ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΚΑΤΕΥΘΥΝΣΗ ΦΥΣΙΚΟΥ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΕΝΤΥ ΜΠΑΜΠΑΛΟΥΚΑΣ

ΟΡΓΑΝΩΣΗ ΚΑΙ ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗ ΕΠΙΤΟΠΙΟΥ ΦΑΣΜΑΤΟΜΕΤΡΟΥ ΑΚΤΙΝΩΝ γ ΓΙΑ ΘΑΛΑΣΣΙΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ

ΑΚΑΔΗΜΑΪΚΗ ΥΠΕΥΘΥΝΗ: ΡΟΖΑ ΒΛΑΣΤΟΥ

ΕΠΙΣΤΗΜΟΝΙΚΟΣ ΥΠΕΥΘΥΝΟΣ: ΧΡΗΣΤΟΣ ΤΣΑΜΠΑΡΗΣ

Περίληψη

Η ραδιενέργεια στο θαλάσσιο περιβάλλον αποτελεί κρίσιμο πεδίο μελέτης, τόσο για λόγους περιβαλλοντικής προστασίας όσο και για την υποστήριξη άλλων επιστημονικών πεδίων. Η παρούσα εργασία επικεντρώνεται στην οργάνωση και βαθμονόμηση ενός νέου επιτόπιου φασματομέτρου ακτίνων γ, το miniKATERINA, το οποίο σχεδιάστηκε στο Ελληνικό Κέντρο Θαλασσίων Ερευνών (ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε.) με σκοπό τη δυνατότητα ενσωμάτωσης σε κινητές πλατφόρμες όπως υποβρύχιες ρομποτικές συσκευές ή ρομποτικά οχήματα. Αρχικά πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις με χρήση σημειακών πηγών στον αέρα για συγκεκριμένη γεωμετρία με στόχο τη βαθμονόμηση της ενέργειας, της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και της απόδοσης του συστήματος. Στη συνέχεια ακολούθησαν μετρήσεις φασμάτων ακτίνων γάμμα σε ειδική δεξαμενή γεμάτη με πόσιμο νερό στην οποία ήταν διαλυμένα με ομογενοποιημένο τρόπο ραδιενεργά φυσικά ραδιονουκλίδια (^{40}K, ^{137}Cs). Παράλληλα, εκτελέστηκαν προσομοιώσεις Monte Carlo με χρήση MCNP5 για την αναπαραγωγή των πειραματικών αποτελεσμάτων της απόδοσης του συστήματος και καλύτερη κατανόηση λειτουργίας του ανιχνευτικού συστήματος. Τα αποτελέσματα έδειξαν μεγάλη συμφωνία (10%) στις υψηλές ενέργειες (> 500 keV), ενώ στην περίπτωση των χαμηλών ενεργειών η συμφωνία δεν ήταν ικανοποιητική. Η απόδοση του ανιχνευτικού συστήματος miniKATERINA στο νερό μελετήθηκε σε σχέση με την απόδοση του πρωτότυπου συστήματος KATERINA λαμβάνοντας υπόψιν κυρίως τη γεωμετρία των ανιχνευτικών συστημάτων. Όσον αφορά την τεχνολογική πρόοδο του συστήματος, οι νέες προδιαγραφές του πληρούν αυτές των καινοτόμων αυτόνομων θαλάσσιων μετρητικών συστημάτων τόσο λόγω της αποτελεσματικής επικοινωνίας του συστήματος με τον τελικό χρήστη χωρίς χρήση καλωδίων όσο και για τον πλήρη έλεγχο κατά τη διάρκεια της πόντισης στη δεξαμενή.

Ευχαριστίες

Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω τους υπεύθυνους της εργασίας: τον Δρ. Χρήστο Τσαμπάρη, ερευνητή του ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε. για την υποστήριξη και την εμπιστοσύνη που μου έδειξε σε όλη τη διάρκεια της συνεργασίας μας, και τη καθ. Ρόζα Βλαστού, ομότιμη καθηγήτρια της σχολής Ε.Μ.Φ.Ε. για τις συμβουλές. Ευχαριστώ από καρδιάς και τους δύο για τη πολύτιμη και συνεχή καθοδήγηση που μου προσέφεραν.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω θερμά τη Δρ. Φρόσω Ανδρουλακάκη, τον κ. Στέλιο Αλεξάκη και τον Δρ. Διονύση Πατήρη, ερευνητές του ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε., για τη βοήθεια, τις συμβουλές, και τον χρόνο που αφιέρωσαν κατά τη διάρκεια εκπόνησης της εργασίας. Ευχαριστώ επίσης τους καθ. Μιχάλη Κόκκορη και Μαίρη Διακάκη, καθώς και την Ομάδα Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π., και ιδίως τη Ζωή Μανιάτη, για τη στήριξη, τη βοήθεια και την ενθάρρυνση που μου προσέφεραν.

Επιπλέον θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρ. Κωνσταντίνο Κάλφα για τη χορήγηση του προγράμματος SPECTRW.

Ευχαριστώ πολύ την οικογένεια μου και τους φίλους μου για τη στήριξη, και ιδιαίτερα τον Φίλιππο που βρισκόταν πάντα δίπλα μου.

Τέλος θα ήθελα να εκφράσω την ειλικρινή ευγνωμοσύνη μου προς τα άτομα του ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε. και του Ε.Μ.Π. για όσα μου προσέφεραν όχι μόνο σε επιστημονικό αλλά και σε προσωπικό επίπεδο.

Περιεχόμενα

1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ **1**

2 ΘΕΩΡΙΑ **4**

2.1 Πυρηνική Αστάθεια και Ραδιενεργός Διάσπαση 4

2.2 Αλληλεπιδράσεις Ακτινοβολίας γ με την Ύλη 7

2.2.1 Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο 7

2.2.2 Φαινόμενο Compton 8

2.2.3 Δίδυμη Γένεση 10

2.3 Εξασθένηση Ακτίνων-γ 11

2.4 Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ενέργοτητα 13

3 ΑΝΙΧΝΕΥΤΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ **17**

3.1 Σπινθηριστές 17

3.1.1 Κρύσταλλος NaI(Tl) 18

3.2 Φωτοπολλαπλασιαστές 19

3.2.1 Κλασσικός Φωτοπολλαπλασιαστής (PMT) 19

3.2.2 Φωτοπολλαπλασιαστής Φωτονίων Πυριτίου (SiPM) 19

3.3 Επεξεργασία Σήματος 21

3.4 Συστήματα NaI(Tl) 27

3.4.1 Ανιχνευτικό Σύστημα KATERINA 27

3.4.2 Το Νέο Σύστημα miniKATERINA 27

4 ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ **29**

4.1 Περιγραφή Πειραματικών Μετρήσεων 29

4.1.1 Μετρήσεις στον Αέρα 29

4.1.2 Μετρήσεις στο Νερό 30

4.2 Ανάλυση Φασμάτων 32

4.3 Εκτίμηση της Απόλυτης Απόδοσης Φωτοκορυφής με τη μέθοδο Προσομοίωσης Monte Carlo 37

5 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ **42**

5.1 Αποτελέσματα στον Αέρα 42

5.1.1 Βαθμονόμηση NaI(Tl) με PMT χωρίς κάλυμμα ακετάλης 42

5.1.2 Βαθμονόμηση του miniKATERINA χωρίς ακετάλη 45

5.1.3 Βαθμονόμηση του miniKATERINA με κάλυμμα ακετάλης 48

5.1.4 Σύγκριση Αποτελεσμάτων 52

5.2 Αποτελέσματα στο Νερό 54

5.2.1 Εύρεση Συγκεντρώσεων Δεξαμενής 54

5.2.2 Επιλογή Φασμάτων από Μετρήσεις στη Δεξαμενή 55

5.2.3 Ανάλυση Φάσματος Οκτώ Ωρών 57

5.2.4 Ανάλυση Φάσματος Εικοσιτεσσάρων Ωρών 58

5.2.5 Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ενεργότητα Εικοσιτετράωρου Φάσματος 60

6 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ - ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ **63**

7 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ **65**

1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η ραδιενέργεια είναι ένα αναπόσπαστο κομμάτι του κόσμου. Μπορεί να έχει προέλευση είτε φυσική, όπως τα προϊόντα ραδιενεργών σειρών, είτε ανθρωπογενή, όπως προϊόντα πυρηνικών δοκιμών, πυρηνικών αντιδραστήρων ή ιατρικών επεμβάσεων. Η ύπαρξη των ραδιοϊσοτόπων, ειδικά των ανθρωπογενών, καθιστά την ανάγκη για συνεχή και αξιόπιστη παρακολούθηση των επιπέδων ραδιενέργειας, και ειδικά στο υδάτινο περιβάλλον όπου οι απαιτήσεις υποδομών είναι κατά πολύ απαιτητικότερες.

Περιοχές όπως λιμάνια, παράκτιες περιοχές κοντά σε πυρηνικές εγκαταστάσεις και ορισμένες βιομηχανικές περιοχές είναι σημεία υψηλής ευαισθησίας. Σε αυτά η έγκαιρη ανίχνευση ραδιενεργών εκλύσεων πάνω από το φυσιολογικό όριο μπορεί να αποτρέψει περιβαλλοντικές κρίσεις. Επιπλέον, με τη χρήση ραδιοϊχνηθετών στο υδάτινο περιβάλλον γίνεται δυνατή η μελέτη διάφορων διαδικασιών όπως γεωλογικών, κλιματικών και ωκεανογραφικών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα στο θαλάσσιο περιβάλλον. Λόγω των μοναδικών τους ιδιοτήτων (γνωστοί χρόνοι ημιζωής, προβλέψιμη συμπεριφορά και ανιχνεύσιμες συγκεντρώσεις) χρησιμοποιούνται ευρέως για την κατανόηση φαινομένων όπως η κυκλοφορία και η ανανέωση των υδάτινων μαζών, η κατακόρυφη μεταφορά σωματιδίων και οι ρυθμοί ιζηματογένεσης. Η μέτρηση του ραδιενεργού ^{14}C επιτρέπει τον υπολογισμό της ηλικίας των υδάτινων μαζών σε χρονικές κλίμακες εκατοντάδων έως και χιλιάδων ετών.

Άλλα ισότοπα, όπως το τρίτιο (^{3}H) σε συνδυασμό με το ήλιο-3 (^{3}He), παρέχουν πληροφορίες για την ανανέωση των επιφανειακών και ενδιάμεσων στρωμάτων του ωκεανού. Το ζεύγος τριτίου/ηλίου-3 επιτρέπει τον υπολογισμό χρόνων μεταφοράς και εξαερισμού, κρίσιμων παραμέτρων για την κατανόηση της ανταλλαγής αερίων και της κλιματικής ισορροπίας. Εξίσου σημαντικές είναι οι εφαρμογές των ισοτόπων θορίου, όπως το ^{234}Th, το οποίο λόγω της ισχυρής προσρόφησής του στα αιωρούμενα σωματίδια χρησιμοποιείται για την εκτίμηση της ροής σωματιδιακής ύλης προς τα βάθη, προσφέροντας στοιχεία για τον παγκόσμιο κύκλο του άνθρακα. Επιπλέον, τα ισότοπα του ραδίου (^{223}Ra, ^{224}Ra, ^{226}Ra, ^{228}Ra) λόγω της διαφορετικής ημιζωής τους λειτουργούν ως ιχνηθέτες εισροής ποταμών, υποθαλάσσιων εκροών υπόγειων υδάτων και ανάμιξης σε παράκτια ύδατα. Οι μετρήσεις ραδίου επιτρέπουν τον προσδιορισμό της συμβολής υπόγειων υδάτων και ποταμών στο παράκτιο σύστημα, παράμετρο κρίσιμη για την εκτίμηση των εισροών θρεπτικών στοιχείων και ρυπαντών. Τέτοιες εφαρμογές δείχνουν ότι τα ραδιοϊσότοπα δεν αποτελούν και ισχυρό εργαλείο κατανόησης των ωκεάνιων διεργασιών, παρέχοντας δεδομένα που δύσκολα θα μπορούσαν να αποκτηθούν με άλλες μεθόδους.

Η συλλογή δειγμάτων από το θαλάσσιο περιβάλλον για εργαστηριακή ανάλυση (εργαστηριακή μέθοδος) είναι μια διαδικασία χρονοβόρα και δαπανηρή, κατά την οποία υπάρχει και ο κίνδυνος αλλοίωσης των δειγμάτων λόγω συνθηκών και χρόνου μεταφοράς. Άλλα μειονεκτήματα της εργαστηριακής μεθόδου είναι η καθυστέρηση λήψης δεδομένων για παρακολούθηση πιθανών επειγόντων γεγονότων, όπως πυρηνικά ατυχήματα, και η αδυναμία παρακολούθησης ευαίσθητων περιοχών με μεθόδους έγκαιρης λήψης αποφάσεων. Για τον λόγο αυτό γίνεται απαραίτητη η δημιουργία επιτόπιων (in situ) μεθόδων παρακολούθησης πραγματικού χρόνου (real time) ειδικά σε περιοχές που οι γρήγορες αποφάσεις βοηθούν την

πολιτική προστασία για τα μέτρα που πρέπει να ληφθούν.

Οι εργαστηριακές μετρήσεις γίνονται συνήθως με ανιχνευτές υψηλής διακριτικής ικανότητας (όπως HPGe) που είναι από τους πιο διαδεδομένους για μετρήσεις ραδιενέργειας, όμως το υψηλό τους κόστος και διαδικασία μέτρησης δεν τους καθιστούν κατάλληλους για εφαρμογές επιτήρησης του περιβάλλοντος

Όσον αφορά τους υποθαλάσσιους ανιχνευτές ραδιενέργειας, ένα από τα γνωστά συστήματα που έχουν ποντιστεί σε διάφορες υδάτινες περιοχές του κόσμου (Μεσόγειος Θάλασσα, Μαύρη Θάλασσα, Κασπία Θάλασσα, Ερυθρά Θάλασσα, Βόρεια Θάλασσα, Θάλασσα Κίνας κ,ά.) είναι το σύστημα KATERINA. Το σύστημα KATERINA αναπτύχθηκε στο Ελληνικό Κέντρο Θαλασσίων Ερευνών (ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε.) και έχει χρησιμοποιηθεί σε ποικίλες εφαρμογές στο θαλάσσιο περιβάλλον τόσο για θέματα ραδιοπροστασίας όσο και για περιβαλλοντικές εφαρμογές (γεωφυσική, ιζηματολογία, μετεωρολογία κ.ά.). Όμως χαρακτηριστικά του όπως το μέγεθός του καθιστούν δύσκολη την ενσωμάτωσή του σε αυτόνομες ή κινητές πλατφόρμες όπως τα υποβρύχια οχήματα. Η ενσωμάτωση αυτή θα βοηθούσε τόσο για δράσεις επιτήρησης όσο και για υποστήριξη των εθνικών αρχών πολιτικής προστασίας για μεταφορά επικίνδυνων υλικών. Για τον λόγο αυτό στο ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε. αναπτύσσεται στα πλαίσια του προγράμματος UNDERSEC ένα νέο φασματόμετρο ακτίνων γ, το miniKATERINA, που είναι μικρότερο σε διαστάσεις και πιο εφαρμόσιμο για να ενσωματωθεί σε κινητές μονάδες παρατήρησης και επιτήρησης, ειδικά για θέματα θαλάσσιων μεταφορών. Το εν λόγω φασματόμετρο αποτελείται από έναν κρύσταλλο NaI(Tl) διαστάσεων 2" × 2" με ενσωματωμένο φωτοπολλαπλασιαστή πυριτίου (SiPM). Το σύστημα συνδέεται σε εξωτερικό τροφοδοτικό και η λήψη δεδομένων μπορεί να γίνει είτε μέσω σύνδεσης καλωδίου USB είτε με WiFi.

Στο διεθνές πεδίο η τεχνολογική πρόοδος στα ανιχνευτικά συστήματα έχει επικεντρωθεί στη βελτίωση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και της ευαισθησίας. Εκτός από τους κλασικούς ανιχνευτές NaI(Tl) που χρησιμοποιούνται εκτενώς λόγω της απλότητας και του χαμηλού κόστους τους, έχουν αναπτυχθεί νέα υλικά όπως οι κρύσταλλοι $LaBr_3$ και $CeBr_3$, οι οποίοι προσφέρουν ανώτερη ανάλυση και χαμηλότερο όριο ανίχνευσης. Παράλληλα, η χρήση φωτοπολλαπλασιαστών πυριτίου (SiPM) αντί των τυπικών φωτοπολλαπλασιαστών κενού έχει δώσει τη δυνατότητα για πιο συμπαγείς και αποδοτικές διατάξεις. Όμως η πλήρης αξιοποίησή τους στο θαλάσσιο περιβάλλον παραμένει μια πρόκληση, καθώς προκύπτουν ζητήματα στεγανοποίησης, ανθεκτικότητας σε υψηλή πίεση και διατήρησης σταθερής λειτουργίας σε μεταβαλλόμενες συνθήκες θερμοκρασίας και αλατότητας.

Για την ανάπτυξη του συστήματος miniKATERINA είναι αναγκαίο ένα εύρος διαδικασιών και μελετών, ορισμένες εκ των οποίων διεξήχθησαν στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας. Αρχικά έγιναν μετρήσεις για την κατανόηση λειτουργίας του συστήματος, διεργασίες βαθμονόμησης στον αέρα για την ενέργεια, διακριτική ικανότητα αλλά και για την απόδοση του συστήματος με σημειακές πηγές που τοποθετήθηκαν σε συγκεκριμένη απόσταση μεταξύ κρυστάλλου και πηγής και γεωμετρία. Έπειτα έγιναν οι ίδιες διεργασίες στο νερό για τη βαθμονόμηση της ενέργειας, της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και της απόδοσης του συστήματος χρησιμοποιώντας την δεξαμενή του ΕΜΠ όπου τοποθετήθηκε το σύστημα στη μέση της δεξαμενής που ήταν γεμάτη με γλυκό νερό. Δύο πηγές συγκεκριμένης ενεργότητας ήταν διαλυμένες στο πόσιμο νερό: ^{40}K και ^{137}Cs.

Τα πειραματικά αποτελέσματα της απόδοσης του συστήματος αναπαράχθηκαν με προσομοιώσεις Monte Carlo κι έδειξαν μεγάλη συμφωνία (10%) στις μεσαίες και χαμηλές ενεργειακές περιοχές. Στην περίπτωση των χαμηλών ενεργειών η συμφωνία δεν ήταν ικανοποιητική, κάτι που μπορεί να αποδοθεί στο γεγονός ότι στις χαμηλές ενέργειες αυξάνεται η συνεισφορά του ηλεκτρονικού θορύβου (στη περίπτωση που χρησιμοποιείται ο SiPM). Επίσης, τα πειραματικά αποτελέσματα όταν το ανιχνευτικό σύστημα δεν είχε το περίβλημα έδειξαν απόκλιση με τα θεωρητικά αποτελέσματα επειδή δεν υπήρχε καταγεγραμμένη η γεωμετρία μέτρησης λόγω πιθανής κλίσης του τοποθετούμενου κρυστάλλου μέτρησης στο ειδικό πλαίσιο με αποτέλεσμα η γεωμετρία να μην είναι αυστηρά καθορισμένη.

Μέσα από τη μελέτη και βαθμονόμηση του miniKATERINA παρουσιάζεται ένα νέο ανιχνευτικό σύστημα με στόχο να συνδυάσει φορητότητα, χαμηλό κόστος και αξιόπιστη λειτουργία. Τα αποτελέσματα έδειξαν ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ πειραματικών αποτελεσμάτων και προσομοιώσεων Monte Carlo. Η δυνατότητα βελτίωσης μέσω μελλοντικών τεχνικών ενισχύει την προοπτική αξιοποίησής του σε εφαρμογές πραγματικού χρόνου και σε ολοκληρωμένα δίκτυα παρακολούθησης.

2 ΘΕΩΡΙΑ

Η πυρηνική φυσική είναι ο τομέας της φυσικής που μελετά τη δομή και τις διεργασίες που λαμβάνουν χώρο στους ατομικούς πυρήνες. Σε αυτή περιλαμβάνεται η μελέτη των νουκλεονίων (πρωτόνια και νετρόνια) και των αλληλεπιδράσεών τους με την ύλη και την ακτινοβολία. Στη παρούσα εργασία η μέτρηση της ραδιενέργειας λαμβάνει χώρα μέσω της ακτινοβολίας γ, δηλαδή την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, και ειδικότερα στην περιοχή των υψηλών συχνοτήτων. Η συνεχής έρευνα και ανάπτυξη στον τομέα της ραδιενέργειας περιβάλλοντος παρέχει νέες γνώσεις και τεχνολογίες που συμβάλλουν στην προστασία του πλανήτη και στη βελτίωση της ανθρώπινης ζωής. Στο κεφάλαιο αυτό παρατίθενται τα θεωρητικά θεμέλια της εργασίας. Παρουσιάζονται οι βασικές έννοιες της πυρηνικής φυσικής, οι τύποι ραδιενεργών διασπάσεων, οι αλληλεπιδράσεις της ακτινοβολίας γ με την ύλη, και η έννοια της εξασθένησης της ακτινοβολίας.

2.1 Πυρηνική Αστάθεια και Ραδιενεργός Διάσπαση

Η ραδιενεργός διάσπαση είναι μια αυτόματη διεργασία κατά την οποία ένα νουκλίδιο ασταθούς ατομικού πυρήνα μεταπίπτει εκπέμποντας ταυτόχρονα ενέργεια με τη μορφή ακτινοβολίας. Η σταθερότητα ή αστάθεια ενός πυρήνα καθορίζεται από τον λόγο νετρονίων προς πρωτόνια (N/Z). Η ασυμμετρία στον λόγο αυτό είναι το λεγόμενο πρόβλημα μη ισορροπίας. Όταν ο λόγος N/Z βρίσκεται σε ένα συγκεκριμένο εύρος τιμών, ο πυρήνας είναι σταθερός. Οι ασταθείς πυρήνες βρίσκονται εκτός του εύρους αυτού, δηλαδή έχουν υπερβολικά πολλά νετρόνια ή πρωτόνια. Οι πυρήνες αυτοί τείνουν να αποκτήσουν σταθερότερη μορφή μέσω της ραδιενεργού διάσπασης, που οδηγεί στη μεταστοιχείωση του πυρήνα σε διαφορετικό ισότοπο του ίδιου στοιχείου ή στον πυρήνα ενός διαφορετικού στοιχείου.

Υπάρχουν τρεις μορφές ακτινοβολίας που απελευθερώνονται κατά τη ραδιενεργό διάσπαση:

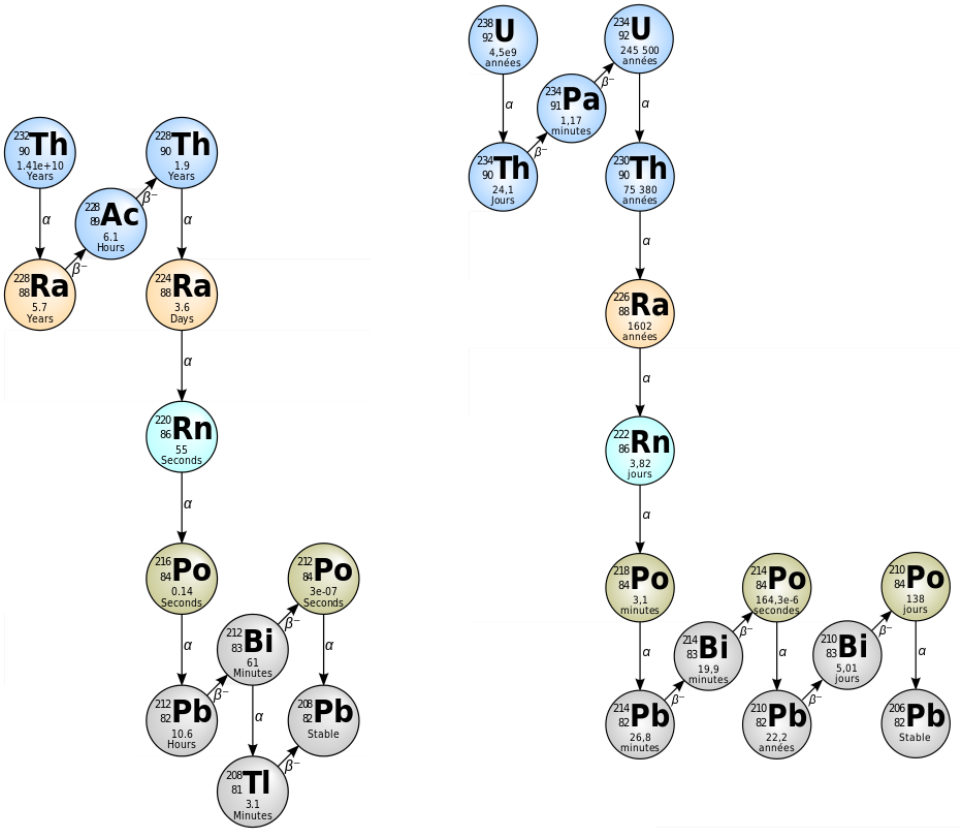
Ακτινοβολία α: ένα σωματίδιο α, δηλαδή πυρήνας ${}^4_2He$, εκπέμπεται από τον μητρικό πυρήνα, με αποτέλεσμα τη μείωση του πυρηνικού φορτίου κατά δύο μονάδες και του μαζικού αριθμού κατά τέσσερεις μονάδες

Ακτινοβολία β: ηλεκτρόνια ή ποζιτρόνια που προέρχονται από β^- ή β^+ διάσπαση αντίστοιχα. Στη β^- διάσπαση (${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}\ Y + e^- + \bar{\nu}$) ο ατομικός αριθμός αυξάνεται κατά μία μονάδα ενώ στη β^+ διάσπαση (${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}\ Y + e^+ + \nu$) μειώνεται κατά μία μονάδα.

Ακτινοβολία γ: μια συνεκτική ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία στην περιοχή των μεγάλων συχνοτήτων του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

Η μη ισορροπία που υπάρχει στους πυρήνες οδηγεί στη δημιουργία σειρών διαδοχικών διασπάσεων μέχρι τη δημιουργία ενός σταθερού πυρήνα. Έτσι δημιουργούνται αλυσίδες ραδιονουκλιδίων, που ονομάζονται ραδιενεργές σειρές. Υπάρχουν τρεις φυσικές ραδιενεργές σειρές: Ουρανίου (${}^{238}U$), Θορίου (${}^{232}Th$) και Ακτινίου (${}^{235}U$). Στο Σχ. 2.1 παρουσιάζονται οι φυσικές ραδιενεργές σειρές του ^{232}Th και του ^{238}U. Οι

ραδιενεργές διασπάσεις ορισμένων φυσικών ραδιενεργών στοιχείων μελετώνται για την καλύτερη κατανόηση των διεργασιών που λαμβάνουν χώρα στο περιβάλλον. Η μελέτη της ραδιενεργού διάσπασης σε διάφορα οικοσυστήματα του περιβάλλοντος είναι θεμελιώδους σημασίας για την καλύτερη κατανόηση των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα σε αυτά.



Σχήμα 2.1: Ραδιενεργές σειρές του ^{232}Th (αριστερά) και του ^{238}U (δεξιά) [34]

Η ραδιενεργός διάσπαση ενός πυρήνα δεν εξαρτάται από εξωτερικές συνθήκες και παρουσία άλλων πυρήνων. Είναι ένα στατιστικό φαινόμενο, και αυτό οδηγεί στον εκθετικό νόμο.

Αν σε ένα δείγμα υπάρχουν N ραδιενεργοί πυρήνες σε χρόνο t και δεν προστίθενται νέοι πυρήνες, η πιθανότητα διάσπασης στη μονάδα του χρόνου δίνεται από τη σχέση [20]

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \tag{2.1}$$

Το λ ονομάζεται σταθερά διάσπασης.

Η πιθανότητα αυτή είναι σταθερή για κάθε ισότοπο και ανεξάρτητη από την ηλικία των ατόμων.

Ολοκληρώνοντας την Εξ. 2.1 και θεωρώντας ότι σε χρόνο $t = 0$ υπάρχουν N_0 πυρήνες, προκύπτει ο νόμος της ραδιενεργού διάσπασης:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \tag{2.2}$$

Άλλα χρήσιμα μεγέθη είναι ο χρόνος ημιζωής $t_{1/2}$ και ο μέσος χρόνος ζωής τ του πυρήνα.

Ο χρόνος ημιζωής είναι ο χρόνος για τον οποίο $N(t_{1/2}) = N_0/2$ [19]. Εφαρμόζοντας τη συνθήκη αυτή στην Εξ. 2.2 προκύπτει

$$t_{1/2} = \frac{ln2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \tag{2.3}$$

Ο μέσος χρόνος ζωής ορίζεται ως ο μέσος χρόνος που αναμένεται να επιβιώσει ο πυρήνας μέχρι να διασπαστεί, και είναι ένα καθαρά στατιστικό μέγεθος. Ο αριθμός πυρήνων που επιβιώνουν έπειτα από χρόνο t είναι $N(t)$, και ο αριθμός των πυρήνων που διασπώνται στο διάστημα $[t, t + dt]$ είναι $|dN/dt| \cdot dt$, οπότε ο μέσος χρόνος ζωής δίνεται από τη παρακάτω σχέση [2]

$$\tau = \frac{\int_0^\infty t|dN/dt| \cdot dt}{\int_0^\infty |dN/dt| \cdot dt} \tag{2.4}$$

Υπολογίζοντας τα ολοκληρώματα προκύπτει

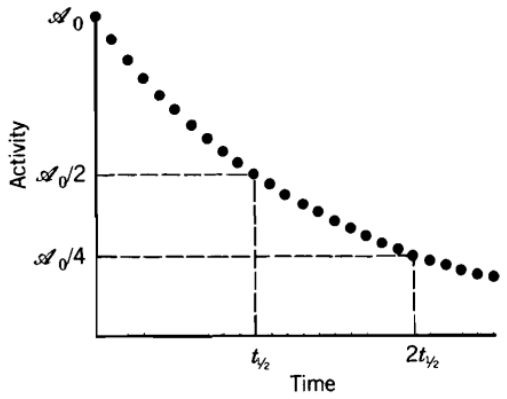
$$\tau = \frac{1}{\lambda} \tag{2.5}$$

Σε πειραματικό επίπεδο είναι πιο εύκολη η μέτρηση των διασπάσεων που έλαβαν χώρα μεταξύ δύο χρονικών στιγμών, παρά η μέτρηση των πυρήνων που δεν έχουν διασπαστεί. Για τον λόγο αυτό ορίσθηκε η ενεργότητα A ως ο ρυθμός με τον οποίο γίνονται οι διασπάσεις σε ένα δείγμα [19].

$$\mathrm{A} \equiv \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t} \tag{2.6}$$

Όπου $A_0 = \lambda N_0$ η αρχική ενεργότητα του δείγματος.

Η ενεργότητα μετριέται σε Μπεκερέλ (Bq) στο Διεθνές Σύστημα Μονάδων (SI), με $1Bq$ να ισούται με 1διάσπαση$/sec$. Χρησιμοποιείται επίσης ως μονάδα και το Κιουρί: $1Ci = 3.7 \cdot 10^{10} Bq$.



Σχήμα 2.2: Εκθετική μείωση της ενεργότητας [21].

2.2 Αλληλεπιδράσεις Ακτινοβολίας γ με την Ύλη

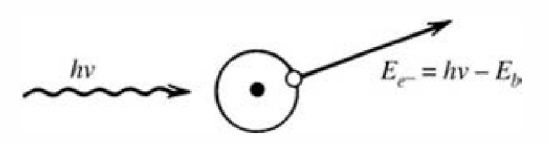
Υπάρχουν πολλοί τρόποι με τους οποίους οι ακτίνες γ μπορούν να αλληλοεπιδράσουν με την ύλη, αλλά μόνο τρεις βασικοί μηχανισμοί είναι σημαντικοί στις μετρήσεις ραδιενέργειας: το Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η Δίδυμη Γένεση

2.2.1 Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι η επικρατέστερη αντίδραση φωτονίων με την ύλη για σχετικά χαμηλές ενέργειες. Συμβαίνει όταν ένα φωτόνιο με αρκετά υψηλή ενέργεια προσπίπτει σε ένα άτομο και απορροφάται από αυτό (Σχ. 2.3). Ακολούθως, απελευθερώνεται ένα ηλεκτρόνιο (φωτοηλεκτρόνιο) από το άτομο με ενέργεια που δίνεται από τη σχέση [20]

$$E_e = h\nu - E_b \tag{2.7}$$

όπου $h\nu$ η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου και E_b η ενέργεια σύνδεσης του φωτοηλεκτρονίου στη στοιβάδα που βρισκόταν.



Σχήμα 2.3: Σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας του Φωτοηλεκτρικού Φαινομένου [20]

Χρειάζεται να σημειωθεί πως το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο μπορεί να λάβει χώρα μόνο με άτομα ή μόρια και όχι με ελεύθερα ηλεκτρόνια.

Καθώς έχει απελευθερωθεί ένα ηλεκτρόνιο από το άτομο, αυτό είναι πλέον κατιόν, με μια κενή θέση,

η οποία γεμίζεται γρήγορα είτε μέσω σύλληψης ενός ηλεκτρονίου από το υλικό είτε με ανακατάταξη των ηλεκτρονίων ανώτερων στοιβάδων. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την εκπομπή μίας (ή παραπάνω) χαρακτηριστικής ακτίνας Χ, που συνήθως απορροφάται πάλι μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου από κάποιο κοντινό άτομο, ή ενός ηλεκτρονίου Auger.

Έτσι η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου ισούται με το άθροισμα των ενεργειών όλων των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται, δεδομένου του ότι δεν υπήρξε διαφυγή από τον ανιχνευτή. Αν οι προσπίπτουσες ακτίνες γ είναι μονοενεργειακές, η ενέργεια των ηλεκτρονίων θα είναι πάντα ίδια, με αποτέλεσμα η κατανομή της κινητικής ενέργειας μιας σειράς γεγονότων φωτοηλεκτρικής απορρόφησης να είναι μια συνάρτηση δ (Σχ. 2.4) με την κορυφή να αντιστοιχεί στην ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου.



Σχήμα 2.4: Ενεργός διατομή του φωτοηλεκτρικού φαινομένου [20]

Η διαδικασία αυτή εξαρτάται και από τον ατομικό αριθμό του ατόμου, και συγκεκριμένα ευνοείται όταν είναι υψηλός. Η ενεργός διατομή είναι προσεγγιστικά [20]

$$\tau_\gamma \approx c \cdot \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}} \tag{2.8}$$

όπου c είναι μια σταθερά και το n μπορεί να πάρει τις τιμές 4 και 5, ανάλογα με την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου και τη δομή του ατόμου.

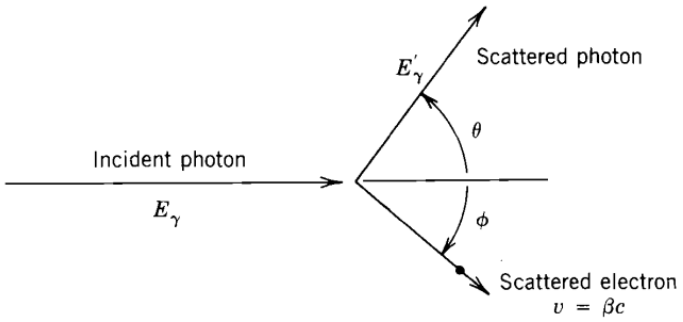
Η εξάρτηση αυτή από τον ατομικό αριθμό του απορροφητή είναι ένας από τους κυριότερους λόγους για τη χρήση υλικών με μεγάλο Z στους ανιχνευτές φασματοσκοπίας γ.

2.2.2 Φαινόμενο Compton

Η σκέδαση Compton που περιγράφεται παρακάτω είναι μη ελαστική (incoherent), κατά την οποία το φωτόνιο αλληλεπιδρά με ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο στο οποίο και μεταφέρει μέρος της ενέργειάς του. Το φαινόμενο αυτό είναι κυρίαρχο στην ενεργειακή περιοχή ενδιαφέροντος για ραδιενεργές πηγές και είναι καθοριστικής σημασίας για τη διαμόρφωση του φάσματος που καταγράφεται από ανιχνευτές ακτινοβολίας γ. Η ελαστική σκέδαση αντιθέτων αφορά σκέδαση του φωτονίου χωρίς μεταφορά ενέργειας, με αποτέλεσμα να μην συμβάλλει στο φάσμα. Για τον λόγο αυτό, στη παρούσα ενότητα περιγράφεται μόνο

η μη ελαστική σκέδαση Compton.

Η Σκέδαση Compton είναι η διαδικασία κατά την οποία ένα φωτόνιο αλληλεπιδρά με ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο του υλικού και είναι ο πιο συνήθης μηχανισμός για ακτίνες γ με ενέργειες που συναντώνται συχνά σε ραδιενεργές πηγές. Το φωτόνιο σκεδάζεται σε γωνία θ, μεταφέροντας μέρος της ενέργειάς του στο ηλεκτρόνιο και επομένως αποκτώντας μικρότερο μήκος κύματος. Είναι κυρίαρχος μηχανισμός στην ακτινοβολία γ και στις ακτίνες Χ. Στο Σχ. 2.5 φαίνεται η διαδικασία.



Σχήμα 2.5: [21]

Θεωρώντας το ηλεκτρόνιο να είναι ελεύθερο, από την αρχή διατήρησης ορμής και την αρχή διατήρησης ενέργειας προκύπτει [21]

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/mc^2)(1 - cos\theta)} \tag{2.9}$$

όπου E_γ και E'_γ η ενέργεια του φωτονίου πριν και μετά τη σκέδαση, m η μάζα του ηλεκτρονίου και θ η γωνία σκέδασης, με $\theta \in [0, \pi]rad$

Η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου θα είναι [20]

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma = \mathrm{E}_\gamma \left(\frac{(E_\gamma/(mc^2)) \cdot (1 - cos\theta)}{1 + (E_\gamma/(mc^2)\cdot)(1 - cos\theta)} \right) \tag{2.10}$$

Η πιθανότητα της σκέδασης Compton ανά άτομο του απορροφητή εξαρτάται από τα διαθέσιμα ηλεκτρόνια, οπότε και από τον ατομικό αριθμό Z. Η γωνιακή κατανομή των σκεδασμένων φωτονίων σε γωνία θ δίνεται από την εξίσωση Klein-Nishina για τη διαφορική ενεργό διατομή ενός ηλεκτρονίου [21]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - cos\theta)} \right]^3 \left[\frac{1 + cos\theta}{2} \right] \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - cos\theta)^2}{(1 + cos\theta)^2[1 + \alpha(1 - cos\theta)]} \right] \tag{2.11}$$

όπου $\alpha = \mathrm{E}_{ph}/mc^2$ και $r_0 = e^2/4\pi\varepsilon_0 mc^2 = 2.818 fm$ η κλασσική ακτίνα του ηλεκτρονίου.

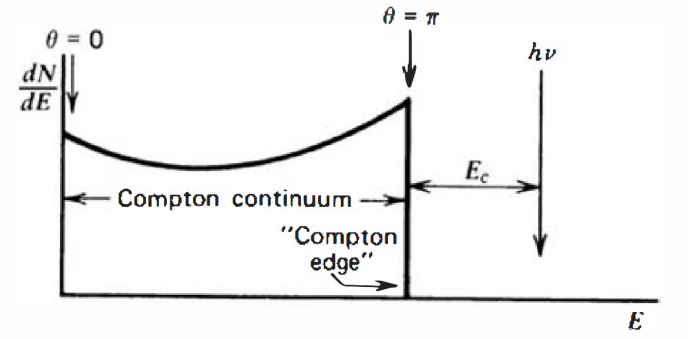
Η παραπάνω εξίσωση μας δίνει την πιθανότητα της κατεύθυνσης της παραγόμενης ακτίνας γάμμα που δημιουργείται μέσω της σκέδασης Compton. Η πιθανότητα αυτή είναι πολύ σημαντική για τις προ-

σομοιώσεις Monte Carlo για την περιπτώσεις που επιλέγεται η συγκεκριμένη σκέδαση.

Ολοκληρώνοντας την Εξ. 2.11 σε όλες τις γωνίες προκύπτει για κάθε ηλεκτρόνιο

$$\sigma = \frac{\pi r_0^2}{a}\left\{\left[1 - \frac{2(\alpha+1)}{\alpha^2}\right] ln(2\alpha+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\alpha} - \frac{1}{2(2\alpha+1)^2}\right\} \tag{2.12}$$

Στον ανιχνευτή γίνεται σκέδαση σε όλες τις γωνίες υπό φυσιολογικές συνθήκες, οπότε οι πιθανές ενέργειες που μπορούν να μεταφερθούν στο ηλεκτρόνιο είναι ένα συνεχές φάσμα από το 0 έως την μέγιστη ενέργεια που δίνεται από την Εξ.2.10 για $\theta = \pi$. Η κατανομή των ηλεκτρονίων για μια ακτίνα γ συγκεκριμένης ενέργειας φαίνεται στο Σχ. 2.6. Η κατανομή αυτή ονομάζεται Compton continuum, και η άκρη του, στην οποία αντιστοιχεί η μέγιστη γωνία σκέδασης, ονομάζεται Compton edge.



Σχήμα 2.6: Ενεργός διατομή του φαινομένου Compton [20]

2.2.3 Δίδυμη Γένεση

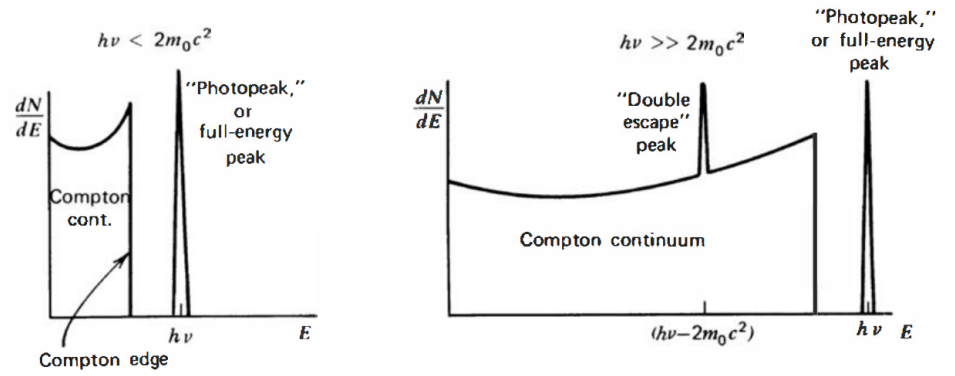
Η Δίδυμη Γένεση συμβαίνει όταν ένα φωτόνιο υψηλής ενέργειας που βρίσκεται κοντά σε έναν πυρήνα ή ένα ηλεκτρόνιο δημιουργεί ένα ζεύγος ηλεκτρονίου - ποζιτρονίου και εξαφανίζεται. Αυτή η διαδικασία απαιτεί φωτόνια με ενέργεια μεγαλύτερη από $1.022 MeV$ (τη μάζα του ζεύγους), αλλά κοντά στο κατώφλι αυτό η πιθανότητα της αλληλεπίδρασης είναι μικρή. Το φωτόνιο χρειάζεται να έχει ενέργεια αρκετά MeV πάνω από το κατώφλι για να επικρατήσει η δίδυμη γένεση. Η περίσσεια ενέργειας γίνεται κινητική ενέργεια που μοιράζεται ανάμεσα στο ηλεκτρόνιο και το ποζιτρόνιο.

Δεν υπάρχει μια απλή έκφραση που να δίνει τη πιθανότητα της δίδυμης γένεσης ανά πυρήνα, αλλά η τάξη μεγέθους είναι ανάλογη του τετραγώνου του ατομικού αριθμού του υλικού. Η ενεργός διατομή στη περίπτωση της δίδυμης γένεσης είναι της τάξεως [6]

$$\kappa \approx \frac{Z^2}{137}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \tag{2.13}$$

Καθώς διασχίζει το μέσο, το ποζιτρόνιο θα επιβραδυνθεί και θα εξαϋλωθεί με κάποιο ηλεκτρόνιο, παράγοντας δύο φωτόνια εξαΰλωσης ενέργειας $0.511 MeV$ το καθένα. Η δευτερεύουσα αυτή ακτινοβολία παίζει μεγάλο ρόλο στην απόκριση των ανιχνευτών ακτινοβολίας γ. Αν η ενέργεια του ηλεκτρονίου και

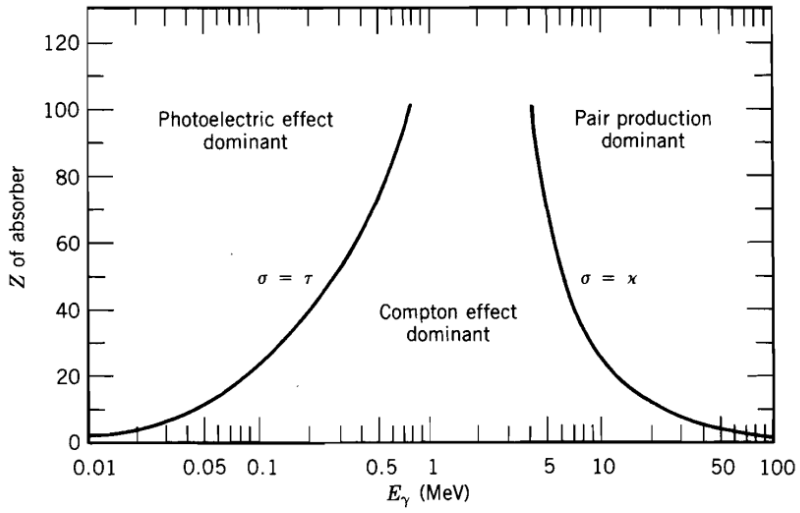
των φωτονίων εξαΰλωσης εναποτεθεί στον ανιχνευτή, θα εμφανιστεί φωτοηλεκτρικό μέγιστο. Αν ένα από τα φωτόνια εξαΰλωσης διαφύγει, η φωτοκορυφή θα μειωθεί κατά $0.511 MeV$, ενώ αν διαφύγουν και τα δύο θα μειωθεί κατά $1.022 MeV$. Οι κορυφές αυτές ονομάζονται πρώτη κορυφή διαφυγής και δεύτερη κορυφή διαφυγής αντίστοιχα.



Σχήμα 2.7: Ενεργός διατομή της δίδυμης γένεσης [20].

2.3 Εξασθένηση Ακτίνων-γ

Όπως ειπώθηκε στις προηγούμενες παραγράφους, το ποια από τις τρεις αλληλεπιδράσεις επικρατεί εξαρτάται από τις ενέργειες των φωτονίων και το υλικό στο οποίο προσπίπτουν. Στο Σχ.2.8 φαίνεται η εξάρτηση αυτή. Στον οριζόντιο άξονα είναι η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου σε λογαριθμική κλίμακα και στον κατακόρυφο άξονα ο ατομικός αριθμός του υλικού. Οι δύο καμπύλες ορίζουν τις περιοχές στις οποίες επικρατούν τα τρία φαινόμενα. Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι επικρατέστερο αριστερά από την αριστερή καμπύλη, η δίδυμη γένεση δεξιά από τη δεξιά καμπύλη και το φαινόμενο Compton ανάμεσά τους. Στην αριστερή καμπύλη οι πιθανότητες φωτοηλεκτρικού και Compton είναι ίσες, και στη δεξιά καμπύλη οι πιθανότητες Compton και δίδυμης γένεσης είναι ίσες.



Σχήμα 2.8: Οι περιοχές στις οποίες κυριαρχεί κάθε μια από τις αλληλεπιδράσεις της ακτινοβολίας με την ύλη [21].

Αν θεωρήσουμε μια μονοενεργειακή λεπτή δέσμη φωτονίων αρχικής έντασης I_0 που διασχίζει ένα μέσο, η ένταση είναι συνάρτηση της απόστασης x που έχει διανύσει στο μέσο

$$I = I_0 e^{-\mu x} \tag{2.14}$$

όπου μ ο **γραμμικός συντελεστής απορρόφησης**.

Κάθε μια από τις τρεις αυτές αλληλεπιδράσεις έχει συγκεκριμένη πιθανότητα ανά μονάδα μήκους διαδρομής στο υλικό. Ο συνολικός συντελεστής εξασθένησης είναι το άθροισμα των τριών αυτών συντελεστών και εκφράζει την ολική πιθανότητα ανά μονάδα μήκους διαδρομής να απομακρυνθεί το φωτόνιο από τη δέσμη:

$$\mu = \tau + \kappa + \sigma \tag{2.15}$$

Ένα άλλο μέγεθος που χαρακτηρίζει τα φωτόνια είναι η μέση ελεύθερη διαδρομή λ που ορίζεται ως η μέση διαδρομή που διασχίζει ένα φωτόνιο στο μέσο μέχρι να αλληλεπιδράσει με την ύλη. Είναι [20]

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} \tag{2.16}$$

Ο γραμμικός συντελεστή απορρόφησης εξαρτάται από την πυκνότητα ρ του μέσου. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιείται πιο ευρέως ο μαζικός συντελεστής απορρόφησης, που για δεδομένη ενέργεια των ακτίνων γ είναι ανεξάρτητος του υλικού.

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \tag{2.17}$$

Σε περίπτωση που τα υλικά ενδιαφέροντος είναι σύνθετα ή μείγματα που αποτελούνται από περισσότερα από ένα χημικά στοιχεία, η εξασθένηση της ακτινοβολίας η δεν εξαρτάται πλέον από έναν μόνο συντελεστή. Υπολογίζεται μέσω του συνολικού γραμμικού ή μαζικού συντελεστή εξασθένησης του μίγματος, ο οποίος προκύπτει ως γραμμικός συνδυασμός των συντελεστών των επιμέρους συστατικών [20].

$$(\mu/\rho)_{mixture} = \sum_i w_i (\mu/\rho)_i \tag{2.18}$$

όπου w_i το κλασματικό βάρος κατά μάζα του στοιχείου i του μίγματος και $(\mu/\rho)_i$ ο αντίστοιχος μαζικός συντελεστής εξασθένησης του στοιχείου.

Αυτή η προσέγγιση προϋποθέτει ότι τα άτομα των συστατικών κατανέμονται ομοιογενώς και ότι τυχόν χημικές αλληλεπιδράσεις δεν επηρεάζουν σημαντικά τις πιθανότητες σκέδασης και απορρόφησης. Αυτές οι παραδοχές τεκμηριώνονται και εφαρμόζονται, μεταξύ άλλων, στη βάση δεδομένων NIST XCOM

[5], η οποία χρησιμοποιείται για την υπολογιστική εκτίμηση των συντελεστών εξασθένησης στοιχείων και μιγμάτων.

Στην περίπτωση του γλυκού νερού ο συνολικός συντελεστής εξασθένησης υπολογίζεται βάσει των ποσοτήτων κατά βάρος (περίπου 11% H και 89% O). Αντίστοιχα μπορεί να μοντελοποιηθεί η εξασθένηση σε θαλασσινό νερό λαμβάνοντας υπόψη προσμίξεις όπως ιόντα Na^+ και Cl^-.

Η παραπάνω μεθοδολογία εφαρμόζεται ευρέως σε προσομοιώσεις Monte Carlo, όπως το MCNP, όπου η περιγραφή των υλικών γίνεται μέσω τω στοιχειακών ποσοτήτων κατά βάρος.

Μιλάμε για ολική απορρόφηση της ενέργειας του φωτονίου όταν για την έντασή του σε απόσταση x ισχύει $I(x) = I_0/1000$. Η απόσταση που αντιστοιχεί στη παραπάνω τιμή της έντασης είναι η απόσταση στην οποία 99% της ακτινοβολίας δεν μπορεί να διαπεράσει το μέσο (εξασθενεί), και ονομάζεται **ενεργός απόσταση** ή **ενεργός ακτίνα**, $\mathbf{x_{eff}}$. Αντικαθιστώντας στην Εξ. 2.14 προκύπτει

$$x_{eff} = \frac{ln(1000)}{\mu} \tag{2.19}$$

Ο αντίστοιχος όγκος σφαίρας στον οποίο μπορούν να κινηθούν τα φωτόνια ακτινικά μέχρι να εξασθενήσουν ονομάζεται **ενεργός όγκος**, $\mathbf{V_{eff}}$ και είναι

$$V_{eff} = \frac{4}{3}\pi \cdot x_{eff}^3 \Rightarrow V_{eff} = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{ln(1000)}{\mu}\right)^3 \tag{2.20}$$

2.4 Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ενέργοτητα

Στις μετρήσεις ραδιενέργειας, και ιδιαίτερα στην παρακολούθηση χαμηλών ενεργοτήτων σε δείγματα όπως το νερό, η ποσοτικοποίηση της ευαισθησίας του συστήματος είναι κρίσιμη. Το μέγεθος που χρησιμοποιείται ευρύτερα για την περιγραφή αυτής της ευαισθησίας είναι η Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ενεργότητα (Minimum Detectable Activity, MDA). Η MDA ορίζεται ως η μικρότερη ενεργότητα ενός ραδιονουκλιδίου που μπορεί να ανιχνευθεί κάτω από συγκεκριμένες πειραματικές συνθήκες με ένα προκαθορισμένο επίπεδο στατιστικής εμπιστοσύνης.

Λόγω της στατιστικής φύσης της ραδιενεργούς διάσπασης, τα μετρούμενα γεγονότα ακολουθούν την κατανομή Poisson. Η κατανομή αυτή μπορεί να προσεγγιστεί από τη Γκαουσιανή για αρκετά μεγάλους αριθμούς γεγονότων. Η διαδικασία της ανίχνευσης είναι εγγενώς πιθανοκρατική και συνεπώς επιρρεπής σε δύο είδη σφαλμάτων. Το σφάλμα Τύπου Ι, με πιθανότητα α, συμβαίνει όταν τυχαίες διακυμάνσεις του υποβάθρου εκλαμβάνονται λανθασμένα ως πραγματικά γεγονότα (ψευδώς θετικό). Το σφάλμα Τύπου ΙΙ, με πιθανότητα β, συμβαίνει όταν υπάρχουν πραγματικά γεγονότα αλλά δεν ανιχνεύονται (ψευδώς αρνητικό). Στη ραδιομετρία είναι σύνηθες να τίθενται $\alpha = \beta = 0.05$. Η επιλογή αυτή αντιστοιχεί σε επίπεδο εμπιστοσύνης 95% και για τους δύο τύπους σφαλμάτων και αποτελεί συμβιβασμό μεταξύ του κινδύνου

καταγραφής γεγονότων υποβάθρου ως πραγματικά και του κινδύνου μη ανίχνευσης πραγματικών γεγονότων, διατηρώντας παράλληλα την πρακτική χρησιμότητα στις περιβαλλοντικές εφαρμογές [10] [14].

Για αρχή πρέπει να γίνει λόγος για τα γεγονότα που καταγράφονται. Οι ολικές μετρήσεις, G (σε counts), είναι όλες οι καταγραφές που καταγράφονται σε μια περιοχή ενδιαφέροντος, που έχει πλάτος n καναλιών. Σε αυτές συμπεριλαμβάνονται η συνεισφορά του ραδιονουκλιδίου που μελετάται αλλά και όλες οι συνεισφορές από το υπόβαθρο και άλλες πηγές θορύβου. Οι μετρήσεις υποβάθρου B (σε counts) είναι οι καταγραφές που εμφανίζονται στην περιοχή ενδιαφέροντος και οφείλονται σε όλες τις πηγές εκτός από το ραδιονουκλίδιο που μελετάται. Η συνεισφορά του υποβάθρου υπολογίζεται έμμεσα από τις γειτονικές περιοχές του φάσματος, οι οποίες ονομάζονται πλευρικές περιοχές (sidebars). Αυτά ορίζονται εκατέρωθεν της κορυφής, ακριβώς δίπλα από τη περιοχή ενδιαφέροντος, και έχουν το ίδιο εύρος καναλιών m. Υποθέτοντας ομαλή μεταβολή του υποβάθρου συναρτήσει των καναλιών, ο μέσος αριθμός καταγραφών ανά κανάλι που μετράται στα sidebars μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως εκτίμηση για το υπόβαθρο στην περιοχή της κορυφής. Ορίζοντας ως S_L το άθροισμα καταγραφών στο αριστερό sidebar, S_U το άθροισμα καταγραφών στο δεξί sidebar και $S = S_L + S_U$ το συνολικό πλήθος γεγονότων στις δύο πλευρικές περιοχές, η μέση τιμή υποβάθρου ανά κανάλι υπολογίζεται ως

$$\bar{b} = \frac{S}{2m} \tag{2.21}$$

και το αναμενόμενο υπόβαθρο μέσα στην περιοχή ενδιαφέροντος είναι

$$B = n\bar{b} = \frac{n \cdot S}{2m} \tag{2.22}$$

όπου όλα τα μεγέθη μετρούνται σε counts.

Ο καθαρός αριθμός καταμετρήσεων C προκύπτει αφαιρώντας την εκτίμηση του υποβάθρου από τις ολικές καταμετρήσεις: $C = G - B$. Η ποσότητα αυτή αποσκοπεί να απομονώσει τη συνεισφορά του ραδιονουκλιδίου ενδιαφέροντος. Στο βιβλίο *Practical gamma-ray spectrometry* [14] γίνεται χρήση του συμβόλου A αλλά εδώ αυτό αντικαθίσταται με το C για να μην υπάρξει σύγχυση με την ενεργότητα.

Το πρώτο βήμα στην τυπική θεμελίωση της ανίχνευσης είναι ο ορισμός του κρίσιμου ορίου, L_C (σε counts). Αυτό αντιπροσωπεύει τον ελάχιστο καθαρό αριθμό καταμετρήσεων N πάνω από τον οποίο μπορεί να δηλωθεί η παρουσία ενεργότητας με πιθανότητα ψευδούς θετικού που δεν υπερβαίνει το α. Μαθηματικά δίνεται από τη σχέση

$$L_C = k_\alpha \sigma_0 \tag{2.23}$$

όπου σ_0 είναι η τυπική απόκλιση του N όταν δεν υπάρχει πραγματική ενεργότητα, k_α η τιμή της τυποποιημένης κανονικής κατανομής που αντιστοιχεί στο επιλεγμένο α. Για $\alpha = 0.05$ η μονόπλευρη απόκλιση είναι $k_\alpha = 1.645$.

Στην περίπτωση μέτρησης ενός πλήθους ολικών καταγραφών που διορθώνεται μέσω αφαίρεσης ενός φάσματος υποβάθρου που έχει ληφθεί ανεξάρτητα, οι δύο ποσότητες ακολουθούν την κατανομή Poisson και είναι ανεξάρτητες μεταξύ τους. Όταν $N = 0$, η διασπορά του δίνεται από το άθροισμα των διασπορών $\sigma_0^2 = 2B$. Αντικαθιστώντας τη παραπάνω σχέση στην Ε. 2.23 προκύπτει

$$L_C = k_\alpha \sqrt{2B}. \tag{2.24}$$

Υπάρχει και μια δεύτερη περίπτωση, στην οποία καταγραφές σε μια κορυφή υπολογίζονται από ένα μόνο φάσμα στο οποίο έχει μετρηθεί η πηγή. Αυτό γίνεται ολοκληρώνοντας τη περιοχή ενδιαφέροντος (Region of Interest, ROI) πλάτους n καναλιών και αφαιρώντας το υπόβαθρο που εκτιμάται από m κανάλια σε κάθε πλευρά. Τα n και m εξαρτώνται από το $FWHM$ της κορυφής. Για να συμπεριλαμβάνεται πάνω από το 95% των γεγονότων που ανήκουν στην κορυφή και ικανοποιητικά μικρό υπόβαθρο θα πρέπει το n να είναι $3-4$ φορές το $FWHM$. Ο αριθμός καναλιών m για κάθε πλευρική περιοχή υποβάθρου (sideband) καθορίζει την ακρίβεια με την οποία εκτιμάται το υπόβαθρο κάτω από την κορυφή. Για να μην αυξάνεται το σφάλμα στην εκτίμηση του υποβάθρου θα πρέπει m να είναι $1-2$ φορές το $FWHM$. Έτσι η τιμή $n/(2m)$ που εισέρχεται στην έκφραση της αβεβαιότητας διατηρείται σε επίπεδα που εξασφαλίζουν καλή στατιστική συμπεριφορά χωρίς μεροληψία στην εκτίμηση του υποβάθρου. Στη περίπτωση αυτή ισχύει

$$\sigma_0^2 = B\left(1 + \frac{n}{2m}\right), \tag{2.25}$$

Έτσι, το κρίσιμο όριο δίνεται από την έκφραση

$$L_C = k_\alpha \sqrt{B\left(1 + \frac{n}{2m}\right)}. \tag{2.26}$$

Το όριο ανίχνευσης L_D είναι η επόμενη έννοια που χρειάζεται για τη κατανόηση του MDA. Το L_C είναι ένα κριτήριο απόφασης που εφαρμόζεται μετά τη μέτρηση. Αντιθέτως, το L_D εφαρμόζεται πριν τη μέτρηση και εκφράζει τον ελάχιστο καθαρό αριθμό καταμετρήσεων που θα ανιχνευθεί με πιθανότητα $1-\beta$ όταν το επίπεδο σημαντικότητας είναι α. Το όριο ανίχνευσης ορίζεται ως [10]

$$L_D = L_C + k_\beta \sigma_D \tag{2.27}$$

όπου L_D σε counts, $\sigma_D^2 = L_D + \sigma_0^2$, επειδή στο όριο ανίχνευσης τα αναμενόμενα συνολικά γεγονότα είναι $B + L_D$. Λύνοντας ως προς L_D και θέτοντας $k_\alpha = k_\beta = k$ η Εξ. 2.27 παίρνει τη μορφή

$$L_D = k^2 + 2k\sigma_0 \tag{2.28}$$

Για την απλή περίπτωση στην οποία έχει γίνει καταγραφή δύο ανεξάρτητων φασμάτων και αφαιρείται το υπόβαθρο από τα συνολικά γεγονότα, ισχύει $\sigma_0 = \sqrt{2B}$. Θέτοντας $\alpha = \beta = 0.05$, οπότε από πίνακες

είναι $k = 1.645$, προκύπτει η προσεγγιστική σχέση

$$L_D \approx 2.71 + 4.65\sqrt{B} \tag{2.29}$$

Στη περίπτωση που έχουμε ένα φάσμα και το υπόβαθρο εκτιμάται αριστερά και δεξιά από τη ROI η αντίστοιχη έκφραση είναι

$$L_D \approx 2.71 + 3.29\sqrt{B\left(1 + \frac{n}{2m}\right)} \tag{2.30}$$

Η MDA προκύπτει μετατρέποντας το όριο ανίχνευσης, που είναι γεγονότα, σε ενεργότητα:

$$MDA = \frac{L_D}{\varepsilon_V \cdot I_\gamma \cdot t} \tag{2.31}$$

όπου MDA σε counts, ε_V η απόλυτη απόδοση φωτοκορυφής σε 4π γεωμετρία σε $[m^3]$, I_γ η πιθανότητα εκπομπής και t ο χρόνος μέτρησης σε [s].

Το όριο ανίχνευσης είναι πιθανοκρατικό μέγεθος. Δεν αποτελεί απόλυτο όριο κάτω από το οποίο η ανίχνευση είναι αδύνατη και πάνω από το οποίο η ανίχνευση είναι βέβαιη. Εγγυάται ότι για τα συγκεκριμένα α και β υπάρχει πιθανότητα $1 - \beta$ ανίχνευσης σημάτων που είναι ίσα ή μεγαλύτερα του L_D. Επομένως είναι δυνατές οι ανιχνεύσεις κάτω από το L_D, ενώ γεγονότα ελαφρώς πάνω από αυτό μπορεί ορισμένες φορές να μη καταγραφούν.

Η επιλογή $\alpha = \beta = 0.05$ είναι συμβατική και προέρχεται από το επίπεδο εμπιστοσύνης 95% που χρησιμοποιείται ευρέως και προσφέρει έναν πρακτικό συμβιβασμό ανάμεσα στην αξιοπιστία και την ευαισθησία. Ανάλογα με τις συνθήκες μπορούν να επιλεχθούν διαφορετικές τιμές των α και β. Μικρότερο α μειώνει τη πιθανότητα ψευδών θετικών αλλά αυξάνει τη πιθανότητα μη ανίχνευσης, ενώ για μεγάλο β γίνεται το αντίθετο. Για τον λόγο αυτό είναι απαραίτητο να δηλώνονται οι τιμές αυτές.

Το θεωρητικό υπόβαθρο που παρουσιάστηκε αποτελεί τον κορμό πάνω στον οποίο στηρίζονται τα επόμενα κεφάλαια. Η κατανόηση των μηχανισμών διάσπασης και αλληλεπίδρασης επιτρέπει την ορθή ερμηνεία των πειραματικών μετρήσεων και των αποτελεσμάτων.

3 ΑΝΙΧΝΕΥΤΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ

Οι ανιχνευτές ραδιενέργειας είναι συστήματα σχεδιασμένα για την αναγνώριση, τη μέτρηση και τον χαρακτηρισμό ιοντίζουσας ακτινοβολίας. Η αρχή ανίχνευσης περιλαμβάνει την αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με την ύλη που ακολουθείται από ιονισμό ή διέγερση που μπορούν να ποσοτικοποιηθούν. Η λειτουργία κάθε ανιχνευτή ραδιενέργειας βασίζεται στον τρόπο με τον οποίο η ραδιενέργεια αλληλεπιδρά με το υλικό από το οποίο είναι φτιαγμένος. Μερικές από τις πιο συνηθισμένες κατηγορίες ανιχνευτών είναι οι ανιχνευτές αερίων, οι ανιχνευτές ημιαγωγών και οι σπινθηριστές. Η επιλογή του συστήματος ανίχνευσης γίνεται βάσει παραγόντων όπως ο τύπος και η ενέργεια της ακτινοβολίας, η επιθυμητή διακριτική ικανότητα και οι περιβαλλοντικές συνθήκες. Στη παρούσα εργασία γίνεται λόγος συγκεκριμένα σε ανιχνευτές ακτινοβολίας γ. Η ακτινοβολία γ είναι υψηλοενεργειακά φωτόνια που προέρχονται από πυρηνικές μεταβάσεις και η αλληλεπίδρασή τους με το υλικό του ανιχνευτή γίνεται μέσω των διεργασιών που περιεγράφηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο. Καθώς είναι ηλεκτρικά ουδέτερες και αρκετά διεισδυτικές, απαιτείται η χρήση υλικών και τρόπου κατασκευής που μεγιστοποιούν τη πιθανότητα αλληλεπίδρασης ενώ ταυτόχρονα διατηρούν την ενεργειακή πληροφορία.

Το κεφάλαιο αυτό εστιάζει στους ανιχνευτές ραδιενέργειας και ειδικότερα στα συστήματα που χρησιμοποιούνται για την καταγραφή ακτινοβολίας γ. Περιγράφονται οι βασικοί τύποι ανιχνευτών, οι σπινθηριστές, οι φωτοπολλαπλασιαστές και τα συστήματα NaI(Tl), ενώ γίνεται εκτενής αναφορά στο σύστημα KATERINA και στη νέα εκδοχή του, miniKATERINA.

3.1 Σπινθηριστές

Η μέτρηση ιοντίζουσας ακτινοβολίας με τη χρήση σπινθηριστών γίνεται μέσω της μετατροπής ενέργειας ακτινοβολίας σε ορατό ή υπεριώδες φως. Αυτό συλλέγεται και μετατρέπεται σε ηλεκτρικό σήμα από φωτοανιχνευτές. Λόγω της πολυλειτουργικότητας, της υψηλής απόδοσης και της σχετικά απλής κατασκευής τους, οι σπινθηριστές χρησιμοποιούνται σε πληθώρα εφαρμογών. Το ιδανικό υλικό για σπινθηριστή πρέπει να πληροί ορισμένες προϋποθέσεις. Στη πραγματικότητα κανένα υλικό δεν μπορεί να διαθέτει όλες τις ιδιότητες ενός ιδανικού υλικού, έτσι η επιλογή γίνεται με βάση την επιθυμητή χρήση του σπινθηριστή. Υπάρχουν δύο είδη σπινθηριστών: οργανικοί και ανόργανοι. Οι οργανικοί σπινθηριστές χρησιμοποιούνται κυρίως όταν απαιτείται γρήγορη απόκριση, καλή διάκριση μορφής παλμού για τον διαχωρισμό διαφορετικών ειδών ακτινοβολίας ή ανίχνευση σωματιδίων β χαμηλής ενέργειας. Οι ανόργανοι σπινθηριστές χρησιμοποιούνται όταν απαιτείται υψηλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα και αυξημένη απόδοση για ακτινοβολία γ [20].

Τρεις έννοιες βασικές για τους σπινθηριστές είναι ο φθορισμός, ο φωσφορισμός και ο καθυστερημένος φθορισμός. Ο **Φθορισμός** είναι η εκπομπή φωτονίων στο ορατό φάσμα (ή κοντά σε αυτό) από ένα υλικό όταν αυτό διεγείρεται με κάποιον τρόπο, συνήθως μέσω ιοντίζουσας ακτινοβολίας. Ο **Φωσφορισμός** είναι η εκπομπή φωτονίων μεγαλύτερου μήκους κύματος από αυτών που εκπέμπονται κατά τον

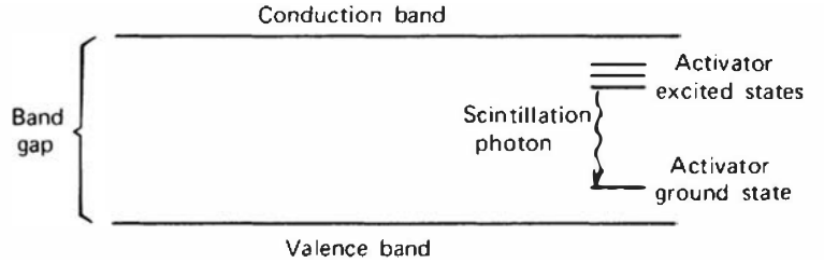
φθορισμό με γενικά μικρότερο χαρακτηριστικό χρόνο. Ο **Καθυστερημένος Φθορισμός** έχει το ίδιο φάσμα εκπομπής από τον φθορισμό αλλά πολύ μεγαλύτερο χρόνο εκπομπής.

Η ανίχνευση ραδιενέργειας μέσω του φωτός σπινθηρισμού που παράγεται σε ορισμένα υλικά αποτελεί μια από τις πιο παλιές και πιο ευρέως χρησιμοποιούμενες τεχνικές για τη φασματοσκοπία ακτινοβολίας και την παρακολούθηση ραδιενέργειας. Οι ανόργανοι σπινθηριστές είναι οι πιο διαδεδομένοι λόγω της υψηλής απόδοσης φωτός (light output), της καλύτερης γραμμικότητας απόκρισης και της αυξημένης αποδοτικότητας για ακτίνες γ, ως αποτέλεσμα του υψηλού ατομικού αριθμού και της πυκνότητάς του υλικού. Για παράδειγμα, το NaI(Tl) αποδίδει περίπου 38.000 φωτόνια ανά MeV ενέργειας που εναποτίθεται από γρήγορα ηλεκτρόνια. Αντίθετα, οι οργανικοί σπινθηριστές παρουσιάζουν ταχύτερη χρονική απόκριση, αλλά μειωμένο συνολικό φως, και η απόδοσή τους εξαρτάται σημαντικά από τον τύπο και την ενέργεια του σωματιδίου που προκαλεί τον σπινθηρισμό, κάτι που τους καθιστά ιδανικούς για εφαρμογές όπως η διάκριση μεταξύ νετρονίων και γ, ή η ανίχνευση β-σωματιδίων χαμηλής ενέργειας.

3.1.1 Κρύσταλλος NaI(Tl)

Οι σπινθιριστές NaI(Tl) λόγω της μεγάλης πυκνότητας και του μεγάλου τους ατομικού αριθμού είναι καλύτερη επιλογή για φασματοσκοπία γ. Στα ανιχνευτικά συστήματα της παρούσας εργασίας χρησιμοποιήθηκαν κρύσταλλοι NaI(Tl). Παρακάτω ακολουθεί η αρχή λειτουργίας. Στα κρυσταλλικά πλέγματα μονωτών και ημιαγωγών τα ηλεκτρόνια μπορούν να βρίσκονται σε δύο διακριτές ζώνες ενέργειας: τη ζώνη σθένους, στην οποία τα ηλεκτρόνια είναι δεσμευμένα στον κρύσταλλο, και τη ζώνη αγωγιμότητας, στην οποία βρίσκονται ηλεκτρόνια με αρκετά μεγάλη ενέργεια. Σε έναν καθαρό κρύσταλλο τα ηλεκτρόνια δεν μπορούν να βρίσκονται στην περιοχή ανάμεσα σε αυτές τις δύο ζώνες (απαγορευμένη ζώνη).

Αν ένα ηλεκτρόνιο λάβει επαρκή ενέργεια, μπορεί να μεταβεί από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Αυτή η μετάβαση αφήνει μια οπή στη ζώνη σθένους, όμως η αποδιέγερση του ηλεκτρονίου σε αυτή μέσω εκπομπής γ είναι αναποτελεσματική σε καθαρό κρύσταλλο. Προσθέτοντας μικρές ποσότητες προσμίξεων στον κρύσταλλο (ενεργοποιητές) δημιουργούνται ενεργειακές περιοχές στην απαγορευμένη ζώνη (luminescence centers ή recombination centers). Μέσω αυτών των περιοχών τα ηλεκτρόνια μπορούν να αποδιεγερθούν προς τη ζώνη σθένους εκπέμποντας ορατά φωτόνια, καθώς η ενέργεια είναι μικρότερη από την απαγορευμένη ζώνη. Το φάσμα εκπομπής του σπινθηριστή καθορίζεται από την ενεργειακή δομή των luminescence centers στο αρχικό κρυσταλλικό πλέγμα.



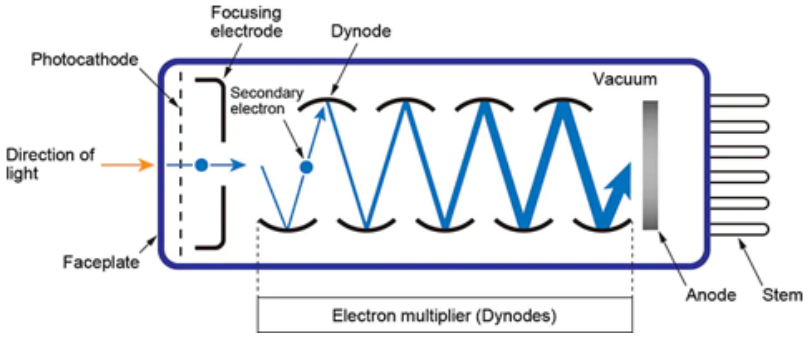
Σχήμα 3.1: Δομή ενεργειακών ζωνών ανόργανου κρυσταλλικού σπινθηριστή με ενεργοποιητή [20].

Χρησιμοποιώντας κρυσταλλικό ιωδιούχο νάτριο στο οποίο έχει προστεθεί θάλιο ως ενεργοποιητής παράγεται πολύ μεγάλη έξοδος σπινθιρισμού ακτινοβολίας σε σχέση με οργανικά υλικά που χρησιμοποιούνταν μέχρι την ανακάλυψή του το 1948. Σήμερα, παρά την ύπαρξη ανόργανων σπινθηριστών με καλύτερη διακριτική ικανότητα και απόδοση ανίχνευσης, ο NaI(Tl) συνεχίζει να χρησιμοποιείται ευρέως λόγω της διαθεσιμότητάς του και του σχετικά μικρού κόστους του.

3.2 Φωτοπολλαπλασιαστές

3.2.1 Κλασσικός Φωτοπολλαπλασιαστής (PMT)

Ο κλασσικός Φωτοπολλαπλασιαστής (Photomultiplier Tube, PMT) είναι ανιχνευτής φωτός για ανίχνευση ασθενών φωτεινών σημάτων τα οποία μετατρέπει σε ισχυρότερα ηλεκτρικά σήματα. Αποτελείται από μια κάθοδο, μια άνοδο, και έναν σωλήνα με δυνόδους, το εσωτερικό του οποίου είναι κενό. Όταν ένα εισερχόμενο φωτόνιο συγκρούεται με τη φωτοκάθοδο απορροφάται από το υλικό και απελευθερώνεται ένα ηλεκτρόνιο. Το ηλεκτρόνιο αυτό επιταχύνεται από τη διαφορά δυναμικού που υπάρχει ανάμεσα στη κάθοδο και την άνοδο. Αν ένα από αυτά τα ηλεκτρόνια συγκρουστούν με την πρώτη δύνοδο, δημιουργείται ένα δευτερεύον ηλεκτρόνιο. Τα ηλεκτρόνια συνεχίζουν να πολλαπλασιάζονται καθώς συγκρούονται με τη σειρά δυνόδων στη πορεία τους προς την άνοδο, από την οποία γίνεται η συλλογή τους. Το τελικό σήμα είναι ανάλογο της αρχικής ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου.



Σχήμα 3.2: Δομή φωτοπολλαπλασιαστή [40]

3.2.2 Φωτοπολλαπλασιαστής Φωτονίων Πυριτίου (SiPM)

Ο Πολλαπλασιαστής Φωτονίων Πυριτίου (Silicon Photomultiplier – SiPM) είναι φωτοπολλαπλασιαστής στερεάς κατάστασης που ανιχνεύει φωτόνια και πολλαπλασιάζει το σήμα τους με τη χρήση ημιαγωγού μέσω χιονοστιβάδας. Έχει μικρότερο μέγεθος, χαμηλότερη τάση λειτουργίας και μεγαλύτερη ανθεκτικότητα σε μαγνητικά πεδία. Ο SiPM αποτελείται από μικροστοιχεία (microcells) τα οποία λειτουργούν ανεξάρτητα το ένα με το άλλο και οι έξοδοί τους συνδυάζονται. Κάθε μικροστοιχείο περιλαμβάνει μια Φωτοδίοδο Ιονισμού (Avalanche Photodiode, APD), δηλαδή μια δίοδο p-n σχεδιασμένη να λειτουργεί σε

Geiger mode [15], και μια αντίσταση απόσβεσης (R_Q) [27]. Ανάλογα με τη διαμόρφωση, μπορεί να υπάρχουν από μερικές εκατοντάδες έως και δεκάδες χιλιάδες μικροστοιχεία ανά τετραγωνικό χιλιοστό. Η ένωση p-n αποτελείται από δύο περιοχές πυριτίου με διαφορετικούς τύπους φορέων: η μία περιοχή είναι εμπλουτισμένη με οπές (τύπος p), και η άλλη με ηλεκτρόνια (τύπος n). Στην επαφή αυτών των περιοχών δημιουργείται η ζώνη διέλευσης, στην οποία αναπτύσσει ένα ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο όταν εφαρμόζεται ανάστροφη πόλωση. Όταν η εφαρμοζόμενη τάση υπερβαίνει μια κρίσιμη τιμή, γνωστή ως τάση διάσπασης (V_{br}), τότε η δίοδος εισέρχεται σε Geiger mode, δηλαδή τη κατάσταση κατά την οποία η παραγόμενη ηλεκτρική φόρτιση από ένα μόνο φωτόνιο είναι ικανή να προκαλέσει μία εκθετική αύξηση ρευμάτων μέσω δευτερογενούς ιονισμού [26]. Η τάση λειτουργίας του SiPM ορίζεται λίγο πάνω από το V_{br}, σε τιμή $V_{bias} = V_{br} + \Delta V$, όπου ΔV είναι το overvoltage.

Όταν μια ακτίνα γ από την πηγή προσπίπτει στον σπινθιριστή αλληλεπιδρά με αυτόν μέσω ενός από τους τρεις μηχανισμούς που προαναφέρθηκαν στο Κεφ. 2. Η ενέργεια της ακτίνας γ μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια ηλεκτρονίων, τα οποία με τη σειρά τους διεγείρουν άτομα του σπινθιριστή. Καθώς αυτά τα διεγερμένα άτομα επιστρέφουν στη θεμελιώδη τους κατάσταση, εκπέμπουν φωτόνια ορατού ή υπεριώδους φάσματος. Αυτά τα φωτόνια (φωτόνια σπινθηρισμού, scintillation photons) είναι πολύ χαμηλότερης ενέργειας και μπορούν να ανιχνευτούν από τον SiPM. Η εκπομπή τους εξαρτάται από το υλικό του σπινθηριστή. Για παράδειγμα οι σπινθιριστές NaI(Tl) εκπέμπουν φωτόνια μήκους κύματος $\lambda \approx 415nm$ [20].

Όταν ένα φωτόνιο σπινθηρισμού φτάσει στην επιφάνεια ενός μικροστοιχείου, δημιουργείται ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-οπής. Αυτοί οι φορείς φορτίου, λόγω της υψηλής ανάστροφης πόλωσης στην ζώνη διέλευσης της ένωσης p-n, επιταχύνονται από το ηλεκτρικό πεδίο και προκαλούν δευτερογενή ιονισμό. Αυτή η διαδικασία οδηγεί σε μια εκθετική αύξηση ρεύματος, γνωστή ως χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων, και έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός παλμού ρεύματος [26]. Ο παλμός αυτός ελέγχεται μέσω της R_Q, η οποία προκαλεί πτώση τάσης κατά την αύξηση του ρεύματος. Η πτώση αυτή μειώνει την πόλωση της ένωσης p-n κάτω από το V_{br}, διακόπτοντας έτσι την χιονοστιβάδα και τερματίζοντας το σήμα. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται απόσβεση (quenching) [27]. Μετά το quenching, η τάση του μικροστοιχείου ανακτάται σταδιακά, ώστε να είναι έτοιμο για την ανίχνευση επόμενων φωτονίων. Ο φωτοπολλαπασιαστής SiPM ως σύστημα λειτουργεί συλλέγοντας το άθροισμα των παλμών όλων των ενεργοποιημένων μικροστοιχείων. Κάθε μικροστοιχείο αποδίδει παρόμοιο φορτίο στην έξοδο όταν ενεργοποιείται, οπότε η συνολική έξοδος του SiPM είναι περίπου ανάλογη με τον αριθμό των φωτονίων που ανιχνεύθηκαν. Αυτή η ιδιότητα επιτρέπει τον συσχετισμό της έντασης του εξόδου με την ενέργεια του αρχικού φωτονίου [13].

Η απόδοση ανίχνευσης φωτονίων (Photon Detection Efficiency, PDE) του SiPM εξαρτάται από τρεις βασικούς παράγοντες: την κβαντική απόδοση, την πιθανότητα εκκίνησης avalanche (Geiger probability), και τον fill factor, δηλαδή το ποσοστό της επιφάνειας που είναι ενεργή ανιχνευτικά [24]. Παράλληλα ο SiPM αντιμετωπίζει φαινόμενα θορύβου όπως τα dark counts (θερμικά παραγόμενα σήματα) κυρίως σε χαμηλές ενέργειες, afterpulsing (καθυστερημένες εκφορτίσεις λόγω παγιδευμένων φορέων) και optical crosstalk (αλληλεπίδραση μεταξύ γειτονικών μικροστοιχείων μέσω εκπεμπόμενων φωτονίων) [35].

3.3 Επεξεργασία Σήματος

Πέρα από τον κρύσταλλο NaI(Tl) και τους φωτοπολλαπλασιαστές, χρειάζεται επιπλέον εξοπλισμός για την απόκτηση των δεδομένων.

Προενισχυτής Σήματος (Preamplifier). Πρόκειται για μια παθητική μονάδα που χρησιμοποιείται για να φέρει τον μη μετρήσιμο πρωτογενή παλμό του ανιχνευτή σε μετρήσιμο επίπεδο. Ιδανικά τον ενισχύει χωρίς να αλλάξει τη μορφή του. Στους σπινθηριστές οι προενισχυτές δεν είναι ενσωματωμένοι, αλλά επιλέγονται με βάση τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή και την επιθυμητή λειτουργία. Υπάρχουν σπινθηριστές το πρωτογενές σήμα των οποίων είναι μετρήσιμο και αν εφαρμοστεί προενισχυτής γίνεται κυρίως για το shaping του σήματος. Στους τελευταίους ανιχνευτές η μονάδα του προενισχυτή είναι ενσωματωμένη στη μονάδα επεξεργασίας σήματος (ενίσχυση, υψηλή τάση, πολυδιαυλικός αναλυτής).

Ακολουθεί ο **Ενισχυτής Σήματος (Amplifier, AMP)**, ο οποίος έχει στόχο την αύξηση του εύρους ενός εισερχόμενου σήματος χωρίς να παραμορφώνει το σχήμα του σε σημαντικό βαθμό, εξασφαλίζοντας τη δυνατότητα διάκρισης μικρών παλμών από το υπόβαθρο θορύβου. Οι περισσότεροι ενισχυτές έχουν ενσωματωμένα βασικά φίλτρα, όπως φίλτρο αποκοπής για καταστολή θορύβου υψηλής συχνότητας, διαφοριστές για τη βελτίωση του χρονισμού ή ολοκληρωτές για μετρήσεις ενέργειας.

Στις περιπτώσεις των φωτοπολλαπλασιαστών (PMT και SiPM) χρησιμοποιούνται ενισχυτές τάσεως, που ορίζονται από την απολαβή (gain) τους. Η ενίσχυση του εισερχόμενου σήματος δίνεται από τη παρακάτω εξίσωση [20]:

$$V_{out} = A_v \cdot V_{in} \tag{3.1}$$

όπου V_{in} είναι σήμα που εισέρχεται στον ενισχυτή και V_{out} το σήμα που εξέρχεται από αυτόν και τα δύο σε $[V]$, και A_v το απολαβή τάσεως.

Ένα άλλο σημαντικό χαρακτηριστικό των ενισχυτών είναι το εύρος ζώνης, το οποίο καθορίζει την ικανότητα του ενισχυτή να ακολουθεί γρήγορα σήματα. Το εύρος ζώνης συνδέεται με ένα σημαντικό μέγεθος που θα συζητηθεί σε επόμενο κεφάλαιο, τον χρόνο ανόδου:

$$t_r \propto \frac{1}{f_{bw}} \tag{3.2}$$

όπου t_r σε $[s]$ και f_{bw} σε $[Hz]$.

Στη συνέχεια βρίσκεται ο **Μετατροπέας Αναλογικού σε Ψηφιακό Σήμα (Analog to Digital Converter, ADC)** ο οποίος λαμβάνει το σήμα από τον ενισχυτή και αντιστοιχεί την τάση σε ψηφιακά βήματα. Τα κανάλια του καταχωρητή καθορίζονται από τον αριθμό των bits του συγκεκριμένου μετατροπέα (το πλήθος ενεργειακής ανάλυσης - κανάλια είναι δυνάμεις του 2). Στη συγκεκριμένη περίπτωση έχουν επιλεχθεί $2^{10} = 1024$ (10 bit) βήματα, δηλαδή μετατρέπει ένα εύρος τάσης σε 1024 τιμές. Το σήμα εισόδου από τάση

μετατρέπεται σε αριθμό με τη χρήση της εξίσωσης $\text{value} = \frac{V_{in}}{V_{max}} \cdot 1024$, όπου V_{in} είναι η τάση το εισερχόμενου σήματος, V_{max} είναι η μέγιστη τάση που έχει τεθεί, δηλαδή το τέλος του φάσματος.

Ακολούθως οι ψηφιακές τιμές μεταφέρονται στον **Πολυδιαυλικό Αναλυτή (Multichannel Analyzer, MCA)**, ο οποίος τις κατατάσσει σε κανάλια. Για κάθε παλμό αυξάνεται κατά ένα η τιμή του αντίστοιχου καναλιού (γεγονότα) κι έτσι δημιουργείται το φάσμα, δηλαδή ένα ιστόγραμμα με τα κανάλια στον άξονα x και τα γεγονότα (counts) στον άξονα y. Τέλος ο MCA μεταφέρει στον υπολογιστή το φάσμα, το οποίο αποθηκεύεται ως αρχείο. Στη περίπτωσή μας τα αρχεία αποθηκεύτηκαν σε .spe και .txt, τα οποία μετατράπηκαν σε .spe ώστε να γίνει η ανάλυση με το λογισμικό SPECTRW [17].

Για την αξιολόγηση της επίδοσης και τη σύγκριση ανιχνευτικών συστημάτων χρειάζονται ορισμένα χαρακτηριστικά που περιγράφουν την απόδοσή τους και τη καταλληλότητά τους για συγκεκριμένες εφαρμογές. Παρακάτω παρουσιάζονται μερικά από τα βασικά χαρακτηριστικά

Απολαβή (Gain)

Η απολαβή ενός ανιχνευτή έχει να κάνει με τον βαθμό ενίσχυσης του αρχικού σήματος από την απορρόφηση ενός προσπίπτοντος φωτονίου. Στους παραδοσιακούς φωτοπολλαπλασιαστές (PMT) η διαδικασία πρόσκρουσης του φωτοηλεκτρονίου στις δυνόδους προκαλεί εκθετική αύξηση του αριθμού των ηλεκτρονίων. Η απολαβή σε αυτή την περίπτωση γίνεται από τη σχέση [40]

$$G = \delta^n \tag{3.3}$$

όπου δ ο μέσος όρος δευτερογενών ηλεκτρονίων ανά δύνοδο και n είναι ο αριθμός των δυνόδων. Οι τυπικές τιμές της απολαβής για PMT κυμαίνονται στο διάστημα $10^6 - 10^7$.

Στους νέους φωτοπολλαπλασιαστές SiPM, η απολαβή προκύπτει από τη χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων στα μικροστοιχεία. Οι τιμές σε αυτή τη περίπτωση κυμαίνονται στο διάστημα $10^5 - 10^6$.

Νεκρός Χρόνος

Ο νεκρός χρόνος είναι το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί ανάμεσα στην καταγραφή ενός γεγονότος και τη στιγμή που ο ανιχνευτής μπορεί να καταγράψει ένα νέο γεγονός. Στους παραδοσιακούς φωτοπολλαπλασιαστές PMT ο νεκρός χρόνος είναι της τάξης $< 10ns$, ενώ στους φωτοπολλαπλασιαστές SiPM ο νεκρός χρόνος είναι της τάξης των $10 - 100ns$ και σχετίζεται στενά με τον χρόνο επαναφοράς των μικροστοιχείων.

Χρόνος Ανόδου (Rise Time)

Ο χρόνος ανόδου ενός σήματος είναι το χρονικό διάστημα που απαιτείται ώστε η μορφή του παλμού να ανέβει από το 10% της μέγιστης τιμής του στο 90%. Είναι κρίσιμο για την ταχύτητα απόδοσης του ανιχνευτικού συστήματος. Όταν ο χρόνος ανόδου έχε μικρή τιμή, το σύστημα είναι ικανό να ανιχνεύσει σήματα που βρίσκονται χρονικά κοντά, μειώνοντας το pile-up, δηλαδή τη καταγραφή δύο ή παραπάνω

φωτονίων ως ένα γεγονός. Εξαρτάται από την ταχύτητα του ίδιου του ανιχνευτή αλλά και από τη συχνοτική απόκριση των ηλεκτρονικών επεξεργασίας (προενισχυτές, ενισχυτές διαμόρφωσης).

Poles/Zeros

Στην ανάλυση σήματος οι όροι poles (πόλοι) και zeros (μηδενικά) αναφέρονται σε χαρακτηριστικά του μετασχηματισμού Laplace του κυκλώματος και συγκεκριμένα στη συνάρτηση μεταφοράς $H(s)$. Οι πόλοι είναι οι τιμές του s για τις οποίες $H(s) \to \infty$ και καθορίζουν τη συμπεριφορά του συστήματος σε υψηλές και σε χαμηλές συχνότητες. Τα μηδενικά οι τιμές για τις οποίες $H(s) = 0$ και καθορίζουν συχνότητες στις οποίες το σύστημα απορρίπτει τα σήματα. Η επιλογή των τιμών των πόλων και μηδενικών επηρεάζει την μορφή και τη διάρκεια των παλμών και βοηθά στη βελτιστοποίηση της διακριτικής ικανότητας, τη μείωση του θορύβου και την αποφυγή pile-up.

Flat Top

Το flat top είναι η τεχνική διαμόρφωση του παλμού ώστε η έξοδος να έχει σταθερό πλάτος για ένα μικρό χρονικό διάστημα στη κορυφή του. Αυτό γίνεται ώστε να αυξηθεί η σταθερότητα και η ακρίβεια στη μέτρηση με ADC, καθώς η επίπεδη κορυφή μειώνει την ευαισθησία στο ακριβές χρονικό σημείο της δειγματοληψίας.

Χρονική Απόκριση

Το μέγεθος αυτό περιγράφει την ικανότητα του ανιχνευτή να προσδιορίζει με ακρίβεια τη χρονική στιγμή κατά την οποία συνέβη ένα γεγονός. Ορίζεται συνήθως ως η τυπική απόκλιση της κατανομής των χρόνων άφιξης πολλαπλών πανομοιότυπων γεγονότων. Η χρονική απόκριση εξαρτάται από τον χρόνο ανόδου του σήματος, το θόρυβο του συστήματος και την ταχύτητα των ηλεκτρονικών.

Φασματική Απόκριση (Spectral Response)

Κάθε ανιχνευτικό σύστημα ανταποκρίνεται σε μία φασματική περιοχή. Η φασματική απόκριση καθορίζει για ποια μήκη κύματος το σύστημα έχει μέγιστη απόδοση. Οι PMT έχουν μέγιστη απόδοση στο UV-ορατό (περίπου 300–500 nm), ενώ οι SiPM έχουν ευρύτερη απόκριση, φτάνοντας μέχρι και τα 900 nm. Η επιλογή του κατάλληλου φωτοανιχνευτή πρέπει να λαμβάνει υπόψη το φάσμα εκπομπής του σπινθηριστή και της πηγής φωτονίων.

Dark Count Rate

Το Dark Count Rate, DCR είναι ένα παρασιτικό φαινόμενο που αναφέρεται στα ηλεκτρικά σήματα που δημιουργούνται χωρίς την παρουσία φωτός, συνήθως λόγω θερμικών ταλαντώσεων. Είναι ο ρυθμός με τον οποίο ένας ανιχνευτής παράγει παλμούς χωρίς να έχει προσπέσει κάποιο φωτόνιο σε αυτόν και έχει μονάδα μέτρησης το Hz. Το συνολικό ηλεκτρικό ρεύμα που παράγεται λόγω αυτών των διαδικασιών ονομάζεται Dark Current και συνδέεται με το DCR μέσω της σχέσης [15]

$$I_D = q \cdot G \cdot DCR \tag{3.4}$$

όπου q είναι το ηλεκτρικό φορτίο του ηλεκτρονίου και G η απολαβή.

Στους φωτοπολλαπλασιαστές SiPM, το DCR είναι σχετικά υψηλό (100–500 kHz/mm² σε θερμοκρασία δωματίου) και εξαρτάται έντονα από τη θερμοκρασία. Οι περισσότεροι από αυτούς τους παλμούς προέρχονται από ένα μόνο μικροστοιχείο λόγω θερμικής διέγερσης ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας του πυριτίου.

Πέρα από τον βασικό μηχανισμό δημιουργίας ψευδοπαλμών λόγω θερμικών ταλαντώσεων, το DCR επηρεάζεται από παράγοντες εγγενείς στους φωτοπολλαπλασιαστές SiPM και συνδέονται με τη φυσική του υλικού και τον σχεδιασμό του ανιχνευτή.

- Optical Cross-Talk: Κατά τη διάρκεια μιας χιονοστιβάδας σε ένα μικροστοιχείο παράγονται φωτόνια φωταύγειας στο πυρίτιο και κάποια μπορεί να διαφύγουν σε γειτονικά μικροστοιχεία. Αν απορροφηθούν μπορεί να δημιουργηθούν νέες χιονοστιβάδες, δημιουργώντας παλμούς που δεν οφείλονται σε φωτόνια. Το φαινόμενο αυτό είναι το Optical Cross-Talk και οδηγεί σε υπερεκτίμηση της έντασης του σήματος. Η πιθανότητα εμφάνισής του εξαρτάται από τη γεωμετρία του συστήματος και τις οπτικές ιδιότητες του διαχωριστικού μεταξύ κυψελίδων, και αυξάνεται με την αύξηση του overvoltage ($V_{over} = V_{bias} - V_{BD}$) [15].
- Afterpulses: Προκαλούνται από ηλεκτρόνια που έχουν παγιδευθεί σε ενδιάμεσες ενεργειακές στάθμες του υλικού και αρχίζουν μια χιονοστιβάδα αν απελευθερωθούν, δημιουργώντας έναν παλμό που εμφανίζεται με καθυστέρηση μετά από παλμό που οφείλεται σε φωτόνιο. Αποτελούν εσωτερικό θόρυβο της συσκευής και αυξάνονται με το overvoltage και τη θερμοκρασία [20].

Το Overvoltage είναι ένας κρίσιμος παράγοντας καθώς η αύξησή του βελτιώνει την απόδοση και την απολαβή, αλλά παράλληλα προκαλεί εκθετική αύξηση του DCR.

Το DCR μπορεί να μειωθεί με διάφορους τρόπους, ο πιο αποτελεσματικός εκ των οποίων είναι η ψύξη του συστήματος [16]. Ένας άλλος τρόπος είναι η ρύθμιση του descriminator threshold. Αυτή είναι μια τιμή την οποία πρέπει να ξεπεράσει ο παλμός εξόδου του SiPM για να καταγραφεί από το ηλεκτρονικό σύστημα [15]. Τέλος υπάρχουν ψηφιακές τεχνικές φιλτραρίσματος του σήματος που εφαρμόζονται μετά την απόκτησή του και απορρίπτουν παλμούς που διαφέρουν από τα πραγματικά γεγονότα [20].

Κβαντική Απόδοση

Η κβαντική απόδοση (Quantum Efficiency, QE) είναι το μέτρο της πιθανότητας με την οποία ένα φωτόνιο που φτάνει στην ενεργή επιφάνεια ενός φωτοανιχνευτή θα οδηγήσει στην εκπομπή ή δημιουργία ενός ηλεκτρονίου.

Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα είναι μέτρο της ικανότητας του συστήματος να διαχωρίζει γεγονότα διαφορετικής ενέργειας. Η σχετική ειδική διακριτική ικανότητα ορίζεται ως [20]:

$$R = \frac{FWHM}{E_{peak}} 100\% \tag{3.5}$$

όπου E_{peak} η ενέργεια στην οποία εμφανίζεται η κορυφή σε [keV] και $FWHM$ (Full Width at Half Maximum) είναι το πλάτος της κορυφής του φάσματος στη μέση της μέγιστης τιμής της σε [keV]. Όσο μικρότερη η τιμή του R, τόσο καλύτερη είναι η διακριτική ικανότητα.

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα εξαρτάται από πολλούς παράγοντες, όπως τον τύπο του σπινθηριστή, τη ποιότητα της οπτικής σύζευξης και τα ηλεκτρονικά ανάγνωσης.

Μπορεί να αποδειχθεί [20] ότι

$$R = \frac{\sqrt{a + b \cdot E}}{E} \cdot 100\% \tag{3.6}$$

όπου a σε keV^2 και b σε keV.

Από τις Εξ.3.5 και 3.6 προκύπτει ότι

$$FWHM^2 = a + b \cdot E \tag{3.7}$$

Ανιχνευτική Απόδοση

Η απόδοση ενός ανιχνευτικού συστήματος αποτελεί ένα από τα σημαντικότερα χαρακτηριστικά του, καθώς εκφράζει την ικανότητά του να καταγράφει τα γεγονότα. Η απόδοση ορίζεται ως ο λόγος των γεγονότων που καταγράφηκαν προς τα προσπίπτοντα στον ανιχνευτή γεγονοτα. Ο ορισμός αυτός μπορεί να εξειδικευτεί περαιτέρω ανάλογα με το είδος της απόδοσης και τις συνθήκες της μέτρησης.

Ολική Απόδοση (Total Efficiency)

Η ολική απόδοση ή γεωμετρική απόδοση ενός ανιχνευτή ορίζεται ως ο λόγος των συνολικών γεγονότων που καταγράφηκαν προς τον συνολικό αριθμό γεγονότων που εκπέμφθηκαν από την πηγή:

$$\varepsilon_{total} = \frac{N_{counts}}{N_{emitted}} \tag{3.8}$$

Η τιμή της εξαρτάται κυρίως από τη γεωμετρία της διάταξης (απόσταση πηγής-ανιχνευτή, γωνία ανίχνευσης, διαστάσεις ενεργού όγκου), καθώς και από τις απώλειες λόγω σκέδασης ή απορρόφησης πριν η ακτινοβολία φτάσει στον ανιχνευτή.

Απόδοση Φωτοκορυφής (Full-Energy Peak Efficiency (FEPE))

Η απόδοση φωτοκορυφής είναι η πιο συνηθισμένη και σημαντική μορφή απόδοσης στους φασματικούς ανιχνευτές, και το μέγεθος που μετράται στη παρούσα εργασία. Ορίζεται ως το ποσοστό των φωτονίων που κατέθεσαν ολόκληρη την ενέργειά τους στον ανιχνευτή, δηλαδή καταγράφηκαν κάτω από την

κύρια ενεργειακή κορυφή (photopeak):

$$\varepsilon_{fepe} = \frac{N_{peak}}{N_{emitted}} \tag{3.9}$$

Αποτελεί μέρος της ολικής απόδοσης και προσδιορίζεται πειραματικά μέσω βαθμονόμησης του συστήματος με πρότυπες πηγές γνωστής ενεργότητας και έντασης. Η καμπύλη απόδοσης που προκύπτει χρησιμοποιείται στη συνέχεια για τη βαθμονόμηση άγνωστων πηγών.

Απόλυτη Απόδοση (Absolute Efficiency)

Η απόλυτη απόδοση συναντάται συχνά σε πειράματα με ραδιενεργές πηγές γνωστής ενεργότητας και δίνεται από τη σχέση:

$$\varepsilon = \frac{N_{counts}}{t \cdot I_\gamma \cdot A} \tag{3.10}$$

όπου N_{counts} είναι ο αριθμός των γεγονότων που μετρήθηκαν στην ενεργειακή κορυφη ενδιαφέροντος, t ο χρόνος μέτρησης σε $[s]$, I_γ η ένταση της ακτινοβολίας και A η ενεργότητα της πηγής σε $[Bq]$.

Σε περίπτωση 4π γεωμετρίας, δηλαδή όταν ο ανιχνευτής περιβάλλεται από ομογενές ραδιενεργό μέσο το οποίο εκπέμπει ισοτροπικά ακτινοβολία (λ.χ. νερό με διαλυμένα ραδιενεργά ισότοπα) η κλασσική απόλυτη απόδοση φωτοκορυφής δεν έχει νόημα. Εκεί εισάγεται η *απόλυτη απόδοση φωτοκορυφής σε 4π γεωμετρία* ε_v με διαστάσεις $[m^3]$ η οποία περιγράφει την ικανότητα του ανιχνευτικού συστήματος να ανιχνεύει ακτινοβολία που εκπέμπεται από οποιοδήποτε σημείο του μέσου. Το μέγεθος αυτό εκφράζει τη πιθανότητα ένα φωτόνιο που εκπέμπεται από οποιοδήποτε σημείο του περιβάλλοντος όγκου να ανιχνευθεί και να αποθέσει ολόκληρη την ενέργειά του στον ανιχνευτή [20] και δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$\varepsilon_v = \frac{N_{counts}}{t \cdot I_\gamma \cdot A \cdot V} \tag{3.11}$$

όπου V είναι ο συνολικός όγκος του ραδιενεργού μέσου.

Παράγοντες που Επηρεάζουν την Απόδοση:

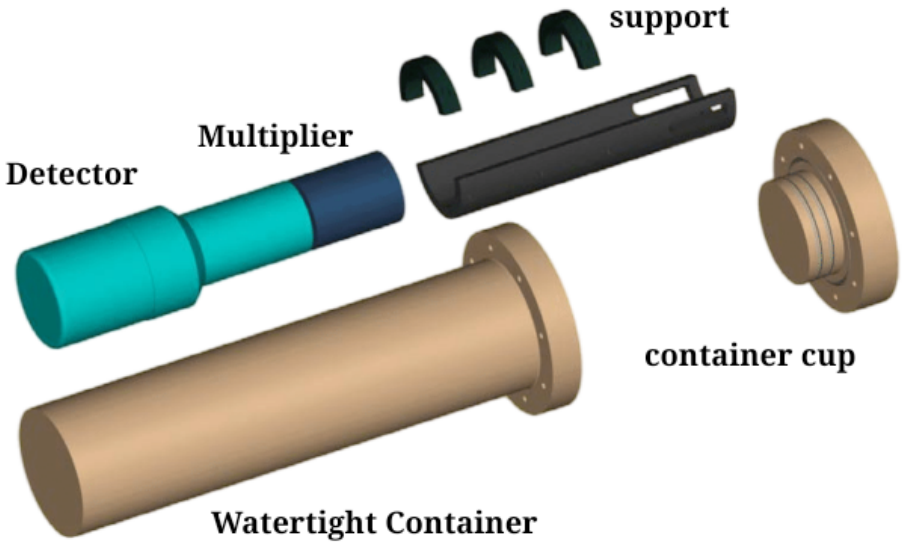
- **Γεωμετρία μέτρησης**: Η στερεά γωνία μεταξύ πηγής και ανιχνευτή.
- **Υλικό ανιχνευτή**: Υψηλότερος ατομικός αριθμός και πάχος αυξάνουν την πιθανότητα πλήρους απορρόφησης.
- **Ενέργεια φωτονίων**: Για υψηλές ενέργειες αυξάνεται η πιθανότητα Compton σκέδασης και μειώνεται η FEPE.
- **Απορρόφηση από τη πηγή ή το περιβάλλον**: Οποιαδήποτε απορρόφηση πριν φτάσει η ακτινοβολία στον ανιχνευτή μειώνει την απόδοση.

3.4 Συστήματα NaI(Tl)

3.4.1 Ανιχνευτικό Σύστημα KATERINA

Το ανιχνευτικό σύστημα KATERINA (Καινοτόμος Αισθητήρας Τεχνητής και φυσικής ΡαδΙΕΝέργειΑς) αναπτύχθηκε στο ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε. [31] με σκοπό την επιτόπια (in situ) μέτρηση ραδιονουκλιδίων σε υδάτινο περιβάλλον. Οι τεχνικές ραδιομέτρησης έχουν βασιστεί στις μετρήσεις ραδιονουκλιδίων που έχουν παραχθεί από φυσικά συστατικά αλλά και από ανθρωπογενείς ενέργειες.

Το σύστημα αποτελείται από ανιχνευτή NaI(Tl) 3"×3", φωτοπολλαπλασιαστή, προενισχυτή, ενισχυτή, επεξεργαστή δεδομένων και μια πλακέτα raspberry, και συνδέεται με τροφοδοτικό και μονάδα επικοινωνίας. Το σύστημα περιβάλλεται από ένα υδατοστεγές κάλυμμα ακετάλης.

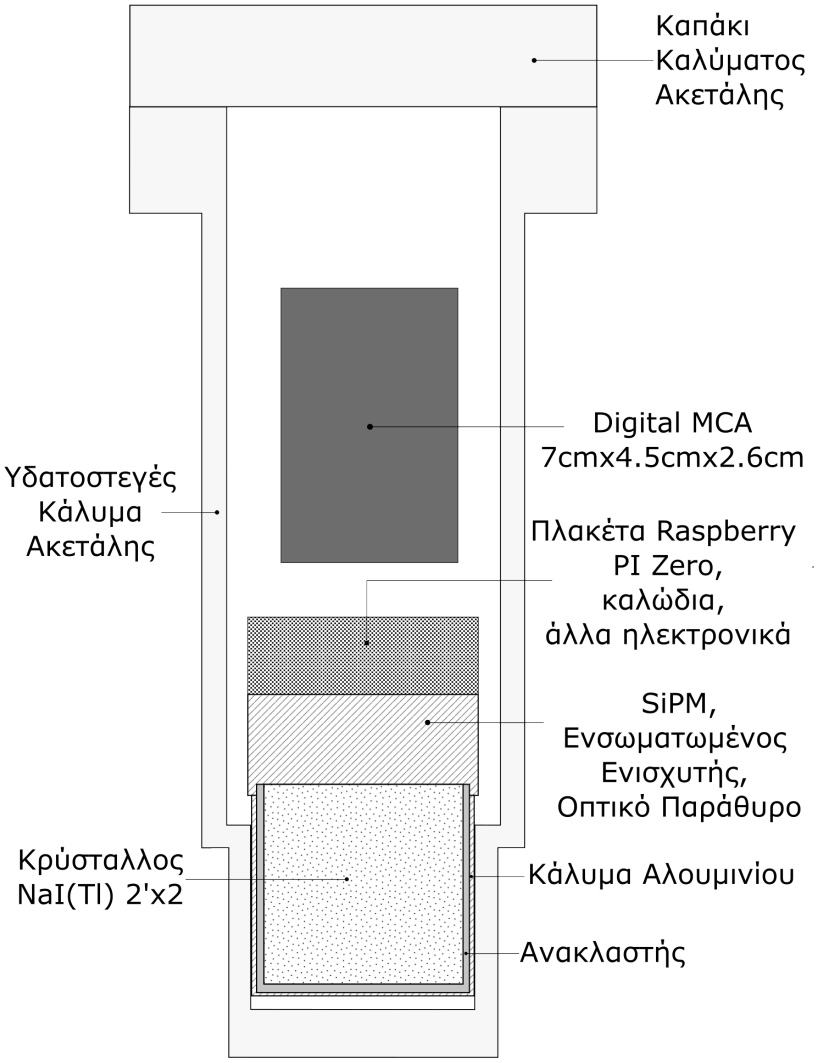


Σχήμα 3.3: Το σύστημα KATERINA [4]

3.4.2 Το Νέο Σύστημα miniKATERINA

Το miniKATERINA είναι ένα νέο ανιχνευτικό σύστημα που βασίζεται στο σύστημα KATERINA για χρήση σε marine drone. Για τον λόγο αυτό απαιτούνταν μείωση του μεγέθους και του βάρους, το οποίο επιτεύχθηκε με χρήση κρυστάλλου NaI(Tl) 2"×2" και SiPM έναντι PMT. Το σύστημα δύναται να τοποθετηθεί σε ειδικά σχεδιασμένη θωράκιση ακετάλης που, όπως και στο μεγάλο KATERINA, είναι υδατοστεγής. Στη κορυφή υπάρχουν δύο έξοδοι, μια για τροφοδοσία και μια για τη λήψη δεδομένων. Η λήψη δεδομένων μπορεί να γίνει είτε με σύνδεση καλωδίου είτε με WiFi. Στην πρώτη περίπτωση τοποθετείται ένας MCA ενώ στη δεύτερη μια πλακέτα RASPBERRY Pi.

Για να μην έρχονται σε επαφή ο κρύσταλλος με την ακετάλη, έχει τοποθετηθεί ένα O-ring από καουτσούκ το οποίο κρατάει το κάτω μέρος του κρυστάλλου σε απόσταση $1mm$ από την ακετάλη.



Σχήμα 3.4: Σχηματικό Διάγραμμα Διατομής του mini KATERINA

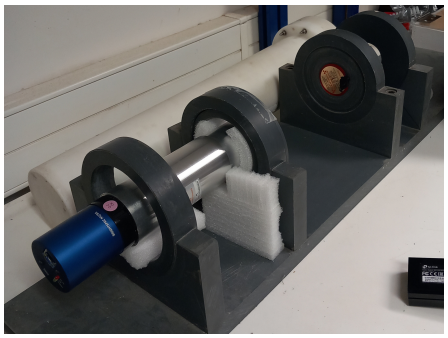
4 ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζεται η διαδικασία μετρήσεων στον αέρα και στο νερό με το σύστημα miniKATERINA. Για τη βαθμονόμηση χρησιμοποιήθηκαν σημειακές πηγές γνωστής ενεργότητας από τις οποίες εντοπίστηκαν χαρακτηριστικές φωτοκορυφές. Επιπλέον έγινε σύγκριση των πειραματικών τιμών της απόδοσης με αποτελέσματα που προκύπτουν μέσω προσομοίωσης Monte Carlo.

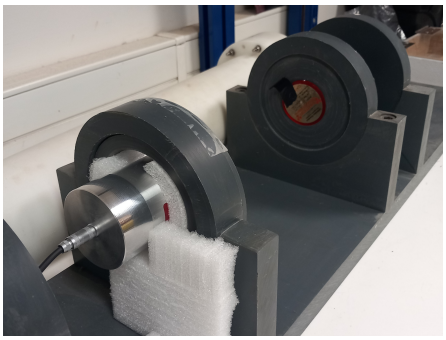
4.1 Περιγραφή Πειραματικών Μετρήσεων

4.1.1 Μετρήσεις στον Αέρα

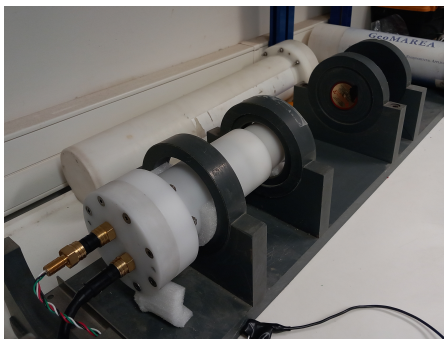
Για τις μετρήσεις σημειακών πηγών στον αέρα χρησιμοποιήθηκε μια ειδική βάση, σχεδιασμένη για μετρήσεις σημειακών πηγών στον αέρα με το σύστημα ΚΑΤΕΡΙΝΑ. Καθώς τα συστήματα που χρησιμοποιήθηκαν είναι μικρότερα από τα συστήματα KATERINA, έγινε χρήση ειδικών υλικών για τη σταθεροποίησή τους. Το κάθε σύστημα τοποθετήθηκε με τον κρύσταλλο να είναι ομοαξονικός στην σημειακή πηγή. Η απόσταση του ανιχνευτή από τις πηγές ήταν **20.7 cm**.



Σχήμα 4.1: Κρύσταλλος NaI 2"x2" με κλασσικό Φωτοπολλαπλασιαστή σε μέτρηση σημειακής πηγής στον αέρα.



Σχήμα 4.2: miniKATERINA χωρίς κάλυμμα ακετάλης σε μέτρηση σημειακής πηγής στον αέρα.



Σχήμα 4.3: miniKATERINA με κάλυμμα ακετάλης σε μέτρηση σημειακής πηγής στον αέρα.

Η διαδικασία μετρήσεων για τον κάθε ανιχνευτή ήταν παρόμοια. Ο ανιχνευτής τοποθετήθηκε στη βάση και σταθεροποιήθηκε. Έπειτα εφαρμόστηκε η πρώτην πηγή στην ειδική θέση και έγινε λήψη της μέτρησης και αποθήκευση το φάσματος. Αυτή η διαδικασία έγινε για όλες τις πηγές. Η μέτρηση του υποβάθρου έγινε αφήνοντας τον ανιχνευτή σταθερό και χωρίς καμία πηγή. Στους Πίνακες 1, 2, 3 φαίνονται οι χρόνοι μέτρησης για κάθε σύστημα. Τα συστήματα είχαν συνδεθεί σε υπολογιστική μονάδα για λήψη δεδομένων, η οποία και έγινε με πρόγραμμα συλλογής δεδομένων, ώστε να είναι δυνατή η επίβλεψη των φασμάτων σε πραγματικό χρόνο. Με το σύστημα miniKATERINA αρχικά πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις διάρκειας 5 και 10 λεπτών. Λόγω χαμηλής στατιστικής έγινε επανάληψη των μετρήσεων σε μεγαλύτερους χρόνους. Κατά την ανάλυση των δεύτερων φασμάτων διαπιστώθηκε αλλοίωση στη διακριτική ικανότητα του συστήματος. Για τον λόγο αυτό παρουσιάζονται τα δεδομένα και από τις δύο μετρήσεις.

Πίνακας 1: Μετρήσεις NaI 2"x2" με PMT χωρίς κάλυμμα ακετάλης

Μέτρηση	Χρόνος Μέτρησης (s)
^{133}Ba	1800
^{137}Cs	600
^{60}Co	7200
Υπόβαθρο	1800

Πίνακας 2: Μετρήσεις miniKATERINA χωρίς κάλυμμα ακετάλης

	Ημερομηνία: 02/10/2024	Ημερομηνία: 28/03/2025
Μέτρηση	Χρόνος Μέτρησης (s)	
^{133}Ba	300	3600
^{137}Cs	300	1800
^{60}Co	300	7200
Υποβαθρο	300	7200

Πίνακας 3: Μετρήσεις miniKATERINA με κάλυμμα ακετάλης

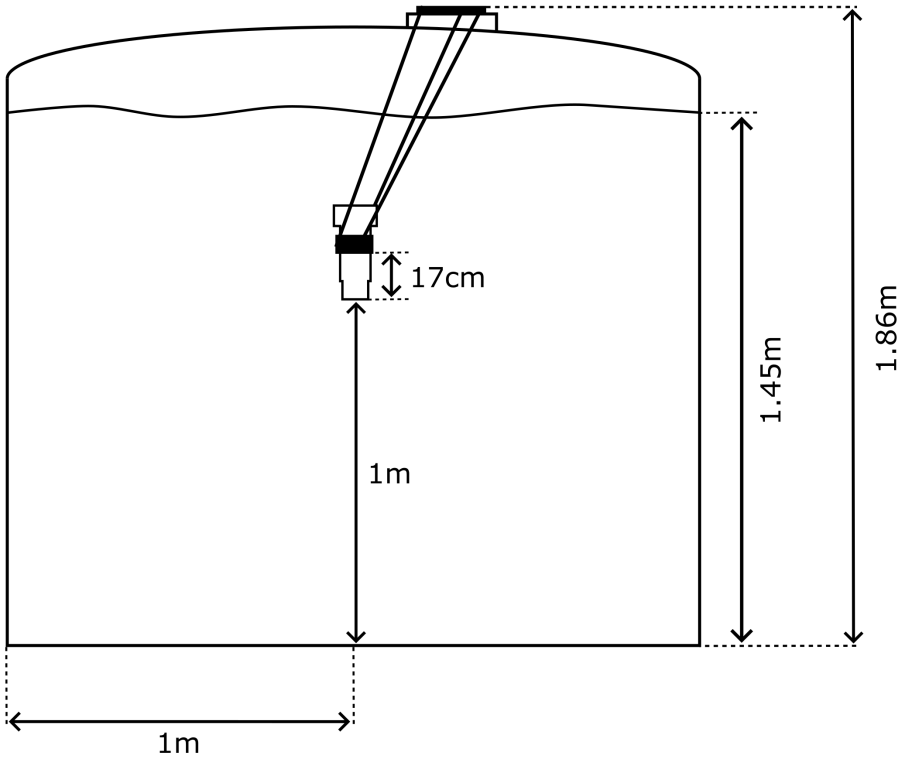
	Ημερομηνία: 18/10/2024	Ημερομηνία: 05/03/2025
Μέτρηση	Χρόνος Μέτρησης (s)	
^{133}Ba	600	1800
^{137}Cs	600	300
^{60}Co	600	1800
Υποβαθρο	300	1800

4.1.2 Μετρήσεις στο Νερό

Για τη βαθμονόμηση του συστήματος έγινε χρήση της δεξαμενής του Εργαστηρίου Πυρηνικής Φυσικής στο ΕΜΠ. Καθώς υπήρχε πόσιμο νερό και ραδιενεργά στοιχεία (^{40}K και ^{137}Cs) από προηγούμενα πειράματα, προστέθηκε επιπλέον νερό και έγινε ανάδευση με αντλία για αρκετές ώρες. Επίσης προστέθηκε HCl οξύ 65% για την αποφυγή της προσκόλλησης του Cs στα τοιχώματα της δεξαμενής καθώς και για τη μείωση του pH, η τιμή του οποίου μετρήθηκε 3. Για αρχή ήταν απαραίτητο να βρεθούν ο όγκος του νερού και η ενεργότητα των ραδιενεργών στοιχείων.

Για τον όγκο του νερού στην κυλινδρική δεξαμενή (Σχ. 4.4) μετρήθηκε η στάθμη του νερού από το πάνω μέρος της δεξαμενής, και βρέθηκε ότι $\delta h = 41\ cm$. Γνωρίζοντας πως το ύψος της δεξαμενής είναι 186 cm προκύπτει ότι το ύψος του νερού είναι $\mathbf{h = 1.45\ m}$. Επίσης η ακτίνα της δεξαμενής είναι γνωστή: **r=1 m**. Άρα ο όγκος του νερού στη δεξαμενή είναι $V = \pi r^2 \cdot h \Rightarrow \mathbf{V = 4.57\ m^3}$. Στη δεξαμενή τοποθετήθηκε πρώτα το σύστημα KATERINA για τον προσδιορισμό της ενεργότητας των ραδιενεργών στοιχείων που βρίσκονται στο νερό. Έπειτα τοποθετήθηκε το miniKATERINA για τη βαθμονόμηση.

Και τα δύο συστήματα τοποθετήθηκαν σε μια μεταλλική βάση ειδικά κατασκευασμένη για να στέκεται στο πάνω μέρος της δεξαμενής, με το σύστημα να εφαρμόζει σε έναν κύλινδρο ρυθμιζόμενης ακτίνας που το κρατάει σταθερό. Η βάση αυτή είχε δημιουργηθεί για το KATERINA έτσι ώστε όταν ο κύλινδρος τοποθετηθεί 17 *cm* από τη βάση του, αυτή να απέχει 1 *m* από τον πάτο της δεξαμενής. Στο miniKATERINA, επειδή έχει μικρότερες διαστάσεις, εφαρμόστηκε armaflex περιμετρικά για να σταθεροποιηθεί στη βάση.



Σχήμα 4.4: Σχεδιάγραμμα της δεξαμενής. Φαίνονται οι διαστάσεις της, η μεταλλική βάση, το ανιχνευτικό σύστημα και οι αποστάσεις.

Οι μετρήσεις με το KATERINA έγιναν με σύνδεση του ανιχνευτή σε φορητό υπολογιστή με καλώδιο για τροφοδοσία και λήψη δεδομένων. Η λήψη δεδομένων έγινε με πρόγραμμα λογισμικού συλλογής δεδομένων. Για τον λόγο αυτό έγιναν τέσσερεις (4) μετρήσεις, καθώς ο χρόνος μέτρησης οριζόταν στην αρχή και μόλις τελείωνε η κάθε μέτρηση έπρεπε να αποθηκευτούν τα φάσματα και να αρχίσει η επόμενη. Ο συνολικός χρόνος μετρήσεων ήταν περίπου 7 ημέρες (599901*sec*)

Το miniKATERINA έπαιρνε ρεύμα από ένα τροφοδοτικό, το οποίο είχε συνδεθεί σε UPS (Uninterrupted Power Supply). Με την εισαγωγή πλακέτας Raspberry Pi Zero στο εσωτερικό της ακετάλης που συνδέεται με τον ανιχνευτή έγινε σύνδεση μέσω WiFi και έλεγχος υπολογιστή με τη χρήση λογισμικού απομακρυ-

σμένης πρόσβασης. Μέσω ενός προγράμματος σχεδιασμένου ειδικά γι αυτόν τον σκοπό ήταν δυνατό να γίνονται διαδοχικές μετρήσεις για χρόνο που εισάγει ο χρήστης, μία ώρα στη δική μας περίπτωση. Όταν αρχίσει το πρόγραμμα γίνεται η μέτρηση, όταν τελειώσει αποθηκεύεται αυτόματα το φάσμα και μετά αρχίζει η επόμενη μέτρηση μέχρι να σταματήσει το πρόγραμμα εξωτερικά (από τον χρήστη ή από διακοπή ρεύματος). Πρέπει να σημειωθεί ότι, σε αντίθεση με το λογισμικό συλλογής δεδομένων, με τη χρήση αυτής της μεθόδου τα δεδομένα που αποθηκεύονται είναι μόνο τα φάσματα, χωρίς πληροφορίες όπως ημερομηνία και διάρκεια μέτρησης ή ρυθμίσεις του ανιχνευτικού συστήματος. Συνολικά συλλέχθηκαν 282 φάσματα της μιας ώρας, αλλά λόγω τεχνικών προβλημάτων που θα αναλυθούν σε επόμενα κεφάλαια δεν ήταν δυνατή η χρήση όλων των φασμάτων.

4.2 Ανάλυση Φασμάτων

Κατά την ανάλυση φασμάτων ακτίνων γ ένα κρίσιμο στάδιο είναι ο εντοπισμός και η ποσοτική περιγραφή των κορυφών που αντιστοιχούν στις ενέργειες των πηγών. Για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιείται ευρέως η προσαρμογή Γκαουσιανών καμπυλών (gaussian fitting), καθώς οι φωτοκορυφές έχουν κατά προσέγγιση γκαουσιανό σχήμα λόγω της φύσης των στατιστικών διακυμάνσεων κατά την ανίχνευση των γεγονότων. Η Γκαουσιανή συνάρτηση δίνεται από τη σχέση

$$f(x) = A \cdot e^{\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)} \tag{4.1}$$

όπου A το ύψος της κορυφής, μ η θέση της και σ το πλάτος της καμπύλης από το οποίο υπολογίζεται το $FWHM$ ως $FWHM = 2.355 \cdot \sigma$).

Η διαδικασία του gaussian fitting περιλαμβάνει την επιλογή μιας περιοχής ενδιαφέροντος γύρω από την κορυφή και την αριθμητική προσαρμογή της παραπάνω συνάρτησης στα πειραματικά δεδομένα. Με αυτόν τον τρόπο, εξάγονται σημαντικά μεγέθη, όπως τα γεγονότα (counts) της κορυφής, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του συστήματος (μέσω του FWHM) και η ενέργεια στην κορυφή της καμπύλης, που χρησιμοποιείται στην ενεργειακή βαθμονόμηση.

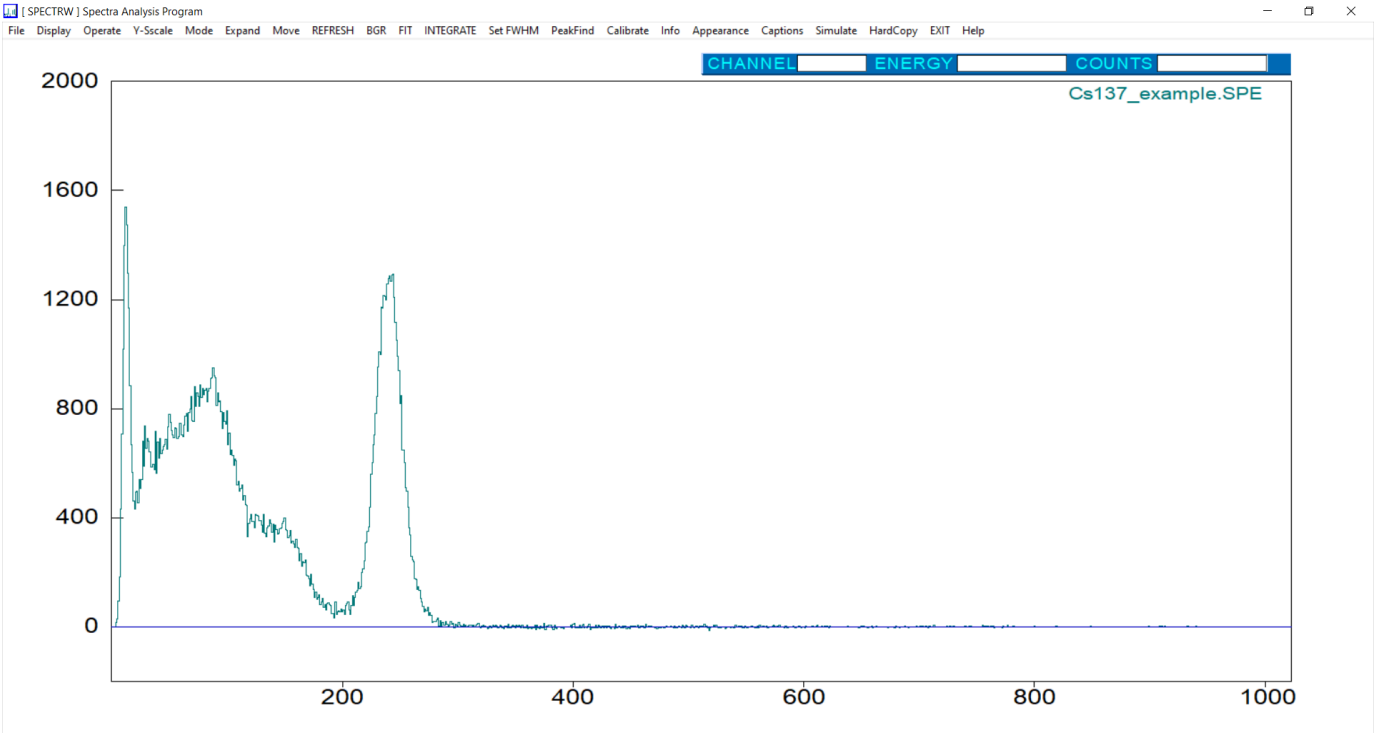
Η ανάλυση των φασμάτων γίνεται με το λογισμικό SPECTRW [17]. Το λογισμικό αυτό ανοίγει μια πληθώρα αρχείων όπως .spe και .txt.

Υπάρχει η δυνατότητα αποθήκευσης μόνο του φάσματος και αποθήκευσης αρχείου που που πέρα από το φάσμα περιέχει και στοιχεία όπως η ημερομηνία μέτρησης, ο χρόνος μέτρησης (live time και real time), καθώς και ρυθμίσεις του ανιχνευτή και του πολυδιαυλικού αναλυτή [17].

Συνήθως στις μετρήσεις στον αέρα πέρα από τα φάσματα των πηγών λαμβάνεται κι ένα φάσμα χωρίς πηγή, στο οποίο μετράται ο θόρυβος υποβάθρου. Σε αυτές τις περιπτώσεις πριν οποιαδήποτε ανάλυση αφαιρείται το φάσμα υποβάθρου από το φάσμα της πηγής.

Ακολούθως περιγράφεται η διαδικασία της ανάλυσης φασμάτων στο SPECTRW. Ανοίγοντας το φά-

σμα ενδιαφέροντος, φαίνονται οι πιθανές φωτοκορυφές. Στην περίπτωση αυτής τις εργασίας, οι ανιχνευτές δεν ήταν βαθμονομημένοι αλλά γνωρίζαμε τις πηγές βαθμονόμησης με ακρίβεια. Έτσι, βλέποντας τη μορφή και τη θέση των κορυφών γίνεται η αναγνώριση της ενέργειας. Για παράδειγμα, στο Σχ. 4.5 είναι ένα φάσμα πηγής ^{137}Cs, η κορυφή του οποίου φαίνεται να βρίσκεται περίπου στο κανάλι 240.



Σχήμα 4.5: Φάσμα ^{137}Cs στο SPECTRW.

Στο πάνω μέρος του παραθύρου φαίνονται ορισμένες επιλογές. Το πρώτο μέρος είναι η αφαίρεση του υποβάθρου Compton με την επιλογή **«BGR»**. Πατώντας το, εμφανίζεται ένα μενού διαλόγου που επιτρέπει στον χρήστη την επιλογή της τάξης του υποβάθρου (γραμμική, 1ου, 2ου, 3ου, 4ου και 5ου βαθμού). Έπειτα ο χρήστης επιλέγει μέχρι είκοσι σημεία και το λογισμικό δημιουργεί μια καμπύλη σε σχέση με την οποία, αν έχει γίνει καλή επιλογή των σημείων, το υπόβαθρο Compton βρίσκεται από κάτω.

Με την εντολή **«FIT»** γίνεται η επιλογή μιας περιοχής και κορυφών που βρίσκονται μέσα σε αυτή. Αφού γίνει αυτή η επιλογή, το λογισμικό δημιουργεί γκαουσιανές καμπύλες που προσεγγίζουν τις μορφές των επιλεγμένων κορυφών, και εμφανίζει το κανάλι στο οποίο βρίσκεται η κορυφή, το FWHM, τα γεγονότα στη κορυφή και η αβεβαιότητα των γεγονότων της εκάστοτε κορυφής. Αποθηκεύοντας την όλη διεργασία με την εντολή αυτή, δημιουργείται ένα αρχείο .rs που περιέχει τα παραπάνω στοιχεία, μαζί με άλλα χρήσιμα δεδομένα όπως η αβεβαιότητα του καναλιού, η αβεβαιότητα του FWHM και η ημερομηνία και ώρα.

Μια άλλη εντολή ανάλυσης φωτοκορυφής μπορεί να γίνει και με την εντολή **«INTEGRATE»**, με την οποία ο χρήστης επιλέγει μια περιοχή και γίνεται ολοκλήρωση αυτής, δηλαδή υπολογίζονται τα γεγονότα ως άθροισμα επιλέγοντας την αριστερή και δεξιά πλευρά της περιοχής ενδιαφέροντος της φωτοκο-

ρυφής. Ο χρήστης μπορεί να επιλέξει να συμπεριληφθεί ή όχι το υπόβαθρο που δημιούργησε νωρίτερα με την εντολή «BGR». Τα δεδομένα μπορούν και πάλι να βρεθούν στο .rs αρχείο αν γίνει αποθήκευση.

Με την εντολή **Calibrate**, με την οποία γίνεται πρώτα η βαθμονόμηση του φάσματος ακτίνων γ. Αυτό γίνεται με δύο τρόπους. Ο πρώτος είναι με εισαγωγή ενός άλλου βαθμονομημένου αρχείου. Ο δεύτερος είναι με επιλογή μέχρι και τριών κορυφών και αντιστοίχισή τους με τις ενέργειες. Για παράδειγμα στο Σχ. 4.5 υπάρχει μόνο μία κορυφή, του ^{137}Cs στα 662 keV. Με τη μέθοδο αυτή, ο χρήστης επιλέγει τη κορυφή κι έπειτα καταχωρεί την τιμή της ενέργειας. Στη συγκεκριμένη περίπτωση αυτό γίνεται με μία μόνο κορυφή, αλλά αν υπάρχουν παραπάνω κορυφές το ιδανικό θα ήταν η επιλογή μιας κορυφής σε χαμηλές ενέργειες, μια σε υψηλές και μια στο ενδιάμεσο ενεργειακό εύρος.

Η ενεργειακή βαθμονόμηση του φάσματος βρίσκεται στο αρχείο .spe με τις παραμέτρους βαθμονόμησης A, B και C που συνδέουν την ενέργεια τα κανάλια μέσω της εξίσωσης $Energy = A + Bx + Cx^2$, με το C να είναι προαιρετικό. Οι παράμετροι αυτοί μπαίνουν σε μια γραμμή του αρχείου με τη σειρά αυτή, χωριζόμενες από κενό. Οπότε μια τρίτη μέθοδος βαθμονόμησης είναι η εισαγωγή των κατάλληλων τιμών A, B και C στο αρχείο.

Όπως προαναφέρθηκε, πολυδιαυλικός αναλυτής «MCA» αντιστοιχεί τους εισερχόμενους παλμούς σε κανάλια σύμφωνα με το ύψος του εκάστοτε παλμού (αφού είναι ανάλογος της ενέργειας). Η ανάλυση όμως δεν είναι δυνατό να γίνει με κανάλια, χρειάζεται η αντιστοίχησή τους σε ενέργειες. Η διαδικασία αυτή είναι η ενεργειακή βαθμονόμηση και γίνεται χρησιμοποιώντας την παρακάτω συνάρτηση:

$$Energy = A + B \cdot channel + C \cdot channel^2 \tag{4.2}$$

Το C ήταν αμελητέο και θεωρήθηκε $C = 0$, γι αυτό και η εξίσωση απλοποιείται στη μορφή

$$Energy = A + B \cdot channel \tag{4.3}$$

Για την ενεργειακή βαθμονόμηση των συστημάτων στον αέρα χρησιμοποιήθηκαν σημειακές πηγές γνωστής ενεργότητας: ^{133}Ba (κορυφές στα 81 kev, 256 keV, 303 kev, 356 keV και 384 keV), ^{137}Cs (κορυφή στα 662 kev) και ^{60}Co (κορυφές στα 1173 kev και 1332 keV). Για την ενεργειακή βαθμονόμηση στο νερό χρησιμοποιήθηκε δεξαμενή με ^{137}Cs (κορυφή στα 662 kev), ^{40}K (κορυφή στα 1460 kev) και ^{208}Tl (κορυφή στα 2614 kev) διαλυμένα στο νερό.

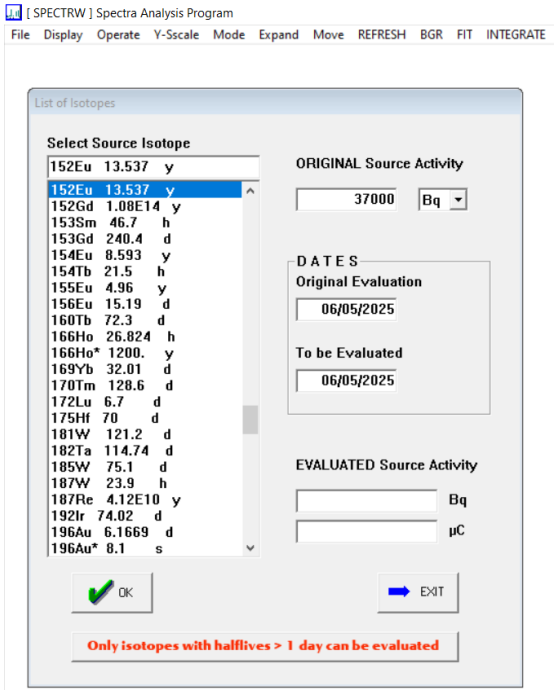
Το επόμενο βήμα είναι η βαθμονόμηση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας. Το ολικό εύρος ημιμέγιστου ύψους (FWHM) ορίζεται ως το εύρος μιας κορυφής στο ήμισυ του μεγίστου του, και έχει μονάδες keV. Χρησιμοποιείται για της ποσοτικοποίηση της διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή. Όσο μικρότερη είναι η τιμή του FWHM, τόσο καλύτερη είναι η διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή, δηλαδή η ικανότητά του να διαχωρίζει μεταξύ δύο γειτονικών ενεργειακών κορυφών.

Η βαθμονόμηση της ενεργειακής διακριτικότητας χρησιμοποιείται και για άλλους λόγους πέρα από

την αξιολόγηση της απόδοσης του ανιχνευτή. Ένας από τους πιο σημαντικούς είναι η σύγκριση της πειραματικής απόδοσης με τις κατασκευαστικές προδιαγραφές, καθώς η πραγματική απόδοση μπορεί να συγκλίνει από αυτές. Ακόμη, μπορεί να βοηθήσει στη βελτιστοποίηση του συστήματος, καθώς εάν παρατηρηθεί μη ικανοποιητική τιμή του FWHM μπορεί να απαιτούνται βελτιώσεις στις συνθήκες λειτουργίας του συστήματος, όπως σταθεροποίηση της θερμοκρασίας ή απομόνωση ηλεκτρονικού θορύβου.

Τέλος, γίνεται η βαθμονόμηση της απόδοσης του ανιχνευτικού συστήματος με απώτερο σκοπό οι ρυθμοί γεγονότων μιας φωτοκορυφής να μετατραπούν σε απόλυτες μονάδες Bq ή Bq/kg ή Bq/L. Η διαδικασία αυτή ποσοτικοποιεί την ικανότητα καταγραφής και ανάλυσης των εισερχομένων στο σύστημα σημάτων ως προς την ενέργεια αλλά και την ποιότητά τους. Επίσης συγκρίνοντας τα πειραματικά αποτελέσματα με τα θεωρητικά δεδομένα και τις προδιαγραφές του συστήματος γίνεται δυνατός ο εντοπισμός και η διόρθωση πιθανών συστηματικών σφαλμάτων. Τα σφάλματα αυτά μπορεί να είναι λόγω δυσλειτουργίας του ανιχνευτή (πχ ηλεκτρονικός θόρυβος) ή λόγω μη ιδανικών παραμέτρων λειτουργίας του συστήματος (π.χ. gain, shaping time) και γίνεται να διορθωθούν με απώτερο σκοπό την βέλτιστη λειτουργία του ανιχνευτικού συστήματος.

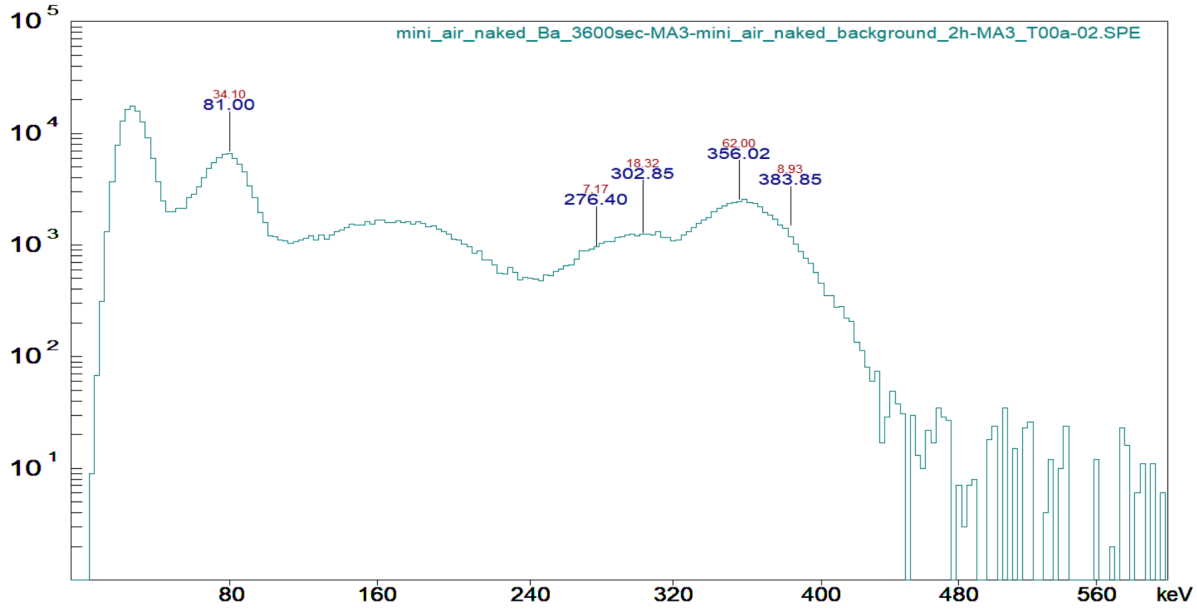
Η απόδοση δίνεται από την Εξ. 3.9 και για τον υπολογισμό της χρειάζεται να υπολογισθούν τα γεγονότα της φωτοκορυφής. Χρειάζονται επίσης η ένταση I_γ της συγκεκριμένης ενέργειας, ο χρόνος μέτρησης και η ενεργότητα. Για τις μετρήσεις σημειακών πηγών στον αέρα ήταν γνωστή η αρχική τους ενεργότητα και η ημερομηνία κατασκευής, καθώς και η ημερομηνία μέτρησης. Χρησιμοποιώντας τα στοιχεία αυτά, βρίσκοντας τον χρόνο ημιζωής της πηγής από πίνακες ή βιβλιογραφία και χρησιμοποιώντας την Εξ. 2.6 βρίσκεται η ενεργότητα της κάθε πηγής για κάθε μέτρηση.



Σχήμα 4.6: Υπολογισμός ενεργότητας με το SPECTRW.

Ένας άλλος τρόπος για τον υπολογισμό της ενεργότητας είναι με τη χρήση του SPECTRW. Πηγαίνοντας στο κύριο μενού, επιλέγοντας "Operate", μετά "Evaluate" και έπειτα "Source Activity" εμφανίζεται ένα παράθυρο (Σχ. 4.6). Σε αυτό υπάρχει η δυνατότητα επιλογής της πηγής, της αρχικής ενεργότητας σε Bq ή σε Ci, της ημερομηνίας μέτρησης της αρχικής ενεργότητας και της ημερομηνίας ενδιαφέροντος (ημερομηνία διεξαγωγής του πειράματος στην περίπτωσή μας). Αφού συμπληρωθούν τα παραπάνω ο χρήστης μπορεί να πατήσει το κουμπί "OK" και η ενεργότητα της πηγής υπολογίζεται σε Bq και σε Ci.

Ένα σχόλιο που πρέπει να γίνει σε αυτό το σημείο είναι για τις διπλές κορυφές. Για παράδειγμα, το ^{133}Ba έχει τέσσερεις κοντινές κορυφές στα 276 keV, 303 keV, 356 keV και 384 keV. Όπως φαίνεται στο Σχ. 4.7, αντί για τέσσερεις κορυφές φαίνονται δύο. Αυτό συμβαίνει γιατί οι κορυφές 276 και 303 kev είναι πολύ κοντά και δεν διαχωρίζονται, οπότε φαίνεται μια μόνο κορυφή αντί για δύο. Το ίδιο συμβαίνει και με τις κορυφές 356 και 384 keV.



Σχήμα 4.7: Φάσμα του ^{133}Ba από τον ανιχνευτή NaI 2"x2" με PMT (σε λογαριθμική κλίμακα).

Κάποιες φορές μπορεί να γίνει διαχωρισμός κάνοντας διπλή ανέλιξη της φωτοκορυφής που περιέχει περισσότερες από μια φωτοκορυφές με τη διαδικασία της εντολής «FIT» (deconvolution), αλλά αυτό δεν λειτουργεί σε όλες τις κορυφές και σε αυτες τις περιπτώσεις είναι αδύνατος ο σωστός υπολογισμός του FWHM διότι υπεισέρχονται αβεβαιότητες αν δεν φαίνονται ξεκάθαρα οι φωτοκορυφές. Το άλλο πρόβλημα που δημιουργείται είναι η αδυναμία εύρεσης των γεγονότων των γειτονικών κορυφών άρα και της απόδοσης στις συγκεκριμένες ενέργειες. Αυτό μπορεί να προσπεραστεί υποθέτοντας ότι η κάθε μία από τις κορυφές που δημιουργούν μια διπλή κορυφή έχει την ίδια απόδοση, καθώς είναι πολύ κοντά. Η υπόθεση αυτή πρέπει να εξεταστεί στις χαμηλές ενέργειες όπου η απόδοση αλλάξει και στις μικρές μεταβολές της ενέργειας ακτίνων γάμμα.

Έστω ότι η μια κορυφή είναι αυτή του στοιχείου 1 και η άλλη είναι η κορυφή του στοιχείου 2. Για τις

ενεργότητες των κορυφών θα ισχύει

$$\varepsilon_i = \frac{Counts_i}{t \cdot I_{\gamma_i} \cdot A_i} , \quad i = 1, 2 \tag{4.4}$$

Όπου t ο χρόνος μέτρησης σε $[s]$, I_γ η ένταση και A η ενεργότητα σε $[Bq]$.

Λύνοντας την παραπάνω εξίσωση για τα γεγονότα της κάθε κορυφής

$$Counts_i = \varepsilon_i \cdot t \cdot I_\gamma \cdot A_i , \quad i = 1, 2 \tag{4.5}$$

Τα ολικά γεγονότα της διπλής κορυφής είναι

$$Counts_{total} = Counts_1 + Counts_2 = (\varepsilon_1 \cdot t \cdot I_{\gamma_1} \cdot A_1) + (\varepsilon_2 \cdot t \cdot I_{\gamma_2} \cdot A_2) \tag{4.6}$$

Επειδή, όπως προειπώθηκε, θεωρούμε πως οι ενεργότητες των κορυφών είναι ίσες, δηλαδή $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$, και τα δύο στοιχεία έχουν τον ίδιο χρόνο μέτρησης, η Εξ. 4.6 γίνεται

$$Counts_{total} = \varepsilon \cdot t \cdot (I_{\gamma_1} \cdot A_1 + I_{\gamma_2} \cdot A_2) \tag{4.7}$$

Λύνοντας την παραπάνω εξίσωση ως προς την απόδοση έχουμε τελικά

$$\varepsilon = \frac{Counts_{total}}{t \cdot (I_{\gamma_1} \cdot A_1 + I_{\gamma_2} \cdot A_2)} \tag{4.8}$$

Στην περίπτωση που οι πηγές από τις οποίες προέρχονται οι δύο ακτίνες έχουν την ίδια ενεργότητα, δηλαδή $A_1 = A_2 = A$ η παραπάνω εξίσωση παίρνει τη μορφή

$$\varepsilon = \frac{Counts_{total}}{t \cdot A \cdot (I_{\gamma_1} + I_{\gamma_2})} \tag{4.9}$$

Έτσι, σε περιπτώσεις διπλών κορυφών υπολογίζονται τα ολικά γεγονότα και χρησιμοποιούνται οι Εξ. 4.8 και 4.9 για τον υπολογισμό της απόδοσης των δύο κορυφών.

4.3 Εκτίμηση της Απόλυτης Απόδοσης Φωτοκορυφής με τη μέθοδο Προσομοίωσης Monte Carlo

Η μέθοδος Monte Carlo (MC) είναι υπολογιστικός αλγόριθμος που χρησιμοποιεί τυχαία δειγματοληψία για την επίλυση ντετερμινιστικών προβλημάτων. Στην πράξη μετατρέπει πολύπλοκα φυσικά συστήματα σε προσομοιώσεις και κάνει δυνατή την ακριβή προσομοίωση αλληλεπιδράσεων που είναι αδύνατο

να επιλυθούν αναλυτικά. Αυτό επιτυγχάνεται με την προσομοίωση μεγάλου αριθμού, της τάξης χιλιάδων ή και εκατομμυρίων, τυχαίων εκβάσεων κι ακολούθως της ανάλυσης του συνόλου των αποτελεσμάτων για την κατανόηση της συμπεριφοράς του συστήματος. Για τον λόγο αυτό, η διαδικασία αυτή δίνει ακριβή αποτελέσματα με υψηλή στατιστική και είναι ταυτόχρονα υπολογιστικά απαιτητική. Στην πυρηνική φυσική αυτό παίρνει τη μορφή της προσομοίωσης σωματιδίων καθώς αλληλεπιδρούν με την ύλη.

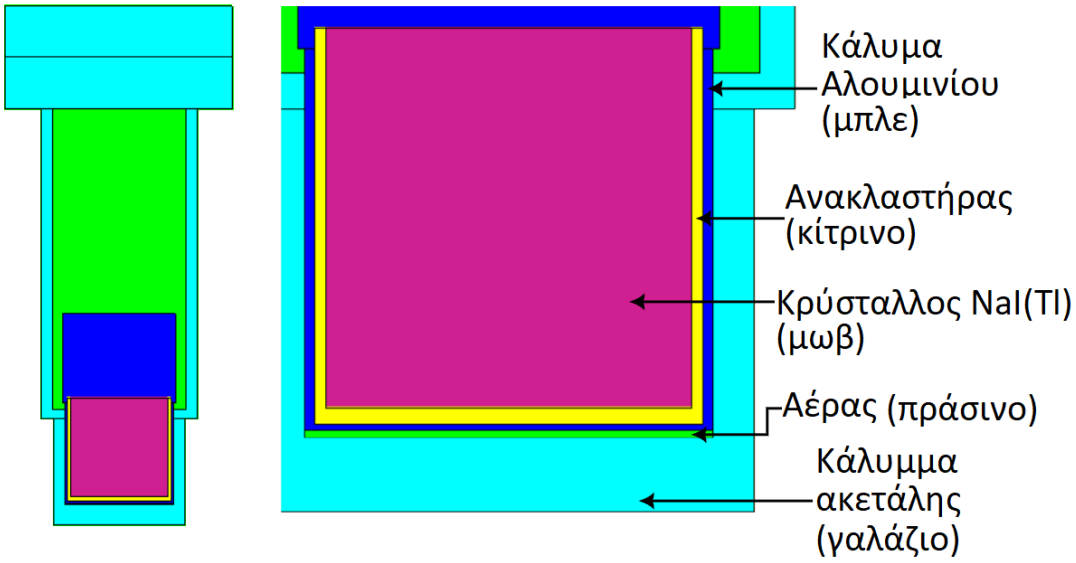
Για να ελεγχθεί η ακρίβεια των ενεργειακών αποδόσεων που προέκυψαν από το πείραμα πραγματοποιήθηκε προσομοίωση της διάταξης. Για τον σκοπό αυτό αξιοποιήθηκε η υπολογιστική μέθοδος Monte Carlo μέσω του λογισμικού MCNP5. Ο κώδικας Monte Carlo N-Particle (MCNP) είναι ένας υπολογιστικός κώδικας μεταφοράς σωματιδίων που αναπτύχθηκε στο Los Alamos National Laboratory (LANL) για την προσομοίωση μεταφοράς νετρονίων με σκοπό τη χρήση τους σε δημιουργία πυρηνικών όπλων [39]. Χρησιμοποιείται για την προσομοίωση πυρηνικών διεργασιών που περιλαμβάνουν νετρόνια, φωτόνια, ηλεκτρόνια και σε πιο νέες εκδόσεις μεταφορά συζευγμένων σωματιδίων και αλληλεπιδράσεις τους με την ύλη. Ανά τα έτη ο κώδικας MCNP έχει βελτιωθεί πολλές φορές και από τις βελτιώσεις αυτές έχουν προκύψει διάφορες εκδόσεις, όπως το MCNP4, MCNP5, MCNP6, MCNP-CP και το MCNPX. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιείται η έκδοση MCNP5, που υποστηρίζει τη μεταφορά φωτονίων νετρονίων και ηλεκτρονίων καθώς και συζευγμένων σωματιδίων. Ιδιαίτερη έμφαση δίνεται στον ορισμό γεωμετριών.

Η ακολουθία των γεγονότων που σχετίζονται με ένα αρχικό σωματίδιο (οι αλληλεπιδράσεις του και τα δευτερογενή σωματίδια που δημιουργούνται από αυτές) ονομάζεται history. Ένα history αρχίζει από τη δημιουργία του σωματιδίου στην πηγή και τερματίζεται όταν το σωματίδιο αυτό βγει από τη γεωμετρία ή απορροφηθεί πλήρως. Οι αντιδράσεις σωματιδίων με την ύλη από φυσικής άποψης είναι στατιστικές διαδικασίες και καθορίζονται από κατανομές πιθανοτήτων. Έτσι οι αλληλεπιδράσεις του σωματιδίου σε κάθε history επηρεάζονται από ενεργές διατομές και ποσοστά πιθανότητας. Οι πιθανότητες προέρχονται είτε από πειραματικές μετρήσεις, από θεωρητικούς υπολογισμούς κατανομών πιθανοτήτων και από γνωστές ενεργές διατομές, με όλα αυτά να δειγματοποιούνται από βιβλιοθήκες πυρηνικών δεδομένων, όπως η ENDF/B [8]. Σε κάθε στάδιο του history αποθηκεύονται στοιχεία όπως η θέση της σύγκρουσης, η ενέργεια του σωματιδίου και η φύση της πυρηνικής ή ατομικής αντίδρασης. Αυτά συμβάλλουν στην ανάλυση των ζητούμενων μεγεθών (tallies), όπως η ροή, η δόση και η ενεργειακή απόδοση [28]. Η ακρίβεια και αξιοπιστία των αποτελεσμάτων εξαρτώνται άμεσα από τον αριθμό των histories που προσομοιώνονται. Σύμφωνα με το κεντρικό οριακό θεώρημα καθώς ο αριθμός των histories αυξάνεται, η στατιστική αβεβαιότητα μειώνεται. Το MCNP5 παρέχει για κάθε tally τα σχετικά στατιστικά μεγέθη (μέση τιμή, τυπική απόκλιση, σχετική αβεβαιότητα), επιτρέποντας στον χρήστη να αξιολογήσει την επάρκεια της σύγκλισης. Ωστόσο, αύξηση των histories συνεπάγεται και επιβάρυνση στον χρόνο υπολογισμού, απαιτώντας έναν ρεαλιστικό συμβιβασμό μεταξύ ακρίβειας και υπολογιστικών πόρων [28].

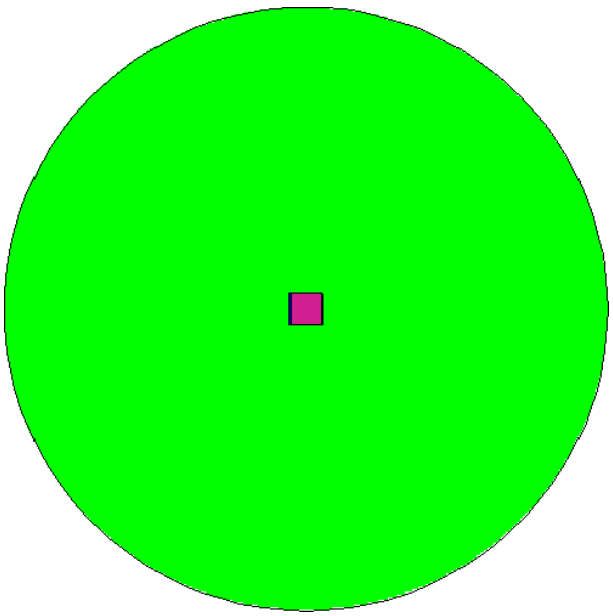
Για τη μοντελοποίηση του συστήματος miniKATERINA ορίσθηκαν στον κώδικα ο κρύσταλλος NaI(Tl), ο ανακλαστήρας Al_2O_3, το περίβλημα αλουμινίου, ο MCA και το περίβλημα ακετάλης. Ο υπόλοιπος χώρος μέσα στην ακετάλη γεμίστηκε με αέρα. Στην περίπτωση των μετρήσεων σημειακών πηγών στον αέρα δεν συμπεριλήφθηκαν τα ηλεκτρονικά που βρίσκονται πίσω από τον κρύσταλλο, καθώς η ύπαρξη τους

δεν επηρεάζει τα αποτελέσματα. Το περιβάλλον γύρω από την πηγή αναπαραστάθηκε από μια σφαίρα αέρα ακτίνας $r = 100\ cm$.

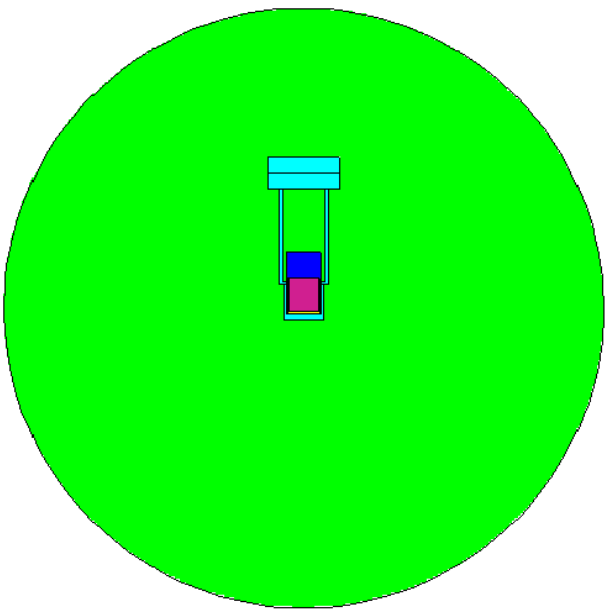
Στις παρακάτω εικόνες φαίνονται οι γεωμετρίες στον αέρα και το νερό από το πρόγραμμα Vised. Με μωβ χρώμα είναι ο κρύσταλλος NaI, με μπλε το Al (κάλυμμα αλουμινίου, SiPM και ηλεκτρονικά), με κίτρινο ο ανακλαστήρας, με πράσινο ο αέρας και με πορτοκαλί το νερό. Όπως φαίνεται στην περίπτωση του miniKATERINA με ακετάλη, και στις δύο περιπτώσεις (μετρήσεις σε αέρα και νερό) ο κενός χώρος μέσα στην ακετάλη είναι γεμάτος με αέρα.



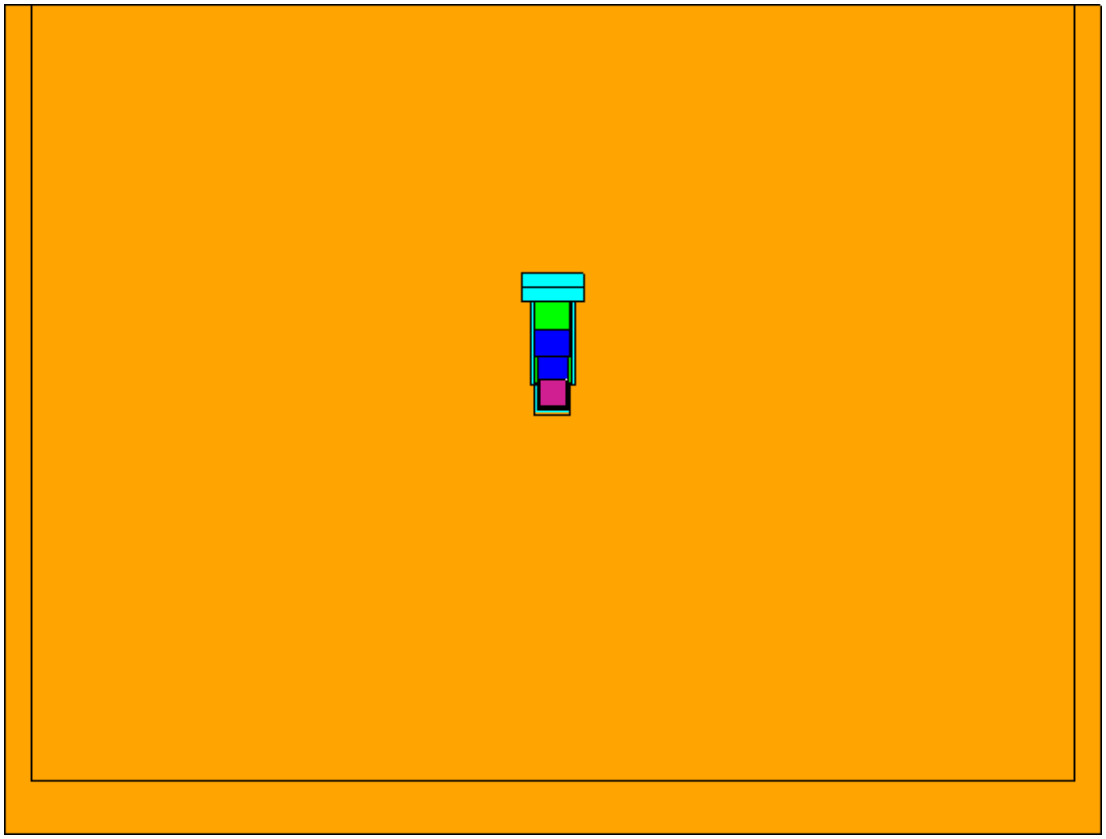
Σχήμα 4.8: Μεγέθυνση της διάταξης.



Σχήμα 4.9: Γεωμετρική απεικόνιση της ανιχνευτικής διάταξης (miniKATERINA χωρίς κάλυμμα ακετάλης) στον αέρα.



Σχήμα 4.10: Γεωμετρική απεικόνιση της ανιχνευτικής διάταξης (miniKATERINA με κάλυμμα ακετάλης) στον αέρα.



Σχήμα 4.11: Γεωμετρική απεικόνιση της ανιχνευτικής διάταξης στο νερό.

Με τον κώδικα έγινε αναπαραγωγή των πειραματικών αποτελεσμάτων και σύγκριση εκτιμήσεων της απόδοσης. Η προσομοίωση επιστρέφει την απόδοση και στις τρεις περιπτώσεις (μέτρηση στον αέρα με και χωρίς ακετάλη και μέτρηση στη δεξαμενή), οπότε στην περίπτωση της δεξαμενής η απόδοση που δίνει το MCNP5 πρέπει να πολλαπλασιασθεί με τον όγκο του νερού για να λάβουμε το μέγεθος ενδιαφέροντος, την ογκομετρική απόδοση.

Για την απόκτηση της συνολικής εικόνας της καμπύλης της απόδοσης, δημιουργήθηκαν input files για 24 επιπλέον ενέργειες με την υπάρχουσα γεωμετρία στον αέρα. Οι ενέργειες καθώς και οι αποδόσεις βρίσκονται στον Πίνακα 4

Πίνακας 4: Προσομοίωση ενεργειών στο εύρος ενδιαφέροντος με τον κώδικα MCNP.

	miniKATERINA χωρίς ακετάλη	miniKATERINA με ακετάλη
$E(keV)$	ε_{FEPE}	ε_{FEPE}
20	$1.36 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$9.5 \cdot 10^{-4}$ (3%)
40	$2.65 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$1.86 \cdot 10^{-3}$ (2%)
60	$3.09 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$2.15 \cdot 10^{-3}$ (2%)
81	$3.03 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$2.25 \cdot 10^{-3}$ (2%)
100	$3.28 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$2.28 \cdot 10^{-3}$ (2%)
110	$3.29 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$2.29 \cdot 10^{-3}$ (2%)
120	$3.28 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$2.30 \cdot 10^{-3}$ (2%)
130	$3.27 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$2.31 \cdot 10^{-3}$ (2%)
140	$3.25 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$2.31 \cdot 10^{-3}$ (2%)
160	$3.20 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$2.28 \cdot 10^{-3}$ (2%)
180	$3.12 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$2.25 \cdot 10^{-3}$ (2%)
200	$3.03 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$2.19 \cdot 10^{-3}$ (2%)
303	$2.41 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$1.65 \cdot 10^{-3}$ (2%)
400	$1.85 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$1.37 \cdot 10^{-3}$ (2%)
500	$1.44 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$1.08 \cdot 10^{-3}$ (3%)
600	$1.17 \cdot 10^{-3}$ (3%)	$8.9 \cdot 10^{-4}$ (3%)
700	$9.9 \cdot 10^{-4}$ (3%)	$7.3 \cdot 10^{-4}$ (3%)
800	$8.6 \cdot 10^{-4}$ (3%)	$6.4 \cdot 10^{-4}$ (3%)
900	$7.5 \cdot 10^{-4}$ (3%)	$5.7 \cdot 10^{-4}$ (3%)
1000	$6.7 \cdot 10^{-4}$ (3%)	$5.3 \cdot 10^{-4}$ (4%)
1100	$6.2 \cdot 10^{-4}$ (3%)	$4.7 \cdot 10^{-4}$ (4%)
1200	$5.4 \cdot 10^{-4}$ (4%)	$4.2 \cdot 10^{-4}$ (4%)
1300	$5.0 \cdot 10^{-4}$ (4%)	$4.0 \cdot 10^{-4}$ (4%)
1400	$4.5 \cdot 10^{-4}$ (4%)	$3.6 \cdot 10^{-4}$ (4%)

Η μεθοδολογική προσέγγιση παρέχει το αναγκαίο πειραματικό και υπολογιστικό πλαίσιο, διασφαλίζοντας την αξιοπιστία των μετρήσεων και προετοιμάζοντας το έδαφος για την παρουσίαση των αποτελεσμάτων στο επόμενο κεφάλαιο.

5 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα από τις μετρήσεις στον αέρα και στο νερό. Γίνεται ανάλυση της βαθμονόμησης, της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και της απόδοσης του συστήματος, και γίνεται σύγκριση διαφορετικών μετρήσεων. Παράλληλα, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων.

5.1 Αποτελέσματα στον Αέρα

Εδώ πρέπει να σημειωθεί πως για τη βαθμονόμηση του miniKATERINA στον αέρα χρησιμοποιήθηκαν διαφορετικά φάσματα. Για την βαθμονόμηση ενέργειας και ενεργειακής διακριτικής ικανότητας χρησιμοποιήθηκαν τα φάσματα του Οκτώβρη ενώ για τη βαθμονόμηση της ανιχνευτικής απόδοσης χρησιμοποιήθηκαν τα φάσματα του Μάρτη.

5.1.1 Βαθμονόμηση NaI(Tl) με PMT χωρίς κάλυμμα ακετάλης

Ο PMT χρησιμοποιείται ευρέως στη φασματοσκοπία γ και υπάρχει μεγαλύτερη εξοικείωση με τα χαρακτηριστικά και τη λειτουργία του, ενώ ο SiPM είναι μια σχετικά καινούρια προσθήκη. Για τον λόγο αυτό η σύγκρισή του με έναν κλασσικό φωτοπολλαπλασιαστή είναι βοηθητική στην κατανόηση της λειτουργίας του.

Ενεργειακή Βαθμονόμηση

Στον Πίνακα 5 βρίσκονται οι τιμές των καναλιών που αντιστοιχούν στις κορυφές των πηγών.

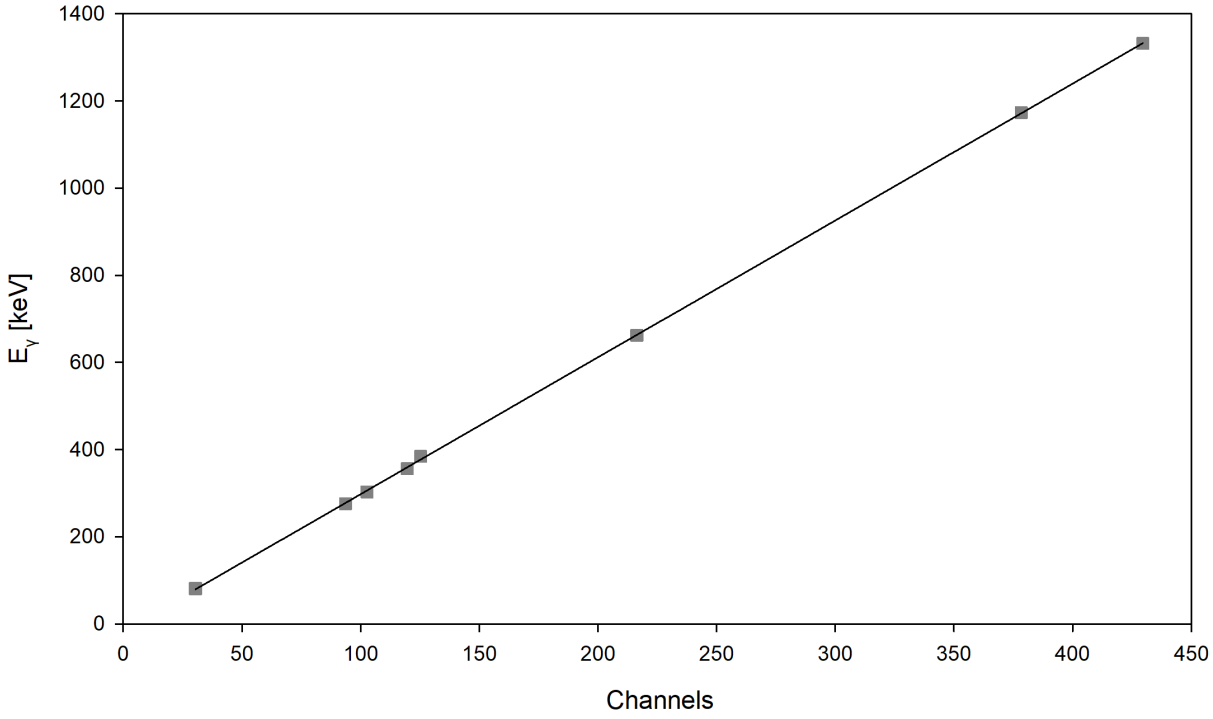
Πίνακας 5: Τιμές καναλιών για το σύστημα NaI(Tl) με PMT

Πηγή	Ενέργεια [keV]	Κανάλι
^{133}Ba	81	30
	276	94
	303	102
	356	120
	384	125
^{137}Cs	662	216
^{60}Co	1173	378
	1332	430

Από τις τιμές του παραπάνω πίνακα προκύπτει ότι

$\mathbf{A = -16.37\ keV}$

$\mathbf{B = 3.14\ keV/channel}$



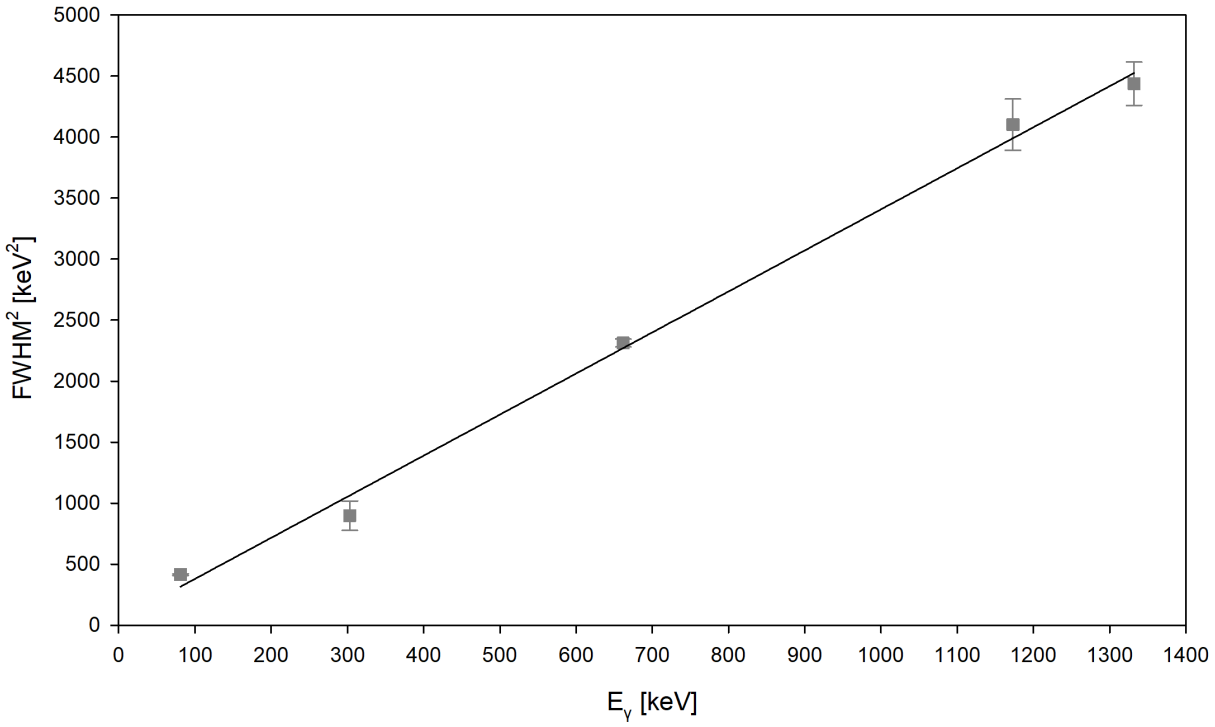
Σχήμα 5.1: Γράφημα της ενεργειακής βαθμονόμησης του 2"x2" κρυστάλλου NaI με PMT χωρίς κάλυμμα ακετάλης. Στον άξονα x βρίσκονται τα κανάλια και στον άξονα y η ενέργεια.

Βαθμονόμηση Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας

Σε κάθε ένα από τα τρία φάσματα έγινε FIT στις κορυφές και βρέθηκε το FWHM της κορυφής και η αβεβαιότητά του. Οι τιμές βρίσκονται στον Πίνακα 6.

Πίνακας 6: Τιμές του FWHM για το σύστημα NaI(Tl) με PMT

Πηγή	Ενέργεια [keV]	FWHM [keV]	δFWHM [keV]
^{133}Ba	81	20.38	0.17
	276	19.89	2.22
	303	29.97	2.01
	356	30.53	5.44
	384	39.91	11.7
^{137}Cs	662	48.08	0.34
^{60}Co	1173	64.05	1.64
	1332	66.62	1.33



Σχήμα 5.2: Γράφημα της βαθμονόμησης ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του 2"x2" κρυστάλλου NaI με PMT χωρίς κάλυμμα ακετάλης. Στον άξονα x βρίσκεται η ενέργεια και στον άξονα y το τετράγωνο του FWHM.

Βαθμονόμηση Απόδοσης

Για τη βαθμονόμηση του συστήματος αρχικά είναι απαραίτητος ο υπολογισμός της ενεργότητας. Αυτός έγινε με τη χρήση του SPECTRW όπως περιγράφηκε στο Κεφ. 4. Οι τιμές της ενεργότητας κατά την ημερομηνία της μέτρησης είναι οι εξής:

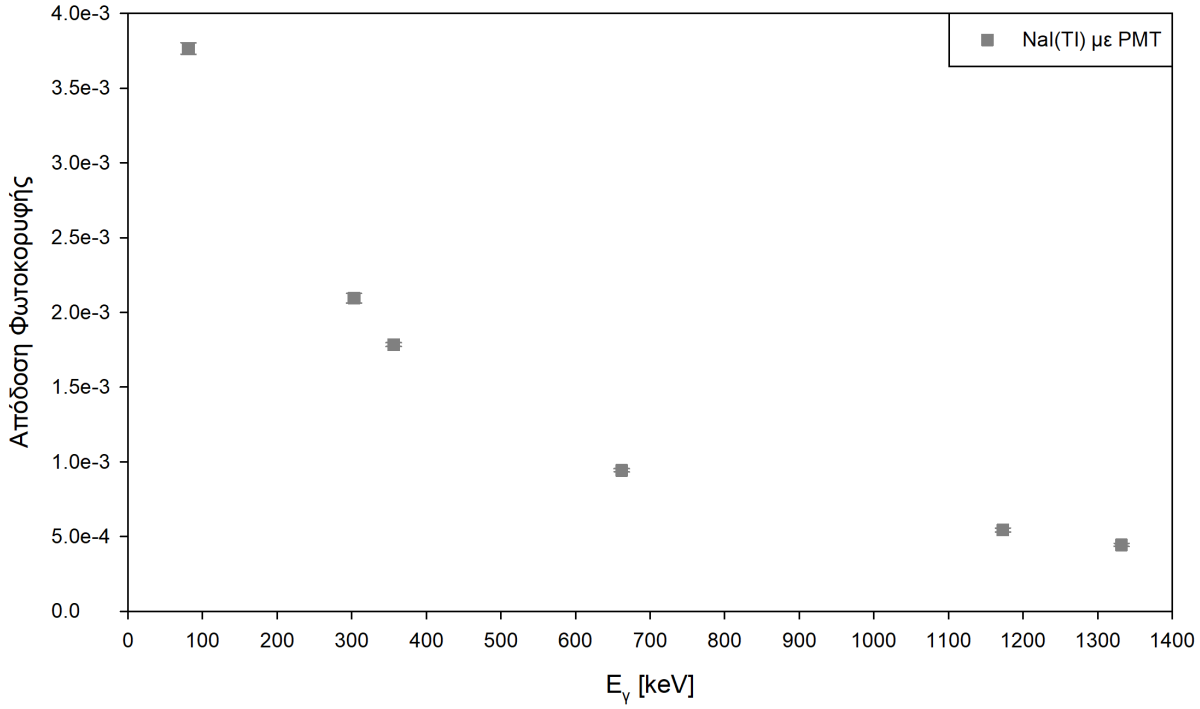
Πίνακας 7: Ενεργότητες των πηγών κατά τη μέτρηση

Πηγή	$A\ [Bq]$
^{133}Ba	9978.1
^{137}Cs	25294.3
^{60}Co	2054.8

Στον Πίνκα 8 φαίνονται οι πηγές, οι ενέργειες (E) και οι αντίστοιχες εντάσεις (I_γ), χρόνοι μέτρησης (t), ενεργότητες (A), γεγονότα (N) και η αβεβαιότητα γεγονότων (δN), αποδόσεις (ε_{FEPE}) και αβεβαιοτητες αποδόσεων ($\delta\varepsilon_{FEPE}$). Στις δύο διπλές κορυφές οι φωτοκορυφές έχουν τις ίδιες ενεργότητες καθώς προέρχονται από την ίδια πηγή, οπότε η απόδοση υπολογίζεται από την Εξ. 4.9.

Πίνακας 8: Τιμές της απόδοσης για το σύστημα NaI(Tl) με PMT

Πηγή	$E\ [keV]$	I_γ	$t\ [s]$	$A\ [Bq]$	N	δN	ε_{FEPE}
^{133}Ba	81	0.3673	1800	9978.1	27524	246	$3.77 \cdot 10^{-3}$ (1%)
	303	0.2549	1800	9978.1	9591	148	$2.09 \cdot 10^{-3}$ (2%)
	356	0.7084	1800	9978.1	22690	164	$1.78 \cdot 10^{-3}$ (1%)
^{137}Cs	662	0.85	600	25294.3	12162	136	$9.4 \cdot 10^{-4}$ (2%)
^{60}Co	1173	0.9985	7200	2054.8	8032	189	$5.4 \cdot 10^{-4}$ (3%)
	1332	0.9998	7200	2054.8	6573	158	$4.4 \cdot 10^{-4}$ (3%)



Σχήμα 5.3: Γράφημα της βαθμονόμησης της απόδοσης του 2"x2" κρύσταλλου NaI με PMT χωρίς κάλυμμα ακετάλης. Στον άξονα x βρίσκεται η ενέργεια και στον άξονα y η ανιχνευτική απόδοση.

5.1.2 Βαθμονόμηση του miniKATERINA χωρίς ακετάλη

Με τον ίδιο τρόπο όπως παραπάνω έγινε η ανάλυση των αποτελεσμάτων για τις μετρήσεις σημειακών πηγών στον αέρα με τον κρύσταλλο NaI 2"x2" με SiPM χωρίς κάλυμμα ακετάλης.

Ενεργειακή Βαθμονόμηση

Στον Πίνακα 9 βρίσκονται οι τιμές των καναλιών που αντιστοιχούν στις κορυφές των πηγών.

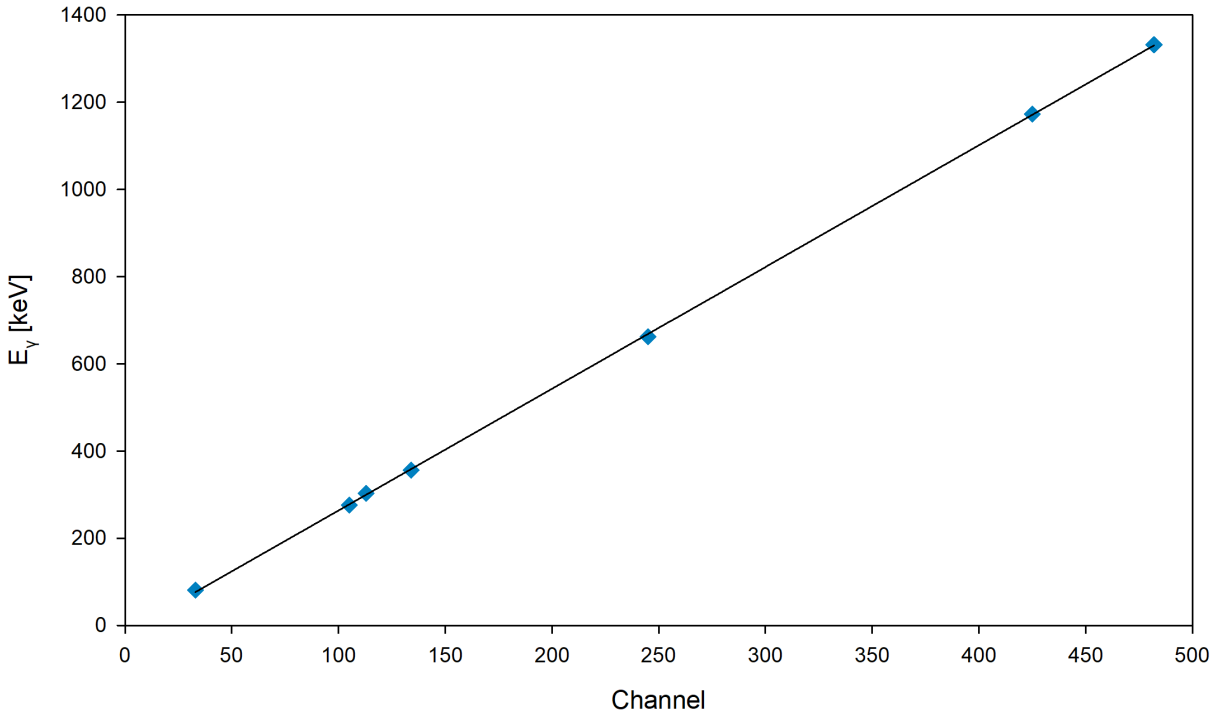
Πίνακας 9: Τιμές των καναλιών για το miniKATERINA χωρίς κάλυμμα ακετάλης

Πηγή	Ενέργεια [keV]	Κανάλι
^{133}Ba	81	33
	276	105
	303	113
	356	134
^{137}Cs	662	245
^{60}Co	1173	425
	1332	482

Από τις τιμές του παραπάνω πίνακα προκύπτει ότι

A = −15.43 keV

B = 2.7918 keV/channel



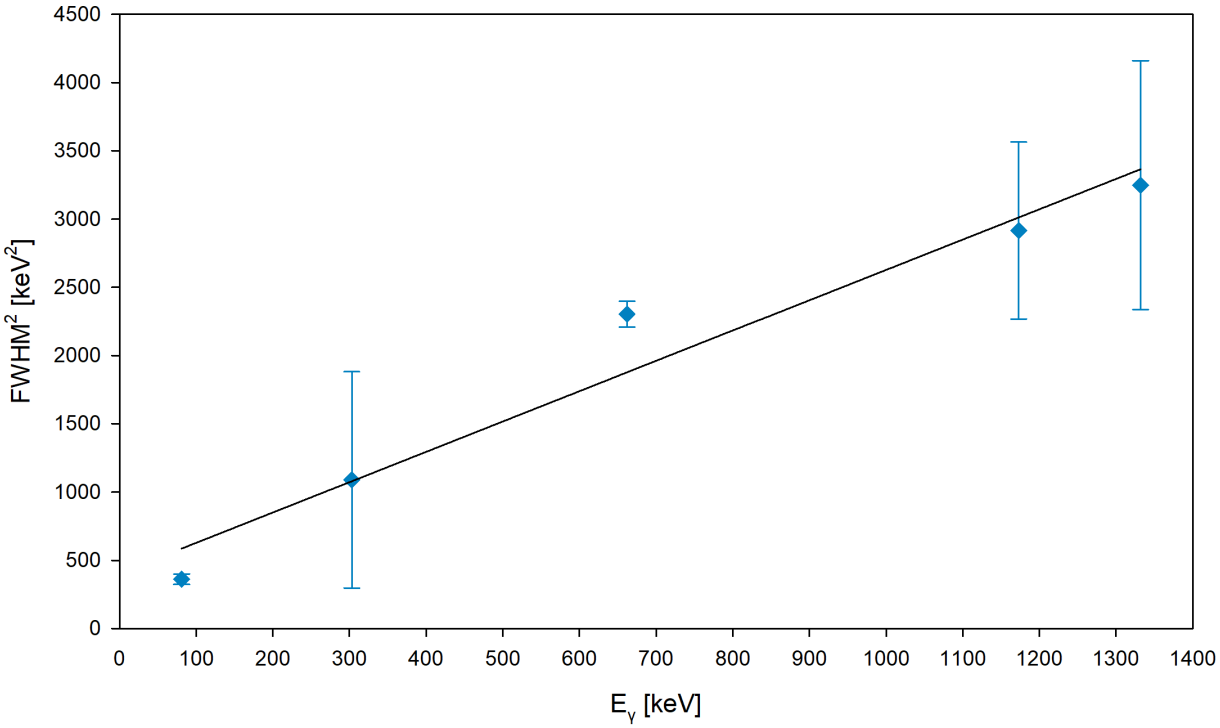
Σχήμα 5.4: Γράφημα της ενεργειακής βαθμονόμησης του miniKATERINA χωρίς κάλυμμα ακετάλης. Στον άξονα x βρίσκονται τα κανάλια και στον άξονα y η ενέργεια.

Βαθμονόμηση Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας

Σε κάθε ένα από τα τρία φάσματα έγινε FIT στις κορυφές και βρέθηκε το FWHM της κορυφής και η αβεβαιότητά του. Οι τιμές βρίσκονται στον Πίνακα 10. Τα FWHM στις κορυφές 276 *keV*, 303 *keV*, 356 *keV* και 384 *keV* είναι τα ίδια διότι, λόγω των διπλών κορυφών, το FIT ήταν δύσκολο και τέθηκε κοινό FWHM.

Πίνακας 10: Τιμές του FWHM για το miniKATERINA χωρίς κάλυμμα ακετάλης

Πηγή	E_γ $[keV]$	$FWHM$ $[keV]$	$\delta FWHM$ $[keV]$	$FWHM^2$ $[keV^2]$	$\delta FWHM^2$ $[keV^2]$
^{133}Ba	81	19	1	361	38
	303	33	12	1089	792
^{137}Cs	662	48	1	2304	96
^{60}Co	1173	54	6	2916	648
	1332	57	8	3249	912



Σχήμα 5.5: Γράφημα της βαθμονόμησης ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του miniKATERINA χωρίς κάλυμμα ακετάλης. Στον άξονα x βρίσκεται η ενέργεια και στον άξονα y το τετράγωνο του FWHM.

Βαθμονόμηση Απόδοσης

Ομοίως με πριν, ο υπολογισμός της ενεργότητας έγινε με τη χρήση του SPECTRW και οι τιμές της ενεργότητας κατά την ημερομηνία της μέτρησης είναι οι εξής:

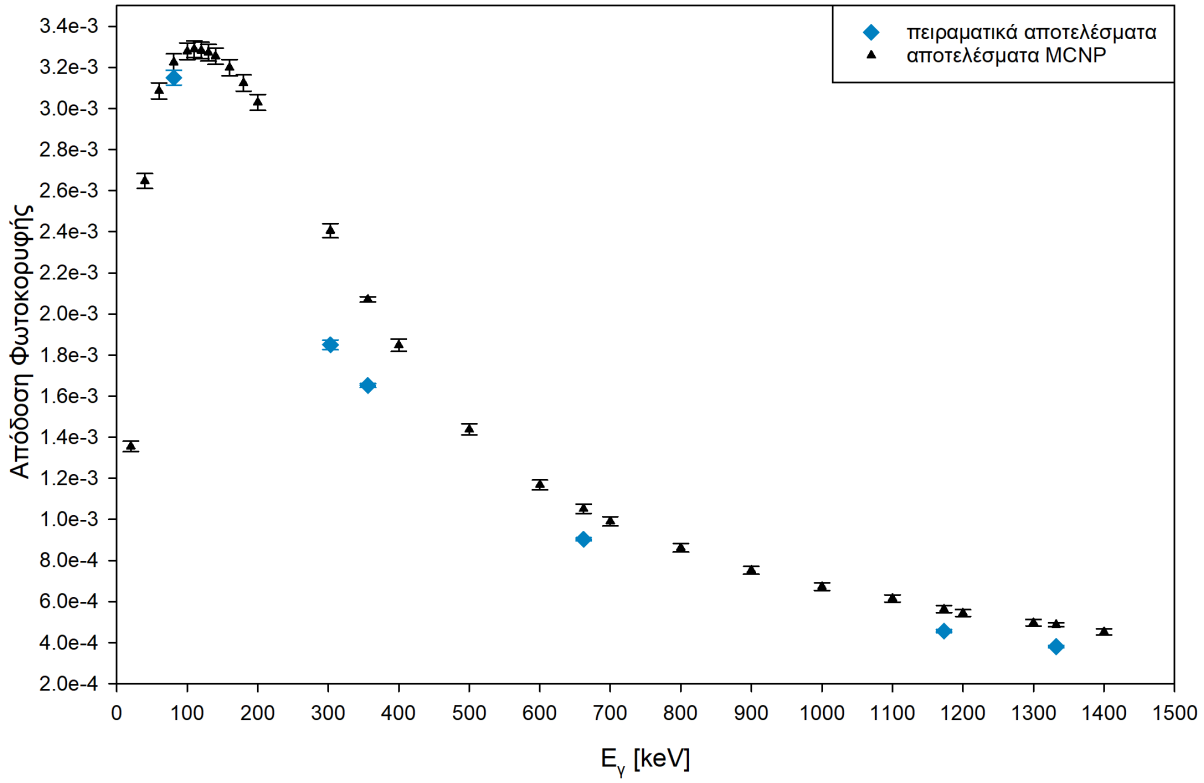
Πίνακας 11: Ενεργότητες των πηγών κατά τη μέτρηση

Πηγή	A $[Bq]$
^{133}Ba	9996
^{137}Cs	25310.3
^{60}Co	2064.5

Στον Πίνακα 12 φαίνονται οι πηγές, οι ενέργειες (E) και οι αντίστοιχες εντάσεις (I_γ), χρόνοι μέτρησης (t), ενεργότητες (A), γεγονότα (N) και αβεβαιότητα γεγονότων (δN), και αποδόσεις (ε_{FEPE}) και αβεβαιότητες αποδόσεων ($\delta\varepsilon_{FEPE}$). Στις δύο διπλές κορυφές η απόδοση υπολογίζεται και πάλι από την Εξ. 4.9.

Πίνακας 12: Τιμές της απόδοσης για το miniKATERINA χωρίς κάλυμμα ακετάλης

Πηγή	$E\ [keV]$	I_γ	$t\ [s]$	$A\ [Bq]$	N	δN	ε_{FEPE}
^{133}Ba	81	0.3673	3600	9996	44462	476	$3.15 \cdot 10^{-3}$ (2%)
	303	0.2549	3600	9996	16970	218	$1.85 \cdot 10^{-3}$ (2%)
	356	0.7084	3600	9996	44500	243	$1.75 \cdot 10^{-3}$ (1%)
^{137}Cs	662	0.85	1800	25310.3	34987	284	$9.03 \cdot 10^{-4}$ (1%)
^{60}Co	1173	0.9985	7200	2064.5	6783	123	$4.57 \cdot 10^{-4}$ (2%)
	1332	0.9998	7200	2064.5	5666	89	$3.81 \cdot 10^{-4}$ (2%)



Σχήμα 5.6: Γράφημα της βαθμονόμησης της απόδοσης του miniKATERINA χωρίς κάλυμμα ακετάλης. Στον άξονα x βρίσκεται η ενέργεια και στον άξονα y η ανιχνευτική απόδοση.

Στην περίπτωση της απόδοσης του miniKATERINA χωρίς κάλυμμα ακετάλης παρατηρείται συστηματική απόκλιση 20% ανάμεσα στα πειραματικά αποτελέσματα και στα αποτελέσματα των προσομοιώσεων. Αυτό πιθανώς οφείλεται σε μη καλή ευθυγράμμιση του ανιχνευτή με την πηγή, κάτι το οποίο δεν μοντελοποιήθηκε λόγω της άγνωστης γεωμετρίας. Παρά το γεγονός αυτό, η μορφή της καμπύλης είναι ίδια, κάτι που δείχνει ότι οι προσομοιώσεις αναπαράγουν σωστά τη συμπεριφορά του συστήματος ως προς την ενέργεια.

5.1.3 Βαθμονόμηση του miniKATERINA με κάλυμμα ακετάλης

Τέλος η διαδικασία επαναλήφθηκε με το miniKATERINA με κάλυμμα ακετάλης.

Ενεργειακή Βαθμονόμηση

Στον Πίνακα 13 βρίσκονται οι τιμές των καναλιών που αντιστοιχούν στις κορυφές των πηγών.

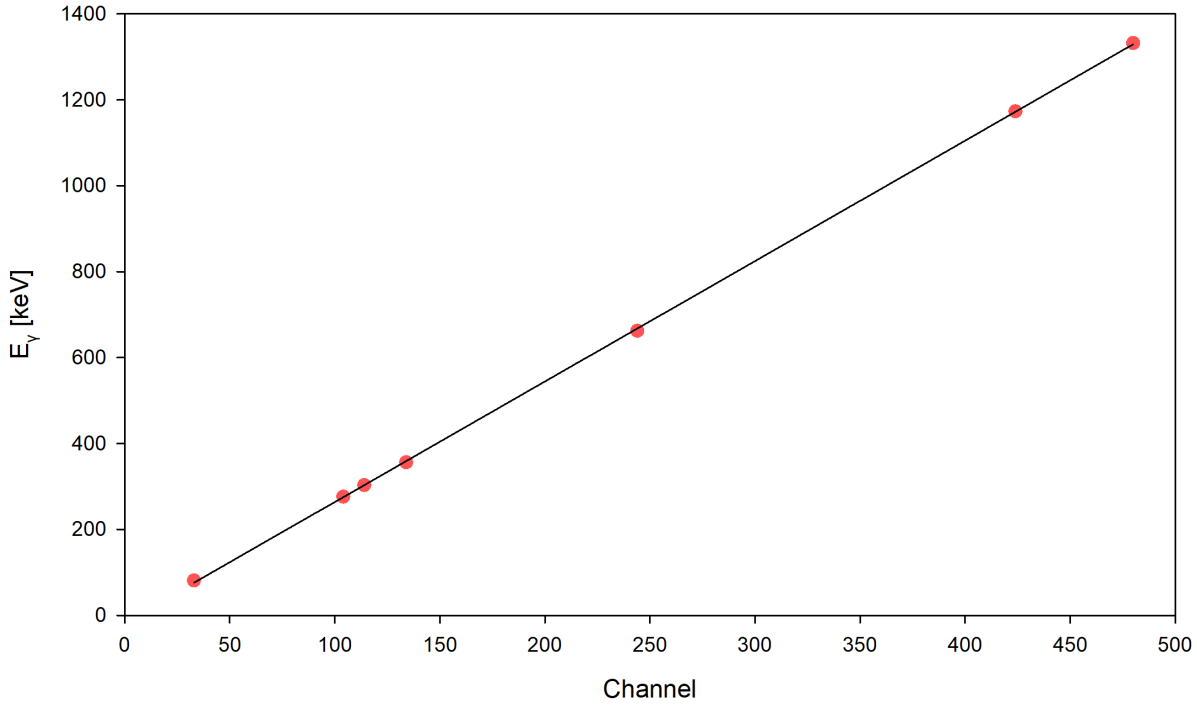
Πίνακας 13: Τιμές των καναλιών για το miniKATERINA με κάλυμμα ακετάλης

Πηγή	Ενέργεια [keV]	Κανάλι
^{133}Ba	81	33
	276	104
	303	114
	356	134
^{137}Cs	662	244
^{60}Co	1173	424
	1332	480

Από τις τιμές του παραπάνω πίνακα προκύπτει ότι

A = −16.407 keV

B = 2.8036 keV/channel



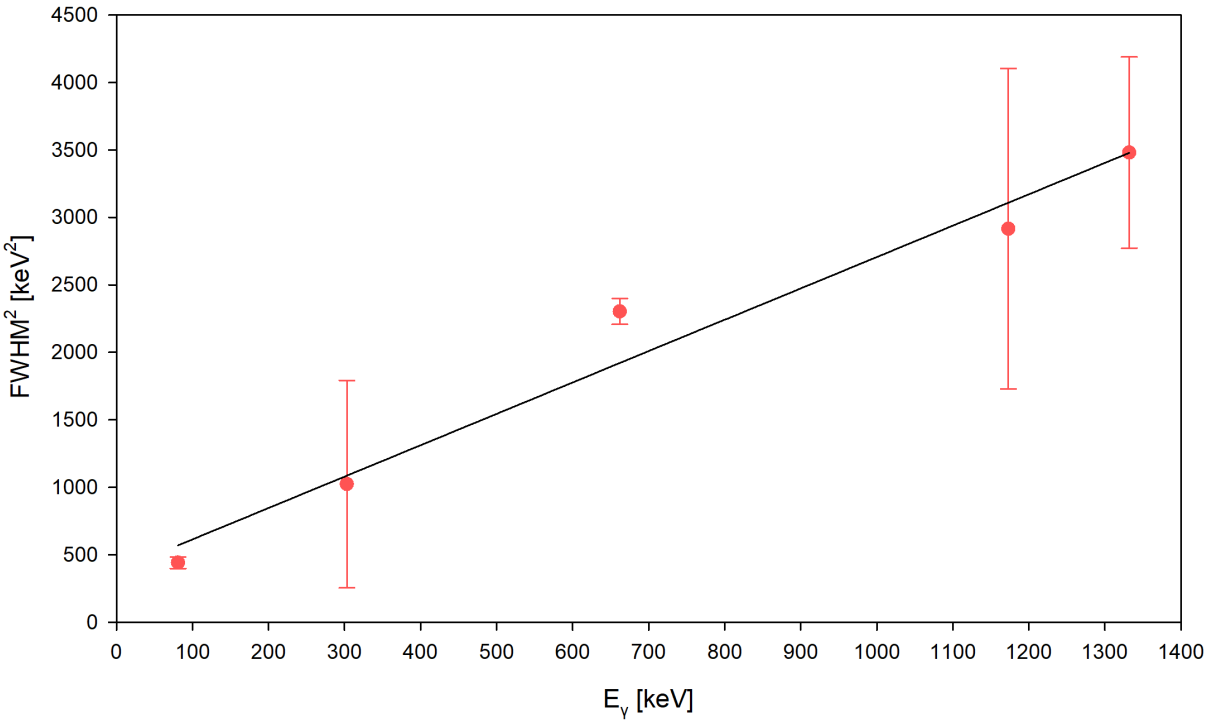
Σχήμα 5.7: Γράφημα της ενεργειακής βαθμονόμησης του miniKATERINA με κάλυμμα ακετάλης. Στον άξονα x βρίσκονται τα κανάλια και στον άξονα y η ενέργεια.

Βαθμονόμηση Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας

Σε κάθε ένα από τα τρία φάσματα έγινε FIT στις κορυφές και βρέθηκε το FWHM της κορυφής και η αβεβαιότητά του. Οι τιμές βρίσκονται στον Πίνακα 14.

Πίνακας 14: Τιμές του FWHM για το miniKATERINA με κάλυμμα ακετάλης

Πηγή	E_γ $[keV]$	$FWHM$ $[keV]$	$\delta FWHM$ $[keV]$	$FWHM^2$ $[keV^2]$	$\delta FWHM^2$ $[keV^2]$
^{133}Ba	81	21	1	441	42
	303	32	12	1024	768
^{137}Cs	662	48	1	2304	96
^{60}Co	1173	54	11	2916	1188
	1332	59	6	3481	708



Σχήμα 5.8: Γράφημα της βαθμονόμησης ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του miniKATERINA με κάλυμμα ακετάλης. Στον άξονα x βρίσκεται η ενέργεια και στον άξονα y το τετράγωνο του FWHM.

Βαθμονόμηση Απόδοσης

Ομοίως με πριν, ο υπολογισμός της ενεργότητας έγινε με τη χρήση του SPECTRW και οι τιμές της ενεργότητας κατά την ημερομηνία της μέτρησης είναι οι εξής:

Πίνακας 15: Ενεργότητες των πηγών κατά τη μέτρηση

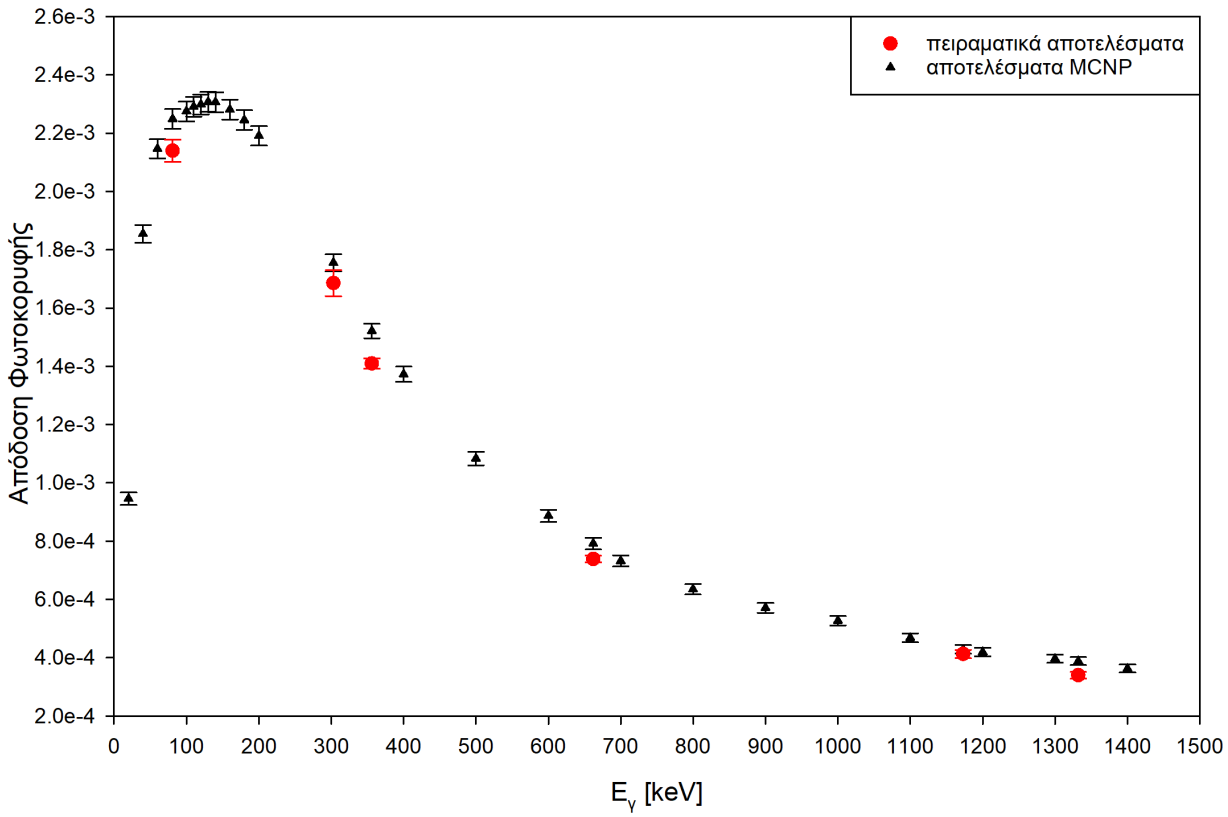
Πηγή	A $[Bq]$
^{133}Ba	9970.9
^{137}Cs	25287.9
^{60}Co	2081.7

Όσον αφορά την βαθμονόμηση απόδοσης ε_{FEPE}, χρησιμοποιήθηκαν οι πηγές που φαίνονται στον Πίνακα 16 μαζί με τις ενέργειες των φωτοκορυφών (E), τις αντίστοιχες εντάσεις (I_γ), χρόνοι μέτρησης (t), ενεργότητες (A), γεγονότα (N) και αβεβαιότητα γεγονότων (δN).

Πίνακας 16: Τιμές της απόδοσης για το miniKATERINA με κάλυμμα ακετάλης

Πηγή	$E\ [keV]$	I_γ	$t\ [s]$	$A\ [Bq]$	N	δN	ε_{FEPE}
^{133}Ba	81	0.3673	1800	9970.9	15591	252	$2.21 \cdot 10^{-3}$ (2%)
	303	0.2549	1800	9970.9	7713	204	$1.69 \cdot 10^{-3}$ (3%)
	356	0.7084	1800	9970.9	16331	223	$1.28 \cdot 10^{-3}$ (2%)
^{137}Cs	662	0.85	300	25287.9	4763	74	$7.39 \cdot 10^{-4}$ (2%)
^{60}Co	1173	0.9985	1800	2081.7	1545	54	$4.13 \cdot 10^{-4}$ (4%)
	1332	0.9998	1800	2081.7	1273	43	$3.40 \cdot 10^{-4}$ (4%)

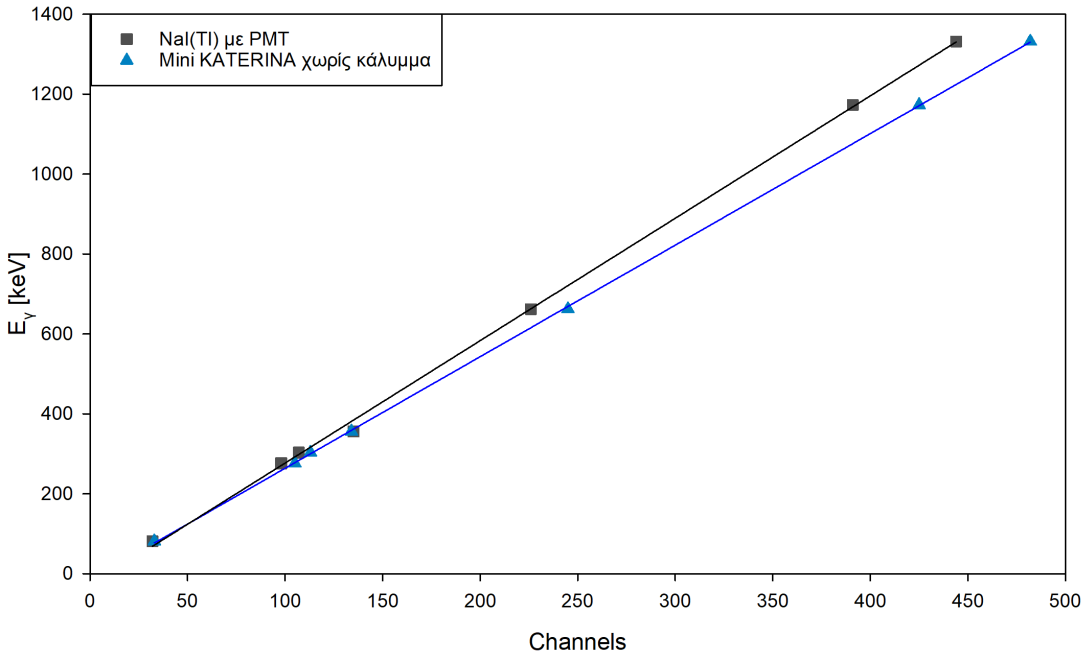
Στο γράφημα 5.9 αναπαρίστανται οι πειραματικές τιμές της απόδοσης μαζί με τις αποδόσεις που υπολογίσθηκαν με το MCNP5. Παρατηρείται καλή συμφωνία (<7%) στις περισσότερες ενέργειες, με μεγαλύτερες αποκλίσεις στα 303 *keV* και 1332 *keV* (16% και 13% αντίστοιχα). Στα 1332 *keV* η μικρότερη πειραματική τιμή είναι αναμενόμενη λόγω της μειωμένης πιθανότητας πλήρους απορρόφησης των φωτονίων υψηλής ενέργειας στον κρύσταλλο. Η διαφορά στην περιοχή των 356 *keV* είναι αναμενόμενη λόγω του τρόπου υπολογισμού εξαιτίας της επικάλυψης με την κορυφή 384 *keV*. Συνολικά φαίνεται αρκετά καλή ταύτιση πειράματος και προσομοίωσης, επιβεβαιώνοντας ότι η προσομοίωση αποδίδει με ακρίβεια τη λειτουργία του ανιχνευτή και μπορεί να χρησιμοποιηθεί αξιόπιστα για την ερμηνεία και πρόβλεψη της συμπεριφοράς του συστήματος.



Σχήμα 5.9: Γράφημα της βαθμονόμησης της απόδοσης του miniKATERINA με κάλυμμα ακετάλης. Με κόκκινο είναι τα πειραματικά σημεία και με μαύρο τα αποτελέσματα του κώδικα MCNP για διάφορες ενέργειες.

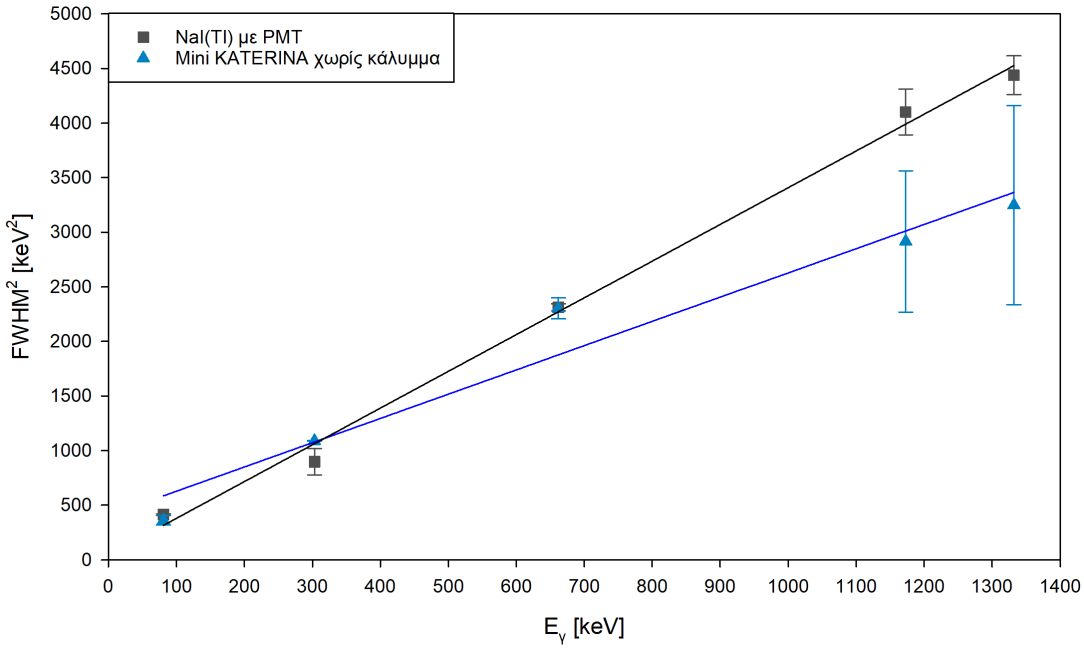
5.1.4 Σύγκριση Αποτελεσμάτων

Στο Σχ. 5.10 αναπαρίσταται η ενεργειακή βαθμονόμηση συναρτήσει των καναλιών. Με γκρι τετράγωνα συμβολίζεται το σύστημα NaI(Tl) με PMT και με μπλε τρίγωνα το miniKATERINA χωρίς κάλυμμα ακετάλης. Έχουν συμφωνία 9-14%, με ελαφρώς καλύτερη συμφωνία στις χαμηλές ενέργειες. Υπάρχει καλή γραμμικότητα, κάτι που υποδηλώνει σταθερή ηλεκτρονική απόκριση και σωστή σύζευξη του κρυστάλλου με τον φωτοπολλαπλασιαστή. Η καμπύλη για το σύστημα NaI(Tl) με PMT έχει μεγαλύτερη κλίση από τις καμπύλες για το miniKATERINA κάτι που δείχνει ότι για την ίδια ενέργεια φωτονίων παράγεται ισχυρότερο ηλεκτρικό σήμα, δηλαδή ο PMT μετατρέπει πιο αποτελεσματικά από τον SiPM το φως του σπινθηριστή σε παλμό τάσης. Η μικρότερη κλίση του miniKATERINA είναι αναμενόμενη καθώς η λειτουργία του SiPMβασίζεται στη συλλογή φωτονίων από πολλές μικρές διόδους και όχι σε δευτερογενή εκπομπή ηλεκτρονίων, όπως συμβαίνει στον PMT.



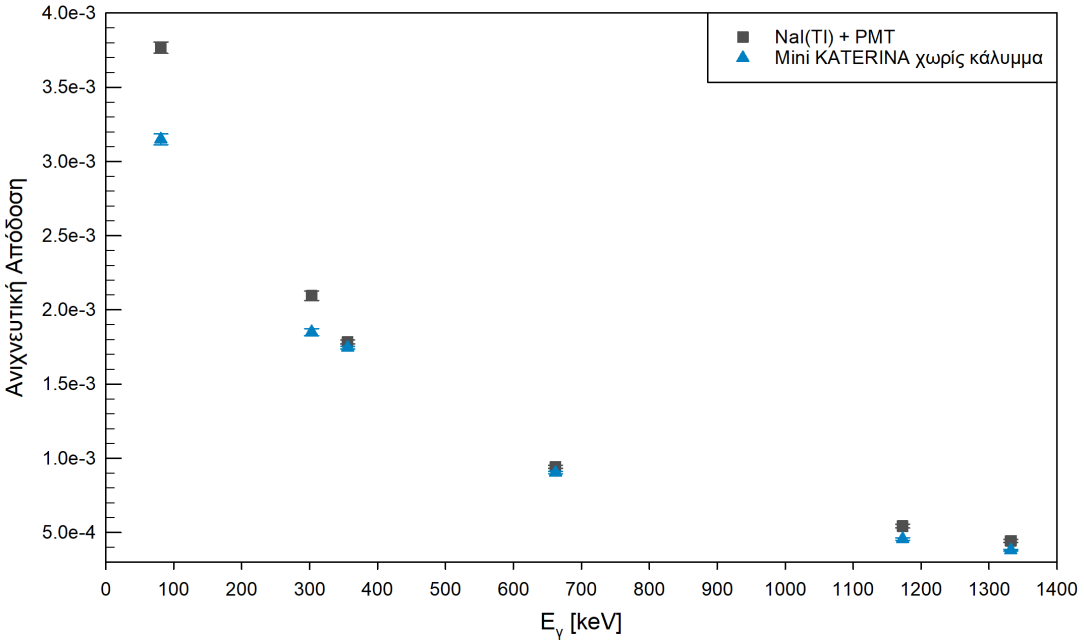
Σχήμα 5.10: Γράφημα της ενεργειακής βαθμονόμησης του κρυστάλλου NaI(Tl) με PMT και του κρυστάλλου NaI(Tl) με SiPM. Στον άξονα x βρίσκονται τα κανάλια και στον άξονα y η ενέργεια.

Στο Σχ. 5.11, με τα ίδια σύμβολα με πριν, αναπαρίσταται η βαθμονόμηση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας συναρτήσει της ενέργειας φωτοκορυφής. Στις χαμηλές ενέργειες η συμφωνία είναι 6-10% ενώ στις υψηλές 15%, μια αναμενόμενη αύξηση της απόκλισης καθώς η διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών NaI(Tl) μειώνεται προοδευτικά για υψηλότερες ενέργειες, αλλά και η στατιστική στο φάσμα του ^{60}Co ήταν χαμηλή. Στην κορυφή 81 keV τα συστήματα έχουν πολύ κοντινές τιμές, κάτι που υποδεικνύει παρόμοια συμπεριφορά στην περιοχή αυτή.



Σχήμα 5.11: Γράφημα της βαθμονόμησης ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του κρυστάλλου NaI(Tl) με PMT και του κρυστάλλου NaI(Tl) με SiPM. Στον άξονα x βρίσκεται η ενέργεια και στον άξονα y το τετράγωνο του FWHM.

Στο Σχ. 5.12, με τα ίδια σύμβολα με πριν, αναπαρίσταται η βαθμονόμηση της ανιχνευτικής απόδοσης συναρτήσει της ενέργειας φωτοκορυφής. Η συμφωνία είναι 12-17% σε όλες τις ενέργειες εκτός από τις μεσαίες, συγκεκριμένα στην ενέργεια 662 *keV* όπου η συμφωνία είναι πολύ καλή (4%). Οι τιμές βρίσκονται στον Πίνακα 17.



Σχήμα 5.12: Γράφημα της βαθμονόμησης του κρυστάλλου NaI(Tl) με PMT και του κρυστάλλου NaI(Tl) με SiPM. Στον άξονα x βρίσκεται η ενέργεια και στον άξονα y η ανιχνευτική απόδοση.

Πίνακας 17: Σύγκριση της ανιχνευτικής απόδοσης των συστημάτων με κρύσταλλο NaI(Tl) με PMT και με SiPM

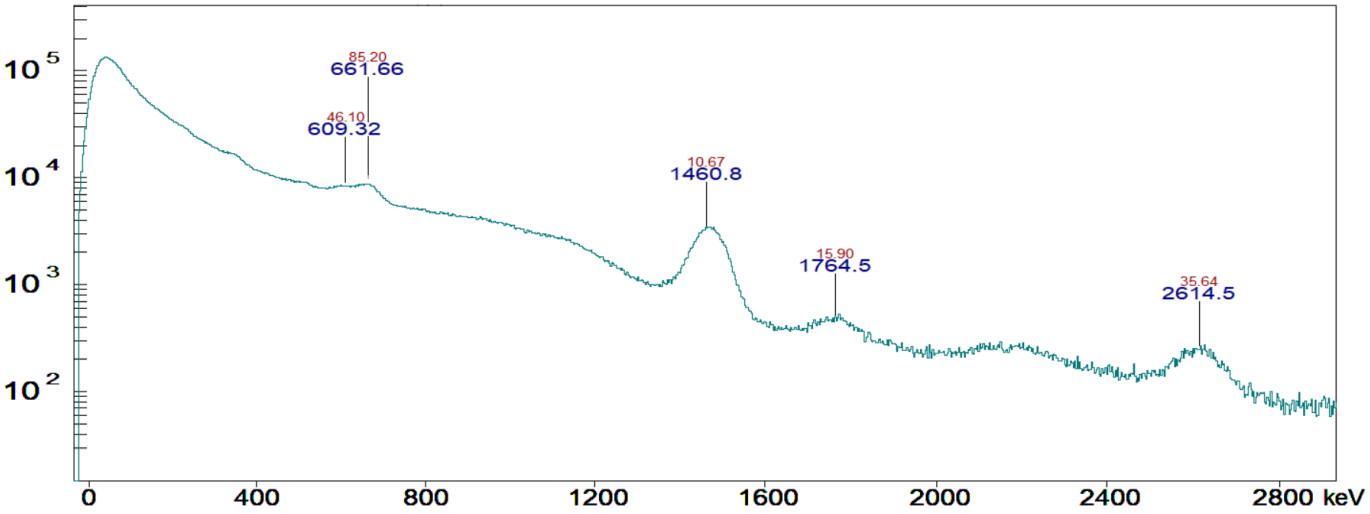
Πηγή	E [keV]	ε_{PMT}	ε_{SiPM}	$\varepsilon_{SiPM}/\varepsilon_{PMT}$
^{133}Ba	81	$3.77 \cdot 10^{-3}$ (1%)	$3.15 \cdot 10^{-3}$ (2%)	0.84
	303	$2.09 \cdot 10^{-3}$ (2%)	$1.85 \cdot 10^{-3}$ (2%)	0.88
	356	$1.78 \cdot 10^{-3}$ (1%)	$1.75 \cdot 10^{-3}$ (1%)	0.98
^{137}Cs	662	$9.4 \cdot 10^{-4}$ (2%)	$9.03 \cdot 10^{-4}$ (1%)	0.96
^{60}Co	1172	$5.4 \cdot 10^{-4}$ (3%)	$4.57 \cdot 10^{-4}$ (2%)	0.84
	1332	$4.4 \cdot 10^{-4}$ (3%)	$3.81 \cdot 10^{-4}$ (2%)	0.86

Η συμφωνία των δύο συστημάτων που παρατηρήθηκε στην ενέργεια 662 keV οφείλεται στις ιδιότητες του κρυστάλλου NaI(Tl) που παρά τη χρήση δυο διαφορετικών κρυστάλλων ίδιας γεωμετρίας παραμένουν ίδιες. Στην ενέργεια αυτή η συνεισφορά του φαινομένου Compton δεν είναι σημαντική, με αποτέλεσμα η φωτοκορυφή να εμφανίζεται πιο καθαρή. Επιπλέον το παραγόμενο σήμα στην ενεργειακή περιοχή 662 keV είναι αρκετά ισχυρό ώστε να μειώνεται η στατιστική διακύμανση των ανιχνευόμενων φωτονίων, κάτι το οποίο μειώνει σημαντικά τον ηλεκτρονικό θόρυβο και στα δύο συστήματα, έτσι η ενεργειακή διακριτική ικανότητα ορίζεται κυρίως από τον σπινθηριστή.

5.2 Αποτελέσματα στο Νερό

5.2.1 Εύρεση Συγκεντρώσεων Δεξαμενής

Το σύστημα KATERINA είναι βαθμονομημένο από προηγούμενες μετρήσεις [31]. Έτσι, λαμβάνοντας φάσματα στη δεξαμενή και βρίσκοντας τα γεγονότα της κάθε κορυφής ήταν δυνατή η εύρεση της ενεργότητας του κάθε στοιχείου. Στο Σχ. 5.13 φαίνεται το άθροισμα των 4 μετρήσεων με το KATERINA, και είναι σημειωμένες οι κορυφές 609keV και 1765keV του ^{214}Bi, 662 keV του ^{137}Cs, 1460 keV του ^{40}K και 2614 keV του ^{208}Tl.



Σχήμα 5.13: Φάσμα του KATERINA στη δεξαμενή.

Η ανάλυση έγινε στο φάσμα 24 ωρών (86400sec). Βρέθηκαν τα γεγονότα σε κάθε κορυφή και από αυτά, γνωρίζοντας την απόδοση από προηγούμενη εργασία [3], υπολογίσθηκε η ενεργότητα και συμπληρώθηκε ο Πίνακας 18. Για το ^{208}Tl η διαδικασία ήταν πιο περίπλοκη, καθώς η ενεργός ακτίνα του είναι μεγαλύτερη από την ακτίνα της δεξαμενής, οπότε έπρεπε να ληφθεί υπόψιν το ποσοστό φωτονίων που διέφυγαν. Από την Εξ. 2.19 προκύπτει πως $x_{eff_{Tl}} = 1.23m$. Η απόδοση του συστήματος KATERINA που είναι $1.7 \cdot 10^{-4}\ m^3$ για τον υπολογισμό της ενεργότητας πρέπει να πολλαπλασιαστεί με τον παράγοντα

$$p = \frac{r^2_{δεξαμενς} \cdot h_{δεξαμενς}}{x^2_{eff_{Tl}} \cdot 2x_{eff_{Tl}}}$$

Προκύπτει $p = 0.39$, οπότε $\varepsilon_{Tlcorrected} = (1.7 \cdot 10^{-4}) \cdot 0.39\ m^3 = 6.24 \cdot 10^{-5}\ m^3$.

Πίνακας 18: Ενεργότητες ισοτόπων στη δεξαμενή από μετρήσεις με το σύστημα KATERINA

Ισότοπο	$E\ [keV]$	N	δN	I_γ	$\varepsilon_V\ [m^3]$	$A_V\ [Bq/m^3]$
^{40}K	1461	12209	220	0.107	$1.70 \cdot 10^{-4}$	7754 (10%)
^{137}Cs	661.6	6495	700	0.85	$2.14 \cdot 10^{-4}$	414 (12%)
^{208}Tl	2614	920	82	0.36	$6.24 \cdot 10^{-5}$	474 (10%)
^{214}Bi	609	3500	300	0.461	$2.21 \cdot 10^{-4}$	398 (12%)
	1764	900	100	0.159	$1.61 \cdot 10^{-4}$	408 (10%)

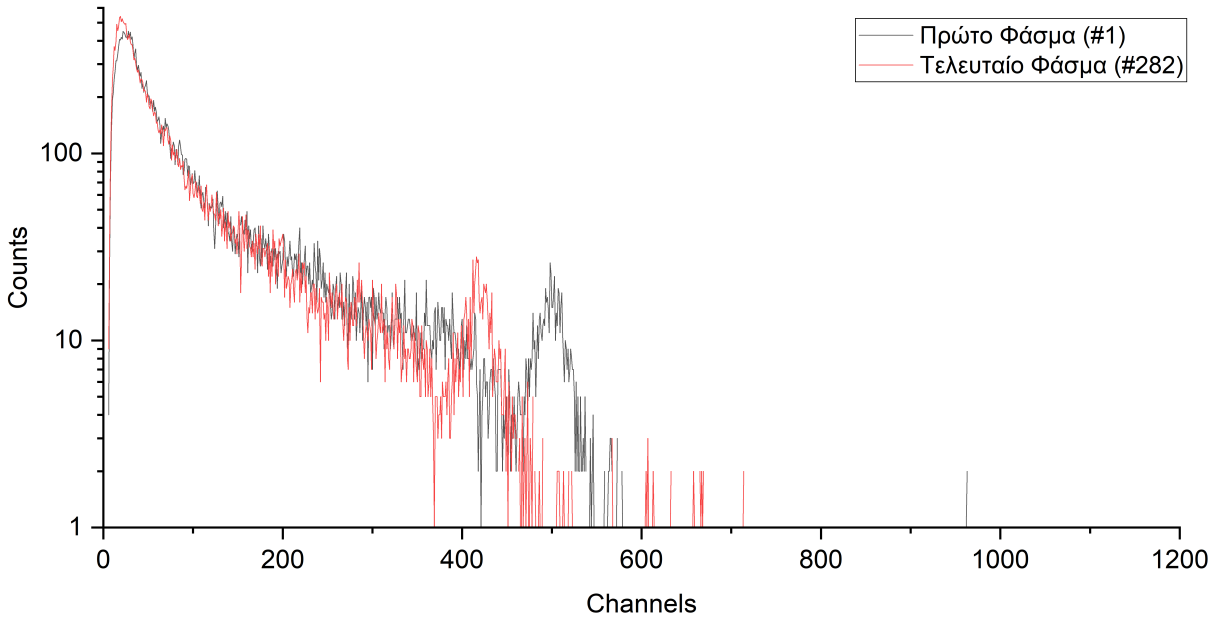
Όπου N τα γεγονότα, δN η αβεβαιότητα των γεγονότων, ε_V η απόλυτη απόδοση φωτοκορυφής σε 4π γεωμετρία του συστήματος KATERINA σε, A_V η ογκομετρική ενεργότητα και δA_V η αβεβαιότητα της ογκομετρικής ενεργότητας.

Επειδή η ενεργότητα του ^{214}Bi βγήκε διαφορετική για δύο διαφορετικές ενέργειες, λήφθηκε ως τιμή της ενεργότητας του ραδιονουκλιδίου ο μέσος όρος των δύο τιμών με την αντίστοιχη αβεβαιότητα, οπότε $A_{V^{214}Bi} = 403 \pm 31$

Εδώ πρέπει να σημειωθεί πως η ενεργότητα του ^{208}Tl είναι τριπλάσια από την αναμενόμενη. Αυτό πιθανώς οφείλεται στην εισαγωγή Tl στο νερό μέσω του αέρα, καθώς προέρχεται από τη φυσική σειρά του ^{232}Th.

5.2.2 Επιλογή Φασμάτων από Μετρήσεις στη Δεξαμενή

Όπως προαναφέρθηκε, έγιναν 282 διαδοχικές μετρήσεις της μιας ώρας με το miniKATERINA στη δεξαμενή. Υπάρχει σημαντική μετακίνηση του φάσματος προς τα αριστερά με τον χρόνο όπως φαίνεται στο Σχ. 5.14.



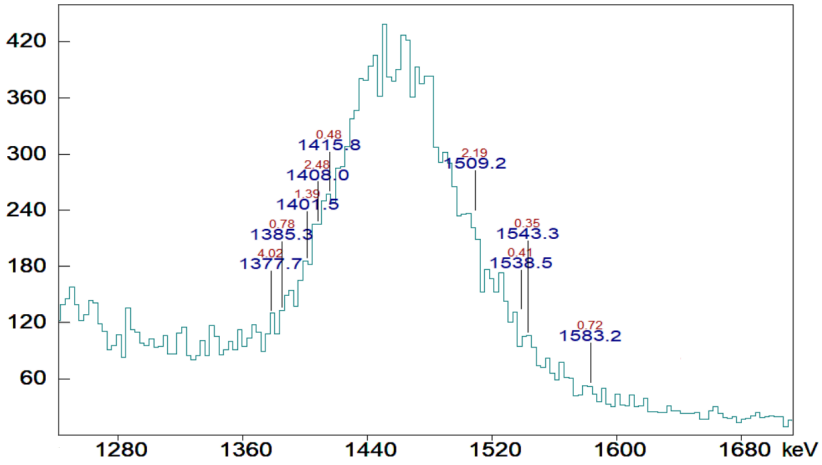
Σχήμα 5.14: Το πρώτο και το τελευταίο φάσμα του miniKATERINA στη δεξαμενή (λογαριθμική κλίμακα).

Πριν την ανάλυση πρέπει να σημειωθεί πως κοντά στην κορυφή $1460keV$ του ^{40}K υπάρχουν μικρές κορυφές ^{214}Bi που συνολικά έχουν ένταση 13% (Σχ. 5.15). Οπότε η αντιμετώπιση της κορυφής αυτής θα είναι σαν διπλή κορυφή και θα χρησιμοποιηθεί η Εξ. 4.8 για τον υπολογισμό της απόδοσης:

$$\varepsilon_{V^{40}K} = \frac{Counts_{total}}{t \cdot (I_{\gamma^{40}K} \cdot A_{^{40}K} + 0.13 \cdot A_{^{214}Bi})} \tag{5.1}$$

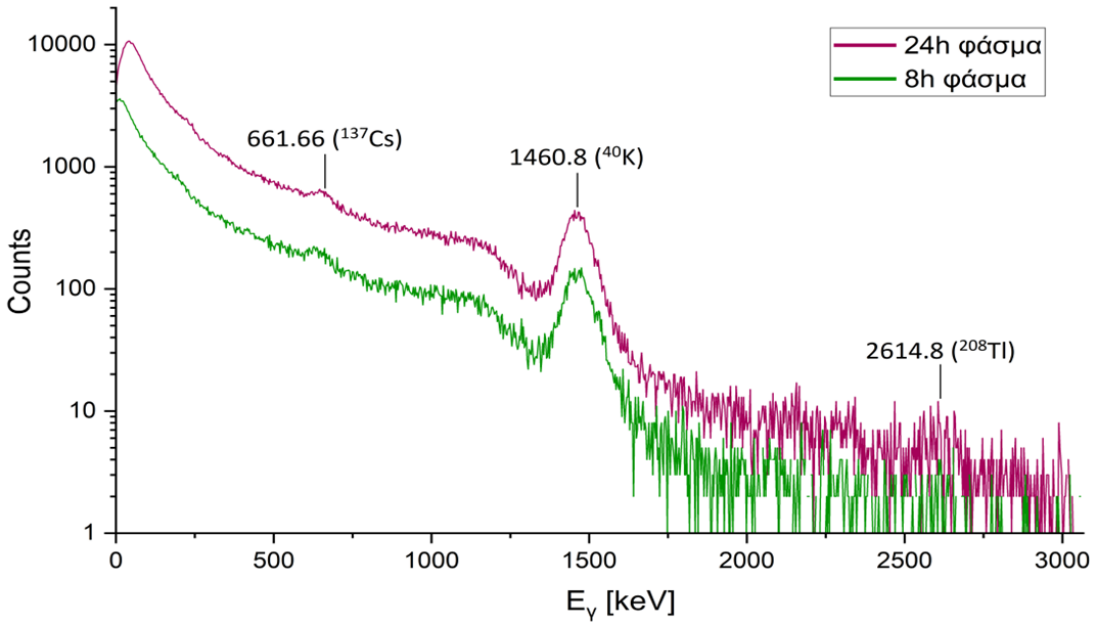
Αντικαθιστώντας τις ενεργότητες με τις τιμές από τον Πίνακα 18 και την ένταση του ^{40}K με $I_{\gamma^{40}K} = 0.1067$ από πίνακες, προκύπτει

$$\varepsilon_{V^{40}K} = \frac{Counts_{total}}{t \cdot 1015} \tag{5.2}$$



Σχήμα 5.15: Κορυφή του ^{40}K. Φαίνονται οι μικρές κορυφές του ^{214}Bi

Για τα πρώτα 230 από τα φάσματα έγινε μια πρόχειρη ανάλυση με fit στην κορυφή του ^{40}K και σημείωση του καναλιού της φωτοκορυφής, του FWHM και των γεγονότων. Από τα φάσματα αυτά επιλέχθηκαν 8 και 24 φάσματα από τις πρώτες ώρες μέτρησης για την ανάλυση με κριτήριο τα κανάλια της κορυφής του ^{40}K των φασμάτων να είναι όσο πιο κοντά γίνεται. Η επιλογή των 24 φασμάτων έγινε για να υπάρχει ένα φάσμα 24 ωρών. Πιο μετά η μετακίνηση των φασμάτων ήταν πολύ μεγάλη και φαίνεται να εξαρτάται από την ενέργεια, οπότε ήταν αδύνατο να διορθωθεί με απλή μετακίνηση του κάθε φάσματος προς τα δεξιά. Έτσι δημιουργήθηκαν ένα οκτάωρο και ένα εικοσιτετράωρο φάσμα στα οποία έγινε η ανάλυση. Τα φάσματα αυτά φαίνονται στο Σχ. 5.16.



Σχήμα 5.16: Άθροισμα 8 μονόωρων φασμάτων (πράσινο) και 24 μονόωρων φασμάτων (μωβ) του miniKATERINA στη δεξαμενή.

5.2.3 Ανάλυση Φάσματος Οκτώ Ωρών

Στη συνέχεια γίνεται ανάλυση του οκτάωρου φάσματος στη διπλή κορυφή 609 keV ^{214}Bi και 662 keV και στην κορυφή 1460 keV του ^{40}K με ολοκλήρωση, καθώς η στατιστική στην κορυφή 2614 keV του ^{208}Tl είναι πολύ χαμηλή. Στον Πίνακα 19 βρίσκονται οι μετρήσεις.

Πίνακας 19: Ενεργότητες πηγών ενδιαφέροντος στη δεξαμενή

Ισότοπο	E $[keV]$	I_γ	N	δN	$A[Bq/m^3]$
^{137}Cs	662	0.851	1180	130	414
^{40}K	1460	0.1067	4145	91	7754

Για τον υπολογισμό των διπλών κορυφών χρησιμοποιήθηκαν οι Εξ. 4.8 και 5.2:

$$\varepsilon_{V^{137}Cs} = \frac{1180}{28800 \cdot (0.851 \cdot 414 + 0.13 \cdot 400)} \Rightarrow \varepsilon_{V^{137}Cs} = 7.6 \cdot 10^{-5} m^3 \tag{5.3}$$

$$\varepsilon_{V^{40}K} = \frac{4145}{28800 \cdot 1015} = 1.64 \cdot 10^{-4} m^3 \tag{5.4}$$

Οι αβεβαιότητες υπολογίσθηκαν με διάδοση:

$$\varepsilon_V = \left[\left(\frac{\delta N}{t(I_{\gamma_1} \cdot A_1 + I_{\gamma_2} \cdot A_2)} \right)^2 + \left(\frac{N \cdot I_{\gamma_1} \cdot \delta A_1}{t(I_{\gamma_1} \cdot A_1 + I_{\gamma_2} \cdot A_2)^2} \right)^2 + \left(\frac{N \cdot I_{\gamma_2} \cdot \delta A_2}{t(I_{\gamma_1} \cdot A_1 + I_{\gamma_2} \cdot A_2)^2} \right)^2 \right]^{1/2} \tag{5.5}$$

Αντικαθιστώντας προκύπτει

$$\delta\varepsilon_{V^{137}Cs} = 9 \cdot 10^{-6}\ m^3$$

$$\delta\varepsilon_{V^{40}K} = 4 \cdot 10^{-6}\ m^3$$

Οπότε τελικά

$$\boldsymbol{\varepsilon_{V^{137}Cs} = (7.6 \pm 0.9) \cdot 10^{-5}\ m^3}$$

$$\boldsymbol{\varepsilon_{V^{40}K} = (1.64 \pm 0.04) \cdot 10^{-4}\ m^3}$$

5.2.4 Ανάλυση Φάσματος Εικοσιτεσσάρων Ωρών

Στη συνέχεια γίνεται ανάλυση του εικοσιτετράωρου φάσματος στη διπλή κορυφή $609keV$ ^{214}Bi και $662keV$, στην κορυφή $1460keV$ του ^{40}K και στην κορυφή $2614keV$ του ^{208}Tl με ολοκλήρωση. Στον Πίνακα 20 βρίσκονται οι μετρήσεις.

Πίνακας 20: Ενεργότητες πηγών ενδιαφέροντος στη δεξαμενή

Ισότοπο	E $[keV]$	I_γ	N	δN	$A\ [Bq/m^3]$
^{137}Cs	662	0.851	3421	247	414
^{40}K	1460	0.1067	11713	165	7754
^{208}Tl	2614	0.3036	453	19	474

Για τον υπολογισμό της απόδοσης της κορυφής του ^{208}Tl χρησιμοποιείται η Εξ. 3.11 και, όπως και πριν, για τον υπολογισμό των διπλών κορυφών χρησιμοποιήθηκαν οι Εξ. 3.10, 4.8 και 5.2.

$$\varepsilon_{V^{208}Tl} = \frac{453}{86400 \cdot 0.3036 \cdot 610} = 2.9 \cdot 10^{-5}\ m^3 \tag{5.6}$$

$$\varepsilon_{V^{137}Cs} = \frac{11713}{86400 \cdot (0.851 \cdot 414 + 0.13 \cdot 400)} \Rightarrow \varepsilon_{V^{137}Cs} = 7.3 \cdot 10^{-5}\ m^3 \tag{5.7}$$

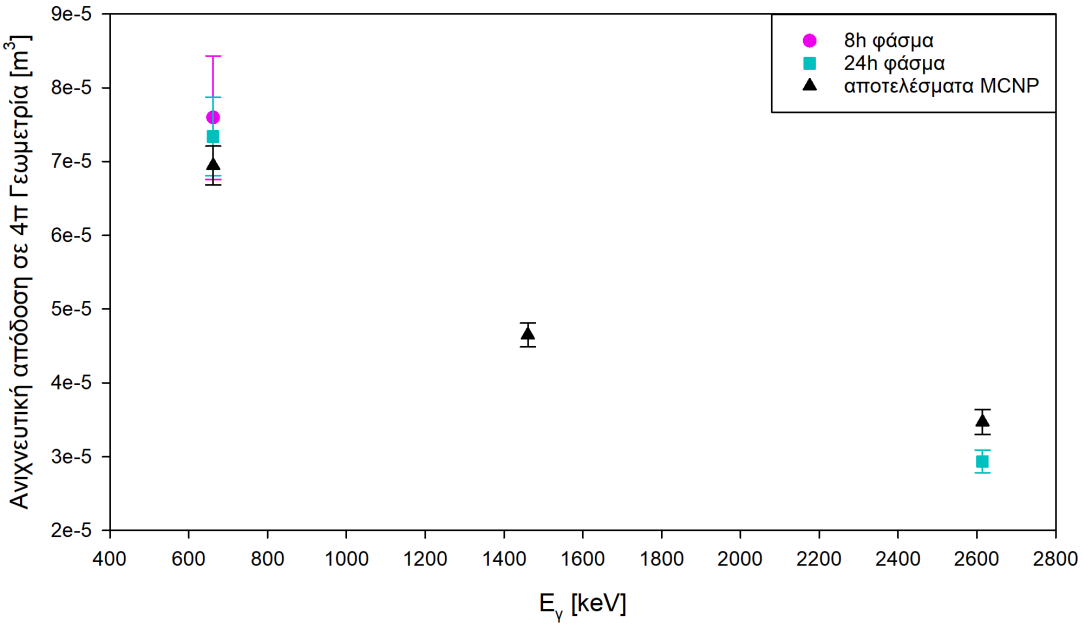
$$\varepsilon_{V^{40}K} = \frac{4145}{86400 \cdot 1015} = 1.54 \cdot 10^{-4}\ m^3 \tag{5.8}$$

Οι αβεβαιότητες υπολογίσθηκαν όπως πριν, οπότε τελικά

$$\boldsymbol{\varepsilon_{V^{208}Tl} = (2.9 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}\ m^3}$$

$$\boldsymbol{\varepsilon_{V^{137}Cs} = (7.3 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}\ m^3}$$

$$\boldsymbol{\varepsilon_{V^{40}K} = (1.54 \pm 0.03) \cdot 10^{-4}\ m^3}$$



Σχήμα 5.17: Σύγκριση των πειραματικών τιμών της ανιχνευτικής απόδοσης στο νερό που βρίσκονται εντός αβεβαιότητας με τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων

Οι αποδόσεις του ^{137}Cs και του ^{208}Tl έχουν καλή συμφωνία με τις τιμές από τις προσομοιώσεις. Συγκεκριμένα για το ^{137}Cs η συμφωνία είναι 9% για το οκτάωρο φάσμα και 1% για το εικοσιτετράωρο φάσμα, ενώ για το ^{208}Tl η συμφωνία είναι 15%. Για το ^{40}K υπάρχει μια διαφορά 230-250% ανάμεσα στα πειραματικά αποτελέσματα και τις προσομοιώσεις. Οι μετρήσεις επιβεβαιώνουν αυτό που φαίνεται και στα φάσματα (Σχ. 5.16), ότι η αύξηση του χρόνου αυξάνει τη στατιστική ακρίβεια. Επιπλέον τα πειραματικά δεδομένα του φάσματος 24 ωρών έχουν καλύτερη συμφωνία με τις προσομοιώσεις.

Στον Πίνακα 21 βρίσκονται οι τιμές των απόλυτων αποδόσεων φωτοκορυφής σε 4π γεωμετρία από προσομοιώσεις των συστημάτων KATERINA από προηγούμενη εργασία [29] και miniKATERINA στο νερό με τον κώδικα MCNP.

Πίνακας 21: Σύγκριση τιμών προσομοιώσεων απόλυτων αποδόσεων φωτοκορυφής σε 4π γεωμετρία

Ισότοπο	E $[keV]$	ε_{V3x3} $[m^3]$	ε_{V2x2} $[m^3]$	$\varepsilon_{V3x3}/\varepsilon_{V2x2}$
^{137}Cs	662	$1.95 \cdot 10^{-04}$(6%)	$6.95 \cdot 10^{-05}$(4%)	2.8
^{40}K	1460	$1.68 \cdot 10^{-04}$(8%)	$4.65 \cdot 10^{-05}$(3%)	3.6
^{208}Tl	2614	$2.9 \cdot 10^{-04}$(5%)	$3.47 \cdot 10^{-05}$(5%)	4.5

Και στις τρεις ενέργειες το σύστημα miniKATERINA έχει μικρότερη απόδοση, κάτι το οποίο είναι αναμενόμενο λόγω του μειωμένου όγκου ενεργού υλικού του κρυστάλλου NaI(Tl). Καθώς αυξάνεται η ενέργεια, αυξάνεται και ο λόγος των αποδόσεων. Όσο αυξάνεται η ενέργεια των φωτονίων, η επίδραση του όγκου του ανιχνευτικού υλικού γίνεται ολοένα και πιο σημαντική, καθώς τα φωτόνια υψηλότερης ενέργειας απαιτούν μεγαλύτερο ενεργό μήκος διαδρομής για να απορροφηθούν πλήρως. Η μείωση της απόδοσης στο miniKATERINA αποδίδεται κυρίως στον γεωμετρικό παράγοντα, δεδομένου ότι οι φωτο-πολλαπλασιαστές δεν λαμβάνονται υπόψιν στις συγκεκριμένες προσομοιώσεις.

Παρόλα αυτά το miniKATERINA παραμένει ικανό να ανιχνεύει τις βασικές κορυφές ενδιαφέροντος, ειδικά για περιπτώσεις μεταφοράς πυρηνικών καυσίμων, πυρηνικές δοκιμές και πυρηνικά ατυχήματα, στις οποίες περιπτώσεις υπάρχουν αρκούντως μεγάλες συγκεντρώσεις. Τα πλεονεκτήματα που προσφέρει σε επίπεδο φορητότητας, κατανάλωσης ενέργειας και δυνατότητας ενσωμάτωσης σε αυτόνομες θαλάσσιες πλατφόρμες καθιστούν τη μείωση της απόδοσης έναν αποδεκτό συμβιβασμό για εφαρμογές όπως αυτές που προαναφέρθηκαν.

5.2.5 Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ενεργότητα Εικοσιτετράωρου Φάσματος

Στο μέρος αυτό θα βρεθεί η Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ενεργότητα για την κορυφή 662 keV του ^{137}Cs. Με το πρόγραμμα SPECTRW έγινε διπλό FIT στο μη βαθμονομημένο φάσμα των 24 ωρών. Βρέθηκε ότι η κορυφή 662 keV του ^{137}Cs βρίσκεται στο κανάλι $C_{662} = 230$ και ότι $FWHM = 17$ channels.

Θα ληφθεί $n = 3 \cdot FWHM = 51$ channels και $m = 1.5 \cdot FWHM = 26$channels, στρογγυλοποιώντας τους μη ακέραιους αριθμούς προς τα πάνω. Άρα το εύρος καναλιών της ROI είναι το $204 - 255$, του αριστερού sidebar το $178 - 204$ και του δεξιού sidebar είναι το $255 - 281$.

Από το SPECTRW υπολογίσθηκαν: $C = 3081$channels, $S_L = 17487$ channels και $S_U = 27883$ channels. Άρα $S = S_L + S_U = 27883$ channels

Από την Εξ. 2.22 προκύπτει ότι $B = 27347$ channels και από την Εξ. 2.30 προκύπτει

$$L_D = 2.71 + 3.29\sqrt{27347\left(1 + \frac{51}{2 \cdot 26}\right)} \Rightarrow L_D = 769 \text{ channels}$$

Αντικαθιστώντας στην Εξ. 2.31 προκύπτει

$$\text{MDA}_{Cs-137} = \frac{769}{7.0 \times 10^{-5} \cdot 0.851 \cdot 86400} \Rightarrow \text{MDA}_{Cs-137} = 149 \text{ Bq}/m^3$$

Η αβεβαιότητα υπολογίζεται με διάδοση:

$$\delta\text{MDA} = \sqrt{\left(\frac{\partial MDA}{\partial L_D}\delta L_D\right)^2 + \left(\frac{\partial MDA}{\partial \varepsilon}\delta\varepsilon\right)^2} = \text{MDA}\sqrt{\left(\frac{\delta L_D}{L_D}\right)^2 + \left(\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2}.$$

Η αβεβαιότητα του L_D προέρχεται από τη στατιστική αβεβαιότητα του υποβάθρου B:

$$\delta L_D = \frac{3.29}{2\sqrt{B\left(1+\frac{n}{2m}\right)}} \cdot \sigma B,$$

με $\delta B = \sqrt{B} = \sqrt{27347} = 165$

και αντικαθιστώντας:

$$\delta L_D = \frac{3.29}{2\sqrt{27347\left(1+\frac{51}{52}\right)}} \cdot 165 = 16$$

Άρα

$$\delta MDA = 149\sqrt{(0.021)^2 + (0.075)^2} = 12\ Bq/m^3$$

Τελικά,

$$\mathbf{MDA_{^{137}Cs} = (149 \pm 12)\ Bq/m^3}$$

Η τιμή αυτή αντιστοιχεί στην ελάχιστη συγκέντρωση ^{137}Cs που μπορεί να ανιχνευθεί με το συγκεκριμένο σύστημα και τις συνθήκες μέτρησης. Σημειώνεται ότι η μετρούμενη ογκομετρική ενεργότητα για το δείγμα ήταν (14 ± 4) Bq/m^3, σημαντικά υψηλότερη από το όριο ανίχνευσης, γεγονός που επιβεβαιώνει την αξιόπιστη ανίχνευση της κορυφής στα 662 keV.

Σε προηγούμενη εργασία [3] έχει υπολογισθεί το MDA του συστήματος KATERINA και περίπου στα 660 keV είναι $\mathrm{MDA}_{3x3}I_\gamma = 30\ Bq/m^3$. Πολλαπλασιάζοντας την MDA που βρέθηκε παραπάνω για το σύστημα miniKATERINA την ενέργεια $662keV$ του ^{137}Cs με την πιθανότητα εκπομπής $I_{\gamma Cs} = 0.851$ προκύπτει $\mathrm{MDA}_{2x2}\mathrm{I}_\gamma = 127\ Bq/m^3$. Η διαφορά αυτή οφείλεται κυρίως στις μεγαλύτερες διαστάσεις του KATERINA σε σχέση με το miniKATERINA. Ένας κρύσταλλος NaI(Tl) διαστάσεων 3"×3" έχει μεγαλύτερο ενεργό όγκο από έναν κρύσταλλο 2" × 2". Αυτό αυξάνει την πιθανότητα αλληλεπίδρασης η οποία με τη σειρά της αυξάνει την ανιχνευτική απόδοση. Από την Εξ. 2.31 φαίνεται ότι $MDA \propto \frac{1}{\varepsilon}$, οπότε η MDA του συστήματος miniKATERINA είναι αναμενόμενο να είναι μεγαλύτερη από αυτή του KATERINA.

Είναι

$$\frac{\mathrm{MDA}_{2\times2}}{\mathrm{MDA}_{3\times3}} = \frac{\varepsilon_{3\times3}}{\varepsilon_{2\times2}}.$$

Για μια ομοιόμορφη, "μακρινή" ροή γ η απόδοση μπορεί να προσεγγιστεί ως

$$\varepsilon \propto A \cdot (1 - e^{-\mu t})$$

όπου A το εμβαδό πρόσοψης του κρυστάλλου, t το πάχος, μ ο γραμμικός συντελεστής απόσβεσης του NaI(Tl) στο 662 keV, και $(1 - e^{-\mu t})$ η πιθανότητα αλληλεπίδρασης

Για κρύσταλλο 2"x2": $d = 2\ in \Rightarrow A_2 = \pi(d/2)^2 \propto 4\ in^2$

Για κρύσταλλο 3"x3": $d = 3\ in \Rightarrow A_3 = \pi(d/2)^2 \propto 9\ in^2$

Ο λόγος των εμβαδών είναι $A_2/A_3 = 4/9 \simeq 0.444$.

Από το NIST XCOM [5] για το NaI στα 662 keV βρέθηκε πως ο μαζικός συντελεστής απόσβεσης είναι $\mu = 7.662 \cdot 10^{-02}\ cm^2/g$, οπότε ο γραμμικός συντελεστής απόσβεσης είναι $\mu = 0.281\ cm^{-1}$. Έτσι:

$$\frac{\varepsilon_{2\times2}}{\varepsilon_{3\times3}} = \frac{A_{2\times2}\left(1 - e^{-\mu t_{2\times2}}\right)}{A_{3\times3}\left(1 - e^{-\mu t_{3\times3}}\right)} \approx 0.39$$

οπότε

$$\frac{\mathrm{MDA}_{2\times2}}{\mathrm{MDA}_{3\times3}} = \frac{1}{0.39} \approx 2.6.$$

Μόνο λόγω αλλαγής γεωμετρίας η MDA αναμένεται να αυξηθεί κατά ΐ60%. Η επιπλέον αύξηση μπορεί να οφείλεται σε διαφορές ανάμεσα στον SiPM σε και τον PMT.

6 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ - ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ

Η παρούσα εργασία είχε ως στόχο την αξιολόγηση και βαθμονόμηση του φασματομέτρου miniKATERINA, ενός μικρού ανιχνευτικού συστήματος σχεδιασμένου για θαλάσσιες εφαρμογές και ενσωμάτωση σε κινητές πλατφόρμες όπως υποβρύχια drones. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν τόσο στον αέρα όσο και στο νερό, με στόχο τη βαθμονόμηση της ενέργειας, της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και της απόδοσης του συστήματος.

Στον αέρα το σύστημα παρουσίασε καλή γραμμικότητα στην ενεργειακή βαθμονόμηση. Ωστόσο η διακριτική ικανότητα αποδείχθηκε περιορισμένη, γεγονός που επηρέασε την ακρίβεια στον διαχωρισμό κοντινών ενεργειακά κορυφών, για παράδειγμα οι κορυφές $267keV$ και $303keV$ του ^{133}Ba. Η απόδοση που προέκυψε από τις μετρήσεις στον αέρα παρουσίασε συστηματική απόκλιση περίπου 20% σε σύγκριση με τις προσομοιώσεις MCNP. Αυτό θα μπορούσε να οφείλεται σε μη σωστή εθυγράμμιση του συστήματος στο πείραμα που οδήγησε σε λάθος περιγραφή του πειράματος στην προσομοίωση.

Στο υδάτινο περιβάλλον παρατηρήθηκαν διακυμάνσεις στη σταθερότητα των φασμάτων. Η σύγκριση με τις προσομοιώσεις έδειξε καλή συμφωνία στο ^{137}Cs και το ^{208}Tl, με απόδοση που διέφερε περίπου 1–15% από τη θεωρητική τιμή. Αντίθετα, στην περιοχή των 1461 keV του ^{40}K εμφανίστηκε μεγάλη απόκλιση, με την πειραματική απόδοση να ξεπερνά την υπολογιστική κατά περίπου 250%. Αυτό οφείλεται σε ατύχημα που προκλήθηκε κατά την πόντιση του ανιχνευτή στο πεδίο, κατά το οποίο δημιουργήθηκαν εκλύσεις KCl. Ο κρύσταλλος έχει καθαριστεί και σε μελλοντική εργασία θα γίνουν επιπλέον μετρήσεις.

Σε μελλοντική εργασία, μπορεί να χρησιμοποιηθεί το λογισμικό προσομοιώσεων Monte Carlo (και πιο συγκεκριμένα ο κώδικας MCNP-CP) για Full Spectrum Analysis (FSA) [1], ώστε να αντιμετωπιστούν προβλήματα όπως η επικάλυψη κορυφών και η χαμηλή διακριτική ικανότητα. Με αυτή τη μέθοδο τα φάσματα προσομοιώνονται και συγκρίνονται με τα μετρούμενα φάσματα, γίνεται ελαχιστοποίηση του χ^2 και τελικά επιτυγχάνεται η προσαρμογή. Στη συνέχεια, τα αποτελέσματα μπορούν να συγκριθούν με τις παραδοσιακές μεθόδους για επιβεβαίωση της ακρίβειας.

Η ενσωμάτωση του miniKATERINA σε υποβρύχια οχήματα, είτε αυτόνομα είτε τηλεχειριζόμενα, ανοίγει τον δρόμο για συστηματική χαρτογράφηση της χωρικής κατανομής ραδιενέργειας σε εκτεταμένες θαλάσσιες περιοχές. Με αυτόν τον τρόπο καθίσταται δυνατή η συνεχής και ακριβής παρακολούθηση οικοσυστημάτων που μέχρι σήμερα ήταν δύσκολο να εξεταστούν, προσφέροντας πολύτιμα δεδομένα τόσο για την επιστημονική κοινότητα όσο και για την πολιτική προστασία.

Επιπλέον, η δυνατότητα ταυτοποίησης επικίνδυνων υλικών στη θάλασσα συνιστά έναν τομέα με ιδιαίτερη σημασία. Μέσω της κατάλληλης επεξεργασίας των φασμάτων και της ανάπτυξης εξειδικευμένων αλγορίθμων αναγνώρισης, το σύστημα μπορεί να συμβάλει στην έγκαιρη ανίχνευση ύποπτων ή ραδιενεργών αντικειμένων. Αυτό έχει ιδιαίτερη αξία τόσο για την προστασία του περιβάλλοντος και της θαλάσσιας ζωής, όσο και για την ασφάλεια των θαλάσσιων μεταφορών και την πρόληψη πιθανών περιβαλλοντικών ή ανθρωπιστικών κρίσεων.

Ένα ακόμη βήμα που μπορεί να ενισχύσει σημαντικά τη λειτουργικότητα του miniKATERINA είναι η ένταξή του σε δίκτυα επικοινωνίας βασισμένα στο Underwater Internet of Things (UIoT). Μέσω ενός τέτοιου δικτύου πολλαπλοί αισθητήρες εξοπλισμένοι με το σύστημα μπορούν να τοποθετηθούν σε διαφορετικά σημεία μιας περιοχής, δημιουργώντας ένα ολοκληρωμένο πλέγμα επιτήρησης. Η συνεχής ανταλλαγή δεδομένων μεταξύ των αισθητήρων και η αποστολή πληροφοριών σε πραγματικό χρόνο προς τον τελικό χρήστη θα επιτρέψει την έγκαιρη αναγνώριση επικίνδυνων καταστάσεων και τη λήψη άμεσων μέτρων. Η δικτύωση αυτού του είδους υπόσχεται χωρική κάλυψη σε περιοχές που παρουσιάζουν ενδεχόμενους κινδύνους και βελτιώνει την ικανότητα εντοπισμού ύποπτων αντικειμένων σε σχέση με την ακτινοβολία που εκπέμπουν.

Η ανάπτυξη και η πειραματική αξιολόγηση του miniKATERINA απέδειξε ότι είναι εφικτή η δημιουργία ενός φορητού, μικρών διαστάσεων συστήματος, το οποίο μπορεί να αντεπεξέλθει στις ιδιαίτερες απαιτήσεις του θαλάσσιου περιβάλλοντος χωρίς να χάνει σε αξιοπιστία και ακρίβεια. Η δυνατότητα λειτουργίας του τόσο στον αέρα όσο και στο νερό προσφέρει ευελιξία στη χρήση και ανοίγει νέες προοπτικές για επιτόπιες μετρήσεις σε πραγματικές συνθήκες, κάτι που μέχρι σήμερα βασιζόταν κυρίως σε μεγαλύτερα και δυσκίνητα συστήματα που επιβάρυναν τις κινητές μονάδες παρακολούθησης.

Η παρούσα εργασία προσέφερε νέα γνώση γύρω από τη μελέτη και τη βαθμονόμηση φορητών φασματομέτρων ακτινοβολίας γ, παρέχοντας συγκεκριμένα πειραματικά αποτελέσματα για την απόδοση ενός καινοτόμου συστήματος και αναδεικνύοντας τις δυνατότητές του. Τα δεδομένα που προέκυψαν ενισχύουν τη βιβλιογραφία σε ένα πεδίο όπου οι διαθέσιμες μετρήσεις σε θαλάσσιο περιβάλλον παραμένουν περιορισμένες, ενώ παράλληλα δίνουν πρακτική κατεύθυνση για βελτιώσεις και μελλοντικές εφαρμογές. Με αυτόν τον τρόπο, η εργασία εμπλουτίζει την υπάρχουσα τεχνογνωσία και προσφέρει ένα πρόσθετο εργαλείο για τη μελέτη και την παρακολούθηση της ραδιενέργειας στη θάλασσα, συνδέοντας την έρευνα με τις πραγματικές ανάγκες περιβαλλοντικής προστασίας και ασφάλειας.

Συνοψίζοντας, η εργασία δεν περιορίστηκε στην απλή παρουσίαση ενός νέου οργάνου, αλλά κατέδειξε την πρακτική του αξία και την προοπτική αξιοποίησής του σε ευρύτερο πλαίσιο. Με το miniKATERINA εισάγεται μια νέα προσέγγιση στη θαλάσσια ραδιολογική παρακολούθηση, που συνδυάζει τεχνική καινοτομία με εφαρμοσμένη έρευνα και δημιουργεί προοπτικές για περαιτέρω ανάπτυξη και διεθνή συνεργασία στο πεδίο.

7 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

[1] Androulakaki, E. G., et al. "In situ γ-ray spectrometry in the marine environment using full spectrum analysis for natural radionuclides." Appl. Radiat. Isot.,(2016): 76-86

[2] Ασημακόπουλος, Π. (2015). *Εισαγωγή στην πυρηνική φυσική*. Ιωάννινα: Εκδόσεις Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

[3] Bagatelas, C., Tsabaris, C., Kokkoris, M., Papadopoulos, C. T., & Vlastou, R. (2010). Determination of marine gamma activity and study of the minimum detectable activity (MDA) in 4pi geometry based on Monte Carlo simulation. *Environmental monitoring and assessment, 165*, 159-168.

[4] Barescut, J. C., Gariel, J. C., Peres, J. M., Tsabaris, C., Thabos, I., & Dakladas, Th. (2005). The development and application of an underwater Y-spectrometer in the marin environment. *Radioprotection, 40*(S1), S677-S683

[5] Berger, M. J., & Hubbell, J. H. (1987). XCOM: Photon Cross Sections Database. National Institute of Standards and Technology. Available online: https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database

[6] Bethe, H., & Heitler, W. (1934). *On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 146*(856), 83-112.

[7] Bielajew, A. F. (2001). Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport. *The University of Michigan, 1*.

[8] Chadwick, M. B., et al., *ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data*, Nuclear Data Sheets, 112(12), 2011.

[9] Cottingham, W. N., & Greenwood, D. A. (2001). *Εισαγωγή Στη Πυρηνική Φυσική*. (Δαρδανος, Γ., Μετ.) Αθήνα: τυπωθήτω

[10] Currie, L. A. (1968). Limits for qualitative detection and quantitative determination. *Analytical chemistry* , 40(3), 586–593.

[11] Debertin, K., & Helmer, R. G. (1988). *Gamma-and X-ray spectrometry with semiconductor detectors.*

[12] Evans, R. D. (1995). *The Atomic Nucleus*. McGraw-Hill.

[13] Garutti, E. (2011). Silicon Photomultipliers for High Energy Physics Detectors. Journal of Instrumentation, 6(10), C10003.

[14] Gilmore, G. (2008). *Practical Gamma-Ray Spectrometry*, 2nd ed. Chichester: Wiley.

[15] Hamamatsu Photonics. Technical note: Dark count rate in MPPC (S13360–3050CS).

[16] Jendrysik, M. (2013). Beam Position Monitoring Systems at DESY. CERN. https://indico.cern.ch/event/236750/contributions/509304/attachments/397020/552180/8-2-jendrysik.pdf

[17] Kalfas, C. A. "A modern nuclear spectroscopy software package." *Adv. Nucl. Phys., Proc. 20th Hellenic Conf. on Nucl. Phys.* 2013.

[18] Kalos, M. H., & Whitlock, P. A., *Monte Carlo Methods*, Wiley-VCH, 2008.

[19] Kaplan, I. (1963). *Nuclear Physics.* Addison-Wesley.

[20] Knoll, G. F. (2010). *Radiation detection and measurement.* John Wiley & Sons.

[21] Krane, K. S. (1991). *Introductory nuclear physics.* John Wiley & Sons.

[22] Lacaita, A. L. (1993). On the bremsstrahlung origin of hot-carrier-induced photons in silicon devices. IEEE Transactions on Electron Devices, 40(3), 577–582.

[23] Obodovskiy, I. (2019). *Ραδιενέργεια και Ακτινοβολίες* (Ιωαννίδου, Α., Κίτης, Γ., Κόκκορης, Μ. & Στουλος, Σ., Μετ.). Θεσσαλονίκη: Ροπή.

[24] Otte, A. N. (2006). The Silicon Photomultiplier - A new device for High Energy Physics, Astroparticle Physics, Industrial and Medical Applications. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 150, 417-420.

[25] Park, H., Yi, M., & Lee, J. S. (2022). Silicon photomultiplier signal readout and multiplexing techniques for positron emission tomography: a review. *Biomedical engineering letters, 12*(3), 263-283.

[26] Piemonte, C. (2006). *A new Silicon Photomultiplier structure for blue light detection.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 568(1), 224-232.

[27] Renker, D. & Lorenz, E. (2009). *Advances in Solid State Photon Detectors.* Journal of Instrumentation, 4(04), P04004.

[28] Shultis, J. K., & Faw, R. E. (2010). AN MCNP PRIMER Department of Mechanical and Nuclear Engineering. Kansas State University.

[29] Tsabaris, C., Androulakaki, E. G., Alexakis, S., & Patiris, D. L. (2018). An in-situ gamma-ray spectrometer for the deep ocean. *Applied Radiation and Isotopes*, 142, 120-127.

[30] Tsabaris, C., & Ballas, D. (2005). On line gamma-ray spectrometry at open sea. *Applied Radiation and Isotopes, 62*(1), 83-89.

[31] Tsabaris, C., Bagatelas, C., Dakladas, T., Papadopoulos, C. T., Vlastou, R., & Chronis, G. T. (2008). An autonomous in situ detection system for radioactivity measurements in the marine environment. *Applied Radiation and Isotopes, 66*(10), 1419-1426.

[32] Tsabaris, C., Patiris, D. L., & Lykousis, V. (2011). KATERINA: An in situ spectrometer for continuous monitoring of radon daughters in aquatic environment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 626*, S142-S144.

[33] Tsabaris, C., & Thanos, I. (2004). An underwater sensing system for monitoring radioactivity in the marine environment. *Mediterranean Marine Science*, 5(1), 125-132.

[34] University of Groningen. (2024, April 7). *Natural decay chain* [Image]. Groningen Academy for Radiation Protection. https://www.rug.nl/education/courses/other-education/radiation-protection/a-z/a-z-data/natural-decay-chain?lang=en

[35] Vinogradov, S. (2012). Analytical models of probability distribution and excess noise factor of Solid State Photomultiplier signals with crosstalk. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 695, 247-251.

[36] Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., Haberland, M., Reddy, T., Cournapeau, D., … & van Mulbregt, P. (2020). *SciPy 1.0: Fundamental algorithms for scientific computing in Python. Nature Methods, 17*(3), 261–272. https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2

[37] Wang, B., Zhang, X., Wang, Q., Wang, D., Li, D., Xiahou, M., … & Zhang, L. (2022). The detection efficiency study of NaI (Tl) scintillation detector with the different numbers of SiPMs. *Nuclear Engineering and Technology, 54*(7), 2564-2571.

[38] Wedekind, C., Schilling, G., Grüttmüller, M., & Becker, K. (1999). Gamma-radiation monitoring network at sea. *Applied Radiation and Isotopes, 50*(4), 733-741.

[39] X-5 Monte Carlo Team, MCNP – *A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 – Volume I: Overview and Theory*, LA-UR-03-1987, Los Alamos National Laboratory, 2003.

[40] *What is an SIPM and how does it work?*. Hamamatsu Photonics. (n.d.). https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-notes/mppc-sipms/what-is-an-SiPM-and-how-does-it-work.html

[41] *Photomultiplier tubes: Application.* Matsusada Precision Inc. (2019,August 22) https://www.matsusada.com/application/ps/photomultiplier_tubes/