άξονα συμμετρίας του ανιχνευτή (βλέπε εικόνα 10.8).

Μια χαρακτηριστική περίπτωση λάθος ανακατασκευασμένης τροχιάς που εντάσσεται στην κατηγορία αυτή παρουσιάζεται στην εικόνα 10.8. Ατμοσφαιρικό μιονίο υπόκειται σε σημαντική απώλεια ενέργειας στην περιοχή κάτω από τον ανιχνευτή. Το φως από τον καταιονισμό καταγράφεται από τους φωτοπολλαπλασιαστές των χαμηλότερων πατωμάτων και οι χρονικές διαφορές των ενεργοποιήσεων υποδηλώνουν ανερχόμενο μιονίο οδηγώντας σε λανθασμένη ανακατασκευή της τροχιάς.



Εικόνα 10.8: Ατμοσφαιρικό μιονίο διέρχεται από την ενεργή περιοχή του ανιχνευτή και υπόκειται σε ισχυρή απώλεια ενέργειας κάτω από το τηλεσκόπιο, ενεργοποιώντας σημαντικό αριθμό φωτοπολλαπλασιαστών στα χαμηλότερα πατώματά του. Η διεύθυνση της παραγόμενης ακτινοβολίας υποδεικνύει ανερχόμενο μιονίο και οδηγεί σε λανθασμένη ανακατασκευή της τροχιάς. Σημειώνουμε, ότι το ποσοστό του φωτός που προέρχεται απευθείας από την τροχιά (σε γωνία 42°) είναι περιορισμένο σε σχέση με το φως από τον καταιονισμό, εξαιτίας της διεύθυνσης της τροχιάς και της απόστασης της από τα γεωμετρικά όρια του ανιχνευτή. Απομακρύνοντας από το δείγμα, γεγονότα των οποίων το κέντρο βάρους βρίσκεται στο χαμηλότερο πάτωμα, επιτυγχάνουμε σημαντικό περιορισμό των λάθος ανακατασκευασμένων γεγονότων.

Αναμένοντας ότι για σημαντικό αριθμό ανερχόμενων μιονίων το κέντρο βάρους θα εντοπίζεται στα χαμηλότερα πατώματα του ανιχνευτή, θα πρέπει η περιοριστική συνθήκη που θα εφαρμοστεί να απομακρύνει το μέγιστο δυνατό αριθμό λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών αλλά ταυτόχρονα να μην περιορίζει σημαντικά τον αριθμό των επιτυχώς ανακατασκευασμένων ανερχόμενων μιονίων. Η συνθήκη η οποία επιβάλλεται στο δείγμα στην παρούσα ανάλυση είναι:

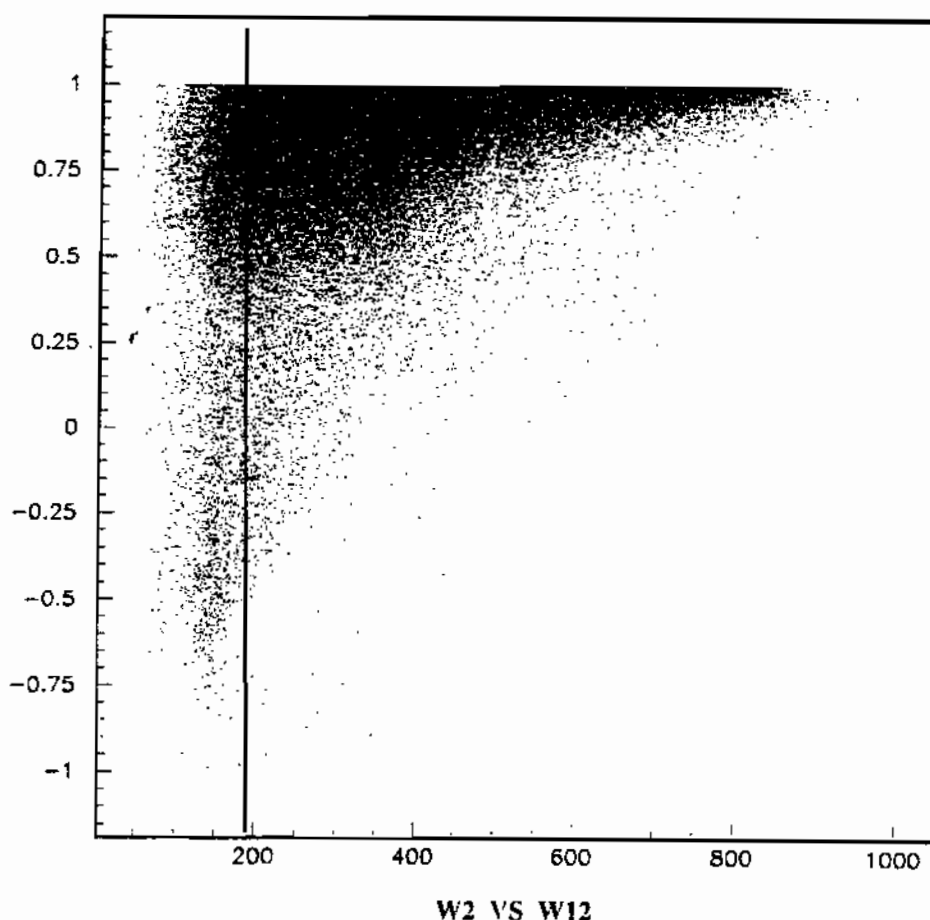
$$W4 = \bar{z} < 93m$$

και οδηγεί σε περιορισμό του θορύβου στο 60% ενώ το 92% των ανερχόμενων μιονίων παραμένει στο δείγμα για ενέργειες 50GeV-1TeV. Για ενέργειες μεγαλύτερες από 1PeV το ποσοστό των ανερχόμενων μιονίων που παραμένει στο δείγμα φτάνει το 97%.

3 Στη συνέχεια υπολογίζουμε τη χρονική διάρκεια του γεγονότος

$$\Delta time = t_{last} - t_{first}$$

Όπως φαίνεται στην εικόνα 10.9 η χρονική διάρκεια για το σύνολο των λάθος ανακατασκευασμένων γεγονότων είναι πολύ μικρή. Στην εικόνα 10.10 παρουσιάζονται οι ποσότητες $\bar{z}$ και $\Delta time$ για το σύνολο των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών. Με τον κατάλληλο συνδυασμό των τιμών των δύο αυτών παραμέτρων και για $W20 < 0$, απομακρύνεται το 98% των λάθος ανακατασκευασμένων γεγονότων.

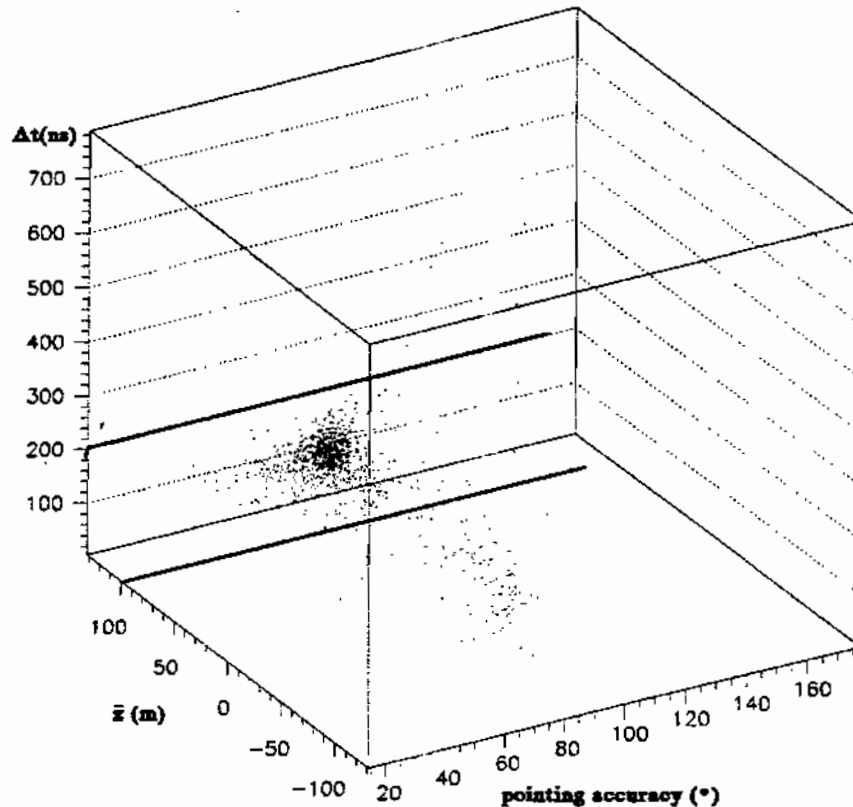


Εικόνα 10.9: Το συνημίτονο της πολικής γωνίας της ανακατασκευασμένης τροχιάς αποδίδεται συναρτήσει της χρονικής διάρκειας του γεγονότος. Η επιλεγμένη τιμή $\Delta time = 190\text{ns}$ σημειώνεται στην εικόνα. Η συντριπτική πλειοψηφία των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών παρουσιάζει χρονικές διαφορές μικρότερες από 300ns.

Η συνθήκη που οδηγεί, σε συνδυασμό με τη συνθήκη που επιβάλλουμε στο κέντρο βάρους του γεγονότος, στη μέγιστη απομάκρυνση θορύβου με ταυτόχρονη διατήρηση του μέγιστου δυνατού αριθμού ανερχομένων μιονίων είναι:

$$W12 = \Delta time > 190ns$$

Σημειώνουμε, ότι το 26% των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών παραμένουν στο δείγμα μετά την επιβολή της συνθήκης, ενώ το 72% των ανερχομένων μιονίων περνά επιτυχώς τη συνθήκη για ενέργεια 50GeV, το 82% για ενέργεια 10TeV και το 97% για ενέργεια 10PeV, υποδηλώνοντας εξάρτηση του κριτηρίου αυτού από την ενέργεια.



Εικόνα 10.10: Ο συνδυασμός των κριτηρίων 2 και 3 απομακρύνει σημαντικό αριθμό λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών. Στην εικόνα παρουσιάζονται οι τιμές των παραμέτρων $W4$ και $W12$ για το σύνολο των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών, οι οποίες σχηματίζουν με την πραγματική τροχιά γωνία περίπου 84° . Οι τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιούνται αποδίδονται με κόκκινο χρώμα.

- 4 Ο προσανατολισμός των ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών αποτελεί βασικό παράγοντα διάκρισης ανάμεσα στα ανερχόμενα και τα κατερχόμενα μίονια. Οι φωτοπολλαπλασιαστές που είναι προσανατολισμένοι προς τα επάνω χαρακτηρίζονται από πολικότητα +1, ενώ αυτοί που είναι προσανατολισμένοι προς τα κάτω, από -1. Για κάθε γεγονός υπολογίζεται η **συνολική πολικότητα**:

¹¹⁶ Βλέπε κεφάλαιο “Αλγόριθμος ανακατασκευής”.

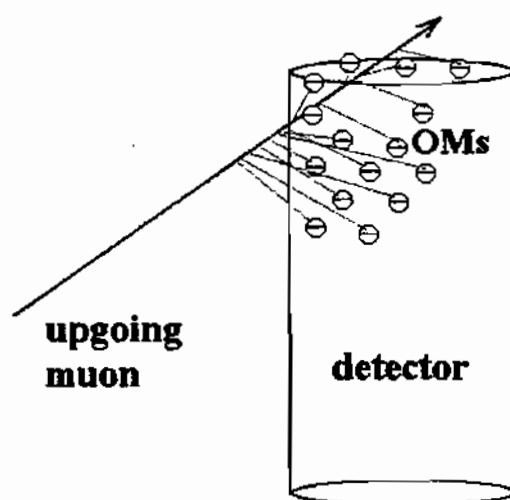
$$W5 = polar = \sum_{i=1}^{N_{muon}} polar(i)$$

Η παράμετρος **W5** αναμένεται μεγαλύτερη του μηδενός για τη μεγάλη πλειοψηφία των κατερχόμενων μιονίων και αρνητική για τα ανερχόμενα μίονια. Για μίονια με διεύθυνση κοντά στον ορίζοντα, η παράμετρος **W5** μπορεί να πάρει οποιαδήποτε τιμή, ανάλογα με την περιοχή του ανιχνευτή από την οποία διέρχονται. Υπάρχουν όμως περιπτώσεις, όπου ανερχόμενο μίονιο προκαλεί ενεργοποίηση μεγαλύτερου αριθμού φωτοπολλαπλασιαστών που είναι προσανατολισμένοι προς τα επάνω. Στην εικόνα 10.11 ανερχόμενο μίονιο, διερχόμενο στην κατάλληλη γωνία συναντά το ανώτερο μέρος του ανιχνευτή. Ενώ η τροχιά μπορεί να ανακατασκευαστεί επιτυχώς, η παράμετρος **W5** είναι θετική και το γεγονός απομακρύνεται από το δείγμα. Η συνθήκη που επιβάλλεται απαιτεί:

W5 > 0 for downgoing

W5 ≤ 0 for upgoing

Ως αποτέλεσμα της επιβολής της συνθήκης το 65% των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών απομακρύνεται, ενώ το 92% των επιτυχώς ανακατασκευασμένων ανερχομένων μιονίων με ενέργεια 1TeV παραμένει στο δείγμα. Σημειώνουμε, ότι το ποσοστό των ανερχομένων μιονίων που ικανοποιούν τη συνθήκη αυξάνεται συναρτήσει της ενέργειας και για ενέργειες μεγαλύτερες από 1PeV ξεπερνά το 98%.



Εικόνα 10.11: Η απομάκρυνση των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών οδηγεί ταυτόχρονα και στην απομάκρυνση γεγονότων που έχουν ανακατασκευαστεί ικανοποιητικά. Στην εικόνα ανερχόμενο μίονιο το οποίο είναι δυνατόν να ανακατασκευαστεί ικανοποιητικά, προκαλεί ενεργοποίηση μεγάλου αριθμού φωτοπολλαπλασιαστών που είναι προσανατολισμένοι προς τα επάνω (πολικότητα +1), με αποτέλεσμα να απομακρύνεται με την επιβολή της συνθήκης **W5 < 0**.

- 5 Για κάθε γεγονός υπολογίζεται το άθροισμα των αποστάσεων των ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών από το κέντρο βάρους, με βάση τη σχέση:

$$W26 = \sum_{N_{hits}} \sum_{i=1}^3 (x_{hi} - X_i)^2$$

όπου,

$$X_i = \frac{\sum_{N_{hits}} q_{hi} \times x_i}{\sum_{N_{hits}} q_{hi}}$$

είναι οι συντεταγμένες του κέντρου βάρους του κάθε γεγονότος. Θεωρώντας, ότι το μόνιο περνά κοντά από τον πρώτο και τον τελευταίο φωτοπολλαπλασιαστή στο δείγμα, μπορούμε να υπολογίσουμε κατά προσέγγιση το μήκος του ανιχνευτή που καλύπτεται σε κάθε γεγονός με βάση τη σχέση:

$$L_{eff} = \Delta time \times 0.3$$

η οποία αποδίδει το “ενεργό μήκος” της τροχιάς. Σημειώνουμε, ότι στην περίπτωση που μια τροχιά δεν εισέρχεται στη γεωμετρική περιοχή του ανιχνευτή, το μήκος που υπολογίζεται από την τελευταία σχέση μπορεί να είναι σημαντικά μικρότερο από το ενεργό μήκος της τροχιάς. Η συνθήκη που επιβάλλουμε απαιτεί το ενεργό μήκος της τροχιάς να είναι μεγαλύτερο από τη μέση απόσταση των ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών από το κέντρο βάρους,

$$L_{eff} > \frac{W26}{N_{hits}}$$

Το 37% των λάθος ανακατασκευασμένων γεγονότων παραμένει μετά την επιβολή του κριτηρίου αυτού στο δείγμα, ενώ ταυτόχρονα απορρίπτεται περίπου το 28% των επιτυχώς ανακατασκευασμένων γεγονότων. Το μεγάλο ποσοστό απόρριψης επιτυχώς ανακατασκευασμένων τροχιών θέτει υπό έλεγχο την αποδοτικότητα της συνθήκης αυτής¹¹⁷.

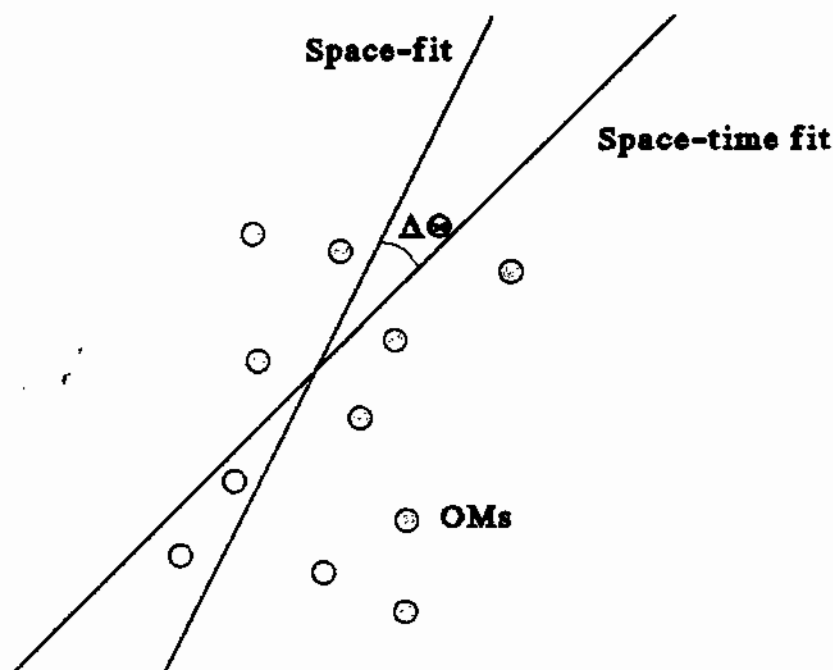
- 6 Ένας διαφορετικός τρόπος αναζήτησης των παραμέτρων της τροχιάς από αυτόν που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο (χωρο-χρονική προσέγγιση της τροχιάς, space-time fit) αναπτύχθηκε από τον V. Stenger [272], λαμβάνοντας υπόψη μόνο τη θέση και το φορτίο των ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών σε κάθε γεγονός και όχι τις σχετικές χρονικές διαφορές ενεργοποίησης (χωρική προσέγγιση της τροχιάς, space fit). Η μέθοδος αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί με ικανοποιητικά αποτελέσματα σε έναν πολύ μεγάλο ανιχνευτή (km³), όπου το διερχόμενο μόνιο διασχίζει μεγάλο μέρος του ανιχνευτή. Η εφαρμογή της μεθόδου αυτής στην περίπτωση ενός πύργου του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ δεν είναι απόλυτα ικανοποιητική καθώς ο ανιχνευτής έχει μεγάλο μήκος στον κατακόρυφο άξονα με αποτέλεσμα οι παράμετροι που υπολογίζονται με την προσέγγιση αυτή να

¹¹⁷ Στα πλαίσια της ανάλυσης αυτής η συνθήκη αυτή χρησιμοποιήθηκε, οδηγώντας στα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο κεφάλαιο αυτό. Η αναζήτηση νέων παραμέτρων για την απόρριψη του υποβάθρου συνεχίζεται, αποβλέποντας στην περαιτέρω βελτίωση του παράγοντα απόρριψης.

αποδίδουν τροχιές σχεδόν κατακόρυφες. Για να εφαρμόσουμε την παραπάνω μέθοδο στην περίπτωση του ανιχνευτή ΝΕΣΤΩΡ προχωρήσαμε σε τροποποίηση του αλγορίθμου του V. Stenger, εισάγοντας εν μέρει το χρόνο, διορθώνοντας δηλαδή τη διεύθυνση της τροχιάς που προκύπτει από το space fit με βάση τη θέση του πρώτου (χρονικά) και του τελευταίου φωτοπολλαπλασιαστή στο κάθε γεγονός¹¹⁸. Αφού υπολογιστούν οι παράμετροι της τροχιάς, υπολογίζεται η γωνία ανάμεσα στην τροχιά που έχει ανακατασκευαστεί ακολουθώντας τη συνηθισμένη διαδικασία και την τροχιά που προσδιορίζεται από το space fit:

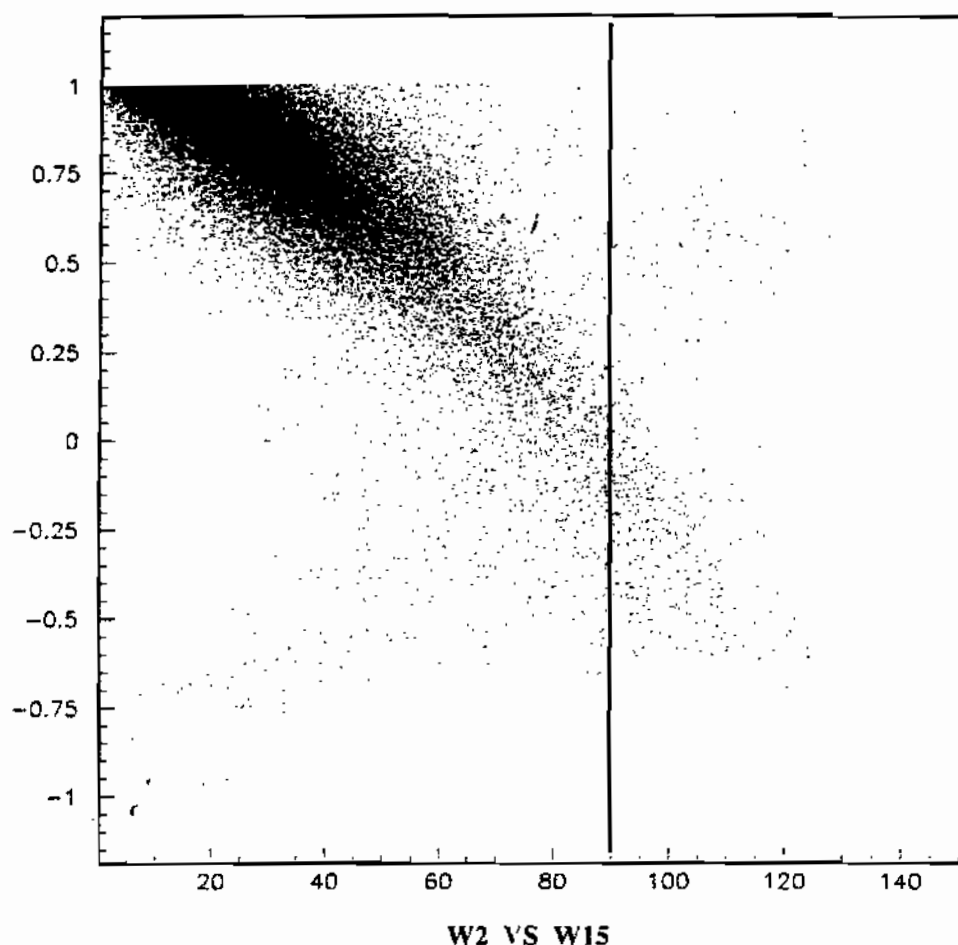
$$\Delta\Theta = f(\theta_{i-fit}, \phi_{i-fit}; \theta_{s-fit}, \phi_{s-fit})$$

Η διαδικασία αποδίδεται σχηματικά στην εικόνα 10.12, ενώ η κατανομή της γωνίας ανάμεσα στις δύο τροχιές για το σύνολο των ανακατασκευασμένων γεγονότων παρουσιάζεται στην εικόνα 10.13.



Εικόνα 10.12: Η γωνία ανάμεσα στην τροχιά που προσδιορίζεται από το space-time fit και την τροχιά που προσδιορίζεται από το space fit αποτελεί ένα σημαντικό κριτήριο για την απομάκρυνση του θορύβου. Εξαιτίας της γεωμετρικής διαμόρφωσης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ η συνθήκη που επιβάλλεται στην παράμετρο αυτή θα πρέπει να είναι αρκετά χαλαρή ώστε να αποφευχθεί ο κίνδυνος απομάκρυνσης των τροχιών που ανακατασκευάζονται με διεύθυνση σχεδόν οριζόντια, ειδικά στις υψηλές ενέργειες όπου ο αριθμός των ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών είναι μεγάλος και οι τροχιές που προκύπτουν από το space fit χαρακτηρίζονται από διευθύνσεις που σχηματίζουν μικρή γωνία με την κατακόρυφο, σε όλες τις περιπτώσεις.

¹¹⁸ Δοκιμάστηκε επίσης η περίπτωση, η διεύθυνση της τροχιάς να καθορίζεται με βάση τη θέση του κέντρου βάρους για τις ενεργοποιήσεις που έχουν λάβει χώρα εντός χρονικού διαστήματος $\Delta t/2$, μετά την πρώτη ενεργοποίηση και πριν από την τελευταία ενεργοποίηση. Η απόδοση του κριτηρίου στην περίπτωση αυτή ήταν όμως πολύ περιορισμένη, παρουσία του κριτηρίου L.



Εικόνα 10.13: Η διεύθυνση της ανακατασκευασμένης τροχιάς παρουσιάζεται συναρτήσει της γωνίας ανάμεσα στην τροχιά που προσδιορίζεται από το *space-time fit* και την τροχιά που προσδιορίζεται από το *space fit*. Η επιλογή των 90° ως ανώτατη επιτρεπόμενη διαφορά οδηγεί σε απομάκρυνση σημαντικού ποσοστού του θορύβου ενώ ταυτόχρονα η μεγάλη πλειοψηφία των επιτυχώς ανακατασκευασμένων ανερχομένων μιονίων παραμένει στο δείγμα.

Επιβάλλοντας τη συνθήκη:

$$W15 = \Delta\Theta < 90^\circ$$

το 50% των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών απομακρύνεται ενώ το 99.5% των επιτυχώς ανακατασκευασμένων τροχιών παραμένει στο δείγμα για την περίπτωση των ατμοσφαιρικών μιονίων. Όπως όμως προαναφέραμε, το κριτήριο, παρά τις τροποποιήσεις που έχουν επιβληθεί στην αρχική ιδέα του *space-fit*, εξακολουθεί να δρα πολύ ικανοποιητικά στην περίπτωση των κατακορύφων τροχιών, όπου ο ανιχνευτής έχει μεγάλο μήκος και να αποτυγχάνει στην περίπτωση σχεδόν οριζοντίων τροχιών. Επομένως το μεγάλο ποσοστό, 99.5%, είναι αναμενόμενο αφού τα ατμοσφαιρικά μόνια έχουν διευθύνσεις που προσεγγίζουν

την κατακόρυφο. Στην περίπτωση των ανερχομένων μιονίων, τα οποία δημιουργούνται με ομοιόμορφη κατανομή στο $\cos\theta$, το ποσοστό αυτό περιορίζεται περισσότερο, 95.5% για μόνια ενέργειας 100GeV ενώ παρουσιάζει και μικρή ελάττωση με την αύξηση της ενέργειας, 93.5% για μόνια ενέργειας 10PeV. Το γεγονός αυτό είναι αναμενόμενο, αφού ένα οριζόντιο μόνιο εξαιρετικά μεγάλης ενέργειας θα ενεργοποιήσει μεγάλο αριθμό φωτοπολλαπλασιαστών κατά μήκος του κατακόρυφου άξονα του ανιχνευτή, με αποτέλεσμα η τροχιά που προκύπτει από το space fit να είναι σχεδόν κατακόρυφη.

Με το κριτήριο αυτό ολοκληρώνεται η ομάδα των σκληρών συνθηκών που επιβάλλουμε στο δείγμα. Μετά το στάδιο αυτό πολύ μικρός αριθμός λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών έχει απομείνει. Για την απομάκρυνσή τους επιβάλλουμε δύο ακόμα κριτήρια “λεπτής υφής”, τα οποία αποβλέπουν στην απομάκρυνση των συγκεκριμένων γεγονότων, αλλά ελάχιστα επηρεάζουν το δείγμα των επιτυχώς ανακατασκευασμένων γεγονότων.

- 7 Για κάθε γεγονός υπολογίζεται κατά προσέγγιση η z -συνιστώσα της θέσης του μιονίου τη χρονική στιγμή $t=0$, δηλαδή η z -συνιστώσα του φωτοπολλαπλασιαστή που ενεργοποιήθηκε πρώτος,

$$W13 = z_{first}$$

και απαιτούμε η απόστασή του από το κέντρο βάρους του γεγονότος, κατά μήκος του κατακόρυφου άξονα, να μην ξεπερνά τα 150m,

$$|W13 - W4| < 150m$$

Μόνο 4 λάθος ανακατασκευασμένες τροχιές απομακρύνονται με αυτή τη συνθήκη. Οι τροχιές αυτές δεν κατέστη δυνατό να απομακρυνθούν με άλλη συνθήκη. Το 99.6% των επιτυχώς ανακατασκευασμένων τροχιών ικανοποιεί τη συνθήκη.

- 8 Το τελευταίο κριτήριο επιβάλλεται στον αριθμό των ενεργοποιήσεων που απομακρύνονται στα διαδοχικά στάδια της αναζήτησης των παραμέτρων της τροχιάς. Με δεδομένο ότι αναμένονται περίπου 27 ενεργοποιήσεις που οφείλονται στο υπόβαθρο σε κάθε γεγονός (διάρκειας 2μs), αν κατά το στάδιο του φιλτραρίσματος απομακρυνθούν περισσότερες από 25 ενεργοποιήσεις, τότε απαιτούμε στο τελικό στάδιο της προσέγγισης της τροχιάς να μην απομακρυνθούν περισσότερες από 25 ενεργοποιήσεις. Μία λάθος ανακατασκευασμένη τροχιά απομακρύνεται με την επιβολή της συνθήκης αυτής.

Μετά την επιβολή των παραπάνω κριτηρίων στο δείγμα των 643481 που προσομοιώθηκαν, μόνο δύο λάθος ανακατασκευασμένες τροχιές παραμένουν στο δείγμα. Επιπλέον το 63% των επιτυχώς ανακατασκευασμένων τροχιών ατμοσφαιρικών μιονίων ικανοποιεί τις συνθήκες. Με βάση την παραμετροποίηση του A.Okada, 684931 ατμοσφαιρικά μόνια αναμένεται να εισέρχονται στην ενεργό περιοχή του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ καθημερινά. Ο αριθμός αυτός βρίσκεται σε ικανοποιητική συμφωνία με τον αριθμό που προκύπτει με βάση τις μετρήσεις της ροής των ατμοσφαιρικών νετρίνων στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ (1991-1992), λαμβάνοντας υπόψη, ότι το 16.8% των ατμοσφαιρικών μιονίων που εισέρχονται στον ενεργό όγκο ανακατασκευάζεται. Αναμένεται λοιπόν, ότι 115068 ατμοσφαιρικά μόνια θα ανακατασκευάζονται καθημερινά από το τηλεσκόπιο. Η συχνότητα καταγραφής τους θα φτάνει τα 133Hz. Στον πίνακα 10.2 παρουσιάζεται η απόδοση των ποιοτικών κριτηρίων στην απομάκρυνση του θορύβου και τη διατήρηση του σήματος για αρχικό δείγμα 350000

ατμοσφαιρικών μιονίων. Στον πίνακα 10.3 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από το σύνολο των γεγονότων που προσομοιώθηκαν. Ο αριθμός των ατμοσφαιρικών μιονίων που θα ανακατασκευάζονται ως ανερχόμενα, με βάση την ανάλυση που παρουσιάζεται εδώ, θα φτάνει τα 777 κατά τη διάρκεια ενός έτους.

Πίνακας 10.2: Ο αριθμός των ανακατασκευασμένων τροχιών που παραμένουν στο δείγμα των ατμοσφαιρικών μιονίων μετά την επιβολή του κάθε ποιοτικού κριτηρίου. Στη δεύτερη στήλη του πίνακα παρουσιάζεται ο αριθμός των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών που παραμένουν στο δείγμα, ενώ στην τρίτη στήλη του πίνακα παρουσιάζεται η επίδραση του κάθε ποιοτικού κριτηρίου στον αριθμό των επιτυχώς ανακατασκευασμένων τροχιών¹¹⁹.

Δείγμα 350000 προσομοιωμένων ατμοσφαιρικών μιονίων (ATM350)		
Ποιοτικά κριτήρια	$\cos\theta_{reconstructed} < 0$	$\cos\theta_{reconstructed} > 0$
-	1719	57254
1	413	56863
2	1078	54949
3	447	49224
4	608	52684
5	642	40905
6	911	56930
7	1715	57035
8	1718	57253

Πίνακας 10.3: Ο αριθμός των ανακατασκευασμένων τροχιών που παραμένουν στο δείγμα μετά την επιβολή του συνόλου των ποιοτικών κριτηρίων.

	ATM150__1	ATM350	ATM150__2	Σύνολο
Προσομοιώθηκαν	150000	350000	143481	643481
Ανακατασκευάστηκαν	26271	58973	23116	108360
μετά την ποιοτική ανάλυση				
$\cos\theta_{reconstructed} > 0$	16687	37223	14301	68211
$\cos\theta_{reconstructed} < 0$	0	1	1	2

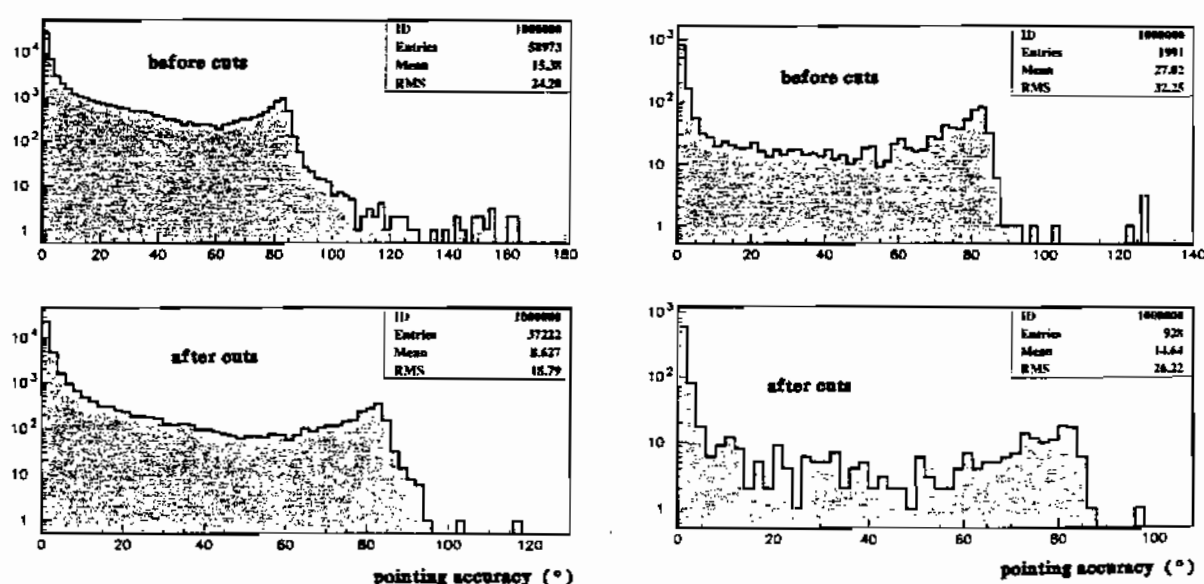
Η επιβολή των ποιοτικών κριτηρίων περιορίζει τον αριθμό των επιτυχώς ανακατασκευασμένων ανερχομένων μιονίων. Στον πίνακα 10.4 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα μετά την επιβολή του κάθε κριτηρίου για ανερχόμενα μίονια για διάφορες τιμές της ενέργειας. Στην τελευταία γραμμή του πίνακα παρουσιάζεται ο αριθμός των γεγονότων που παραμένουν στο δείγμα μετά την ολοκλήρωση της ποιοτικής ανάλυσης.

¹¹⁹ Σημειώνουμε, ότι επιτυχώς ανακατασκευασμένη τροχιά θεωρείται κάθε τροχιά που έχει ανακατασκευαστεί με $\cos\theta_{reconstructed} > 0$.

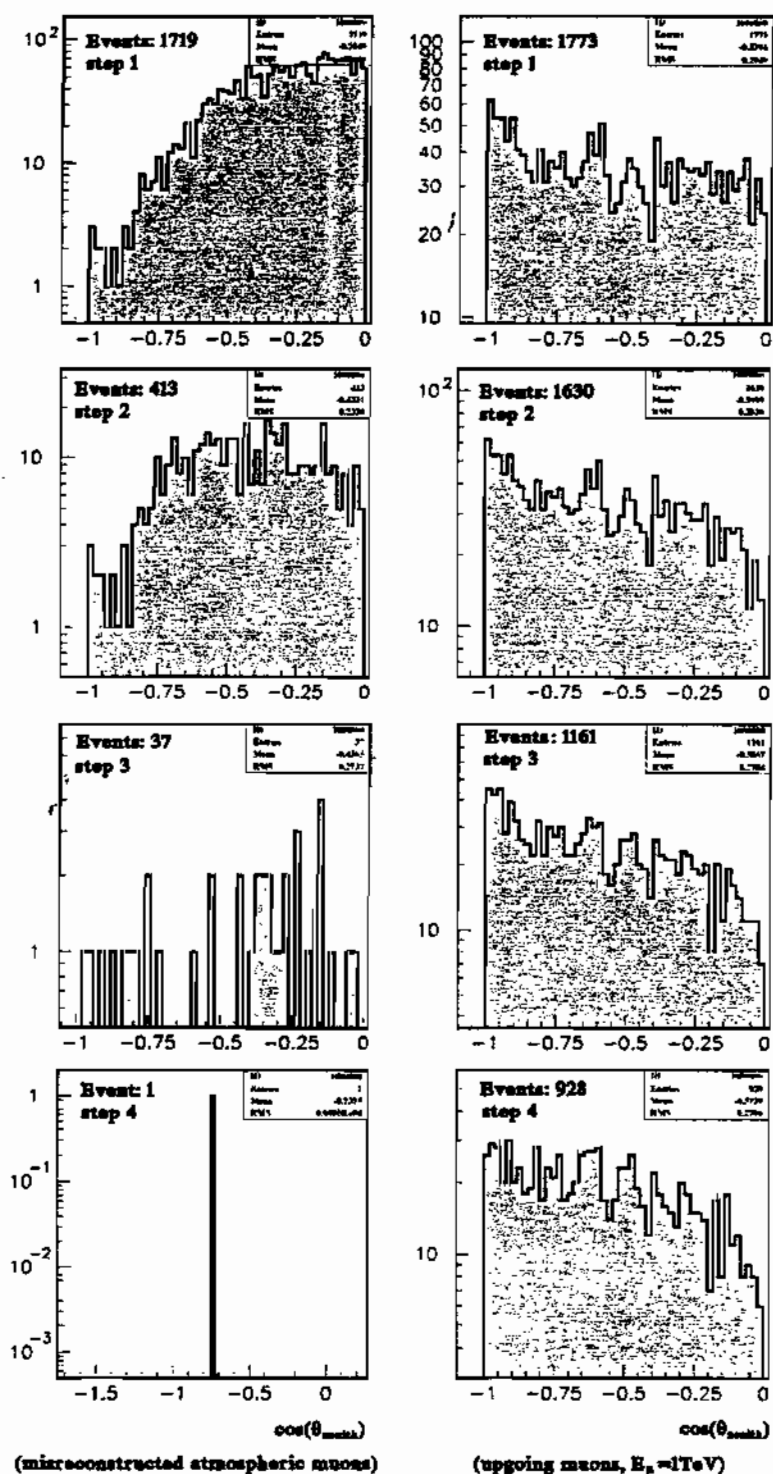
Πίνακας 10.4: Ο αριθμός των ανακατασκευασμένων τροχιών που παραμένουν στο δείγμα των ανερχομένων μιονίων μετά την επιβολή του κάθε ποιοτικού κριτηρίου.

Δείγμα 10000 προσομοιωμένων ανερχομένων μιονίων (για κάθε τιμή της ενέργειας)							
Ποιοτικά κριτήρια	50GeV	100GeV	1TeV	10TeV	100TeV	1PeV	10PeV
-	1245	1357	1773	3310	4496	6743	6578
1	1132	1258	1630	3076	4184	6268	6134
2	1129	1258	1601	3017	4208	6499	6423
3	892	952	1335	2745	3934	6270	6400
4	1118	1219	1627	3108	4208	6525	6490
5	928	999	1263	2385	3043	5475	5829
6	1205	1297	1698	3108	4196	6245	6127
7	1245	1357	1771	3291	4429	6349	5943
8	1245	1357	1773	3310	4496	6743	6578
Μετά την ποιοτική ανάλυση	653	734	928	1840	2468	4406	4718

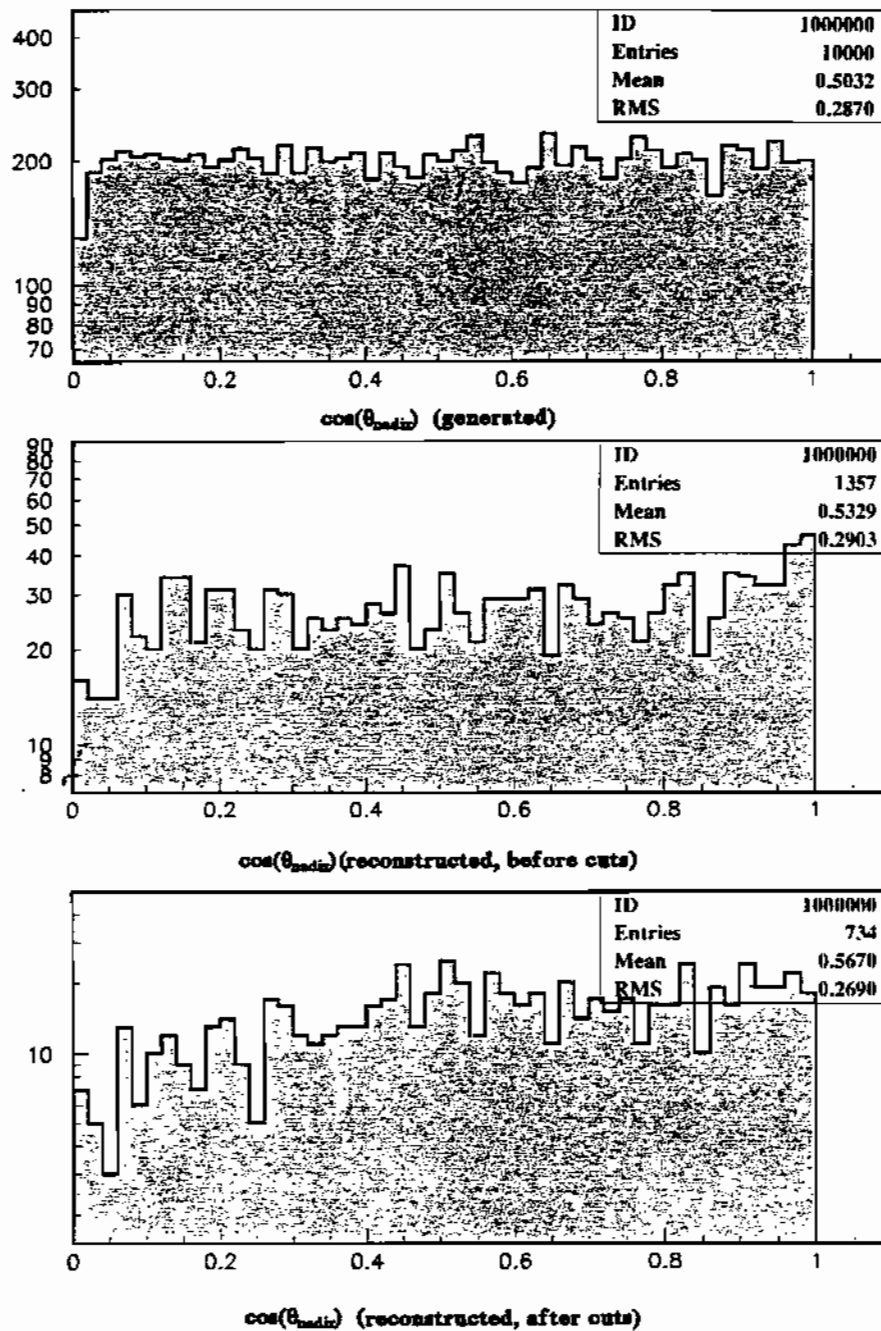
Η επιβολή των ποιοτικών κριτηρίων οδηγεί σε αύξηση της διακριτικής ικανότητας ως προς τον προσδιορισμό της διεύθυνσης του διερχόμενου μιονίου, όπως φαίνεται στην εικόνα 10.14.



Εικόνα 10.14: Η γωνιακή απόκλιση ανάμεσα στην πραγματική και την ανακατασκευασμένη τροχιά πριν και μετά την επιβολή των ποιοτικών κριτηρίων για την περίπτωση των ατμοσφαιρικών μιονίων (αριστερά) και ανερχομένων μιονίων με ενέργεια 1TeV (δεξιά). Σημειώνουμε, ότι στις επάνω εικόνες παρουσιάζεται το σύνολο των ανακατασκευασμένων τροχιών χωρίς την επιβολή κάποιας περιοριστικής συνθήκης.

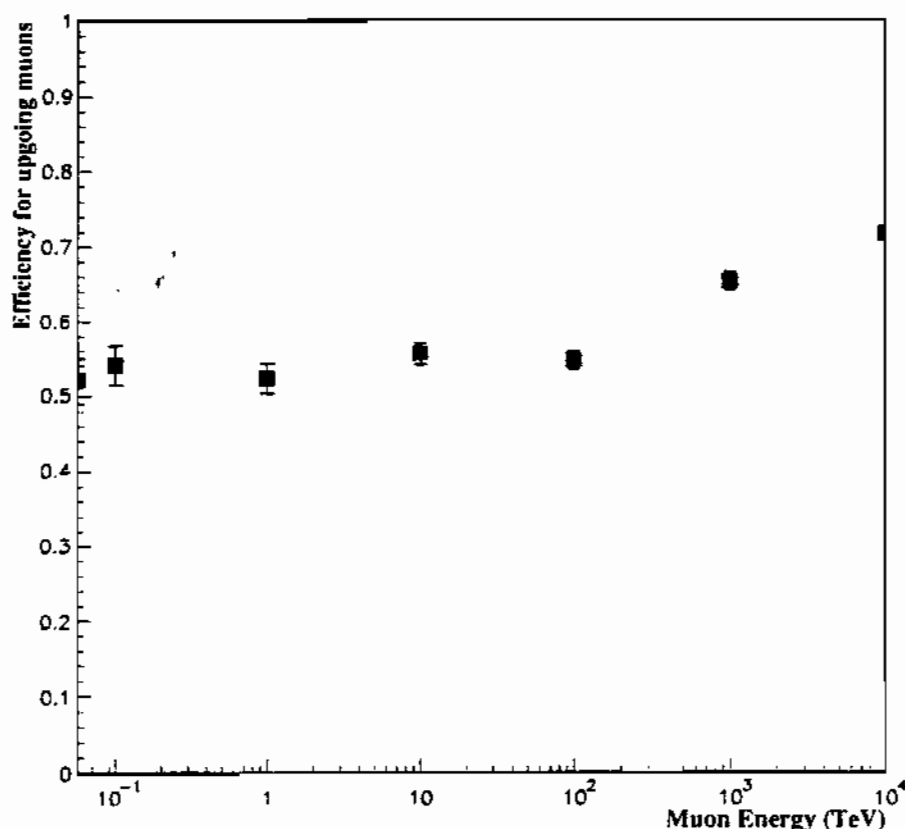


Εικόνα 10.15: Η σταδιακή απόρριψη των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών ατμοσφαιρικών μιονίων. Η εικόνα αποδίδει την $\cos\theta$ κατανομή των τροχιών στα διάφορα στάδια της ποιοτικής ανάλυσης, αριστερά για τα ατμοσφαιρικά μίονια και δεξιά για ανερχόμενα μίονια ενέργειας 1 TeV .



Εικόνα 10.16: Η εικόνα αποδίδει την $\cos\theta$ κατανομή των τροχιών για ανερχόμενα μίονια ενέργειας 100 GeV, πριν και μετά την επιβολή των ποιοτικών κριτηρίων για την απόρριψη των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών των ατμοσφαιρικών μιονίων. Σημειώνουμε, ότι στη δεύτερη εικόνα μόνο οι τροχιές που έχουν ανακατασκευαστεί ως ανερχόμενες παρουσιάζονται. Για σύγκριση, στην πρώτη εικόνα αποδίδεται η $\cos\theta$ κατανομή για τα 10000 ανερχόμενα μίονια που προσομοιώθηκαν.

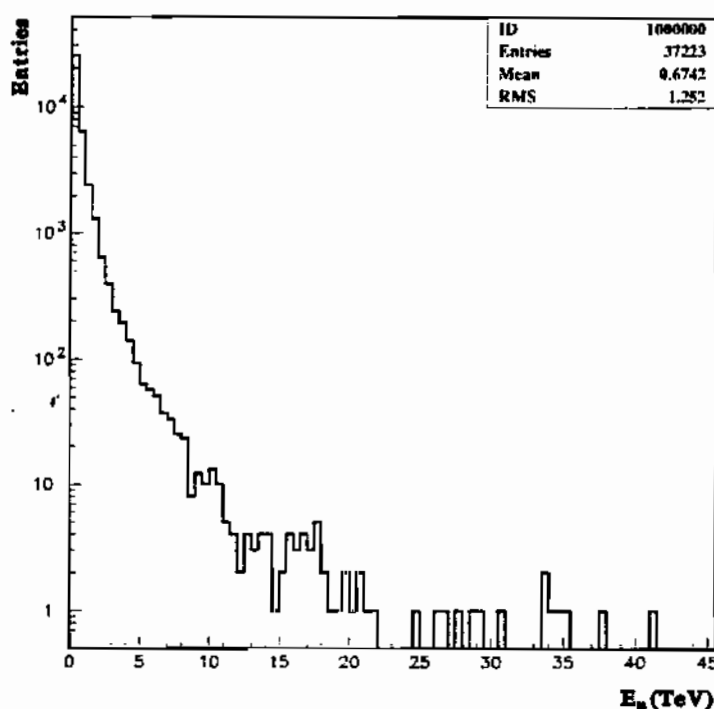
Στην εικόνα 10.15 παρουσιάζεται η σταδιακή απομάκρυνση των τροχιών των ατμοσφαιρικών μιονίων που έχουν ανακατασκευαστεί ως ανερχόμενες, ενώ παράλληλα παρακολουθούμε την επίδραση της επιβολής των ποιοτικών κριτηρίων στον αριθμό των επιτυχώς ανακατασκευασμένων ανερχομένων μιονίων. Αριστερά παρουσιάζονται οι λάθος ανακατασκευασμένες τροχιές από ένα δείγμα 350000 ατμοσφαιρικών μιονίων. Μετά την επιβολή όλων των κριτηρίων μία λάθος ανακατασκευασμένη τροχιά παραμένει στο δείγμα. Δεξιά παρουσιάζεται η επίδραση του ποιοτικού ελέγχου με τη διαδοχική επιβολή των συνθηκών σε επιτυχώς ανακατασκευασμένες τροχιές ανερχομένων μιονίων, ενέργειας 1TeV. Στο πρώτο βήμα αναζητώνται οι τροχιές με αρνητικό $\cos\theta$. Στη συνέχεια επιβάλλεται η συνθήκη $W_{20} < 0$, όπως προβλέπεται για τα ανερχόμενα μίονια. Στο τρίτο στάδιο επιβάλλουμε επιπλέον το συνδυασμό των συνθηκών στις ποσότητες W_4 και W_{12} . Τέλος η απαίτηση ικανοποίησης και των υπολοίπων συνθηκών οδηγεί στην απομάκρυνση των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών, εκτός μίας. Μετά τη διαδικασία το 52% των επιτυχώς ανακατασκευασμένων τροχιών των ανερχομένων μιονίων παραμένει στο δείγμα.



Εικόνα 10.17: Το ποσοστό των επιτυχώς ανακατασκευασμένων ανερχόμενων μιονίων που παραμένει μετά την ποιοτική ανάλυση, παρουσιάζεται συναρτήσει της ενέργειας των προσομοιωμένων γεγονότων.

Στην εικόνα 10.16 παρουσιάζεται η γωνιακή κατανομή των τροχιών που προσομοιώθηκαν, των τροχιών που ανακατασκευάστηκαν επιτυχώς (ως ανερχόμενες) και τέλος των τροχιών που παραμένουν στο δείγμα μετά την επιβολή των ποιοτικών κριτηρίων για την

απομάκρυνση του θορύβου, για ανερχόμενα μίονια ενέργειας 100GeV. Μετά τη διαδικασία το 54% των επιτυχώς ανακατασκευασμένων τροχιών των ανερχομένων μιονίων παραμένει στο δείγμα. Το ποσοστό αυτό είναι σχεδόν σταθερό για ενέργειες μέχρι 100TeV και αυξάνεται για μεγαλύτερες ενέργειες, λόγω της εξάρτησης ορισμένων συνθηκών από την ενέργεια, όπως η χρονική διάρκεια των γεγονότων, φτάνοντας το 65% για ενέργεια 1PeV, όπως φαίνεται στην εικόνα 10.17. Σύμφωνα με τα παραπάνω καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι, αν και ορισμένες συνθήκες που επιβάλλονται στο δείγμα εξαρτώνται από την ενέργεια, η συνολική δράση των ποιοτικών κριτηρίων είναι ανεξάρτητη της ενέργειας μέχρι τα 100TeV. Η παρατήρηση αυτή μπορεί να επιβεβαιωθεί επιβάλλοντας τα ποιοτικά κριτήρια στα ατμοσφαιρικά μίονια που έχουν ανακατασκευαστεί ικανοποιητικά. Στην περίπτωση αυτή παρατηρούμε πως η μέση ενέργεια των ανακατασκευασμένων γεγονότων (εικόνα 10.18) είναι ίση με τη μέση ενέργεια των προσομοιωμένων γεγονότων (εικόνα 10.2).



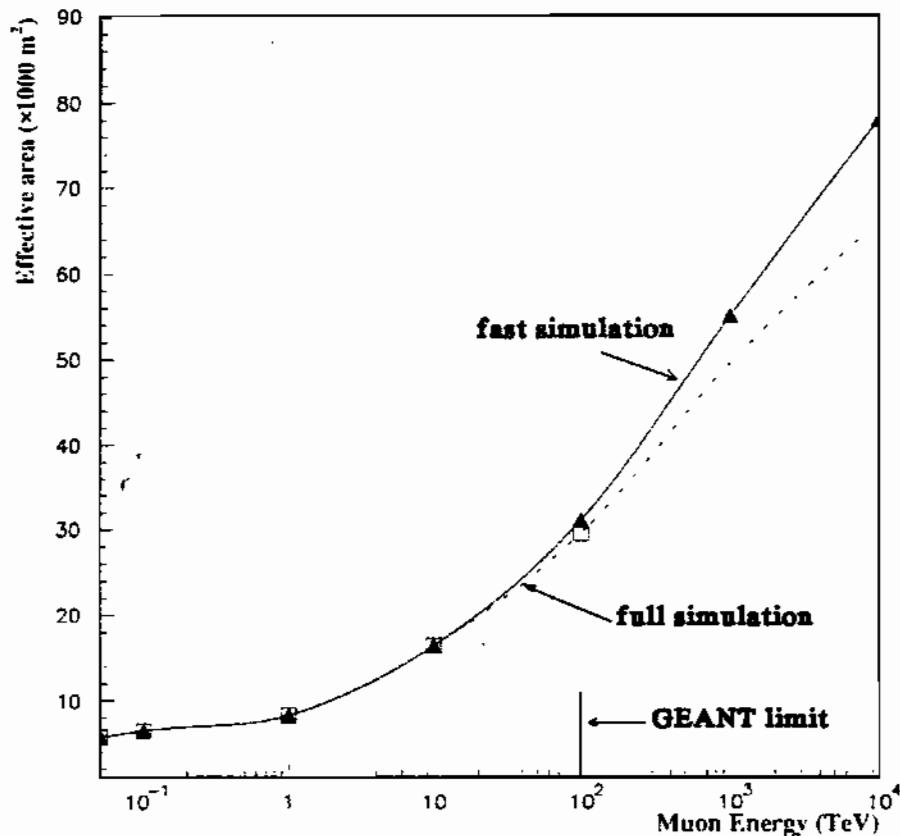
Εικόνα 10.18: Το ενεργειακό φάσμα των ανακατασκευασμένων ατμοσφαιρικών μιονίων, μετά την επιβολή των ποιοτικών κριτηρίων που απομακρύνουν τις λάθος ανακατασκευασμένες τροχιές. Η μέση τιμή της ενέργειας των μιονίων που παραμένουν τελικά στο δείγμα είναι ίση με τη μέση τιμή της ενέργειας των μιονίων που προσομοιώθηκαν. Το γεγονός αυτό αποδεικνύει ότι η επιβολή του συνόλου των ποιοτικών κριτηρίων είναι ανεξάρτητη της ενέργειας των ανιχνευομένων μιονίων για ενέργειες μέχρι τα 100TeV.

10.4 Αναμενόμενη ροή μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα

Για τον υπολογισμό της αναμενόμενης ροής μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα είναι απαραίτητη η εκτίμηση της ευαίσθητης επιφάνειας του τηλεσκοπίου συναρτήσει της ενέργειας των διερχομένων μιονίων. Ο υπολογισμός της μέσης ευαίσθητης επιφάνειας πραγματοποιείται μέσω της σχέσης:

$$\langle A_{\text{eff}}(E_{\mu}, \bar{\Omega}_{\mu}) \rangle = \langle A_G(E_{\mu}, \theta) \rangle \times \frac{N_R(E_{\mu}, \bar{\Omega}_{\mu})}{N_G} \quad (10.1)$$

όπου $\langle A_G(E_{\mu}, \theta) \rangle$ είναι η μέση επιφάνεια δημιουργίας για την κάθε τιμή της ενέργειας των προσομοιωμένων μιονίων, $N_G = 10000$ και τέλος $N_R(E_{\mu}, \bar{\Omega}_{\mu})$ είναι ο αριθμός των ανακατασκευασμένων τροχιών που παρουσιάζεται στην τελευταία γραμμή του πίνακα 10.4 για τις αντίστοιχες τιμές της ενέργειας.



Εικόνα 10.19: Η ευαίσθητη επιφάνεια του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ συναρτήσει της ενέργειας των προσομοιωμένων μιονίων. Με συνεχή γραμμή παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προκύπτουν όταν για την προσομοίωση χρησιμοποιείται ο γρήγορος αλγόριθμος MCN. Με διακεκομμένη γραμμή παρουσιάζονται τα αποτελέσματα, όταν στην προσομοίωση χρησιμοποιείται ο πλήρης αλγόριθμος MC_NESTOR. Για ενέργειες μεγαλύτερες από 100 TeV μόνο ο γρήγορος αλγόριθμος μπορεί να χρησιμοποιηθεί προς το παρόν. Πραγματοποιώντας μια πρώτη εκτίμηση προεκτείνουμε τη διακεκομμένη γραμμή και σε μεγαλύτερες ενέργειες, χωρίς όμως να έχουμε πραγματοποιήσει τον πλήρη υπολογισμό. Η εκτίμηση βασίζεται στο ποσοστό του φωτός που καταγράφεται στους φωτοπολλαπλασιαστές προερχόμενο από την ανάπτυξη καταιονισμών.

Για τον ακριβή υπολογισμό της ροής των ανερχομένων μιονίων θα πρέπει να ληφθεί υπόψη, ότι η γωνιακή απόκριση του ανιχνευτή δεν είναι ανεξάρτητη της πολικής γωνίας. Αυτό γίνεται φανερό από την εικόνα 10.16. Γενικά μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η ευαίσθητη

επιφάνεια είναι ανεξάρτητη της πολικής γωνίας μέχρι τις 65° - 70° από την κατακόρυφο αλλά περιορίζεται σημαντικά στη συνέχεια, αντικατοπτρίζοντας την αδυναμία του ανιχνευτή στην επιτυχή ανακατασκευή των σχεδόν οριζοντίων τροχιών. Επιπλέον θα πρέπει να υπολογιστεί και η συνεισφορά των εσωτερικών γεγονότων. Ο ακριβής υπολογισμός πραγματοποιείται μέσω της σχέσης

$$N = \int_{\bar{\Omega}_\mu} \int_{year} \int_{E_\mu^-}^{E_\mu^+} \frac{d^2 N_\mu}{dt dE_\mu} \times A_{eff}(E_\mu, \bar{\Omega}_\mu) \times d\bar{\Omega}_\mu dt dE_\mu \\ + \sum_{\nu, \bar{\nu}} \int_{\bar{\Omega}_\nu} \int_{year} \int_{E_\nu^-}^{E_\nu^+} \frac{d^2 N_\nu}{dt dE_\nu} \times \rho \times N_A \times \sigma_{cc} \times V_{eff}(E_\nu, \bar{\Omega}_\nu) \times d\bar{\Omega}_\nu dt dE_\nu$$

όπου ρ η πυκνότητα του θαλασσινού νερού, N_A ο αριθμός Avogadro, σ_{cc} είναι η ενεργός διατομή των charged current αλληλεπιδράσεων και $V_{eff}(E_\nu, \bar{\Omega}_\nu)$ είναι ο ευαίσθητος όγκος για το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ. Για χρονική διάρκεια ενός έτους η τελευταία δίνει 1700 ανερχόμενα μίονια. Σημειώνουμε, ότι ο υπολογισμός του ευαίσθητου όγκου του ανιχνευτή πραγματοποιήθηκε από τον S.Bottai [265]. Στον πίνακα 10.5 παρουσιάζονται οι αναμενόμενοι αριθμοί ανερχομένων μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα και λάθος ανακατασκευασμένων ατμοσφαιρικών νετρίνων.

Πίνακας 10.5: Ο αριθμός των ανερχομένων μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα και οι λάθος ανακατασκευασμένες τροχιές ατμοσφαιρικών μιονίων κατά τη διάρκεια ενός έτους λειτουργίας του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ.

	Ροή ανερχομένων γεγονότων $\mu^+ + \mu^-$ (ανά έτος)
Αναμενόμενος αριθμός μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα	1700
Αναμενόμενος αριθμός από λάθος ανακατασκευασμένα ατμοσφαιρικά μίονια	777

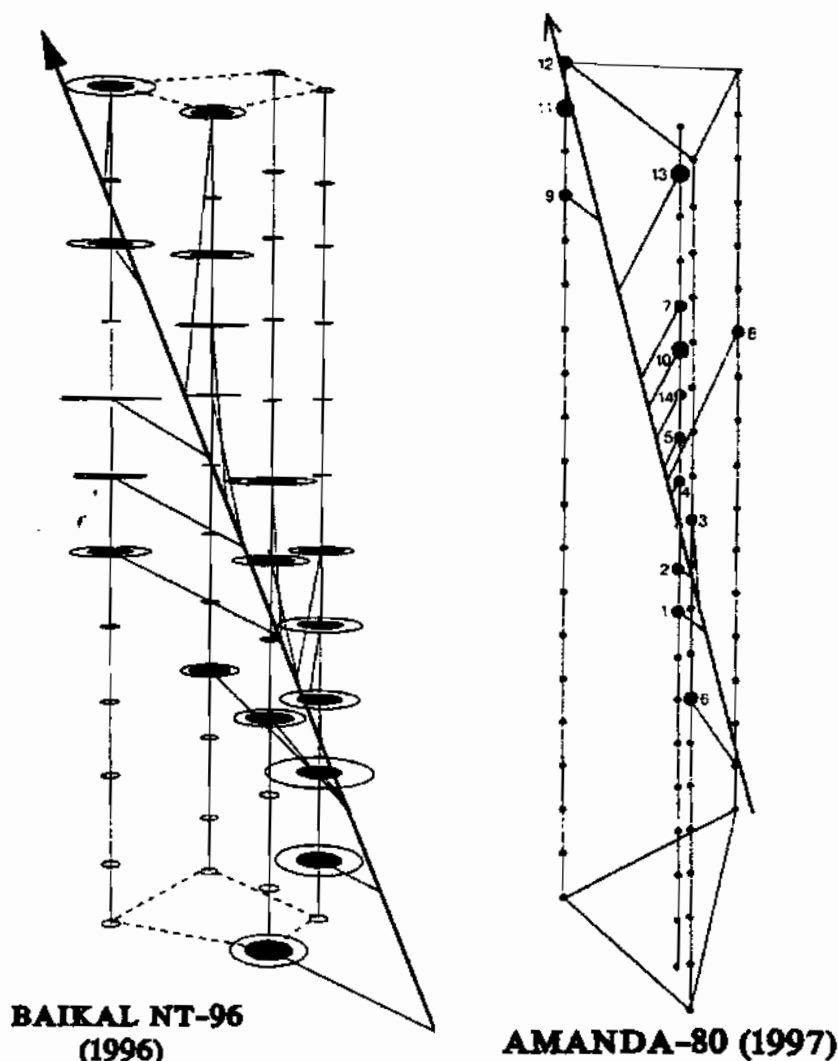
Σύμφωνα με τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στον πίνακα 10.5, ο λόγος σήματος προς θόρυβο για την αναζήτηση ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ είναι:

$$\frac{S}{N} = 2.19$$

καθιστώντας δυνατό τον εντοπισμό μιονίων προερχομένων από ατμοσφαιρικά νετρίνα. Η περαιτέρω ανάπτυξη του αλγορίθμου ανακατασκευής και η αναζήτηση νέων ποιοτικών κριτηρίων μπορεί να οδηγήσει σε αύξηση του λόγου σήματος προς θόρυβο.

Κλείνουμε το κεφάλαιο αυτό με μια σύντομη αναφορά σε πρόσφατα αποτελέσματα από τα δύο τηλεσκόπια νετρίνων, BAIKAL και AMANDA, που βρίσκονται ήδη σε λειτουργία. Ο λόγος σήματος προς θόρυβο στην περίπτωση του NT-96 είναι λίγο μεγαλύτερος της μονάδος

εφόσον επιβληθούν πολύ αυστηρές συνθήκες, που περιορίζουν δραστικά την ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή ($\sim 350\text{m}^2$) και η αναζήτηση επικεντρωθεί σε κώνο ημιγωνίας 50° γύρω από το ναδίρ [123]. Η ανάλυση των δεδομένων που ελήφθησαν μεταξύ 16 Απριλίου και 17 Μαΐου 1996 (18 μέρες lifetime) οδήγησε στον εντοπισμό 3 υποψηφίων ανερχόμενων μιονίων σε ικανοποιητική συμφωνία με τον αναμενόμενο αριθμό μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα, 2.3. Στην εικόνα 10.20 παρουσιάζεται η επικρατέστερη υποψήφια ανερχόμενη τροχιά που προκαλεί ενεργοποίηση 19 καναλιών (38 φωτοπολλαπλασιαστών) [123]. Το μέγεθος των δίσκων γύρω από τη θέση κάθε ενεργοποιημένου καναλιού φωτοπολλαπλασιαστών αποδίδει το καταγραφόμενο φορτίο.



Εικόνα 10.20: Ανερχόμενες τροχιές μιονίων που καταγράφηκαν από τα τηλεσκόπια NT-96 και AMANDA-80. Στην πρώτη περίπτωση η τροχιά περνά τους ποιοτικούς ελέγχους και θα πρέπει να θεωρηθεί ξεκάθαρη ένδειξη αλληλεπίδρασης ατμοσφαιρικού νετρίνου κάτω από τον ανιχνευτή, ενώ στη δεύτερη περίπτωση η τροχιά ελέγχεται καθώς απομακρύνεται στα πλαίσια του ποιοτικού ελέγχου.

Μετά από ανάλυση των δεδομένων από το τηλεσκόπιο AMANDA-80, για χρονικό διάστημα έξι μηνών, δύο υποψήφια ανερχόμενα μίονια εντοπίστηκαν, ενώ ο αναμενόμενος

αριθμός μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα φτάνει τα 60 [131], [273]. Και τα δύο γεγονότα ελέγχονται αφού ο αριθμός των φωτοπολλαπλασιαστών που έχουν ενεργοποιηθεί είναι μικρός, 8 και 14 αντίστοιχα (σημειώνουμε, ότι καμιά ενεργοποίηση δεν απομακρύνεται από το δείγμα στην ανάλυση των γεγονότων αυτών, καθώς στον πάγο η συνεισφορά των τυχαίων ενεργοποιήσεων είναι πολύ μικρή). Επιπλέον οι τροχιές αυτές δεν ικανοποιούν τα ποιοτικά κριτήρια που παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο αυτό. Στην εικόνα 10.20 (δεξιά) παρουσιάζεται η επικρατέστερη εκ των δύο ανερχομένων τροχιών που ανακατασκευάστηκαν από τον ανιχνευτή AMANDA-80.



Ανίχνευση νετρίνων από AGN με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ

[Το ψυχρό μαύρο κενό είχε μείνει πίσω. Οι παλμοί πλησίαζαν τώρα σ'ένα συνηθισμένο κίτρινο αστέρι νάνο που είχε αρχίσει να γεννά τη συνοδεία των κόσμων του σε τούτο το ασήμαντο σύστημα. Είχαν προσπεράσει πλανήτες από υδρογόνο, είχαν εισχωρήσει σε φεγγάρια πάγου, είχαν διατρυπήσει τα οργανικά σύννεφα ενός καταψυγμένου κόσμου στον οποίον σάλευαν κιόλας οι προάγγελοι της ζωής, και άφησαν πίσω τους έναν πλανήτη που είχε περάσει πριν ένα δισεκατομμύριο χρόνια την ακμή της νιότης του. Τώρα οι παλμοί έφταναν σ'ένα ζεστό κόσμο, γαλάζιο και λευκό, που στριφογύριζε στο φόντο των άστρων. Μια συγκεκριμένη μορφή ζωής με στοιχειώδη νοημοσύνη είχε πρόσφατα εξαπλωθεί στην επιφάνεια του πλανήτη. Τα πλάσματα αυτά διέθεταν ήδη προκεχωρημένα φυλάκια στους βυθούς των ωκεανών και σε χαμηλές τροχιές στο διάστημα. Είχαν πλημμυρίσει κάθε γωνιά και τρύπα του μικρού τους κόσμου. Carl Sagan, "CONTACT",

Βασικός στόχος της λειτουργίας των τηλεσκοπίων νετρίνων είναι η ανίχνευση νετρίνων πολύ υψηλών ενεργειών ($>1-10\text{TeV}$) που παράγονται στους κοσμικούς επιταχυντές. Στην ενεργειακή αυτή περιοχή η ροή των ατμοσφαιρικών νετρίνων περιορίζεται σημαντικά - η επίδραση των άμεσων ατμοσφαιρικών νετρίνων δεν είναι ικανή να αλλοιώσει την απότομη μείωση του φάσματος των ατμοσφαιρικών νετρίνων [30] - γεγονός που καθιστά δυνατό τον εντοπισμό νετρίνων προερχομένων από AGN. Με δεδομένη τη μικρή διακριτική ικανότητα των τηλεσκοπίων νετρίνων ως προς τον καθορισμό της ενέργειας των ανιχνευομένων σωματιδίων, το ενδιαφέρον στρέφεται στην απομόνωση με βάση μια σειρά κριτηρίων που εξαρτώνται από την ενέργεια των υψηλοενεργειακών γεγονότων. Η επιβολή των κριτηρίων αυτών οδηγεί σε δραστηκή μείωση της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή για ενέργειες μικρότερες από 10TeV ενώ αντίθετα η ανιχνευτική ικανότητα του τηλεσκοπίου δεν επηρεάζεται σημαντικά στην περιοχή των υψηλότερων ενεργειών. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζουμε ενεργειακά κριτήρια που οδηγούν σε περιορισμό της ευαίσθητης επιφάνειας στην ενεργειακή περιοχή όπου το φάσμα των ατμοσφαιρικών νετρίνων υπερκαλύπτει τη διάχυτη ροή από AGN και χρησιμοποιώντας τη μέθοδο που αναλυτικά παρουσιάστηκε στο κεφάλαιο "Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών" υπολογίζουμε τον αναμενόμενο αριθμό των ανερχομένων μιονίων, προερχομένων από νετρίνα από AGN, σύμφωνα με τα μοντέλα που περιγράφουν τους μηχανισμούς παραγωγής νετρίνων στους κοσμικούς επιταχυντές, στον ανιχνευτή ΝΕΣΤΩΡ κατά τη διάρκεια ενός έτους.

11.1 Προσομοίωση των γεγονότων

Μιόνια με ενέργειες 100GeV , 1TeV , 10TeV , 100TeV , 1PeV και 10PeV προσομοιώθηκαν με τους κώδικες *MC_NESTOR* και *MCN*. Σημειώνουμε, ότι παρά τη διόρθωση που πραγματοποιήσαμε στον κώδικα ώστε να ληφθεί υπόψη η πραγματική κατανομή των χρόνων άφιξης των φωτονίων από τους καταιονισμούς που λαμβάνουν χώρα κατά μήκος της τροχιάς του μιονίου, η υπολογιζόμενη ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή για ενέργεια 100TeV είναι περίπου 10% μεγαλύτερη αυτής που υπολογίζεται όταν για την προσομοίωση χρησιμοποιείται ο ακριβής αλγόριθμος *MC_NESTOR* (βλέπε εικόνα 10.19), για τροχιές που ανακατασκευάζονται

με απόκλιση 5° από την πραγματική τροχιά. Για τροχιές που ανακατασκευάζονται με απόκλιση 40° από την πραγματική τροχιά η διαφοροποίηση είναι μικρότερη του 5%. Επισημαίνουμε το σημείο αυτό καθώς στην αναζήτηση νετρίνων από το διάχυτο υπόβαθρο που δημιουργούν οι κοσμικοί επιταχυντές, ο ακριβής προσδιορισμός της τροχιάς δεν αποτελεί κρίσιμη παράμετρο. Για την εκτίμηση της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή για μόνια ενέργειας 100 TeV χρησιμοποιήθηκε ο αλγόριθμος *MCN*.

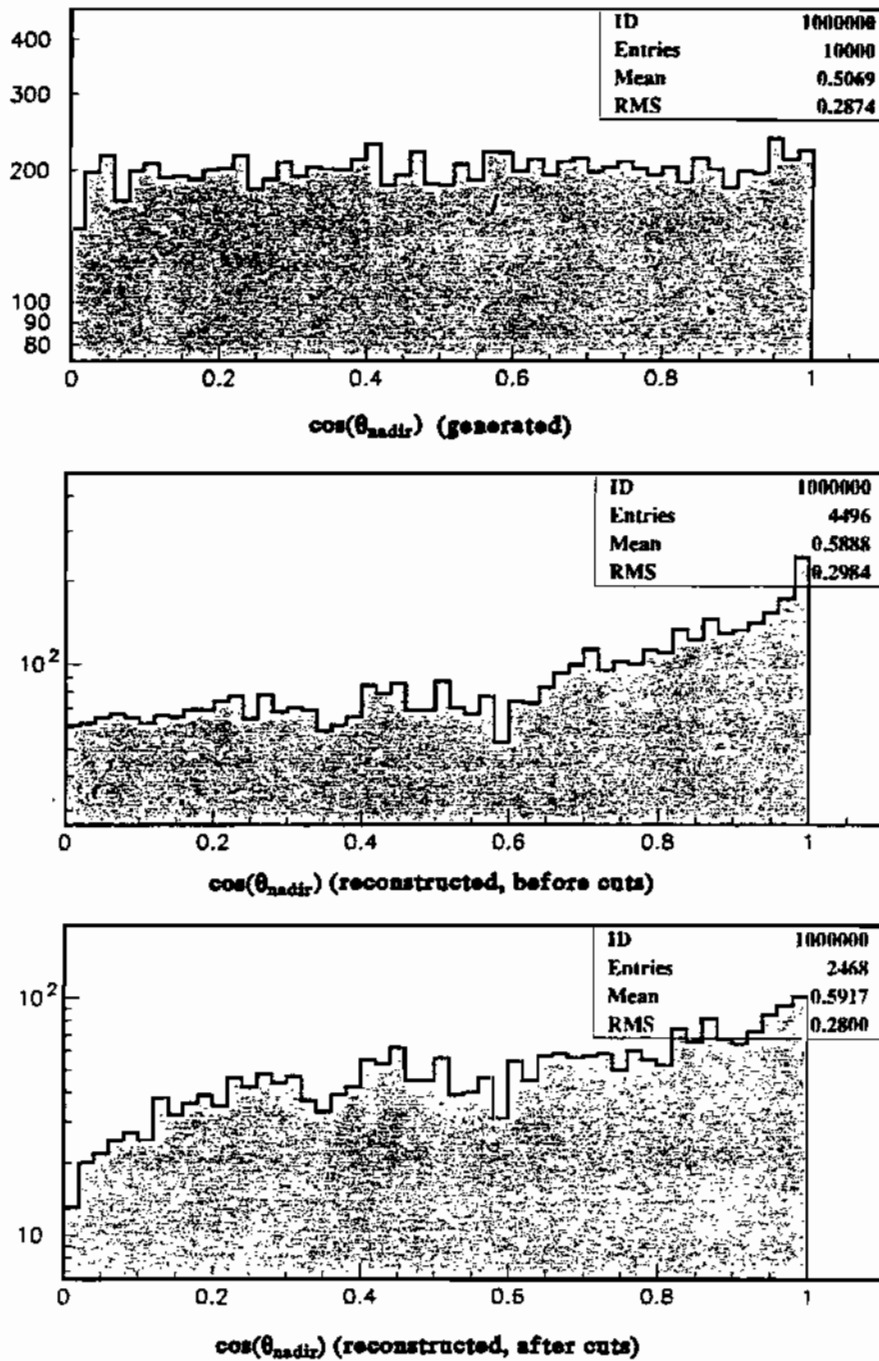
Η γωνιακή κατανομή των μιονίων είναι ομοιόμορφη στο $\cos\theta$ και φ , με τη γωνία θ να κυμαίνεται μεταξύ 90° και 180° ως προς τον κατακόρυφο άξονα. Η προσέγγιση αυτή είναι ικανοποιητική για τα μόνια που προέρχονται από νετρίνα από AGN [177], [273], [274] καθώς για μεγάλες ενέργειες η απορρόφηση των νετρίνων από τη Γη αρχίζει και γίνεται αισθητή με συνέπεια την ελάττωση της αναμενόμενης ροής γύρω από την κατακόρυφο. Στα πλαίσια της μελέτης αυτής 10^4 μόνια δημιουργήθηκαν για κάθε τιμή της ενέργειας. Θα αναφερθούμε διεξοδικά στο ζήτημα της γωνιακής κατανομής των ανερχομένων μιονίων από νετρίνα AGN στο τέλος του κεφαλαίου.

11.2 Υπολογισμός της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή

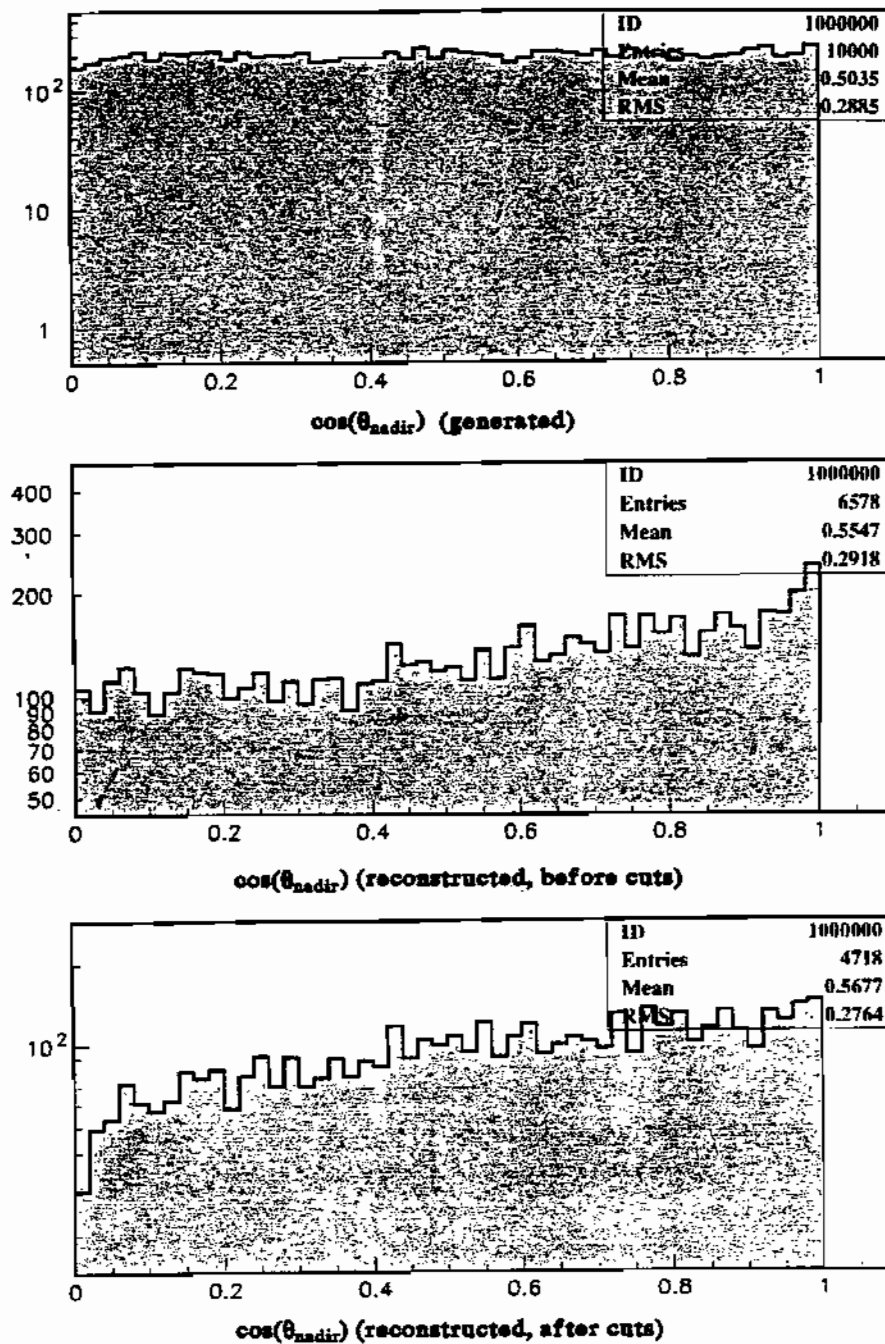
Ο υπολογισμός της μέσης ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή πραγματοποιείται με βάση τη σχέση 10.1. Τα μόνια δημιουργούνται σε δίσκο του οποίου η ακτίνα και η απόσταση από το κέντρο του ανιχνευτή εξαρτώνται από την ενέργεια των προσομοιωμένων μιονίων. Η προσαρμογή των διαστάσεων της επιφάνειας δημιουργίας πραγματοποιείται με τέτοιο τρόπο ώστε να μην περιορίζεται η απόδοση του ανιχνευτή [262]. Η αύξηση της τιμής της επιφάνειας δημιουργίας (βλέπε κεφάλαιο “Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”) οφείλεται στο ότι με την αύξηση της ενέργειας ο ανιχνευτής είναι ικανός να ανιχνεύσει μόνια που διέρχονται σε μεγαλύτερες αποστάσεις, καθώς το παραγόμενο φως είναι σημαντικά αυξημένο. Ο αριθμός $N_R(E_\mu, \bar{\Omega}_\mu)$ αντιπροσωπεύει τον αριθμό των μιονίων που ανακατασκευάστηκαν επιτυχώς και περνούν τα κριτήρια που έχουν επιβληθεί για την απόρριψη του θορύβου από τα ατμοσφαιρικά μόνια, τα οποία περιγράψαμε αναλυτικά στο προηγούμενο κεφάλαιο. Για παράγοντα απόρριψης 3×10^{-6} - μετά την επιβολή των ποιοτικών κριτηρίων για την απομάκρυνση των ατμοσφαιρικών μιονίων που ανακατασκευάζονται ως ανερχόμενα μόνια - η υπολογιζόμενη μέση ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή παρουσιάζεται στην εικόνα 10.19. Τα αποτελέσματα του υπολογισμού για ενέργειες από 100 GeV έως 10 PeV παρατίθενται στον πίνακα 11.1 που ακολουθεί:

Πίνακας 11.1: Η ευαίσθητη επιφάνεια του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ.

E_μ (TeV)	A_{eff} (m ²)
0.1	6427 ± 240
1	8126 ± 275
10	16113 ± 405
100	31000 ± 700
1000	55774 ± 1000
10000	78356 ± 1388



Εικόνα 11.1: Η εικόνα αποδίδει την $\cos\theta$ κατανομή των τροχιών για ανερχόμενα μίονια ενέργειας 100TeV, πριν και μετά την επιβολή των ποιοτικών κριτηρίων για την απόρριψη των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών των ατμοσφαιρικών μιονίων. Σημειώνουμε, ότι στη δεύτερη εικόνα μόνο οι τροχιές που έχουν ανακατασκευαστεί ως ανερχόμενες παρουσιάζονται. Για σύγκριση, στην πρώτη εικόνα αποδίδεται η $\cos\theta$ κατανομή για τα 10000 ανερχόμενα μίονια που προσομοιώθηκαν με τον κώδικα MCN.



Εικόνα 11.2: Η εικόνα αποδίδει την $\cos\theta$ κατανομή των τροχιών για ανερχόμενα μόνια ενέργειας 10PeV, πριν και μετά την επιβολή των ποιοτικών κριτηρίων για την απόρριψη των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών των ατμοσφαιρικών μιονίων. Σημειώνουμε πως στη δεύτερη εικόνα μόνο οι τροχιές που έχουν ανακατασκευαστεί ως ανερχόμενες παρουσιάζονται. Για σύγκριση, στην πρώτη εικόνα αποδίδεται η $\cos\theta$ κατανομή για τα 10000 ανερχόμενα μόνια που προσομοιώθηκαν με τον κώδικα MCN.

Η εξάρτηση της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή από τη διεύθυνση των διερχομένων μιονίων ως προς τον κατακόρυφο άξονα του αποδίδεται στις εικόνες 11.1 και 11.2 για μόνια 100TeV και 10PeV αντίστοιχα. Παρατηρούμε, ότι η ευαίσθητη επιφάνεια περιορίζεται σημαντικά για γωνίες μεγαλύτερες από 70°, ενώ η συντριπτική πλειοψηφία των τροχιών που δημιουργούνται σε γωνίες μικρότερες από 20° ως προς την κατακόρυφο, ανακατασκευάζεται ικανοποιητικά.

11.3 Επιβολή ενεργειακών κριτηρίων

Για να περιοριστεί ο αριθμός των ανιχνευομένων ατμοσφαιρικών νετρίνων, επιβάλλεται η χρήση ενεργειακών κριτηρίων τα οποία οδηγούν σε δραστική μείωση της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή για ενέργειες μικρότερες από 10TeV.

Αναζητώντας τα χαρακτηριστικά των ανακατασκευασμένων υψηλοενεργειακών γεγονότων μπορεί κανείς εύκολα να παρατηρήσει, ότι ο μέσος αριθμός των ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών, το μέσο φορτίο ανά φωτοπολλαπλασιαστή αλλά και το συνολικό φορτίο που καταγράφει ο ανιχνευτής σε κάθε γεγονός, αυξάνονται με την ενέργεια του διερχόμενου μιονίου. Στην πράξη η επιλογή των ποσοτήτων αυτών ως ενεργειακών κριτηρίων δεν κρίνεται ικανοποιητική, καθώς μεγάλο ποσοστό υψηλοενεργειακών μιονίων διερχομένων εκτός των γεωμετρικών ορίων του ανιχνευτή είναι δυνατόν να εναποθέσουν με τη μορφή του καταγραφόμενου φορτίου στους φωτοπολλαπλασιαστές του τηλεσκοπίου, συγκρίσιμο με χαμηλότερης ενέργειας μόνια ποσοστό της ενέργειας τους. Κρίνεται επομένως σκόπιμος ο συνδυασμός των παραπάνω παραμέτρων με τέτοιο τρόπο ώστε η υπολογιζόμενη ποσότητα να εξαρτάται από την απόσταση της τροχιάς του μιονίου από τον ανιχνευτή. Από ένα μεγάλο αριθμό μεταβλητών που εξετάστηκαν για να χρησιμοποιηθούν ως ενεργειακά κριτήρια, δύο έδωσαν πολύ ικανοποιητικά αποτελέσματα. Τα κριτήρια αυτά παρουσιάζονται στη συνέχεια.

Με βάση τις σχέσεις 5.3 και 8.16, το γινόμενο των οποίων αποδίδει τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων που καταγράφονται σε έναν φωτοπολλαπλασιαστή συναρτήσει της απόστασής του από την τροχιά, λαμβάνοντας υπόψη μόνο την απώλεια ενέργειας λόγω ιονισμού¹²⁰, μπορούμε να συνδυάσουμε το μέσο φορτίο που καταγράφει ο κάθε φωτοπολλαπλασιαστής, Q_{tot} / N_{hits} , όπου Q_{tot} είναι το συνολικό φορτίο στο γεγονός και N_{hits} ο αριθμός των ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών στο γεγονός, με τη μέση απόσταση των φωτοπολλαπλασιαστών από την ανακατασκευασμένη τροχιά, D_{tot} / N_{hits} , όπου:

$$D_{tot} = \sum_{N_{hits}} D_{hit}$$

μέσω της σχέσης:

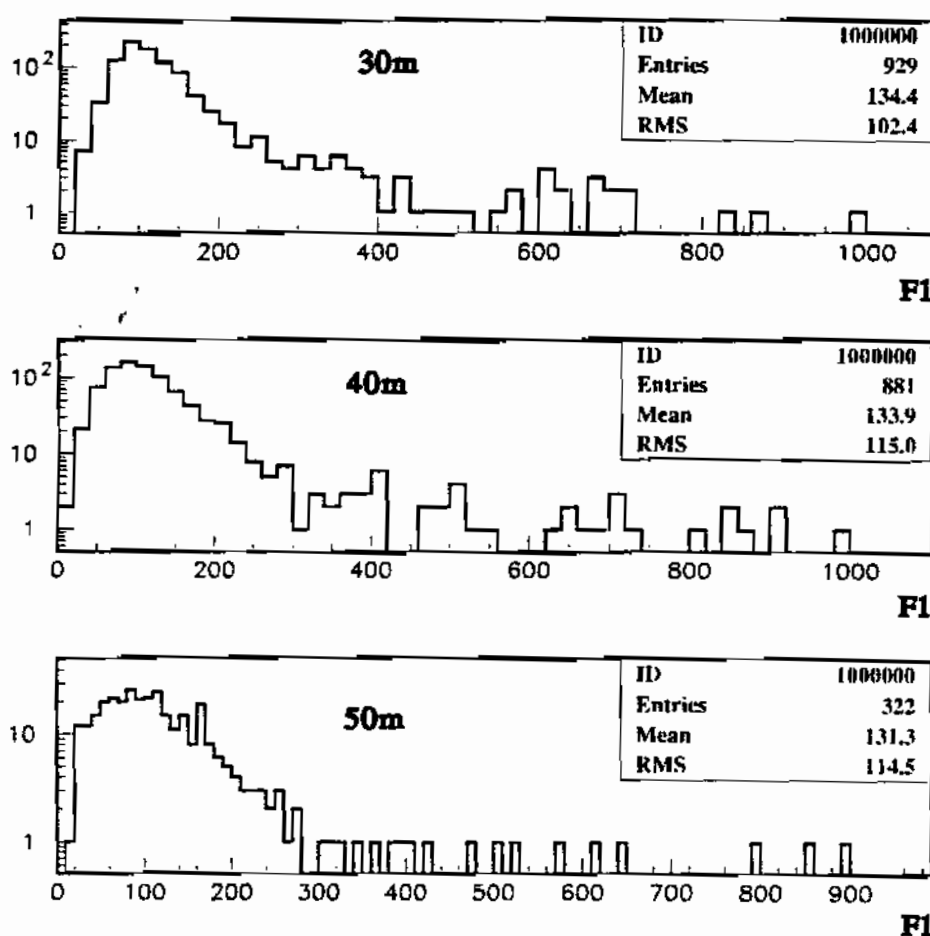
$$\frac{Q_{tot}}{N_{hits}} = F1(E_\mu) \times \left(\frac{D_{tot}}{N_{hits}} \right)^{-1} \times \exp \left[-0.018 \times \frac{D_{tot}}{N_{hits}} \frac{1}{\sin \theta_c} \right]$$

¹²⁰Σημειώνουμε, ότι στόχος της διαδικασίας ανακατασκευής είναι η απομόνωση των ενεργοποιήσεων που οφείλονται σε φωτόνια που προέρχονται απευθείας από την τροχιά (κύρια εξαιτίας της απώλειας ενέργειας του μιονίου λόγω ιονισμού του μέσου) και επομένως κάθε απόκλιση από το υπολογιζόμενο με αυτή τη μέθοδο φορτίο θα πρέπει να αποδοθεί σε παραγωγή φωτός από δευτερεύουσες διαδικασίες.

όπου ο παράγοντας 0.018 αποδίδει το συντελεστή εξασθένησης της ακτινοβολίας Cherenkov κατά τη διέλευση του φωτός από το θαλασσινό νερό. Η ποσότητα $F1(E_\mu)$ εξαρτάται από την ενέργεια του μιονίου καθώς το συνολικό φως που εκπέμπεται κατά μέσον όρο από την τροχιά εξαρτάται από την ενέργεια του διερχομένου μιονίου και υπολογίζεται από τη σχέση:

$$F1(E_\mu) = \frac{Q_{tot}}{N_{hits}} \times \frac{D_{tot}}{N_{hits}} \times \exp \left[0.018 \times \frac{D_{tot}}{N_{hits}} \frac{1}{\sin \theta_c} \right].$$

Για μόνια με ενέργειες μικρότερες από 1TeV η ποσότητα $F1(E_\mu)$ είναι ανεξάρτητη της απόστασης της τροχιάς από τον ανιχνευτή. Στην εικόνα 11.3 παρουσιάζεται η κατανομή των τιμών της $F1$, για μόνια με ενέργεια 100GeV που δημιουργούνται με κατακόρυφες διευθύνσεις σε διαφορετικές αποστάσεις από τον άξονα συμμετρίας του ανιχνευτή.



Εικόνα 11.3: Η ποσότητα $F1$ παρουσιάζεται ανεξάρτητη της απόστασης της τροχιάς από τον ανιχνευτή για ενέργεια 100GeV, καθώς το μεγαλύτερο ποσοστό του ανιχνευόμενου από τους φωτοπολλαπλασιαστές φωτός προέρχεται από ιονισμό και η 5.3 αποδίδει πολύ ικανοποιητικά την εξάρτηση του καταγραφόμενου φορτίου από την απόσταση. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στην εικόνα αφορούν μόνια με κατακόρυφη διεύθυνση σε διαφορετικές αποστάσεις από τον ανιχνευτή.

Για μεγαλύτερες τιμές της ενέργειας το φως που προέρχεται από τους αναπτυσσόμενους καταιονισμούς κατά μήκος της τροχιάς διαφοροποιεί την εξάρτηση του καταγραφόμενου φορτίου από την απόσταση από την τροχιά και επομένως η παράμετρος $F1$ εξαρτάται δραστικά από την απόσταση. Σημειώνουμε, ότι η ακριβής εξάρτηση του καταγραφόμενου φορτίου από την απόσταση της τροχιάς του μιονίου δεν μπορεί να αποδοθεί με ακρίβεια, καθώς με την αύξηση της ενέργειας, σημαντικό ποσοστό φωτός που καταγράφεται από τους φωτοπολλαπλασιαστές, προέρχεται από την ανάπτυξη καταιονισμών. Ο αριθμός των φωτονίων που προέρχονται από τον καταιονισμό, σε απόσταση D από την τροχιά, είναι κατά προσέγγιση αντιστρόφως ανάλογος του τετραγώνου της απόστασης, θεωρώντας σφαιρική ανάπτυξη του καταιονισμού [271]. Αναμένεται πως για τα μεγαλύτερης ενέργειας μίονια, το μέσο φορτίο που θα καταγράφουν οι φωτοπολλαπλασιαστές για τροχιές που διέρχονται στην ίδια μέση απόσταση, θα είναι μεγαλύτερο. Θέτοντας την απαίτηση,

$$F1(E_\mu) > 400$$

μόνο το 14% των μιονίων ενέργειας 1TeV που έχουν ανακατασκευαστεί επιτυχώς παραμένει στο δείγμα, ενώ το 70% των μιονίων ενέργειας 10TeV ικανοποιεί τη συνθήκη. Για μίονια ενέργειας 1PeV το 99% των γεγονότων παραμένει στο δείγμα ενώ για ενέργεια 10PeV το 99.7% από τα ανακατασκευασμένα γεγονότα ικανοποιούν τη συνθήκη. Η συγκεκριμένη τιμή της παραμέτρου επιλέγεται έτσι ώστε να επιτυγχάνεται η μέγιστη απομάκρυνση θορύβου με ταυτόχρονη διατήρηση του μέγιστου αριθμού μιονίων από νετρίνα από AGN (βλέπε παράγραφο “Αναμενόμενη ροή μιονίων από νετρίνα από AGN”). Η ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή ΝΕΣΤΩΡ μετά την επιβολή της συνθήκης παρουσιάζεται στην εικόνα 11.4 (καμπύλη 2). Η δραστική μείωση της ευαίσθητης επιφάνειας για ενέργειες μικρότερες από 10TeV οδηγεί σε σημαντική μείωση του αριθμού των αναμενόμενων μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα καθιστώντας δυνατό τον εντοπισμό των μιονίων από νετρίνα που παράγονται στους AGN.

Επιδιώκοντας την περαιτέρω μείωση της ευαίσθητης επιφάνειας για ενέργειες μικρότερες από 10TeV, αναζητήθηκε ένα επιπρόσθετο ενεργειακό κριτήριο. Η ιδέα βασίζεται στο ότι ένα υψηλοενεργειακό μίονιο αναμένεται να ενεργοποιήσει φωτοπολλαπλασιαστές σε μεγαλύτερη περιοχή του ανιχνευτή, ως προς ένα μίονιο χαμηλότερης ενέργειας. Μέτρο της “ενεργοποιημένης” περιοχής του ανιχνευτή αποτελεί η συνολική απόσταση των ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών από το κέντρο βάρους του γεγονότος¹²¹,

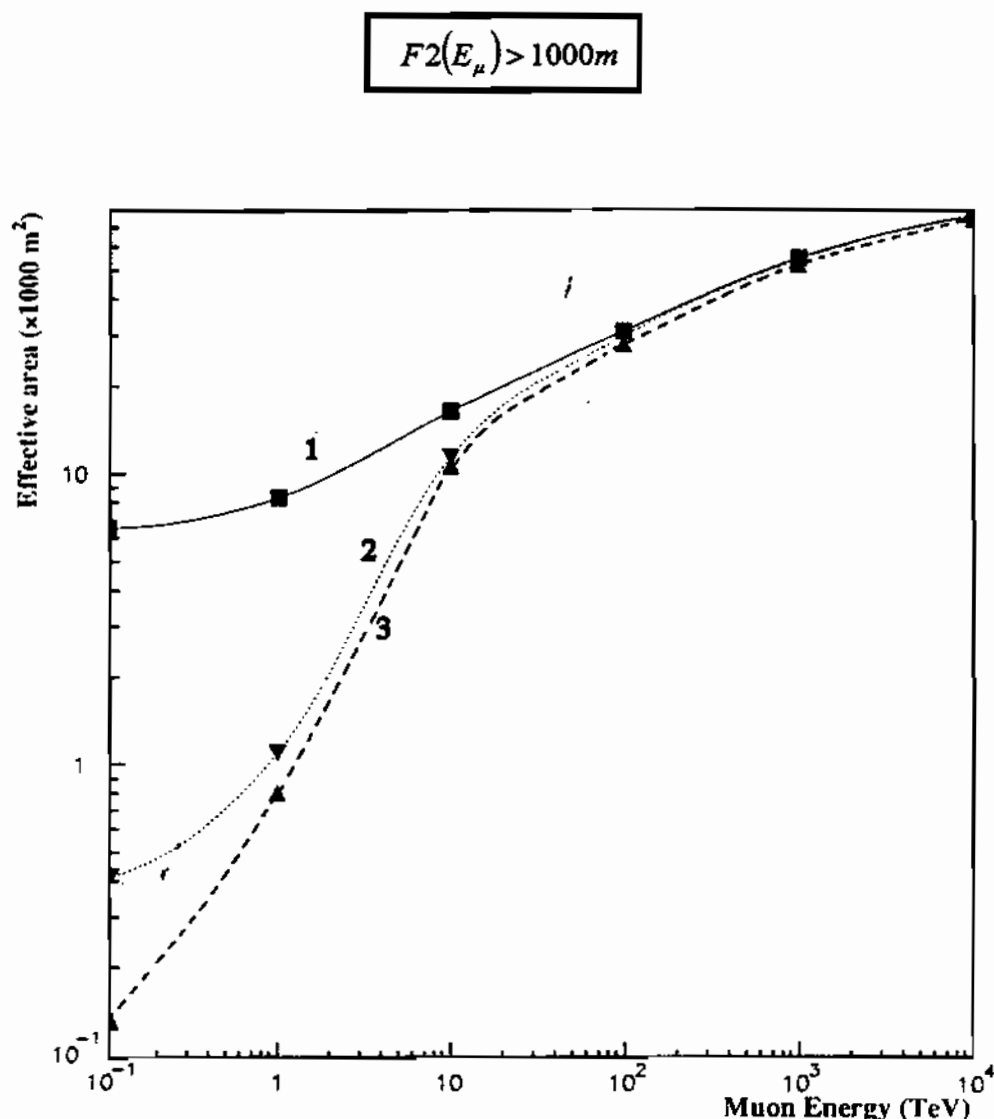
$$F2(E) = \sum_{N_{hit}} \sum_{i=1}^3 (x_{ij} - X_i)^2$$

όπου,

$$X_i = \frac{\sum_{N_{hit}} q_{hit} \times x_i}{\sum_{N_{hit}} q_{hit}}$$

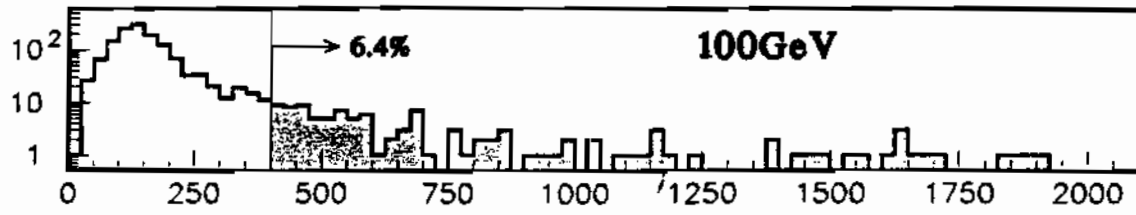
είναι οι συντεταγμένες του κέντρου βάρους του γεγονότος. Ως ενεργειακό κριτήριο χρησιμοποιήθηκε η συνθήκη :

¹²¹ Βλέπε κεφάλαιο “Ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”.

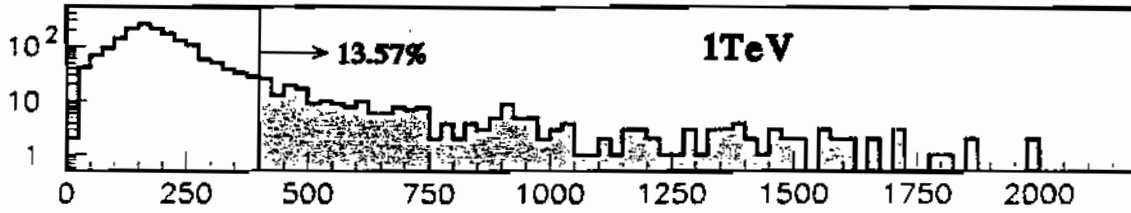


Εικόνα 11.4: Η ευαίσθητη επιφάνεια του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ συναρτήσει της ενέργειας των ανιχνευομένων μιονίων. Η επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων μετατοπίζει το ενεργειακό κατάφλι του ανιχνευτή σε μεγαλύτερες ενέργειες καθιστώντας δυνατό τον περιορισμό της μεγάλης ροής ατμοσφαιρικών μιονίων που αποτελούν την κύρια πηγή θορύβου στην ανίχνευση νετρίνων από εξωγήινες πηγές. Οι διακεκομμένες καμπύλες αποδίδουν την ευαίσθητη περιοχή μετά τη διαδοχική επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων. Σημειώνουμε τη σημαντική περαιτέρω μείωση της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή μετά την επιβολή του δεύτερου κριτηρίου για ενέργειες μικρότερες από 1TeV.

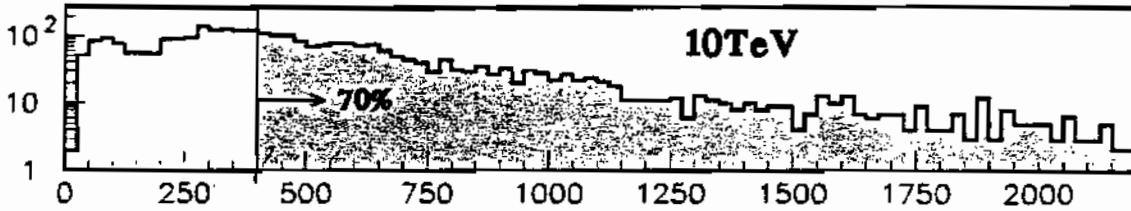
Μετά την επιβολή και του δεύτερου ενεργειακού κριτηρίου η ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή για μόνια 1TeV περιορίζεται στα $772m^2$. Και η τιμή της παραμέτρου αυτής επιλέγεται έτσι ώστε να απομακρύνεται ο μέγιστος αριθμός γεγονότων θορύβου με ταυτόχρονη διατήρηση του μέγιστου αριθμού μιονίων από νετρίνα από AGN. Η ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή μετά την επιβολή και των δύο ενεργειακών κριτηρίων παρουσιάζεται στην εικόνα 11.4 (καμπύλη 3).



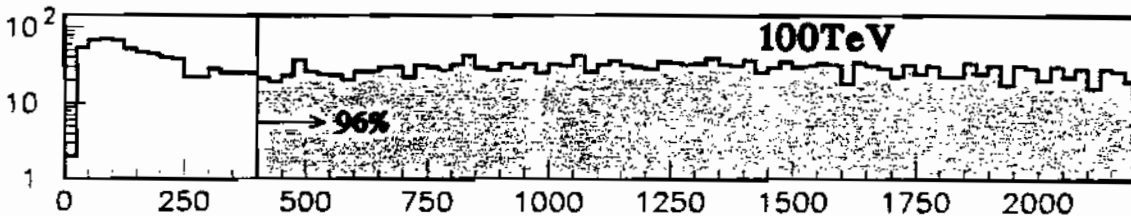
F1



F1



F1

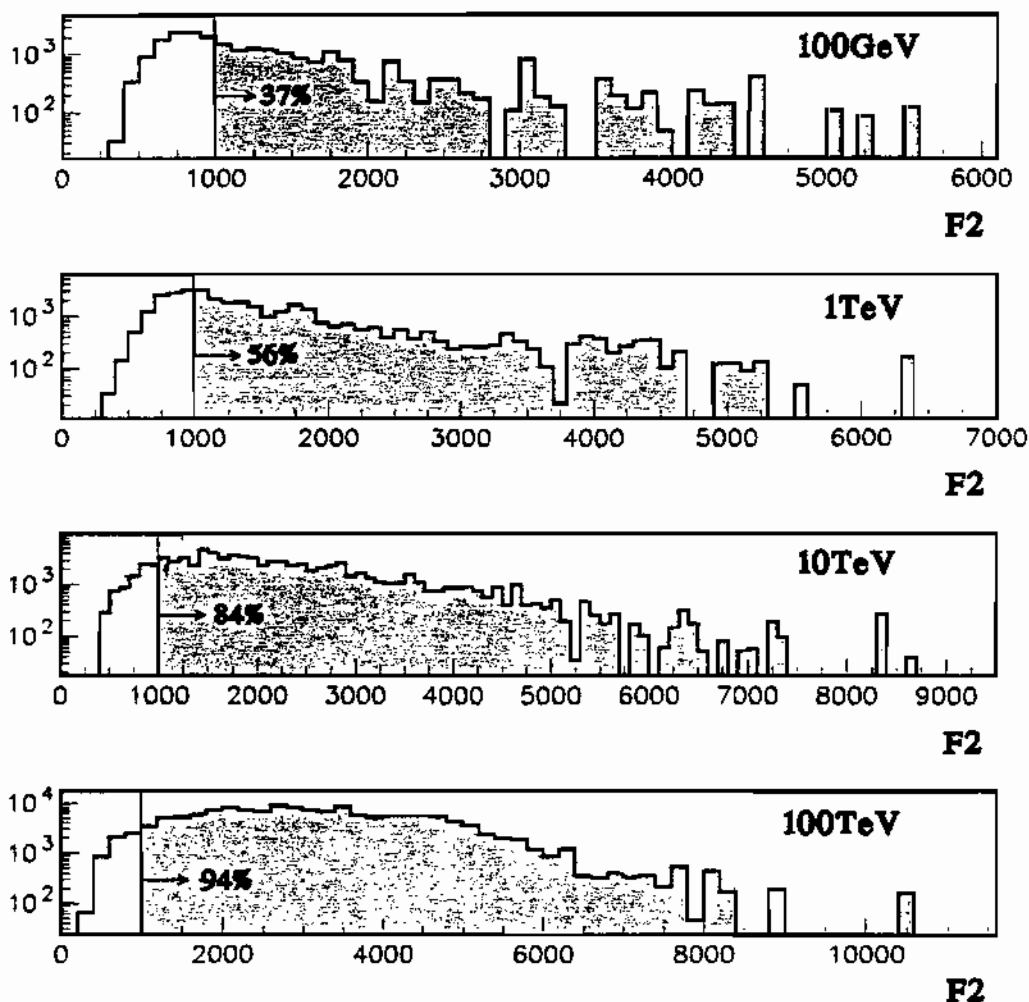


F1

Εικόνα 11.5: Η απαίτηση η παράμετρος $F1(E_\mu)$ να λαμβάνει τιμή μεγαλύτερη από 400 για κάθε ανακατασκευασμένη τροχιά λειτουργεί ως ενεργειακό κριτήριο καθώς μόνο 6.5% εκ των ανερχομένων μιονίων με ενέργεια 100 GeV την ικανοποιούν, ενώ αντίθετα το 96% των ανερχομένων μιονίων με ενέργεια 100 TeV ικανοποιεί τη συνθήκη.

Στις εικόνες 11.5 και 11.6 παρουσιάζεται η κατανομή των παραμέτρων $F1(E_\mu)$ και $F2(E_\mu)$ για 100 GeV, 1 TeV, 10 TeV και 100 TeV αντίστοιχα. Σημειώνουμε, ότι η επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων περιορίζει σημαντικά τον αριθμό των χαμηλοενεργειακών μιονίων στο τελικό δείγμα αλλά σε καμία περίπτωση δεν αποκλείει την πιθανότητα καταγραφής χαμηλοενεργειακών γεγονότων από τον ανιχνευτή. Μιόνια με ενέργεια μικρότερη από 1 TeV που δημιουργούνται εντός της ενεργής περιοχής του τηλεσκοπίου δύσκολα μπορούν να απομακρυνθούν από το δείγμα. Η επιλογή των δύο ενεργειακών συνθηκών που επιβάλλονται στο δείγμα αποβλέπει στη

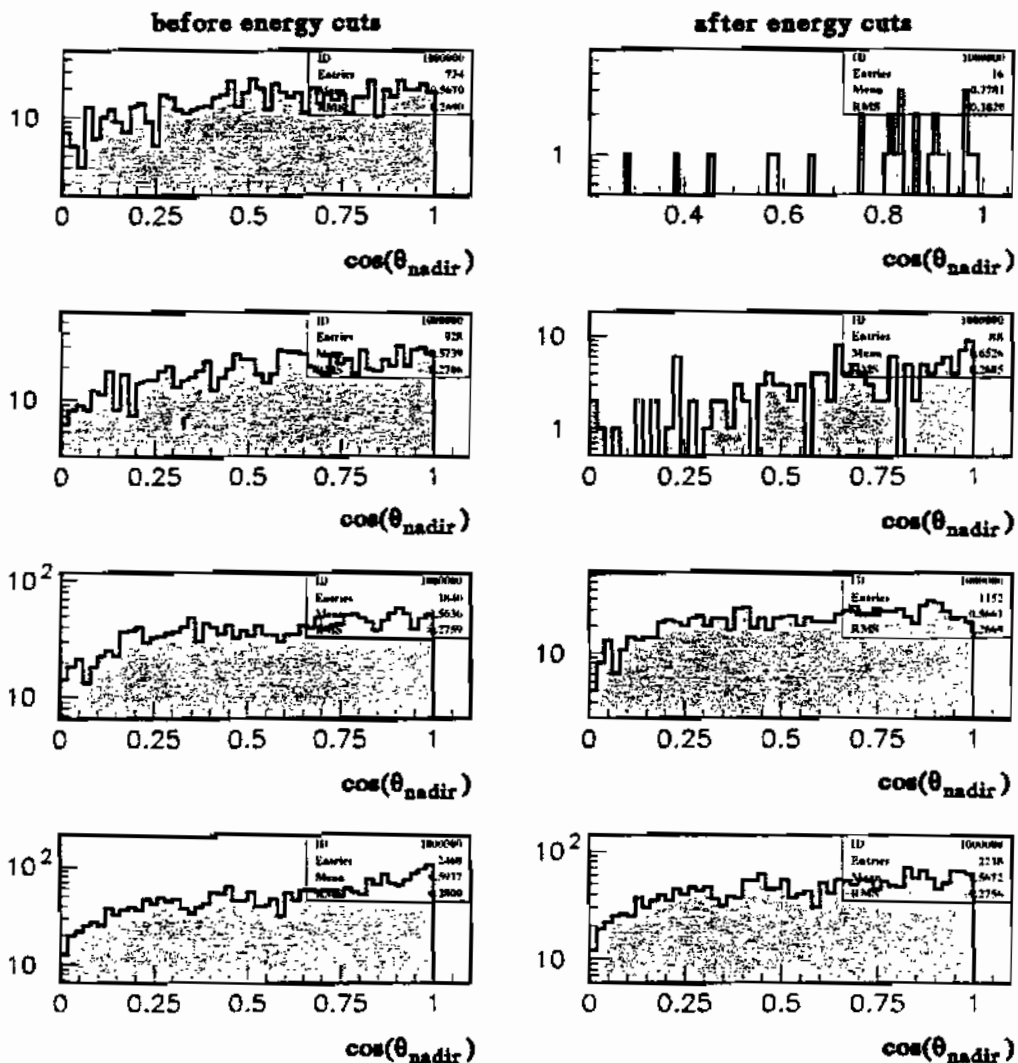
μείωση της συνεισφοράς των εσωτερικών γεγονότων (στη συντριπτική τους πλειοψηφία μόνια από ατμοσφαιρικά νετρίνα) στην αναμενόμενη ροή καθώς θέτουν περιορισμό τόσο στη μέση απόσταση των φωτοπολλαπλασιαστών από την ανακατασκευασμένη τροχιά (αναμένεται μικρή για τα εσωτερικά γεγονότα) όσο και στη συνολική απόσταση των φωτοπολλαπλασιαστών από το κέντρο βάρους του γεγονότος (αναμένεται μικρή για τα χαμηλοενεργειακά εσωτερικά γεγονότα).



Εικόνα 11.6: Η απαίτηση η παράμετρος $F2(E_\mu)$, η οποία εκφράζει τη συνολική απόσταση των ενεργοποιημένων φωτοπολλαπλασιαστών από το κέντρο βάρους του γεγονότος, να λαμβάνει τιμή μεγαλύτερη από 1000m για κάθε ανακατασκευασμένη τροχιά, λειτουργεί ως ενεργειακό κριτήριο καθώς το 37% εκ των ανερχομένων μιονίων με ενέργεια 100GeV την ικανοποιούν, ενώ αντίθετα το 94% των ανερχομένων μιονίων με ενέργεια 100TeV ικανοποιεί τη συνθήκη.

Οι παράμετροι $F1(E_\mu)$ και $F2(E_\mu)$ υπολογίστηκαν επίσης για τις δύο λάθος ανακατασκευασμένες τροχιές που παραμένουν στο δείγμα μετά την επιβολή των ποιοτικών κριτηρίων στις ανακατασκευασμένες τροχιές των ατμοσφαιρικών μιονίων (βλέπε κεφάλαιο “Ανίχνευση ατμοσφαιρικών μιονίων με το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ”). Οι συνθήκες που

επιβάλλονται απομακρύνουν τα γεγονότα αυτά από το δείγμα, περιορίζοντας τον παράγοντα απόρριψης υποβάθρου σε τιμή μικρότερη από 1.5×10^{-6} . Ο αναμενόμενος αριθμός των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών ατμοσφαιρικών μιονίων, κατά τη διάρκεια ενός έτους, θα είναι μικρότερος από 388. Το δείγμα των προσομοιωμένων δεν είναι αρκετό για τον ακριβή προσδιορισμό του αναμενόμενου αριθμού λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών. Στον πίνακα 11.2 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του υπολογισμού της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή για ενέργειες από 100GeV έως 10PeV μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων. Σημειώνουμε, ότι για ενέργεια 100GeV η ευαίσθητη επιφάνεια περιορίζεται στα 130m^2 . Σε παρένθεση παρουσιάζεται η ελάττωση (%) της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων για τις αντίστοιχες τιμές της ενέργειας.

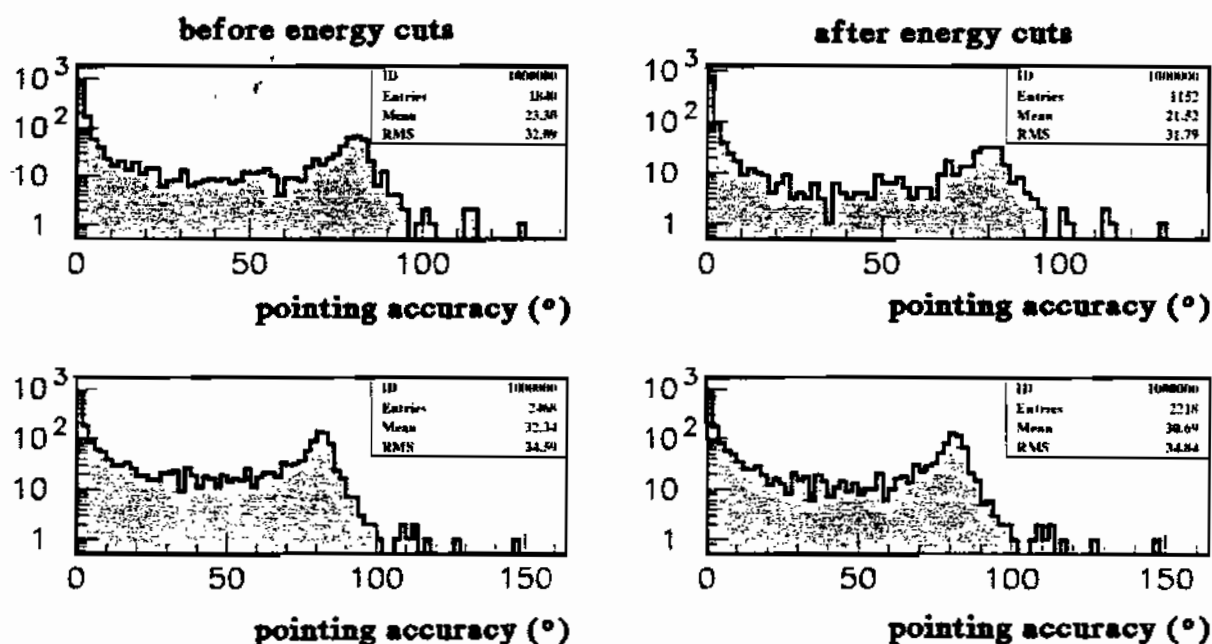


Εικόνα 11.7: Η γωνιακή κατανομή των ανακατασκευασμένων τροχιών, πριν και μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων σε ανερχόμενα μίονια με ενέργειες 100GeV, 1TeV, 10TeV, 100TeV (από επάνω προς τα κάτω). Η επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων δεν αλλοιώνει τη γωνιακή κατανομή των ανακατασκευασμένων τροχιών.

Πίνακας 11.2: Η ευαίσθητη επιφάνεια του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων.

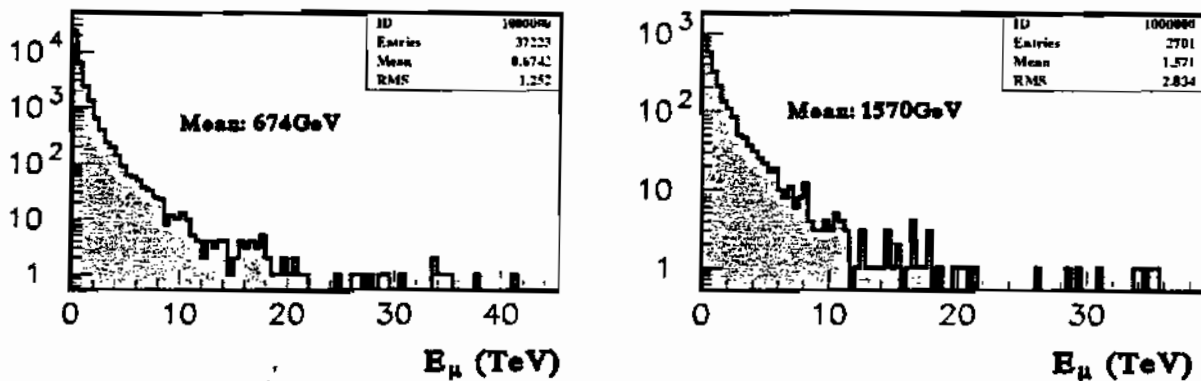
E_μ (TeV)	A_{eff} (m ²)
0.1	130 ± 35 (98%)
1	770 ± 78 (90.5%)
10	9990 ± 307 (38%)
100	27900 ± 687 (10%)
1000	52980 ± 969 (5%)
10000	77340 ± 1366 (1.3%)

Η επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων δεν αλλοιώνει τη γωνιακή κατανομή των ανακατασκευασμένων τροχιών. Στην εικόνα 11.7 παρουσιάζεται η γωνιακή κατανομή των ανακατασκευασμένων τροχιών πριν και μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων, για ανερχόμενα μόνια με ενέργειες 100GeV, 1TeV, 10TeV και 100TeV. Επιπλέον βελτιώνει - σε μικρό βαθμό - τη μέση απόκλιση των ανακατασκευασμένων τροχιών από τις πραγματικές, όπως φαίνεται στην εικόνα 11.8 για ανερχόμενα μόνια με ενέργειες 10TeV και 100TeV.



Εικόνα 11.8: Η γωνιακή απόκλιση των ανακατασκευασμένων τροχιών ως προς τις πραγματικές τροχιές, πριν και μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων σε ανερχόμενα μόνια με ενέργειες 10TeV (επάνω) και 100TeV (κάτω). Η επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων βελτιώνει σε μικρό βαθμό τη διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή ως προς τον προσδιορισμό της διεύθυνσης της τροχιάς του ανιχνευομένου σωματιδίου.

Η επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων μετατοπίζει το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή από το επίπεδο των 20 GeV σχεδόν στο 1 TeV καθιστώντας δυνατή την ανίχνευση μιονίων από νετρίνα που προέρχονται από εξωγήινες πηγές. Επισημαίνουμε, ότι το ενεργειακό κατώφλι ενός τηλεσκοπίου νετρίνων δεν μπορεί να καθοριστεί αυστηρά, καθώς μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων η πιθανότητα καταγραφής χαμηλοενεργειακών γεγονότων είναι πολύ μικρή αλλά όχι αμελητέα. Επιβάλλοντας τα ενεργειακά κριτήρια στο δείγμα των ατμοσφαιρικών μιονίων που ανακατασκευάζονται επιτυχώς μπορούμε να παρατηρήσουμε τη σημαντική μετατόπιση της μέσης τιμής της ενέργειας των ανακατασκευασμένων μιονίων, από τα 670 GeV στα 1570 GeV. Στην εικόνα 11.9 παρουσιάζεται το ενεργειακό φάσμα των ανακατασκευασμένων ατμοσφαιρικών μιονίων, πριν και μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων.



Εικόνα 11.9: Το ενεργειακό φάσμα δείγματος ανακατασκευασμένων ατμοσφαιρικών μιονίων πριν και μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων. Η επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων αυξάνει σημαντικά τη μέση ενέργεια των ανακατασκευασμένων γεγονότων.

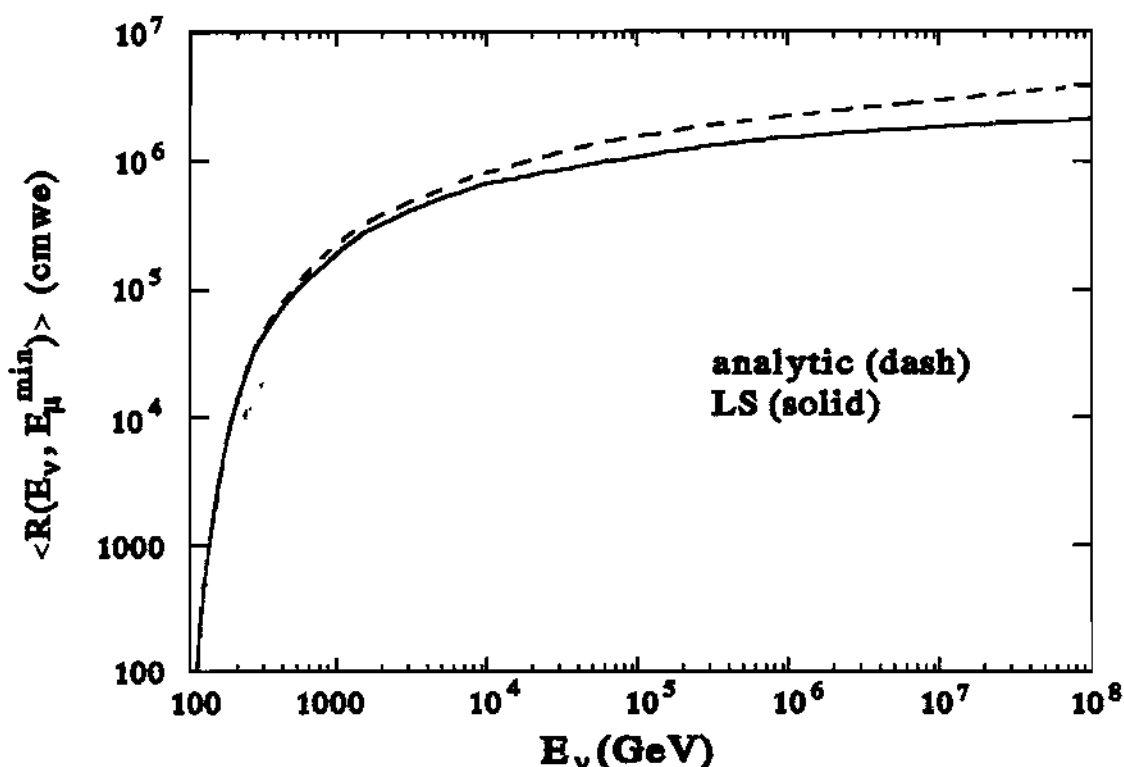
Στην παράγραφο που ακολουθεί θα πραγματοποιήσουμε τον υπολογισμό του αριθμού των αναμενόμενων υψηλοενεργειακών γεγονότων από το διάχυτο υπόβαθρο των AGN στον ανιχνευτή ΝΕΣΤΩΡ, με βάση την ευαίσθητη επιφάνεια του τηλεσκοπίου, για τρία διαφορετικά θεωρητικά μοντέλα που περιγράφουν τους μηχανισμούς παραγωγής νετρίνων στους AGN. Η διακριτική ικανότητα του τηλεσκοπίου ως προς τη διεύθυνση του διερχόμενου μιονίου δεν επιτρέπει στο πρώτο στάδιο ανάπτυξης του ανιχνευτή (ένας πύργος) τον εντοπισμό σημειακών πηγών, λόγω των πολύ μικρών αναμενόμενων ροών από αυτές. Αντίθετα, όπως θα δούμε, είναι δυνατή η καταγραφή της διάχυτης ροής νετρίνων από το σύνολο των AGN καθώς δεν απαιτείται ακριβής εντοπισμός των πηγών.

11.4 Αναμενόμενη ροή μιονίων από νετρίνα από AGN

Η αναμενόμενη ροή νετρίνων από το σύνολο των AGN είναι ισοτροπική. Όπως είδαμε αναλυτικά στα κεφάλαια “Αστροφυσική νετρίνων υψηλών ενεργειών”, η αναμενόμενη ροή των παραγομένων μιονίων σε έναν ανιχνευτή καθορίζεται από την εξασθένιση της αρχικής δέσμης νετρίνων κατά τη διέλευσή της από τη Γη και από την πιθανότητα μετατροπής του νετρίνου σε μόνιο με ενέργεια μεγαλύτερη από $E_{\mu}^{\min}$, τιμή που καθορίζει το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή. Η εξασθένιση της δέσμης αποδίδεται από τον παράγοντα εξασθένισης (σχέση 2.10), ενώ η πιθανότητα παραγωγής μιονίου με ενέργεια μεγαλύτερη από το ενεργειακό κατώφλι του

ανιχνευτή υπολογίζεται μέσω της σχέσης 2.12. Η εξάρτηση της μέσης εμβέλειας του μιονίου, για ενεργειακό κατώφλι 100GeV^{122} , από την ενέργεια παρουσιάζεται στην εικόνα 11.10. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζεται ο υπολογισμός των Lipari και Stanev [219] για τη μέση εμβέλεια, ο οποίος οδηγεί σε ελάττωση του αναμενόμενου αριθμού μιονίων από ανερχόμενα νετρίνα. Η αναμενόμενη ροή μιονίων κάτω από τον ορίζοντα, ανά μονάδα επιφάνειας, δίνεται από τη σχέση:

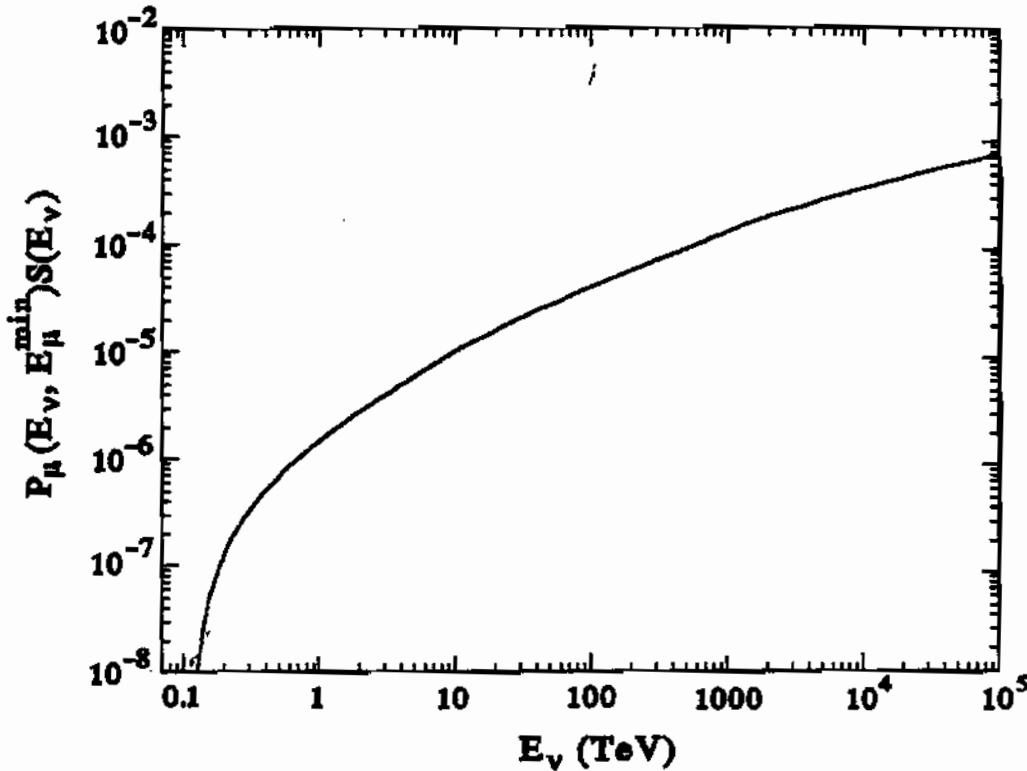
$$dN_{\mu^+\mu^-}(>E_\mu^{\min}) = \int dE_\nu P_\mu(E_\nu, E_\mu^{\min}) S(E_\nu) \frac{dN_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}}{dE_\nu} \quad (11.1)$$



Εικόνα 11.10: Η ενεργός εμβέλεια του μιονίου, όπως προκύπτει από τον αναλυτικό υπολογισμό και τον υπολογισμό των Lipari και Stanev (LS) [219] για ενεργειακό κατώφλι 100GeV . Στον υπολογισμό των Lipari και Stanev η εξάρτηση των παραμέτρων a , και b από την ενέργεια λαμβάνεται υπόψη, με αποτέλεσμα τη μείωση της μέσης εμβέλειας για μεγάλες τιμές της ενέργειας σε σχέση με τον αναλυτικό υπολογισμό. Ο αναμενόμενος αριθμός των γεγονότων περιορίζεται κατά 20%-30%, ανάλογα με το μοντέλο που αποδίδει τη ροή στην περίπτωση αυτή.

¹²² Θεωρούμε, ότι το ενεργειακό κατώφλι του ανιχνευτή είναι 100GeV για τα διερχόμενα μίονια. Η ευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή για διερχόμενα μίονια ενέργειας 100GeV είναι μόνο 170m^2 .

Στην εικόνα 11.11 παρουσιάζεται η ενεργειακή εξάρτηση του γινομένου $P_\mu(E_\nu, E_\mu^{\min})S(E_\nu)$ για ενεργειακό κατώφλι, $E_\mu^{\min}=100\text{GeV}$. Η ροή των νετρίνων καθορίζεται από το μοντέλο που περιγράφει το μηχανισμό παραγωγής τους στους AGN.



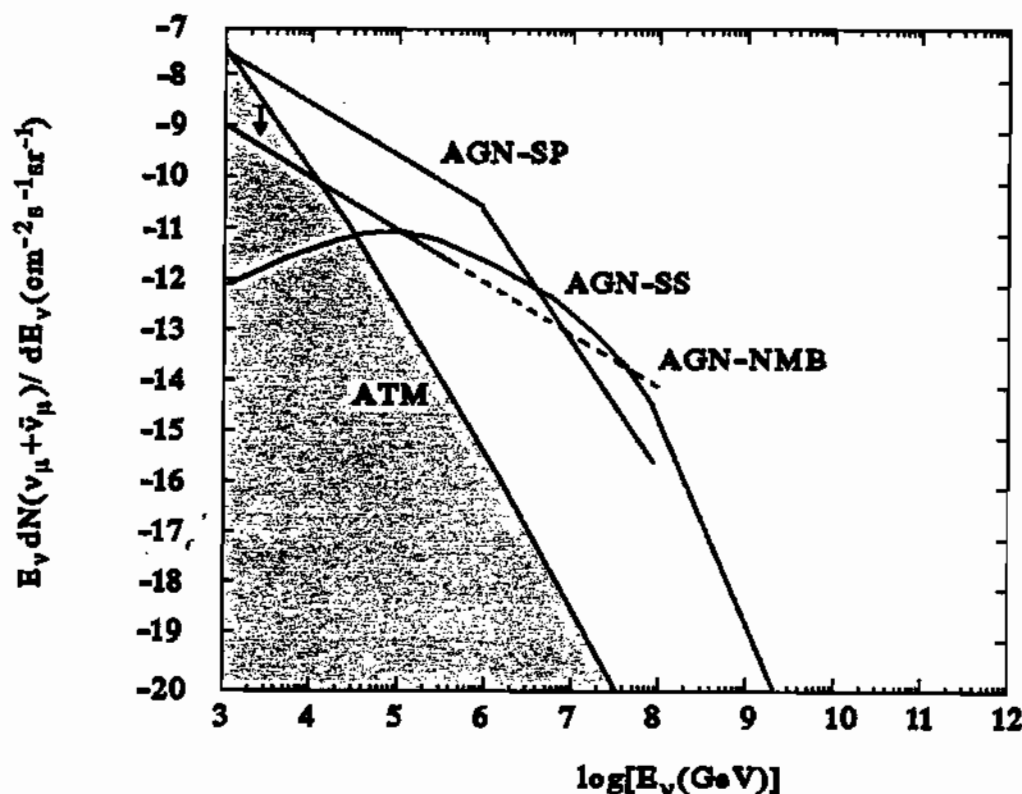
Εικόνα 11.11: Το γινόμενο $P_\mu(E_\nu, E_\mu^{\min})S(E_\nu)$, όπως προκύπτει από τον αναλυτικό υπολογισμό της εμβέλειας του μιονίου για ενεργειακό κατώφλι 100GeV , χρησιμοποιώντας τη συνολική ενεργό διατομή των αλληλεπιδράσεων των νετρίνων για τον προσδιορισμό του παράγοντα εξασθένισης.

Σημαντικός αριθμός υπολογισμών έχει πραγματοποιηθεί για την εκτίμηση της ισοτροπικής ροής των νετρίνων που προέρχονται από το διάχυτο υπόβαθρο που συνθέτουν οι AGN [67], [271], [272]. Στην εικόνα 11.12 παρουσιάζονται οι ροές νετρίνων και αντινετρίνων μιονίου, που υπολογίζονται με βάση τρία αντιπροσωπευτικά μοντέλα, στην επιφάνεια της Γης. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζεται η μέση ροή ατμοσφαιρικών νετρίνων (ATM) η οποία κυριαρχεί σε ενέργειες μικρότερες από 1TeV .

Η ροή νετρίνων που υπολογίστηκε από τους Stecker και Salamon [106] και σημειώνεται με AGN-SS στην εικόνα, προκύπτει λαμβάνοντας υπόψη τη συνεισφορά των pp και $p\gamma$ αλληλεπιδράσεων στο δίσκο επικάθησης των AGN. Στο μοντέλο των Nellen, Mannheim και Bierman (AGN-NMB) οι pp αλληλεπιδράσεις είναι η κύρια πηγή νετρίνων. Η ροή που προκύπτει περιγράφεται από τον εκθετικό νόμο [69]:

$$\frac{dN_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}}{dE_\nu} = 1.13 \times 10^{-12} \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$$

για $E_\nu \leq 4 \times 10^5 \text{ GeV}$. Για μεγαλύτερες ενέργειες οι Gandhi et al. [30] επεκτείνουν το ενεργειακό φάσμα που αποδίδεται από το μοντέλο αυτό μέχρι και $E_\nu = 10^8 \text{ GeV}$.



Εικόνα 11.12: Οι αναμενόμενες ροές νετρίνων και αντινετρίνων μιονίου από AGN στην επιφάνεια της Γης. Οι ισοτροπικές ροές υπολογίζονται με βάση τρία αντιπροσωπευτικά μοντέλα που περιγράφουν τους μηχανισμούς παραγωγής νετρίνων στους κοσμικούς επιταχυντές. Στην εικόνα παρουσιάζεται επίσης η μέση ροή ατμοσφαιρικών νετρίνων [34] για σύγκριση. Σημειώνεται επίσης το ανώτατο επιτρεπτό όριο υπέρβασης της ροής των ατμοσφαιρικών νετρίνων που τέθηκε από το πείραμα Frejus [107].

Οι Szabo και Protheroe [29] επεκτείνουν το μοντέλο των Stecker και Salamon, λαμβάνοντας υπόψη τις διαδικασίες παραγωγής νετρίνων στους radio-quiet AGN και στις κεντρικές περιοχές radio-loud AGN, υπολογίζουν πολύ υψηλότερες ροές στην ενεργειακή περιοχή μεταξύ 1 TeV και 1000 TeV. Το ενεργειακό φάσμα που προκύπτει (AGN-SP) μπορεί να παραμετροποιηθεί με τον εκθετικό νόμο:

$$\frac{dN_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}}{dE_\nu} = \begin{cases} 10^{-10.5} \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ TeV}} \right)^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1}, & E_\nu \leq 10^3 \text{ TeV} \\ 10^{-6} \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ TeV}} \right)^{-3.5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1}, & E_\nu \leq 10^3 \text{ TeV} \end{cases}$$

Σημειώνουμε, ότι στην ενεργειακή περιοχή μεταξύ 1TeV και 10TeV η αναμενόμενη ροή από το μοντέλο των Szabo και Protheroe απορρίπτεται με βάση το ανώτατο όριο που τίθεται από το πείραμα Frejus [107].

Ο συνολικός ρυθμός των μιονίων σε ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια $A_{\text{eff}}(E_\mu)$ υπολογίζεται από τη σχέση:

$$N_{\mu^+ + \mu^-}(> E_\mu^{\text{min}}) = \int dE_\mu \frac{dN_{\mu^+ + \mu^-}(E_\mu^{\text{min}})}{dE_\mu} A_{\text{eff}}(E_\mu)$$

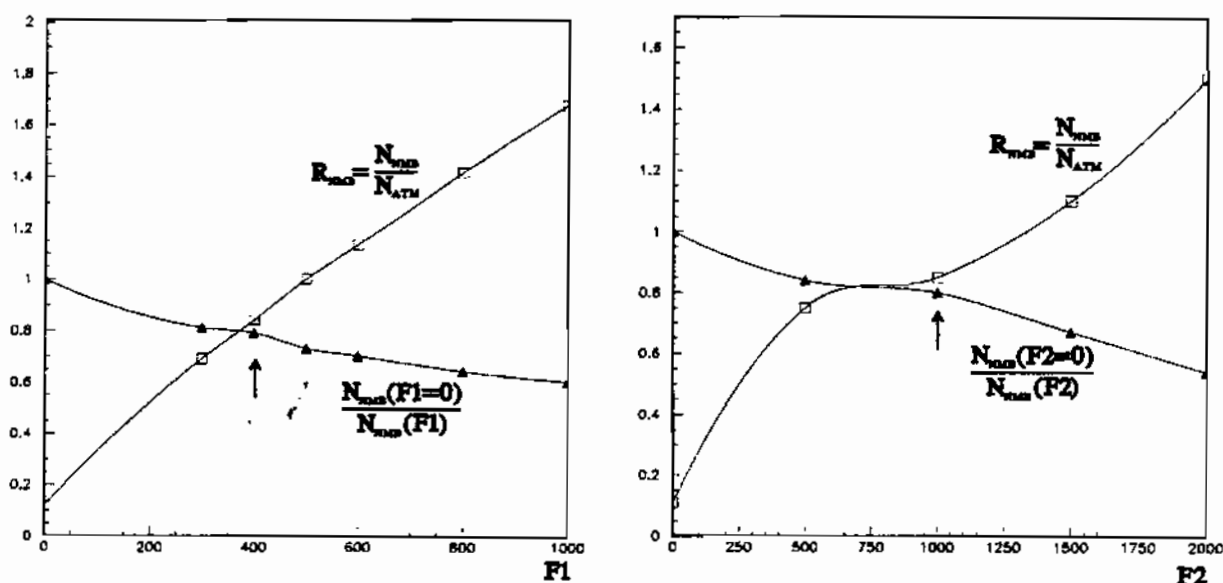
Στην τελευταία σχέση η ακριβής εξάρτηση της ευαίσθητης επιφάνειας του ανιχνευτή από την πολική γωνία, θα πρέπει να εισαχθεί στον υπολογισμό (βλέπε εικόνες 11.1 και 11.2), όπως στην περίπτωση του υπολογισμού του αναμενόμενου αριθμού μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα. Μπορούμε όμως να υπολογίσουμε τον αναμενόμενο αριθμό γεγονότων προσεγγιστικά χρησιμοποιώντας την τιμή της μέσης ευαίσθητης επιφάνειας για την κάθε τιμή της ενέργειας και στη συνέχεια ολοκληρώνοντας σε ολόκληρο το κάτω ημισφαίριο του ανιχνευτή. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στον πίνακα 11.3.

Πίνακας 11.3: Αναμενόμενος αριθμός ανερχομένων μιονίων ($\mu^+ + \mu^-$), σε χρονικό διάστημα ενός έτους, που προκύπτουν από αλληλεπιδράσεις $\nu_\mu N$ και $\bar{\nu}_\mu N$, για το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ πριν και μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων. Τα καταγραφόμενα μίονια από ατμοσφαιρικά νετρίνα, που αποτελούν την ισχυρότερη πηγή θορύβου στην ανίχνευση μιονίων από νετρίνα από εξωγήινες πηγές περιορίζονται δραστικά μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων. Στην τελευταία γραμμή του πίνακα παρουσιάζεται το επίσης ισχυρό υπόβαθρο από τις λάθος ανακατασκευασμένες τροχιές των ατμοσφαιρικών μιονίων. Μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων, από το αρχικό δείγμα των 643481 προσομοιωμένων ατμοσφαιρικών μιονίων καμία τροχιά δεν ανακατασκευάζεται ως ανερχόμενη.

	Πριν την επιβολή ενεργειακών κριτηρίων	Μετά την επιβολή ενεργειακών κριτηρίων
ATM [34]	1770	194
AGN-SS [106]	277	261
AGN-NMB [69]	207	164
AGN-SP [29]	8161	4191
Ατμοσφαιρικά μίονια	777	< 388

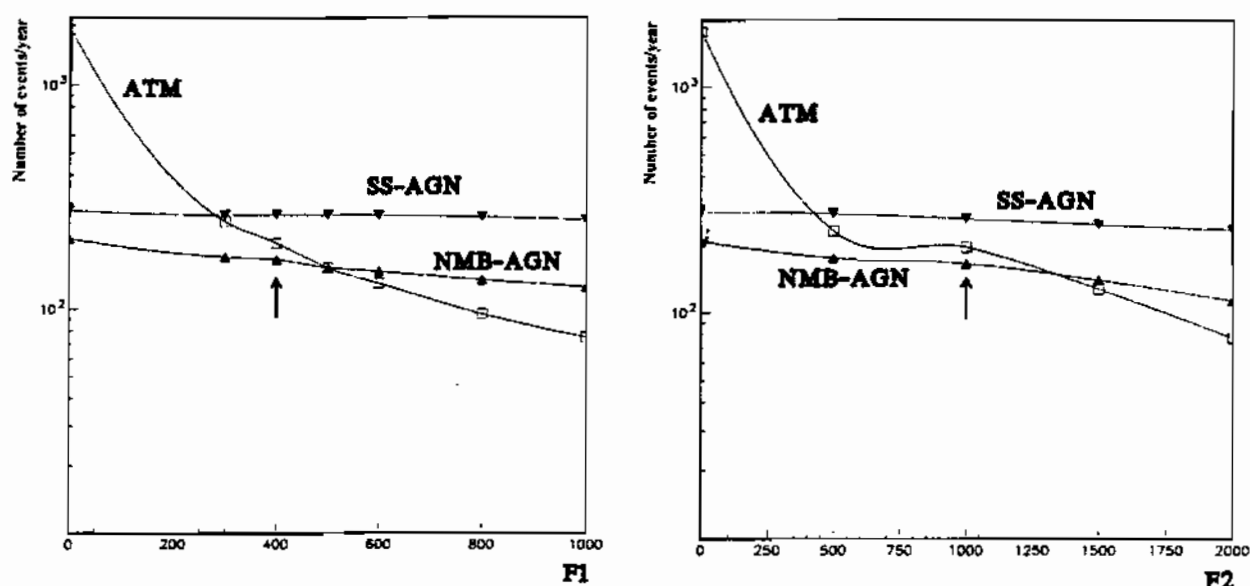
Στον πίνακα 11.3 παρουσιάζεται ο αναμενόμενος αριθμός ανερχομένων μιονίων ($\mu^+ + \mu^-$) για χρονικό διάστημα ενός έτους, για το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ, πριν και μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων. Πριν την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων, τα μίονια από τα

ατμοσφαιρικά νετρίνα και οι λάθος ανακατασκευασμένες τροχιές των ατμοσφαιρικών μιονίων διαμορφώνουν ένα ισχυρό υπόβαθρο για τις χαμηλότερες από τις αναμενόμενες ροές. Ο λόγος του σήματος προς το θόρυβο είναι περίπου 0.08. Μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων ο λόγος αναμένεται να είναι μεγαλύτερος από 0.3 για τη ροή που υπολογίζεται σύμφωνα με το μοντέλο των Nellen, Mannheim, Bierman. Στην περίπτωση που το μοντέλο των Szabo, Protheroe προβλέπει την πραγματική ροή νετρίνων από AGN, παρά την απόρριψή του από τα δεδομένα του πειράματος Frejus, η ανίχνευση των γεγονότων αυτών θα είναι "εύκολη υπόθεση" για τον ανιχνευτή ΝΕΣΤΩΡ. Στην εικόνα 11.13 παρουσιάζεται η εξάρτηση του εναπομείναντος αριθμού γεγονότων, που υπολογίζεται σύμφωνα με το μοντέλο των Nellen, Mannheim, Bierman και του λόγου τους ως προς τον αριθμό των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα, από την τιμή των παραμέτρων $F1$ και $F2$. Το υπόβαθρο που διαμορφώνουν τα ατμοσφαιρικά μίονια δεν λαμβάνεται υπόψη στην περίπτωση αυτή.



Εικόνα 11.13: Το ποσοστό των ανερχομένων μιονίων από AGN που παραμένει μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων, σύμφωνα με το μοντέλο των Nellen, Mannheim, Bierman, στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ για χρονικό διάστημα ενός έτους, εκφράζεται συναρτήσει των τιμών των παραμέτρων $F1$ και $F2$. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζεται ο λόγος των ανερχομένων μιονίων από AGN προς τον αριθμό των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα που διαμορφώνουν την κύρια πηγή θορύβου. Με βέλη σημειώνονται οι επιλεγμένες τιμές των παραμέτρων για τις οποίες καθίσταται δυνατή η διάκριση των μιονίων από νετρίνα από AGN, ενώ ταυτόχρονα σημαντικός αριθμός γεγονότων καταγράφεται για την περίπτωση της χαμηλότερης ροής.

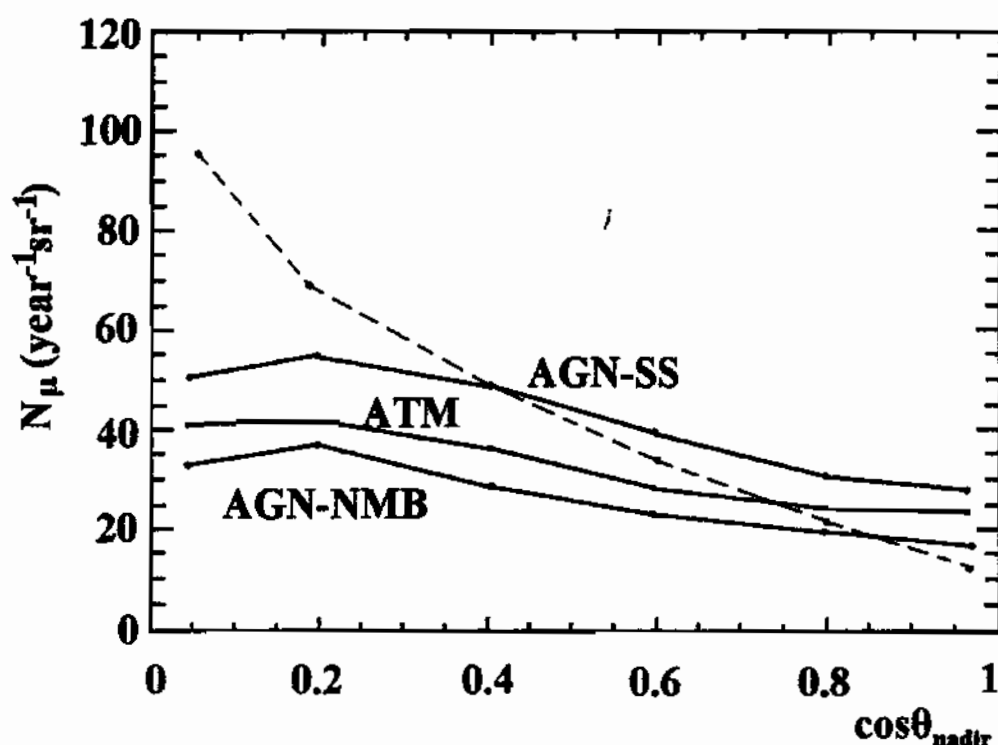
Στην εικόνα 11.14 παρουσιάζεται ο αριθμός των ανερχομένων μιονίων από AGN, σύμφωνα με το μοντέλο των Nellen, Mannheim, Bierman και των Stecker και Salamon, καθώς και αυτών από ατμοσφαιρικά νετρίνα συναρτήσει των τιμών των παραμέτρων $F1$ και $F2$. Με βέλη καθορίζονται οι επιλεγμένες τιμές των παραμέτρων. Σημειώνουμε, ότι η επιβολή αυστηρότερων συνθηκών μπορεί να οδηγήσει σε μεγαλύτερη μείωση του αριθμού των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα, ενώ ο αριθμός των μιονίων από AGN διατηρείται σε ικανοποιητικά επίπεδα.



Εικόνα 11.14: Ο αριθμός των ανερχομένων μιονίων από AGN που παραμένει μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων, σύμφωνα με το μοντέλο των Nellen, Mannheim, Bierman και των Stecker και Salamon, στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ για χρονικό διάστημα ενός έτους, εκφράζεται συναρτήσει των τιμών των παραμέτρων $F1$ και $F2$. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζεται ο αριθμός των ανερχομένων μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα, στο ίδιο χρονικό διάστημα, που διαμορφώνουν την κύρια πηγή θορύβου. Με βέλη σημειώνονται οι επιλεγμένες τιμές των παραμέτρων.

Σημειώνουμε πως ο υπολογισμός του αριθμού των αναμενόμενων γεγονότων πραγματοποιήθηκε χρησιμοποιώντας τον αναλυτικό υπολογισμό της εμβέλειας του μιονίου, όπως δίδεται από τη σχέση 2.11. Η εισαγωγή της εμβέλειας του μιονίου, όπως υπολογίζεται από τους Lipari και Stanev [219], οδηγεί σε περιορισμό του αναμενόμενου αριθμού κατά 15% για τα μόνια από ατμοσφαιρικά νετρίνα και κατά 22%-26% για τα μόνια από νετρίνα εξωγήινης προέλευσης, ανάλογα με το θεωρούμενο μοντέλο. Η διαφορά οφείλεται σε δύο λόγους, στο ότι η απόκλιση ανάμεσα στον αναλυτικό υπολογισμό και σε αυτόν των Lipari και Stanev, μεγαλώνει με την αύξηση της ενέργειας επηρεάζοντας περισσότερο τις ροές υψηλοενεργειακών γεγονότων και στο ότι στο συνολικό αριθμό των ατμοσφαιρικών μιονίων, ειδικά πριν από την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων συμπεριλαμβάνεται σημαντικός αριθμός εσωτερικών γεγονότων - γενικότερα μιονίων που έχουν παραχθεί κοντά στον ανιχνευτή - για τα οποία οι διακυμάνσεις της εμβέλειας του μιονίου δεν επηρεάζουν την ανίχνευσή τους.

Εξαιτίας της σημαντικής απορρόφησης στην οποία υπόκειται η δέσμη των εξαιρετικά υψηλοενεργειακών νετρίνων που διαπερνούν τη Γη, η ροή τους στην κατακόρυφη σχεδόν διεύθυνση περιορίζεται σημαντικά. Αντίθετα η ροή τους είναι σημαντική κοντά στην οριζόντια διεύθυνση. Όπως φαίνεται στις εικόνες 11.1 και 11.2 η απόκριση του ανιχνευτή στα μόνια με σχεδόν οριζόντια διεύθυνση είναι περιορισμένη. Ως συνέπεια η γωνιακή κατανομή των καταγραφόμενων γεγονότων παρουσιάζεται σχεδόν ομοιόμορφη συναρτήσει του συνημιτόνου της γωνίας που σχηματίζει η διεύθυνση του μιονίου με τον κατακόρυφο άξονα του ανιχνευτή, όπως φαίνεται στην εικόνα 11.15.

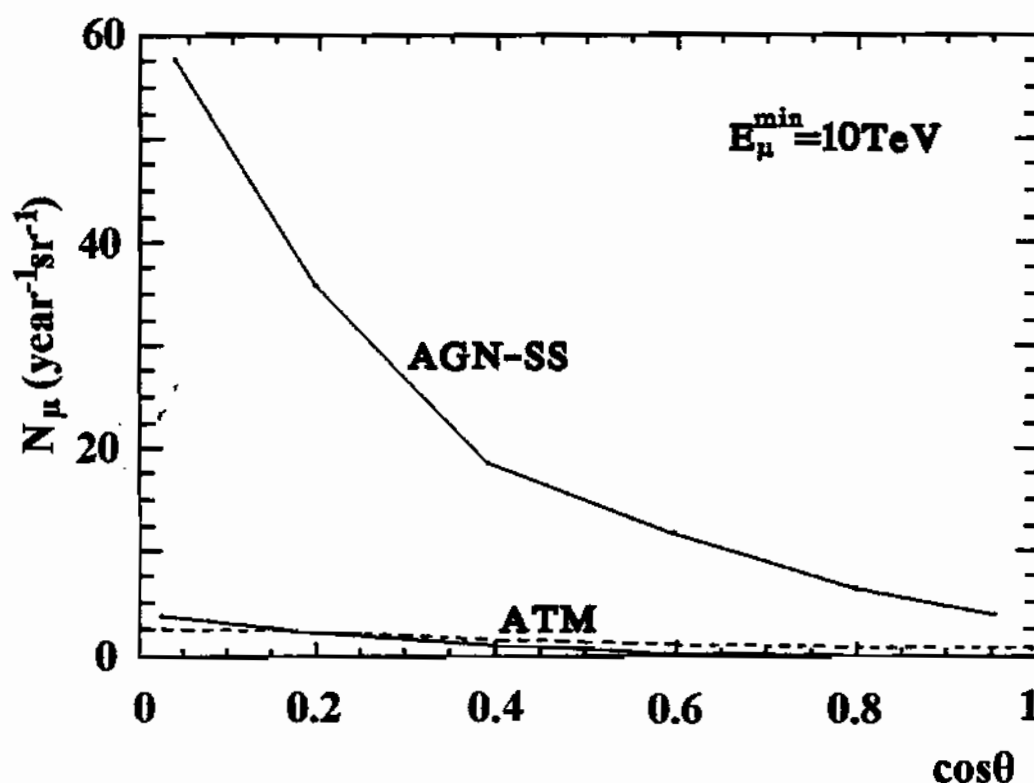


Εικόνα 11.15: Η γωνιακή κατανομή των καταγραφόμενων ανερχομένων μιονίων από AGN σύμφωνα με το μοντέλο των *Nellen, Mannheim, Bierman* και των *Stecker και Salamon*, στο τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ για χρονικό διάστημα ενός έτους. Η περιορισμένη απόκριση του ανιχνευτή στα μίονια με σχεδόν οριζόντια διεύθυνση οδηγεί σε ελάττωση του αναμενόμενου αριθμού γεγονότων στη γωνιακή αυτή περιοχή. Παράλληλα η μείωση του αριθμού των ανερχομένων μιονίων στη σχεδόν κατακόρυφη διεύθυνση, εξαιτίας της σημαντικής απορρόφησης της δέσμης νετρίνων που διανύουν σημαντικό μέρος της Γης, οδηγεί σε ελάττωση του αριθμού των καταγραφόμενων γεγονότων στην κατακόρυφη κατεύθυνση. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζεται ο αριθμός των ανερχομένων μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα στο ίδιο χρονικό διάστημα. Με διακεκομμένη γραμμή αποδίδεται ο αναμενόμενος αριθμός καταγραφόμενων ανερχομένων μιονίων από AGN, σύμφωνα με το μοντέλο των *Stecker και Salamon*, θεωρώντας, ότι ο ανιχνευτής έχει ομοιόμορφη γωνιακή απόκριση και ευαίσθητη επιφάνεια ίση με τη μέση ευαίσθητη επιφάνεια για κάθε τιμή της γωνίας.

Στην ίδια εικόνα αποδίδεται ο αναμενόμενος αριθμός ανιχνευόμενων ανερχομένων μιονίων από AGN, σύμφωνα με το μοντέλο των *Stecker και Salamon*, θεωρώντας ότι ο ανιχνευτής έχει ομοιόμορφη γωνιακή απόκριση και ευαίσθητη επιφάνεια ίση με τη μέση ευαίσθητη επιφάνεια για κάθε τιμή της γωνίας. Παρατηρούμε, ότι στην περίπτωση αυτή ο αριθμός των αναμενόμενων γεγονότων αυξάνεται σημαντικά στη σχεδόν οριζόντια διεύθυνση, καθώς τα νετρίνα δεν υπόκεινται σε απορρόφηση.

Στα πλαίσια της λειτουργίας του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ η ανίχνευση των νετρίνων από AGN είναι δυνατόν να πραγματοποιηθεί καταμετρώντας την αύξηση της αναμενόμενης ροής από τα ατμοσφαιρικά νετρίνα.

Για να επιτευχθεί απομόνωση των υψηλοενεργειακών μιονίων που προέρχονται από νετρίνα από εξωγήινες πηγές απαιτείται σημαντική αύξηση του ενεργειακού κατώφλιου, $E_{\mu}^{\min} \approx 10-100 \text{ TeV}$, με ταυτόχρονη διατήρηση των υψηλών τιμών της ευαίσθητης επιφάνειας σε μεγαλύτερες ενέργειες. Ο σημαντικότερος όμως παράγοντας είναι η μεγάλη ευαισθησία του ανιχνευτή στα μίονια με σχεδόν οριζόντιες τροχιές. Στην ενεργειακή αυτή περιοχή ο αριθμός των ατμοσφαιρικών νετρίνων είναι σχεδόν αμελητέος και η γωνιακή κατανομή τους είναι σχεδόν ισοτροπική καθώς το φάσμα τους διαμορφώνεται κύρια από τη ροή των άμεσων νετρίνων. Αν θεωρήσουμε, ότι είναι δυνατόν να θέσει αυστηρό ενεργειακό κατώφλι σε έναν ανιχνευτή, όπως το τηλεσκόπιο νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ μπορούμε να πραγματοποιήσουμε έναν προσεγγιστικό υπολογισμό του αριθμού των αναμενόμενων γεγονότων κατά τη διάρκεια ενός έτους.



Εικόνα 11.16: Η γωνιακή κατανομή των καταγραφόμενων ανερχομένων μιονίων από AGN σύμφωνα με το μοντέλο των Stecker και Salamon, σε ένα τηλεσκόπιο νετρίνων με ευαίσθητη επιφάνεια 20000 m^2 , με ομοιόμορφη απόκριση και αυστηρό ενεργειακό κατώφλι 10 TeV , για χρονικό διάστημα ενός έτους. Η μεγάλη απόκριση του ανιχνευτή στα μίονια με σχεδόν οριζόντια διεύθυνση οδηγεί σε αύξηση του αναμενόμενου αριθμού γεγονότων στη γωνιακή αυτή περιοχή, σύμφωνα με την αναμενόμενη ροή τους. Στην ίδια εικόνα παρουσιάζεται ο αριθμός των ανερχομένων μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα, στο ίδιο χρονικό διάστημα. Με διακεκομμένη γραμμή αποδίδεται ο αναμενόμενος αριθμός καταγραφόμενων ανερχομένων μιονίων από άμεσα νετρίνα, σύμφωνα με την εκτίμηση που παρουσιάζεται στη [274]. Η ροή των άμεσων νετρίνων είναι σημαντική στις ενέργειες αυτές και διαμορφώνει το φάσμα των ατμοσφαιρικών νετρίνων.

Στην εικόνα 11.16 παρουσιάζεται η γωνιακή κατανομή των καταγραφόμενων ανερχομένων μιονίων από AGN για έναν ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια 20000 m^2 ,

ομοιόμορφη απόκριση συναρτήσει της πολικής γωνίας και με αυστηρό ενεργειακό κατώφλι $E_{\mu}^{\text{min}} = 10 \text{ TeV}$. Σύμφωνα με την τελευταία συνθήκη κανένα μόνιο με ενέργεια μικρότερη από το ενεργειακό κατώφλι δεν καταγράφεται, με αποτέλεσμα ο αριθμός των μιονίων που προέρχονται από ατμοσφαιρικά νετρίνα να περιορίζεται σχεδόν στα 14 στη διάρκεια ενός έτους [274]. Η συνεισφορά των άμεσων νετρίνων ξεπερνά το 50% στον αριθμό αυτό, σύμφωνα με τη μέγιστη εκτίμηση της ροής τους που παρουσιάζεται στην [274]. Αντίθετα 130 περίπου μόνια από AGN, σύμφωνα με το μοντέλο των Stecker και Salamon, θα καταγράφονται από το θεωρούμενο ανιχνευτή στη διάρκεια ενός έτους, ενώ τα 105 από αυτά θα προέρχονται από τη στενή γωνιακή περιοχή μεταξύ 90° και 120° .



Περίληψη και συμπεράσματα

[Die Ehre rief!-Doch was ist Ehre Dir, Des Gaukelspieles spottischer
Verachter! Ansehen-fur drei Jahrzehnte oder vier! Kann die Physik
der kommenden Geschlechter. Mit Ruhm und Ehre Dir das Leid
bezahlen. Das, lebend eingesargt in Sand und Stein. Dich bald Dein
tolles Wagnis lasst bereuen. Mit Raum und Ehre Deiner Sehnsucht qualen!
So dacht ich oft, und wenn ich dennoch kam, War's nicht um Ruhm,
das will ich wohl beschworen. Und auch-ich sag es nur mit leiser Scham.
Auch Gold allein nicht konnte mich betoren. Den Ausschlag gab ein Wort-
aus langen Reihen. Von Briefen, von Gesprachen, bunt und kraus,
Verehrungswurdige Lippen sprachen's aus. Nicht drangend zwar.
Ganz kurz: **Mich tat es freuen**]
E. Schrodinger, Max Planck's guest book, 1927

Η παρούσα εργασία διαπραγματεύεται τις βασικές αρχές λειτουργίας των τηλεσκοπίων νετρίνων που ως στόχο έχουν την ανίχνευση μιονίων πολύ υψηλών ενεργειών προερχομένων από νετρίνα που παράγονται στους κοσμικούς επιταχυντές. Το ενδιαφέρον επικεντρώνεται στο σχεδιασμό του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ, αλλά παράλληλα εκτεταμένη αναφορά γίνεται στα υπόλοιπα τηλεσκόπια νετρίνων AMANDA, BAIKAL και DUMAND.

Στα πλαίσια της εργασίας αυτής πραγματοποιήθηκαν τα ακόλουθα:

- ✓ Σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε η βασική ανιχνευτική μονάδα του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ, το Οπτικό Στοιχείο.
- ✓ Μετρήθηκε η συνεισφορά του οπτικού θορύβου στο ρυθμό απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών του τηλεσκοπίου κατά τη λειτουργία τους σε βάθος 3600m, στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ.
- ✓ Αναπτύχθηκε το σύστημα συλλογής δεδομένων για τον ανιχνευτή δύο πατωμάτων που ποντίστηκε το Μάιο του 1997.
- ✓ Στα πλαίσια της μελέτης της απόκρισης του ανιχνευτή με προσομοιωμένα γεγονότα, εισήχθη η συνεισφορά του οπτικού θορύβου στους αλγορίθμους προσομοίωσης. Αναπτύχθηκε η διαδικασία φιλτραρίσματος των γεγονότων ώστε να επιτευχθεί η απομάκρυνση του θορύβου χωρίς τη μείωση της απόδοσης του ανιχνευτή.
- ✓ Αναπτύχθηκε η διαδικασία του ποιοτικού ελέγχου των ανακατασκευασμένων γεγονότων με στόχο την απομάκρυνση των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών, ώστε να είναι δυνατή η ανίχνευση ατμοσφαιρικών νετρίνων και νετρίνων από εξωγήινες πηγές.
- ✓ Πραγματοποιήθηκε μια πρώτη προσπάθεια επιβολής υψηλού ενεργειακού κατωφλίου στον ανιχνευτή ΝΕΣΤΩΡ, ώστε να γίνει δυνατή η διάκριση των νετρίνων από εξωγήινες πηγές παρουσία του ισχυρού υποβάθρου που δημιουργούν τα ατμοσφαιρικά νετρίνα.

Τα θέματα που αναλυτικά παρουσιάζονται στην εργασία είναι τα εξής:

Περιγράφονται οι μηχανισμοί παραγωγής νετρίνων υψηλών ενεργειών στο Σύμπαν. Το ενδιαφέρον επικεντρώνεται στην παραγωγή νετρίνων στην ατμόσφαιρα της Γης και στους κοσμικούς επιταχυντές, όπως είναι οι ενεργοί γαλαξιακοί πυρήνες. Τα χαρακτηριστικά των αλληλεπιδράσεων των νετρίνων με την ύλη καθιστούν δυνατό τον ακριβή εντοπισμό των περιοχών παραγωγής τους. Η μέθοδος ανίχνευσης των νετρίνων στη Γη παρουσιάζεται και οι βασικές παράμετροι λειτουργίας των τηλεσκοπίων νετρίνων καθορίζονται. Ο αναμενόμενος αριθμός γεγονότων υπολογίζεται κατά τη διάρκεια ενός έτους, με βάση τα θεωρητικά μοντέλα που περιγράφουν τους μηχανισμούς παραγωγής των νετρίνων στους κοσμικούς επιταχυντές, για έναν ανιχνευτή με ευαίσθητη επιφάνεια 0.1 km^2 .

Τα κύρια χαρακτηριστικά της λειτουργίας των τηλεσκοπίων DUMAND, BAIKAL και AMANDA αναφέρονται με έμφαση στις οπτικές ιδιότητες του μέσου που χρησιμοποιείται ανά περίπτωση (θαλασσινό νερό, γλυκό νερό και πάγος) και στο σύστημα συλλογής δεδομένων. Τα πρώτα αποτελέσματα από τα πειράματα BAIKAL και AMANDA παρουσιάζονται επίσης.

Πραγματοποιείται αναλυτική περιγραφή του τηλεσκοπίου NESTOR. Έμφαση δίδεται στις οπτικές ιδιότητες του θαλασσινού νερού που καθορίζουν τις παραμέτρους λειτουργίας του τηλεσκοπίου. Οι μέθοδοι μετρήσεων περιγράφονται και τα αποτελέσματα συγκρίνονται με τις τιμές των παραμέτρων των υπολοίπων ανιχνευτών. Τα αποτελέσματα μιας σειράς μελετών και μετρήσεων (μορφολογία πυθμένα, ιζηματογένεση, μετρήσεις θερμοκρασίας και θαλασσίων ρευμάτων) αποδεικνύουν την καταλληλότητα της περιοχής για την εγκατάσταση του τηλεσκοπίου νετρίνων. Το μηχανικό μέρος του τηλεσκοπίου, το σύστημα συλλογής και μετάδοσης δεδομένων, το σύστημα ελέγχου του ανιχνευτή παρουσιάζονται. Η προτεινόμενη διαδικασία πόντισης του ανιχνευτή και του ηλεκτροοπτικού καλωδίου που θα τον συνδέει με το σταθμό ελέγχου στην ξηρά περιγράφεται αναλυτικά. Τέλος το πρόγραμμα Φυσικής που φιλοδοξεί να εκπληρώσει καθώς και η μελλοντική επέκταση του ανιχνευτή ολοκληρώνουν την εικόνα του τηλεσκοπίου NESTOR.

Τα κύρια χαρακτηριστικά των Οπτικών Στοιχείων των τηλεσκοπίων νετρίνων παρουσιάζονται. Το Οπτικό Στοιχείο του τηλεσκοπίου NESTOR βασίζεται στο φωτοπολλαπλασιαστή R2018-03, διαμέτρου 15inch, της Ιαπωνικής εταιρείας Hamamatsu. Τα χαρακτηριστικά του φωτοπολλαπλασιαστή, σε συνδυασμό με το σύστημα συλλογής δεδομένων επιτρέπουν τη διάκριση πολύ κοντινών χρονικά παλμών ($\Delta t < 2 \text{ ns}$). Η μέθοδος κατασκευής του Οπτικού Στοιχείου περιγράφεται. Το σύστημα ελέγχου και βαθμονόμησης των φωτοπολλαπλασιαστών και των Οπτικών Στοιχείων παρουσιάζεται αναλυτικά. Μετρήσεις από τον έλεγχο 200 περίπου φωτοπολλαπλασιαστών παρουσιάζονται. Πραγματοποιείται μελέτη της επίδρασης της θερμοκρασίας στη λειτουργία του φωτοπολλαπλασιαστή καθώς και όλων των πιθανών πηγών θορύβου. Με βάση τις μετρήσεις αυτές πραγματοποιείται η προσομοίωση της απόκρισης του Οπτικού Στοιχείου στην ακτινοβολία Cherenkov, απαραίτητη παράμετρος στην εκτίμηση της απόδοσής του ανιχνευτή.

34 Οπτικά Στοιχεία κατασκευάστηκαν στα πλαίσια της εργασίας αυτής. 24 εξ αυτών χρησιμοποιήθηκαν στον ανιχνευτή δύο πατωμάτων. Σύντομη αναφορά γίνεται στην εξέλιξη του Οπτικού Στοιχείου από το 1991 μέχρι σήμερα. Παρουσιάζεται επίσης μια διαφορετική μέθοδος για την κατασκευή του Οπτικού Στοιχείου με χρήση γλυκερίνης με στόχο την αύξηση της απόδοσής του.

Το ζήτημα της αυξημένης ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων αναλύεται διεξοδικά. Οι διαδικασίες απώλειας ενέργειας των μιονίων περιπλέκουν το πρόβλημα του υπολογισμού της

αναμενόμενης ροής τους στις πολύ μεγάλες ενέργειες, όπου η συνεισφορά των άμεσων μιονίων δεν είναι καλά προσδιορισμένη. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων που ελήφθησαν το 1991 και 1992 συγκρίνονται με θεωρητικές εκτιμήσεις. Η επίδραση της ροής των ατμοσφαιρικών μιονίων στη λειτουργία του ανιχνευτή εκτιμάται. Η κύρια πηγή θορύβου στα πλαίσια της λειτουργίας του τηλεσκοπίου νετρίνων ΝΕΣΤΩΡ θα είναι οι λάθος ανακατασκευασμένες τροχιές ατμοσφαιρικών μιονίων. Παράλληλα η ανίχνευση των ατμοσφαιρικών μιονίων θα αποτελεί και το φυσικό σύστημα βαθμονόμησης του τηλεσκοπίου.

Η συνεισφορά του οπτικού θορύβου στο ρυθμό απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών υπολογίζεται με βάση τα δεδομένα από την πόντιση αυτόνομου συστήματος με δύο φωτοπολλαπλασιαστές τον Απρίλιο του 1996. Η εισαγωγή του παράγοντα της θερμοκρασίας, αλλά και των παραμέτρων λειτουργίας των φωτοπολλαπλασιαστών, όπως προκύπτουν από τον έλεγχο τους και του μήκους εξασθένισης της ακτινοβολίας στο νερό οδηγούν στο συμπέρασμα, ότι ο ρυθμός απαρίθμησης των φωτοπολλαπλασιαστών, κατά τη λειτουργία του τηλεσκοπίου στη θάλασσα, εξαιτίας των διασπάσεων του ^{40}K , θα κυμαίνεται μεταξύ 70kHz-75kHz. Η επίδραση του οπτικού θορύβου στη λειτουργία του ανιχνευτή και ειδικότερα στο σύστημα σκανδαλισμού παρουσιάζεται. Όπως αποδεικνύεται η παρουσία του οπτικού θορύβου δεν μειώνει την απόδοση του ανιχνευτή αλλά περιορίζει τη διακριτική του ικανότητα ως προς τον προσδιορισμό της τροχιάς του καταγραφόμενου μιονίου.

Πραγματοποιείται επίσης αναλυτική περιγραφή του ανιχνευτή των δύο πατωμάτων, της ανιχνευτικής διάταξης που ποντίστηκε το Μάιο του 1997 σε βάθος 2500m, στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ. Το σύστημα συλλογής δεδομένων και το σύστημα βαθμονόμησης σχεδιάστηκαν και κατασκευάστηκαν στα πλαίσια της εργασίας αυτής. Η διαδικασία πόντισης περιγράφεται επίσης.

Η ακριβής προσομοίωση των φυσικών διαδικασιών που οδηγούν σε παραγωγή ακτινοβολίας Cherenkov αποτελεί βασική προϋπόθεση του επιτυχούς σχεδιασμού του τηλεσκοπίου. Οι διαδικασίες απώλειας ενέργειας των μιονίων στη θάλασσα και το έδαφος αποδίδονται ικανοποιητικά από το λογισμικό προσομοίωσης GEANT μέχρι και ενέργειες 100TeV. Για υψηλότερες τιμές της ενέργειας οι φυσικές διαδικασίες δεν αποδίδονται με απόλυτη ακρίβεια αλλά και ο χρόνος εκτέλεσης του προγράμματος καθιστά απαγορευτική τη χρήση του. Στα πλαίσια της εργασίας αυτής για τη μελέτη μιονίων με ενέργειες μεγαλύτερες από 100TeV χρησιμοποιήθηκε ο προσεγγιστικός αλγόριθμος MCN που τροποποιήθηκε ώστε να αποδίδει ικανοποιητικά τα αποτελέσματα του GEANT σε χαμηλότερες ενέργειες. Οι παράμετροι που χαρακτηρίζουν την ανάπτυξη των ηλεκτρομαγνητικών και αδρονικών καταιονισμών κατά μήκος των τροχιών των μιονίων αλλά και κατά τις αλληλεπιδράσεις των νετρίνων με την ύλη περιγράφονται αναλυτικά. Η επίδραση της αλλοίωσης της διεύθυνσης της τροχιάς του μιονίου εξαιτίας του μαγνητικού πεδίου της Γης και των πολλαπλών σκεδάσεων στις οποίες υπόκειται κατά τη διέλευσή του από το νερό ή το έδαφος εξετάζεται ως συνάρτηση της ενέργειας και της συνολικής απόστασης που έχει διανύσει το μόνιο.

Παρουσιάζεται ο αλγόριθμος ανακατασκευής που διαφοροποιείται από τον έως σήμερα χρησιμοποιούμενο σε τρία κύρια σημεία:

1. Εισάγεται η διαδικασία φιλτραρίσματος που απομακρύνει τη συντριπτική πλειοψηφία των τυχαίων ενεργοποιήσεων.
2. Κατά τον αρχικό προσδιορισμό των παραμέτρων της τροχιάς καμιά ενεργοποίηση δεν απομακρύνεται από το δείγμα καθώς η διαδικασία είναι προσεγγιστική και ο κίνδυνος απομάκρυνσης ενεργοποιήσεων που οφείλονται στην τροχιά του μιονίου εγκυμονεί.

3. Διαφοροποιείται η διαδικασία προσέγγισης του ελαχίστου με απομάκρυνση μιας ενεργοποίησης σε κάθε προσπάθεια και μεγάλο αριθμό επαναλήψεων. Ως αποτέλεσμα επιτυγχάνεται σημαντική βελτίωση στον προσδιορισμό της πραγματικής διεύθυνσης της τροχιάς.

Στα πλαίσια της διαδικασίας ποιοτικού ελέγχου των ανακατασκευασμένων γεγονότων απομακρύνεται το σύνολο σχεδόν των λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών ενώ η διακριτική ικανότητα του τηλεσκοπίου βελτιώνεται σημαντικά. Αναμένεται ότι ευαίσθητη επιφάνεια του τηλεσκοπίου θα προσεγγίζει τα 10^4 m^2 για ανερχόμενα μόνια ενέργειας 1TeV. Ο αριθμός των μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα που θα καταγράφονται από το τηλεσκόπιο ΝΕΣΤΩΡ σε χρονικό διάστημα ενός έτους θα φτάνει τα 1700, παρουσία ενός υποβάθρου 770 λάθος ανακατασκευασμένων τροχιών ατμοσφαιρικών μιονίων.

Βασικός στόχος της παρούσας εργασίας είναι η ανίχνευση νετρίνων από τους κοσμικούς επιταχυντές. Η ευαίσθητη επιφάνεια του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ υπολογίζεται για ενέργειες μιονίων μέχρι και 10PeV. Σημειώνουμε, ότι για τόσο υψηλές τιμές της ενέργειας η Γη απορροφά δραστηκά τα νετρίνα περιορίζοντας δραματικά τη ροή των ανερχομένων μιονίων. Η επιβολή ενεργειακών κριτηρίων οδηγεί στη δραστηκή μείωση του καταγραφόμενου αριθμού ατμοσφαιρικών νετρίνων καθιστώντας δυνατή την ανίχνευση νετρίνων από τους ενεργούς γαλαξιακούς πυρήνες, όπως υπολογίζεται η ροή τους σύμφωνα με διάφορα θεωρητικά μοντέλα παραγωγής τους στους κοσμικούς επιταχυντές. Η αδυναμία ακριβούς προσδιορισμού του ενεργειακού κατωφλίου για τον ανιχνευτή σε συνδυασμό με την περιορισμένη απόκρισή του στις σχεδόν οριζόντιες τροχιές, καθιστούν δύσκολο τον εντοπισμό των γεγονότων αυτών με βάση τη γωνιακή κατανομή των ανιχνευομένων γεγονότων. Οι αναμενόμενες ροές υπολογίζονται και παρουσιάζονται πριν και μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων. Μετά την επιβολή των ενεργειακών κριτηρίων αναμένεται, ότι κατά τη διάρκεια ενός έτους θα καταγράφονται περίπου 260 ανερχόμενα μόνια από νετρίνα από AGN, σύμφωνα με το μοντέλο των Stecker και Salamon, ενώ ο αριθμός τους περιορίζεται στα 164 σύμφωνα με το μοντέλο των Nellen, Mannheim και Bierman, επιπλέον του υποβάθρου 194 ανερχομένων μιονίων από ατμοσφαιρικά νετρίνα.

Αναφορές

- [1] M.A. Markov in Proc. 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester (ed. E.C.G. Sudarshan, J.H. Tinlot and A.C. Melissinos) (1960). Επίσης M.A. Markov and I.M. Zehleznikh, Nucl. Phys. **27** (1961) 385.
- [2] F. Reines, Ann. Revs. Nuclear Science **10** (1960) 1.
- [3] K. Greisen, Ann. Revs. Nuclear Science **10** (1960) 63.
- [4] S. Barwick et al, Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18** (1992) 225-247.
- [5] V. Chaloupka et al, LBL-38321 (1996).
- [6] M. Punch et al, Nature **358** (1992) 477.
- [7] F. Halzen, astro-ph/9703004 (1997).
- [8] T.K. Gaisser, "Cosmic Rays and Particle Physics", Cambridge University Press, 1990.
- [9] A.A. Watson, Rapporteur paper in Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. (La Jolla) vol. 9 (1985) 111.
- [10] R.M. Baltrusaitas et al, Phys. Rev. Letters **54** (1985) 1875.
- [11] F. Halzen, MADPH-96-937 (1996).
- [12] K. Mannheim and P.L. Biermann, Astron. Astrophys. **22** (1989) 211,
K. Mannheim, Astron. Astrophys. **269** (1993) 67.
- [13] P.L. Biermann, "Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays" (Kofu, Japan, 1990) (ed. M. Nagano and F. Takahara, Singapore: World Scientific, 1991).
- [14] F.W. Stecker et al, στην [4], 1991.
- [15] T.K. Gaisser, F.Halzen, T. Stanev, Physics Reports **258** (1995) 173.
- [16] J.J. Engelmann et al, Astron. Astrophys. **233** (1990) 96.
- [17] T. Stanev, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **35** (1994) 185.
- [18] V.S. Berezhinsky et al, Astropart. Phys. **1** (1993) 281.
- [19] H. Bloemen, Ann. Revs. Astron. Astrophys. **27** (1989) 469.
- [20] E. Fermi, Phys. Rev. **75** (1949) 1169.
- [21] W.I. Axford, "Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays" (Kofu, Japan, 1990) (ed. M. Nagano and F. Takahara, Singapore: World Scientific, 1991).
- [22] H.J. Volk and P.L. Biermann, Ap. J. Lett. **333** (1988) L65.
- [23] J.R. Jokipii, Astro. Journal **313** (1987) 842.

- [24] R.J. Protheroe and D.Kazanas, *Ap. J.* **265** (1983) 620.
- [25] D. Kazanas and D. Ellison, *Ap. J. Lett.* **320** (1986) 178.
- [26] M. Sikora et al., *Ap. J. Lett.* **320** (1987) L81.
- [27] F.W. Stecker et al., *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2697, **69** (1992) 2738(E).
- [28] K. Mannheim and P.L. Biermann, *Astron. Astrophys.* **253** (1992) L21.
- [29] A.P. Szabo and R.J. Protheroe, "High Energy Neutrino Astrophysics" Workshop (Univ. of Hawaii, 1992) (ed. V.J. Stenger, J.G. Learned, S. Pakvasa and X. Tata, Singapore: World Scientific, 1992), *Astropart. Phys.* **2** (1994) 375.
- [30] R. Gandhi et al., hep-ph/9512364.
- [31] P. Gondolo, G. Ingelman, M. Thunman, hep-ph/9505417.
- [32] F. Halzen, R. Vazquez, E. Zas, *Astropart. Phys.* **1** (1993) 3.
- [33] G. Barr et al., *Phys. Letters* **214** (1988) 147.
- [34] L.V. Volkova, *Yad. Fiz.* **31** (1980) 784 (*Sov. J. Nucl. Phys.* **31** (1980) 1510).
- [35] K. Mitsui, Y. Minorikawa and H. Komori, *Nuovo Cimento* **9C** (1986) 995.
- [36] A.V. Butkevich, L.G. Dedenko and I.M. Zheleznykh, *Yad. Fiz.* **50** (1989) 142 (*Sov. J. Nucl. Phys.* **50** (1989) 90).
- [37] V. Agrawal et al., υπό έκδοση.
- [38] T. Kajita, in *Frontiers of Neutrino Astrophysics* (Takayama, ed. Y. Suzuki and K. Nakamura, Universal Academy Press, Tokyo, 1992, p.293).
- [39] R. Becker-Szendy et al. (IMB Collaboration), *Phys. Rev. D* **46** (1992) 3720, D. Casper et al., *Phys. Rev. Letters* **66** (1991) 2561.
- [40] M.C. Goodman (Soudan 2 Collaboration), in *Proc. DPF'92 Meeting*, eds. C.H. Albright et al., (Singapore: World Scientific, 1993, p. 1993).
- [41] M. Aglietta et al., *Europhysics Letters* **8** (1989) 611; *Physics Letters B* **280** (1992) 146.
- [42] Ch. Berger et al., *Phys. Letters B* **245** (1990) 305; **227** (1989) 489
- [43] Y. Totsuka, *Rep. Prog. Phys.* (1992) 377.
- [44] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* **17** (1978) 2369.
- [45] D. Seckel, T. Stanev and T.K. Gaiser, *Ap. J.* **382** (1991) 652.
- [46] V.S. Berezinsky and V.A. Kudryavtsev, *Sov. Astron. Lett.* **14** (1988) 873.
- [47] H. Bloemen et al., *COMPTEL Preprint No. 10* (1993).

- [48] H. Bloemen et al, *Astron. Astrophys.* **139** (1984) 37.
- [49] M. Samorski and W. Stamm, *Ap. J. Lett.* **268** (1983) L17, J. Lloyd-Evans et al. *Nature* **305** (1983) 784.
- [50] S. Biller et al, *Ap. J.* **423** (1994); D.E. Alexandreas et al, *Ap. J.* **383** (1991) L53.
- [51] T.A. McKay et al. *Ap. J.* **417** (1993) 742.
- [52] J. van Stekelenborg et al, *Phys. Rev. D* **48** (1993) 4504.
- [53] W.H. Allen et al, *Phys. Rev. D* **48** (1993) 466, W.H. Allen et al, *Astroparticle Physics* **1** (1993) 269.
- [54] M. Amenomori et al, *Phys. Rev. Letters* **69** (1992) 2468.
- [55] J.W. Cronin, K.G. Gibbs and T.C. Weekes, *Ann. Revs. Nucl. Part. Phys.* **43** (1993) 883.
- [56] A. Borione et al, *Proc. XXIIIrd I.C.R.C. (Calgary) Vol. 1* (1993) 385.
- [57] T.K. Gaisser and R.S. Schaefer, *Ap. J.* **394** (1992) 174.
- [58] T.K. Gaisser and A.F. Grillo, *Phys. Rev. D* **36** (1987) 2752, T.K. Gaisser and T. Stanev, *Phys. Rev. D* **31** (1985) 2770.
- [59] T.K. Gaisser et al, *Ap. J.* **345** (1989) 423.
- [60] V.S. Berezinsky and V.S. Ptuskin, *Astron. Astrophys.* **215** (1989) 399.
- [61] F. Halzen, astro-ph/9608185.
- [62] M. Sikora, M.C. Begelman and M.J. Rees, *Ap. J. Lett.* **421** (1994) 153.
- [63] M.J. Rees *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22** (1984) 471.
- [64] D.B. Sanders et al, *Ap. J.* **347** (1989) 29.
- [65] K.I. Kellerman et al, *Astron. J.* **98** (1989) 1195.
- [66] F.W. Stecker, O.C. De Jager and M.H. Salamon, *Ap. J.* **390** (1992) L49.
- [67] D. Kazanas, *Proc. of the 3rd NESTOR Int. Workshop, Pylos 1993*, ed. L.K. Resvanis.
- [68] M. Sikora and M.C. Begelman, "High Energy Neutrino Astrophysics" Workshop (Univ. of Hawaii, 1992) (ed. V.J. Stenger, J.G. Learned, S. Pakvasa and X. Tata, Singapore: World Scientific, 1992).
- [69] L. Nellen, K. Mannheim and P.L. Biermann, *Phys. Rev. D* **47** (1993) 5270.
- [70] T. Maccacaro et al, *Ap. J.* **374** (1991) 117.
- [71] K. Morisawa et al. *Astron. Astrophys.* **236** (1990) 299.

- [72] C.E. Fichtel et al, First EGRET Source Catalog, in Proc. 2nd Compton Symposium, College Park, 1993; Ap. J. Suppl. **94** (1994) 551.
- [73] J.D. Jackson, "Classical Electrodynamics", ed. John Wiley & sons, 1975.
- [74] C.D. Dermer, R. Schlickeiser and A. Mastichiadis, Astron. Astrophys. **256** (1992) L27.
- [75] A.A. Zdziarski and R.S. Schaefer, Ap. J. **394** (1992) 174.
- [76] K.Mannheim and P.L. Biermann, Astron. Astrophys. **22** (1989) 211.
- [77] K.Mannheim, Astron. Astrophys. **269** (1993) 67.
- [78] R.J. Protheroe and T. Stanev, Mon. Not. Royal A. Soc. **264** (1993) 191.
- [79] P.L. Biermann and P.A. Strittmatter, Ap. J. **322** (1987) 643.
- [80] K.Mannheim, Phys. Rev. D **48** (1993) 2408.
- [81] F.W. Stecker, in Proc. of the 5th Int. Workshop on Neutrino Telescopes, Venice, 1993, ed. M. Baldo-Ceolin.
- [82] V.S. Berezinsky, Nuclear Phys. B (Proc. Suppl.) **19** (1991) 375.
- [83] C.H.V. Wiebusch, "The detection of Faint Light in Deep Underwater Neutrino Telescopes", PITHA 95/37, 1995.
- [84] J. Wdowczyk et al., J. Phys. A **5** (1972) 1419.
- [85] F.W. Stecker, Astrophys. Space Sci. **20** (1973) 47.
- [86] C.T. Hill and D.N. Schramm, Phys. Rev. D **31** (1985) 564.
- [87] V.S. Berezinsky and S.I. Grigoreva, Astron. Astrophys. **199** (1988) 1.
- [88] F. Halzen et al., Phys. Rev. D **41** (1990) 342.
- [89] S. Yoshida and M. Teshima, Progr. Theor. Phys. **89** (1993) 833.
- [90] V.S. Berezinsky, "High Energy Neutrino Astrophysics" Workshop (Univ. of Hawaii, 1992) (ed. V.J. Stenger, J.G. Learned, S. Pakvasa and X. Tata, Singapore: World Scientific, 1992).
- [91] K.Griest, "The Particle and Astrophysics of dark matter", παρουσίαση στο Snowmass 94, Colorado, 1994.
- [92] J.R. Primack et al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. B **38** (1988) 751.
- [93] H.E. Haber and G.L. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75.
- [94] V.S. Berezinsky, in Proc. of the 4th Int. Workshop on Neutrino Telescopes, Venice, 1992, ed. M. Baldo-Ceolin.
- [95] F. Halzen et al., Phys. Rev. D **45** (1992) 4439.

- [96] J. Edsjo, "Neutrino-induced muon fluxes from Neutralino annihilations in the Sun and in the Earth", ISSN 02484-2769, Diploma Thesis, Uppsala University, 1993.
- [97] V.S. Berezinsky and A.Z. Gazizov, *Yad. Fiz.* **33** (1981) 230, *Sov. J. Nucl. Phys.* **33** (1981) 120.
- [98] S.L. Glashow, *Phys. Rev.* **118** (1960) 316.
- [99] D. Schaile, in *Proc. of the XXVII Int. Conf. on High Energy Physics*, ed. P.J. Bussey and I.G. Knowles, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1995, Vol. 1, 27.
- [100] D.H. Perkins, "Introduction to High Energy Physics", ed. Addison-Wesley, 1987.
- [101] F. Halzen and A.D. Martin, "Quarks and Leptons", ed. John Wiley & sons, 1984.
- [102] B.A. Bolt, "Inside the Earth", ed. W.H. Freeman, San Francisco, 1982, H.P. Bott, "The Interior of the Earth", St. Martin's Press, New York, 1971.
- [103] A. Dziewonski, in *The Encyclopedia of Solid Earth Geophysics*, ed. D.E. James (Van Nostrand Reinhold, New York, 1989) 331.
- [104] J. Bolesta et al. (DUMAND Collaboration), υπό έκδοση, *Astrophysical J.* (1997), astro-ph/9705198.
- [105] V.S. Berezinsky et al., *Yad. Fiz.* **43** (1986) 637, *Sov. J. Nucl. Phys.* **43** (1986) 406.
- [106] F.W. Stecker and M.H. Salmon, astro-ph/9501064.
- [107] W. Rhode et al. (Frejus Collaboration), WUB-95-26.
- [108] DUMAND II: Proposal to construct a Deep Ocean Laboratory for the study of High Energy Neutrino Astrophysics and Particle Physics, 1988, ηλεκτρονική πρόσβαση, <http://www.phys.hawaii.edu/dmnd/dumand.html>.
- [109] DUMAND II: Supplementary proposal to construct a Deep Ocean Laboratory for the study of High Energy Neutrino Astrophysics and Particle Physics, 1994.
- [110] P.B. Price, *Applied Opt.* **36** (1997) 9.
- [111] M. Webster et al., *Deep-Sea Research*, **38** (1991) 201.
- [112] H. Bradner et al., *Deep-Sea Research*, **34** (1987) 1831.
- [113] J. Babson et al. (DUMAND Collaboration), *Phys. Rev. D* **42** (1990) 3613.
- [114] T. Aoki et al., *Il Nuovo Cimento* **9** (1986) 642.
- [115] S. Miyake, *J. Phys. Soc. Jpn.* **18** (1963) 1039.
- [116] P.K.F. Grieder et al. (DUMAND Collaboration), in *Proc. of the 3rd Conf. on Trends in Astroparticle Physics*, Stocholm, 1994, BU-DUMAND-94/3.
- [117] "The Baikal Underwater Neutrino Telescope: Design, Performance and First Results", DESY 97-033, ηλεκτρονική πρόσβαση, <http://www.ifh.de/baikal/baikalhome.html>.

- [118] G.V. Domogatsky, TAUP-97, υπό έκδοση.
- [119] L. Kuzmichev et al. (Baikal Collaboration), I.C.R.C. (1997) HE 4.1.9.
- [120] Ch. Spiering et al. (Baikal Collaboration), "Status of the lake Baikal Telescope", 1995.
- [121] D. Pandel, "Bestimmung von wasser-und detectorparameteren und rekonstruktion von myonen bis 100TeV mit dem Baikal neutrino teleskop NT-72", Diploma Thesis, Berlin 1996.
- [122] "The Baikal Neutrino Telescope NT-200", BAIKAL 92-03, 1992.
- [123] C.H.V. Wiebusch et al. (Baikal Collaboration), I.C.R.C. (1997) HE 4.1.10.
- [124] L. Kuzmichev et al. (Baikal Collaboration), I.C.R.C. (1997) HE 5.2.3.
- [125] "Search for Magnetic Monopoles with Baikal Neutrino Telescope", 1994.
- [126] S.W. Barwick et al. (AMANDA Collaboration), I.C.R.C. (1997) HE 4.1.1, ηλεκτρονική πρόσβαση, <http://dilbert.lbl.gov/www/amanda.html>.
- [127] P.B. Price et al. (AMANDA Collaboration), in Proc. of XXXIInd Recontres de Moriond, "Very High Energy Phenomena in the Universe", Les Arcs, France, 1997.
- [128] P.O. Hulth, TAUP-97, υπό έκδοση.
- [129] T.C. Miller, "Feasibility Test AND Design of AMANDA", Ph.D. Thesis, Berkeley, 1993.
- [130] R.J. Wilkes, astro-ph/9412019, 1994.
- [131] J.E. Jacobsen, "Simulating the detection of muons and neutrinos in deep antarctic ice", Ph.D. Thesis, Madison, 1996.
- [132] P. Askebjør et al. (AMANDA Collaboration), astro-ph/9412028.
- [133] F. Halzen et al., in Proc. of XXIVth I.C.R.C. (1995).
- [134] R. Wischnewski et al. (AMANDA Collaboration), in Proc. of XXIVth I.C.R.C. (1995).
- [135] R. Porrata et al. (AMANDA Collaboration), I.C.R.C. (1997) HE 4.1.4.
- [136] C.H.V. Wiebusch et al. (AMANDA Collaboration), I.C.R.C. (1997) HE 4.1.5.
- [137] "ANTARES: Towards a large scale High Energy Cosmic Neutrino Undersea Detector", DAPNIA-97-03, ηλεκτρονική πρόσβαση, <http://infodan.in2p3.fr/antares/antares.html>.
- [138] V. Bertin et al. (ANTARES Collaboration) in Proc. of XXXIInd Recontres de Moriond, "Very High Energy Phenomena in the Universe", Les Arcs, France, 1997.
- [139] N. de Botton et al. (ANTARES Collaboration), I.C.R.C. (1997) HE 4.1.8.
- [140] "NESTOR: A Neutrino Astroparticle Physics Laboratory for the Mediterranean", Vol. 1 & 2, 1995.
- [141] Ηλεκτρονική πρόσβαση <http://www.roma1.infn.it/nestor/nestor.html>.

- [142] Proc. of the 2nd NESTOR Int. Workshop, Pylos 1992, ed. L.K. Resvanis.
- [143] Proc. of the 3rd NESTOR Int. Workshop, Pylos 1993, ed. L.K. Resvanis.
- [144] A.O. Deyneko et al., "The Tests of a Prototype of an Autonomous Module of Deep Underwater Neutrino Telescope during October-December 1989. Optimum Construction of an Autonomous Module", Moscow, P-700, 1991.
- [145] E.G. Anassontzis et al., Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Research, A **349** (1994) 242.
- [146] S.A. Khanaev and A.F. Kuleshov, στην [142].
- [147] R.C. Smith and K.S. Baker, Applied Opt. **20** (1981) 177.
- [148] K.S. Shifrin, "Physical Optics of Ocean Water", AIP Translation Series, New York, 1988.
- [149] T.M. Prokudina and B.N. Pelevin, "Optics of Ocean and Atmosphere", Leningrad, Nauka, 1972, 157.
- [150] C.D. Mobley, "Light and Water", Academic, San Diego, California, 1995.
- [151] N.J. Jerlov, "Marine Optics", Elsevier, Amsterdam, 1976.
- [152] H. Bradner and G. Blackinton, Applied Opt. **23** (1984) 1009.
- [153] S. Chandrasekhar, Rev. of Mod. Phys. **15** (1943) 1.
- [154] T.A. Demidova and I.A. Replin, στην [142].
- [155] A. Butkevitch et al. (NESTOR Collaboration), στην [142].
- [156] E.G. Anasontzis et al. (NESTOR Collaboration), Proc. XXIIIrd I.C.R.C. (Calgary) Vol. **4** (1993) 550.
- [157] E. Trimonitis and M. Rudenko, στην [142].
- [158] V. Lykousis et al., "Submarine Power Link and Data Highway NESTOR/LAERTIS Cable Route Surveying. Morphological and Sedimentological study", Athens, 1995.
- [159] GEOTECH, "Βυθομετρική και τοπογραφική μελέτη στην υποβρύχια διασύνδεση ΝΕΣΤΩΡ-ΛΑΕΡΤΗΣ", Οκτώβριος 1997.
- [160] V. Ledenev, presentation in NESTOR mechanical project meeting, INR, Moscow, 1995.
- [161] M. Barone, "Finite Element Stress Analysis of the Aluminum Frame", NESTOR internal report, 1996, M. Barone et al. (NESTOR Collaboration), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **61** (1998) 159.
- [162] E. Fahrur et al., NESTOR internal report, NESTOR-LNF/I, 1996.
- [163] "Submarine Cable for the NESTOR project", GPT, Submarine Communications, 1995.
- [164] "NESTOR Submarine Cable", Alcatel, 1995.
- [165] "NESTOR Submarine Cable", Siemens, 1995.

- [166] F. Ameli et al, NESTOR internal report, INFN-NESTOR 96/1, 1996, F. Ameli et al, NESTOR internal report, INFN-NESTOR 97/1, 1997.
- [167] A. Capone et al (NESTOR Collaboration), L.C.R.C. (1997) HE 4.1.18.
- [168] H.G. Berns, "Electro-Acoustical Subsystems in DUMAND", Ph.D. Thesis, Washington, 1992.
- [169] "LAERTIS, Laboratory in the Abyss of Europe with Real time data Transfer to shore for Interdisciplinary Studies", Physics Laboratory, University of Athens, 1996.
- [170] U. Bersom et al, "The European Optical Module", Technical Reference, V2, Aachen 1992.
- [171] S. Matsuno et al, Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Research, A **276** (1989) 359, C.M. Alexander et al, (DUMAND Collaboration), DUMAND-2-93.
- [172] H. Hanada et al, "A Highly Sensitive Optical Detector for a Use in Deep Underwater", Elsevier Preprint, 1996.
- [173] "The Proceedings of the Dumand Optical Module Workshop", ed. S. Tanaka and A. Yamaguchi, Sendai, Japan, 1990.
- [174] B.K.Lubsandorzhiev et al (Baikal Collaboration), L.C.R.C. (1997) HE 6.2.2.
- [175] B.K.Lubsandorzhiev, et al (Baikal Collaboration), στην [143].
- [176] T. Mikolajski et al, Baikal Note 93-13.
- [177] A. Biron et al, "Upgrade of AMANDA-B towards AMANDA-II", DESY-Zeuthen, 1997.
- [178] G. Ranucci et al, INFN-AE 92/09, 1992.
- [179] S.A. Sotiriou et al, NESTOR internal report, NESTOR-94-7, 1994.
- [180] M. Ito, στην [173].
- [181] "Instruction manual, Model 2040, Spherical glass instrument housing", Report O-2040, BENTHOS Inc., 1980.
- [182] S.O. Raymond, in Proc. of 11th Annual Meeting of the Marine Technology Society, San Diego, California, 1975.
- [183] G.R. Humphrey, "Oceanographic Spherical Glass Instrumentation Housing", U.S. Patent #3, 587, 122, 1971.
- [184] S.A. Sotiriou, NESTOR internal report, NESTOR-94-5, 1994.
- [185] F. Lucareli, private communication.
- [186] "Photomultiplier Tubes and Assemblies", Hamamatsu Photonics K.K., TPMH0001E01, 92T, 1992.
- [187] "LeCroy Research Systems", 1996 Catalog.
- [188] J.C.Barton et al, J. Sci. Inst., **41** (1964) 599.

- [189] P.B. Coates, J. Phys. E **4** (1971) 201.
- [190] A.T. Young, App. Optics **10** (1969) 1446.
- [191] A.G. Wright, "Sources of noise in photomultipliers", R/PO62, EMI.
- [192] H.B. Jenson, 1977, στην [190].
- [193] J.V. Jelley, "Cherenkov radiation and its applications", Pergamon Press, 1959.
- [194] R.L. Jerde et al, Rev. Sci. Inst. **38** (1967) 1387.
- [195] G.A. Morton et al, IEEE Trans NS **14** (1967) 443.
- [196] J.R. McNutt, NESTOR internal report, NESTOR-96-2, 1996.
- [197] M. Barone et al (NESTOR Collaboration), Nuclear Phys. B (Proc. Suppl.) **61** (1998) 159.
- [198] M. Barone, I. Chatzantonakis and S.A. Sotiriou, NESTOR internal report, NESTOR-94-3, 1994, D. Alexandreas, J.R. McNutt and S.A. Sotiriou, NESTOR internal report, NESTOR-96-3, 1996.
- [199] S.A. Sotiriou, NESTOR internal report, NESTOR-97-6, 1997.
- [200] Semicosil 912, Silicone Gel, Product Manual, Wacker 1993.
- [201] P. Asproloupou, I. Chatzantonakis and S.A. Sotiriou, NESTOR internal report, NESTOR-94-6, 1994.
- [202] V. Zukov, private communication.
- [203] PMTs logbook #2, Physics Laboratory, University of Athens 1996.
- [204] G. Voulgaris, NESTOR internal report, NESTOR-95-3, 1995.
- [205] "Physics and Astrophysics of Neutrinos", eds M. Fukugita, A. Suzuki, Springer-Verlag, p. 267.
- [206] L. Sulak, private communication.
- [207] Particle Physics Booklet, Particle Data Group, July 1994 (Phys. Rev. D **50** (1994) 1173).
- [208] R.W. Austin, G. Halikas, Technical Report, SIO 76-1, San Diego 1976.
- [209] "Photomultiplier Tubes", Hamamatsu Photonics K.K., TPMH0092EA, 1992.
- [210] W.O. Chinowski et al, "Stage I R&D for a km-scale Neutrino Observatory: Detector Electronic Systems", Proposal to DOE, 1997.
- [211] R.G. Stokstad, private communication.
- [212] A.K. Mann, private communication.
- [213] V.A. Naumov, S.I. Sinigovsky and E.V. Bugaev, στην [142].
- [214] G.T. Zatsepin and E.D. Mikhalech, J. Phys. Soc. Japan, **17**, Suppl. A-III (1962) 365.

- [215] V.I. Gurentsov, G.T. Zatsepin and E.D. Mikhalech, *Yad. Fiz.* **23** (1976) 1001 (*Sov. J. Nucl. Phys.* **23** (1976) 527).
- [216] J. Nishimura, in *Handbuch der Physik* (Springer-Verlag, Heidelberg, 1965), Bd. 46/2.
- [217] A. Okada, *Astroparticle Phys.* **2** (1994) 393.
- [218] P.J. Hayman, N.S. Palmer and A.W. Wolfendale, *Proc. Roy. Soc. A* **275** (1963) 391.
- [219] P. Lipari and T. Stanev, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 3543.
- [220] M. Mando and P.G. Sona, *Nuovo Cimento* **10** (1953) 1275.
- [221] K. Kobayakawa, *Nuovo Cimento* **47** (1967) 156.
- [222] E.V. Bugaev et al., στην [143].
- [223] S.N. Nikolsky, I.I. Stamenov and S.Z. Ushev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **87** (1984) 18. (*Sov. Phys. JETP* **60** (1984) 10).
- [224] G.L. Cassiday, J.W. Keuffel and J.A. Thompson, *Phys. Rev. D* **7** (1973) 2022.
- [225] I. Barinov et al. (NESTOR Collaboration), στην [142].
- [226] S. Higashi et al., *Nuovo Cimento*, **43** (1966) 334.
- [227] I.W. Rogers and M. Tristram, *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **10** (1984) 983.
- [228] L.N. Davitaev et al., *Proc. 11th ILC.R.C. (Budapest)* Vol. **4** (1970) 53.
- [229] V.M. Fyodorov, *Proc. 19th ILC.R.C. (La Jolla)* vol. **8** (1985) 39.
- [230] V.M. Fyodorov, *Nucl. Instr. Methods A* **248** (1986) 221.
- [231] I.A. Belolaptikov et al. (Baikal Collaboration), στην [142].
- [232] CRC handbook of chemistry and physics, eds. R.C. Weast and M.J. Astle, 62nd edn 1981, CRC Pres. Inc. p. 2332.
- [233] C.M. Lederer and V.S. Shirley, *Tables of isotopes*, 7th edn 1978, Wiley, NY, p.1628.
- [234] B.D. Geelhood, *Proc. DUMAND Signal processing Workshop*, ed. A. Roberts, University of Hawaii, 1982.
- [235] R. Tomski, "Über Messungen schwacher Lichtquellen in der Tiefsee", Diploma Thesis, RWTH, Aachen, 1992.
- [236] Σ.Α. Σωτηρίου, "Μετρήσεις Οπτικού Υποβάθρου στην περιοχή πόντισης του τηλεσκοπίου ΝΕΣΤΩΡ", Master Thesis, Πανεπιστήμιο Αθηνών, Τομέας Πυρηνικής Φυσικής και Στοιχειωδών Σωματιδίων, 1996, S. Katsanevas et al., NESTOR internal report, NESTOR-96-10, 1996.
- [237] BENTHOS, Full Product Catalog, 204-SRS, 204-SRT, 1993.

- [238] OCEANO-INSTRUMENTS, "Users and technical manual for RT-3X1 recoverable transponder", O/ref: T/1059/MA, 1988.
- [239] S.A. Sotiriou, NESTOR software meeting, Rome 1-3 December 1997.
- [240] A. Suzuki et al, KEK Preprint 92-50, 1992.
- [241] "TC3500 Ethernet Local Bridge", User's Manual, TC Communications, Fiber Optic Products, 1997.
- [242] L. Trassati et al, NESTOR internal report, NESTOR-LNF/2, 1996.
- [243] "C100 Compass Engine", Technical Manual, Lucas Sensing Systems Inc., 1993.
- [244] "AccuStar II, Dual Axis Clinometer", Technical Manual, Lucas Sensing Systems Inc., 1993.
- [245] G. Przybylski, private communication.
- [246] W.R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer-Verlag, Berlin, 1987.
- [247] GEANT User's Guide, CERN DD/78/2, GEANT User's Guide, CERN DD/EE/83 1.
- [248] W. Lohmann, R. Kopp and R. Voss, CERN 85-03, 1985.
- [249] R.M. Sternheimer, Phys. Rev. **103** (1956) 511.
- [250] R.M. Sternheimer et al, "Atomic data and Nuclear data Tables **30** (1984) 261.
- [251] A.A. Belyaev, I.P. Ivanenko and V.V. Makarov, Proc. 1976 DUMAND Summer Workshop, University of Hawaii, (1976) 563.
- [252] A.A. Petrunkin and V.V. Shestakov, Canad. J. Phys. **46** (1968) S337.
- [253] R.P. Kokoulin and A.A. Petrunkin, Proc. 11th I.C.R.C. (Budapest) Vol. **4** (1970) 277.
- [254] L.B. Bezrukov and E.V. Bugaev, Proc. 17th I.C.R.C. (Paris) Vol. **7** (1981) 90.
- [255] A.G. Wright, J. Phys. A **6** (1973) 79.
- [256] L.B. Bezrukov and E.V. Bugaev, Proc. DUMAND 1979 Summer Workshops at Khabarovsk and Lake Baikal (1980) 228.
- [257] GEANT, "Detector Description and Simulation Tool", CERN program library, W5013 Version 3.16, 1993, Version 3.21, 1996.
- [258] A. Okada, private communication.
- [259] S.A. Sotiriou, NESTOR internal report, NESTOR-97-12, 1997.
- [260] T. Sjostrand, PYTHIA User's manual, Version 5.6, CERN Theory Division, 1992.
- [261] LEPTO User's manual, CERN Theory Division, 1996.

- [262] S. Bottai, Ph.D Thesis, υπό έκδοση, Rome, 1998.
- [263] V.J. Stenger, <http://www.phys.hawaii.edu/vjs/www>.
- [264] V.J. Stenger, DUMPRO, Program Discription and User's Guide, 1992.
- [265] P. Pramantiotis and C. Kourkouvelis, στην [142].
- [266] S.A. Sotiriou, NESTOR internal report, NESTOR-97-11, 1997, ηλεκτρονική πρόσβαση <http://www.roma1.infn.it/nesstor/nesstor.html>.
- [267] P. Pramantiotis, NESTOR internal report, NESTOR-93-26, 1993.
- [268] V.J. Stenger, HDC-1-90, 1990.
- [269] V.J. Stenger, private communication.
- [270] F. Halzen, hep-ex/9801009, 8 Jan. 1998
- [271] V.J. Stenger, Proc. DUMAND 1980 International Symposium at Hawaii (1980) 161.
- [272] A.A. Belayev et al, Proc. 1976 DUMAND Summer Workshop, University of Hawaii, (1976).
- [273] V.J. Stenger, στην [142].
- [274] G.C. Hill, astro-ph/9607140, 1996, V.J. Stenger, DUMAND-15-91, 1991.

6.7

Arctura
fuxia

Torque = Force x Distance

