



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών
Επιστημών
Τομέας Φυσικής

Διπλωματική Εργασία

**Βαθμονόμηση ανιχνευτή φασματοσκοπίας- γ
μεσαίας διακριτικής ικανότητας (CeBr_3) για
εργαστηριακές μετρήσεις δειγμάτων ιζήματος**

Φώτης Μαραγκός

Υπεύθυνος Ερευνητής : Χρήστος Τσαμπάρης

Ακαδημαϊκός Υπεύθυνος : Ρόζα Ζάννη Βλαστού

Ιούνιος 2017

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρ. Χρήστο Τσαμπάρη, Ερευνητή Α' βαθμίδας στο Ελληνικό Κέντρο Θαλασσιών Ερευνών (ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε.), Ινστιτούτο Ωκεανογραφίας και υπεύθυνο Ερευνητή αυτής της εργασίας, τη Δρ. Ρόζα Ζάννη Βλαστού, Καθηγήτρια του ΕΜΠ, Ακαδημαϊκή υπεύθυνο αυτής της εργασίας και τον Δρ. Μιχάλη Κόκκορη, Αναπληρωτή Καθηγητή του Ε.Μ.Π., μέλος της τριμελούς επιτροπής για τη συνεχή παρουσία τους, καθοδήγηση και ενθάρρυνση που προσέφεραν σε όλο αυτό το διάστημα. Με τη προσιότητα τους και το χαρακτήρα τους καταρρίπτουν το στερεότυπο του απρόσωπου, αδιάφορου και απλησίαστου καθηγητή και αποτελούν πηγή έμπνευσης για όλους όσους θέλουν να ασχοληθούν με την επιστήμη και την έρευνα.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρ. Κάλφα για την ελεύθερη διάθεση του προγράμματος SpectrW και για την καθοδήγηση στη χρήση αυτού, τους Δρ. Διονύση Πατήρη και Φιλοθέη Παππά για την πολύτιμη βοήθεια και συμβουλές τους ειδικά σε τεχνικά θέματα που παρουσιάστηκαν κατά τη πειραματική διαδικασία καθώς και όλα τα μέλη της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω ειδικά την Δρ. Φρόσω Ανδρουλάκη η οποία ήταν παρούσα σε κάθε βήμα της εργασίας αυτής, πάντα με χαμόγελο και καλή διάθεση έτοιμη να με κατευθύνει και να με βοηθήσει στην επίλυση οποιουδήποτε προβλήματος προέκυπτε. Η συνεισφορά της σε αυτή την εργασία ήταν πολύτιμη.

Τέλος θα ήθελα να ευχαρίστησω την οικογένεια μου για την αμέριστη υποστήριξη και κατανόηση που έχουν δείξει καθόλη τη διάρκεια των σπουδών μου καθώς και για τις θυσίες που έχουν κάνει όλα αυτά τα χρόνια. Χωρίς αυτές δεν θα ήταν δυνατό να είχα καταφέρει .

ABSTRACT

The development of gamma ray detection systems capable for *in situ* and *on site* measurements in the marine environment is of great importance due to the great variety of their applications. In that regard, a detection system consisting of a 2"x2" CeBr₃ crystal, the system GeoMAREA, was developed [1]. The CeBr₃ crystal was selected due to its higher energy resolution compared to other scintillators like NaI(Tl). Moreover, the adequate energy resolution combined with the favorable cost of CeBr₃ detectors (compared to HPGe detectors), render these systems competitive candidates for laboratory measurements as well.

In this study, the detection efficiency calibration of the GeoMAREA system for laboratory measurements on marine sediment samples is presented. The efficiency calibration of the system was performed experimentally and theoretically, in the energy range of 100 to 2000 keV. Moreover, a methodology for laboratory measurements of marine sediment samples using the system GeoMAREA was developed and tested. The theoretical efficiency calibration was performed using the MCNP5 Monte Carlo (MC) code. For this purpose, a model of the detection system and the source (sediment sample) was developed. The efficiency values were estimated using the F8 tally. The MC estimated results were compared with the corresponding experimental data, acquired using a ^{152/154}Eu source. The comparison between the experimental and estimated efficiency values yielded relative deviations which did not exceed 10%. After the calibration, marine sediment samples were measured using both the system GeoMAREA and a HPGe detector (Canberra model GC5021). The calculated activity concentration results using the two different detectors were found to be in excellent agreement as the relative deviations did not exceed 5% for all studied radionuclides.

[1] Tsabaris, C.¹, Patiris D.L.¹, Androurakaki, E.F.¹, Kokkoris, M.², Eleftheriou, G., Pappa, F.K.^{1,2}, Alexakis, S., Prospathopoulos, A., Vlastou R.², 2017. The GeoMAREA subsea detection system, to be submitted in Environmental Science and Technology.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1:	3
ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΘΕΩΡΙΑΣ	3
1.1 Εισαγωγή	3
1.2 Θεωρητικά Στοιχεία	5
1.2.1 Ραδιενέργεια & μηχανισμοί αποδιέγερσης.....	5
1.2.2 Νόμος ραδιενεργών Διασπάσεων.....	8
1.2.3 Φυσική & Τεχνητή Ραδιενέργεια.....	11
1.2.4 Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας γ με την ύλη.....	13
1.2.5 Εξασθένιση δέσμης σε υλικό	15
1.3 Ανίχνευση ακτινοβολίας γ	16
1.3.1 Διακριτική ενεργειακή ικανότητα ανιχνευτικού συστήματος.....	16
1.3.2 Ανιχνευτική Απόδοση ανιχνευτικού συστήματος.....	17
1.3.3 Φασματοσκοπία γ.....	19
1.3.4 Φαινόμενο Πραγματικής Σύμπτωσης.....	20
1.3.5 Ανιχνευτικά Συστήματα.....	21
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2	25
ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΣ ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ GEOMAREA	25
2.1 Το ανιχνευτικό Σύστημα GeoMAREA	25
2.1.1 Περιγραφή του Ανιχνευτικού Συστήματος	25
2.1.2. Βαθμονόμηση Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας	27
2.1.3 Πειραματική Βαθμονόμηση Ανιχνευτικής Απόδοσης.....	28
2.1.4 Διορθώση της ανιχνευτικής απόδοσης λόγω αυτοαπορρόφησης ,φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης και επιμολύνσεων των κορυφών του ^{152}Eu από κορυφές του ^{154}Eu	34
2.1.5. Θεωρητική εκτίμηση της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτικού συστήματος GeoMAREA μέσω προσομοίωσης Monte Carlo	40
2.2. Εργαστηριακός Ανιχνευτής HPGe	47
2.2.1. Περιγραφή του ανιχνευτικού συστήματος HPGe	47
2.2.2.Βαθμονόμηση Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας	48
2.2.3.Βαθμονόμηση Απόλυτης Ανιχνευτικής Απόδοσης	49
2.2.4. Διορθώση των τιμών της ανιχνευτικής απόδοσης λόγω φαινομένων αυτοαπορρόφησης, πραγματικής σύμπτωσης και συνεισφοράς του ^{154}Eu	53
2.3. Σύγκριση της ανιχνευτικής απόδοσης των δύο συστημάτων	57
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3	59

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΣΤΟ ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΣΕ ΔΕΙΓΜΑΤΑ ΙΖΗΜΑΤΟΣ	59
.....	
3.1 Περιοχή Δειγματοληψίας	59
3.2 Δειγματοληψία και Προετοιμασία Δειγμάτων	60
3.3 Μετρήσεις φασματοσκοπίας-γ	64
3.3.1. Περιγραφή του υπολογισμού συγκεντρώσεων ραδιονουκλιδίων στα δείγματα ιζήματος.....	65
3.3.2 Μετρήσεις αναφοράς χρησιμοποιώντας το σύστημα HPGe.....	67
3.3.3 Μετρήσεις φασματοσκοπίας-γ χρησιμοποιώντας το σύστημα GeoMAREA και σύγκριση με τις μετρήσεις αναφοράς	70
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4.....	78
ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ.....	78
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α.....	81
ΑΡΧΕΙΟ ΕΙΣΟΔΟΥ ΚΩΔΙΚΑ MCNP5.....	81
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β	83
ΤΟΜΗ ΤΟΥ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΗ CeBr₃.....	83
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	84

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1:

ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΘΕΩΡΙΑΣ

1.1 Εισαγωγή

Υπάρχουσα κατάσταση & κίνητρα προτεινόμενης μεθοδολογίας

Η μελέτη της ραδιενέργειας περιβάλλοντος αποτελεί ένα μεγάλο ερευνητικό κλάδο της πυρηνικής φυσικής, κυρίως για λόγους ακτινοπροστασίας αλλά και για μελέτη γεωφυσικών ή ωκεανογραφικών φαινομένων όπως δραστηριότητα υποθαλάσσιων ηφαιστείων, ρυθμό ιζηματογένεσης βυθού και άλλα. Πηγές ραδιενέργειας στο περιβάλλον αποτελούν τα ραδιονουκλίδια των 3 φυσικών ραδιενεργών σειρών (^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th), καθώς και κάποια άλλα φυσικά ραδιονουκλίδια όπως το ^{40}K που απαντώνται στη φύση και ειδικά στο θαλάσσιο περιβάλλον. Η αλληλεπίδραση της κοσμικής ακτινοβολίας με τα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας είναι μία άλλη πηγή ραδιενέργειας στο περιβάλλον. Εκτός των παραπάνω σε ορισμένες περιοχές εμφανίζονται μεγάλες συγκεντρώσεις ραδιονουκλιδίων. Αυτό μπορεί να οφείλεται στην ορυκτολογία της περιοχής και στην ύπαρξη μεγάλων συγκεντρώσεων φυσικών ραδιονουκλιδίων (Naturally Occurring Radioactive Materials NORM). Οι συγκεντρώσεις των ραδιονουκλιδίων μπορούν να έχουν αλλοιωθεί επίσης λόγω βιομηχανικής εκμετάλλευσης της εκάστοτε περιοχής (Technologically Enhanced Natural Occurring Radioactive Materials TENORM). Τέλος στο περιβάλλον συναντώνται και ορισμένα τεχνητά ραδιονουκλίδια όπως ^{137}Cs , ^{131}I , ^{90}Sr , ^{60}Co . Η προέλευσή τους οφείλεται στις πυρηνικές δοκιμές που έλαβαν χώρα κατά τη διάρκεια του 20^{ου} αιώνα καθώς και σε άλλες ανθρώπινες δραστηριότητες (απόβλητα πυρηνικών αντιδραστήρων, παραγωγή ραδιοφαρμάκων κτλ).

Βασικό εργαλείο για τη μελέτη της φυσικής ραδιενέργειας αποτελεί η φασματοσκοπία-γ καθώς επιτρέπει την ταυτοποίηση των ραδιενεργών στοιχείων αλλά και την ποσοτικοποίηση των συγκεντρώσεών τους. Για τη μέτρηση των επιπέδων ραδιενέργειας χρησιμοποιούνται εργαστηριακές αλλά και επιτόπιες (*in situ*) τεχνικές ή συνδυασμός αυτών των δύο μεθόδων. Στις εργαστηριακές μετρήσεις υπάρχει η δυνατότητα χρήσης ευαίσθητων ανιχνευτικών συστημάτων υψηλής διακριτικής ικανότητας (ανιχνευτές Γερμανίου HPGe). Αυτό αποτελεί και το μεγάλο πλεονέκτημα αυτών των μετρήσεων. Παρόλα αυτά, τείνουν να είναι πολύ χρονοβόρες διαδικασίες, ειδικά όταν συγκριθούν με *in situ* μετρήσεις. Αρχικά για την επίτευξή τους απαιτούν την απόκτηση δειγμάτων από την περιοχή μελέτης. Η δειγματοληψία δεν αποτελεί μία τετριμμένη διαδικασία, τόσο για τον τρόπο αφαίρεσης του υλικού από τη περιοχή μελέτης όσο και για την ακριβή θέση και τον αριθμό των δειγμάτων που θα ληφθούν. Τα ληφθέντα δείγματα, πρέπει να αποθηκευτούν κατάλληλα και να μεταφερθούν στο εργαστήριο. Ανάλογα με το είδος του δείγματος, νερό ή ίζημα, πριν μετρηθούν υπόκεινται σε διάφορα στάδια επεξεργασίας. Η μέτρηση είναι απαραίτητο να κρατήσει κατά μέσο όρο 24 ώρες ώστε να εξασφαλιστεί επαρκής στατιστική λόγω του μικρού όγκου δείγματος. Πορόλο των παραπάνω μειονεκτημάτων, οι εργαστηριακές μετρήσεις είναι απαραίτητες όταν είναι αναγκαία η υψηλή διακριτική ικανότητα.

Επιπλέον τα αποτελέσματα των εργαστηριακών μετρήσεων έχουν χρησιμοποιηθεί ως σημείο αναφοράς για τον έλεγχο της αξιοπιστίας των *in situ* μετρήσεων [Elef_13].

Οι *in situ* μετρήσεις πραγματοποιούνται επιτόπου στη περιοχή μελέτης με ειδικά κατασκευασμένα, φορητά ανιχνευτικά συστήματα δίνοντας μια πλήρη και αντιπροσωπευτική εικόνα του ραδιενεργού υποβάθρου της περιοχής μελέτης. Τα πλεονεκτήματα αυτής της μεθόδου είναι ότι επιτρέπει τη μελέτη και χαρτογράφηση μεγάλων περιοχών σε μικρό χρονικό διάστημα χωρίς την ανάγκη δειγματοληψίας και την άμεση ανάκτηση και καταγραφή των αποτελεσμάτων των μετρήσεων. Τα παραπάνω βρίσκουν εφαρμογή στη συνεχή παρακολούθηση περιοχών όπως βιομηχανικές ζώνες και πυρηνικά εργοστάσια και στην αποκατάσταση αυτών (remediation). Επίσης επιτρέπουν τον εντοπισμό επιβαρυνμένων σημείων σε μία περιοχή, π.χ. θαμμένα πυρηνικά απόβλητα και χρησιμοποιούνται για τον έλεγχο των μεθόδων δειγματοληψίας που εφαρμόζονται στις εργαστηριακές μετρήσεις. Όλα αυτά τα πλεονεκτήματα γίνονται ιδιαίτερα αισθητά στις μεγάλες ενδιαφέροντος μετρήσεις σε θαλάσσιο περιβάλλον. Τα συστήματα για *in situ* μετρήσεις βασίζονται σε ανιχνευτές χαμηλής διακριτικής ικανότητας οι οποίοι μπορούν να μετατραπούν σε φορητούς. Σε αυτούς προσαρμόζονται εξωτερικά περιβλήματα ώστε να μπορούν να αντεπεξέλθουν στις συνθήκες της μέτρησης (στεγανοποίηση, μεγάλες πιέσεις στο βυθό θαλασσίων μαζών). Τα ανιχνευτικά συστήματα υψηλής ενεργειακής διακριτικής ικανότητας (ανιχνευτές HPGe) που χρησιμοποιούνται στις εργαστηριακές μετρήσεις παρουσιάζουν ποικίλες δυσκολίες ώστε να προσαρμοστούν κατάλληλα για *in situ* μετρήσεις και παρουσιάζεται ο κίνδυνος βλάβης αυτών. Γι αυτό το λόγο τα ανιχνευτικά συστήματα που χρησιμοποιούνται για *in situ* μετρήσεις χαρακτηρίζονται από χαμηλή ακρίβεια στην ενεργειακή τους διακριτική τους ικανότητα. Η ανάπτυξη αυτών των συστημάτων και μεθόδου για την ποσοτικοποίηση των μετρήσεων αποτελούν τα μεγαλύτερα προβλήματα στις *in situ* μετρήσεις. Για τους παραπάνω λόγους η ανάπτυξη συστημάτων για μετρήσεις στο θαλάσσιο περιβάλλον και η βοθημόνηση αυτών αποτελεί ένα συνεχώς αναπτυσσόμενο τομέα στην επιστημονική κοινότητα.

Η παρούσα εργασία έχει ως σκοπό τη βαθμονόμηση ενός καινοτόμου και αξιόπιστου ανιχνευτικού συστήματος για μετρήσεις σε δείγματα ιζήματος, το σύστημα GeoMarea. Το σύστημα αυτό αποτελείται από ένα κρύσταλλο CeBr_3 , διαστάσεων $2'' \times 2''$, μεσαίας ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και είναι κατάλληλο για *in situ* μετρήσεις σε θαλάσσιο περιβάλλον. Η μεσαία διακριτική ικανότητα του συστήματος το καθιστά άκρως ανταγωνιστικό, έναντι των υπάρχοντων *in situ* συστημάτων χαμηλής διακριτικής ικανότητας [Jon_01]. Επίσης οι ανιχνευτές CeBr_3 μπορούν να αποτελέσουν μία οικονομικότερη εναλλακτική για εξοπλισμό εργαστηρίου έναντι ανιχνευτών στερεάς κατάστασης. Για το λόγο αυτό, στην εργασία αυτή, μελετήθηκε το σύστημα GeoMarea και βαθμονομήθηκε για μετρήσεις σε δείγματα θαλάσσιου ιζήματος στο εργαστήριο. Επιπλέον τα αποτελέσματα των επιπέδων ραδιενέργειας στα υπό μελέτη δείγματα συγκρίνονται με τα αντίστοιχα αποτελέσματα χρησιμοποιώντας έναν εργαστηριακό ανιχνευτή υψηλής ενεργειακής διακριτικής ικανότητας (HPGe).

1.2 Θεωρητικά Στοιχεία

1.2.1 Ραδιενέργεια & μηχανισμοί αποδιέγερσης

Η πυρηνική αποδιέγερση είναι ένα αυθόρμητο φαινόμενο, στατιστικής φύσης, κατά το οποίο ένα πυρηνικό σύστημα μεταπίπτει σε ένα θυγατρικό πυρηνικό σύστημα μικρότερης ενέργειας. Η πιθανότητα ενός πυρήνα να μεταπέσει σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση σε χρονικό διάστημα Δt αποτελεί χαρακτηριστική ιδιότητα του εκάστοτε στοιχείου. Η πιθανότητα αυτή είναι ανεξάρτητη του χρόνου, δηλαδή στη μονάδα του χρόνου ένας ραδιενεργός πυρήνας έχει συγκεκριμένη πιθανότητα να αποδιεγερθεί. Λόγω της στατιστικής φύσης του φαινομένου δεν μπορεί να καθοριστεί η χρονική στιγμή κατά την οποία θα αποδιεγερθεί ένας συγκεκριμένος πυρήνας, μπορεί όμως να καθοριστεί ο ρυθμός αποδιέγερσης ενός πλήθους όμοιων πυρήνων στη μονάδα του χρόνου [Ασημ_02].

Υπάρχουν 3 φυσικές διαδικασίες οι οποίες επιτρέπουν σε ένα πυρήνα να μεταπέσει σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση, είτε μέσω αποδιέγερσης του πυρήνα σε χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη είτε μέσω μεταβολής του μαζικού αριθμού του, ή μέσω μεταβολής του ατομικού αριθμού του, το οποίο οδηγεί σε μεταστοιχείωση του πυρήνα. Όλοι οι μηχανισμοί πυρηνικής αποδιέγερσης υπακούν στους νόμους της διατήρησης της ορμής, στροφορμής και ολικής ενέργειας. Για τη διατήρηση της ενέργειας θα πρέπει να ληφθεί υπόψη η ενέργεια ηρεμίας κάθε πυρήνα, η οποία δίνεται μέσω της εξίσωσης $E=mc^2$, όπου m η μάζα του πυρηνικού συστήματος και c η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Τα προϊόντα της κάθε αντίδρασης καθορίζονται μεταξύ άλλων από τις αρχές διατήρησης του φορτίου και των κβαντικών αριθμών. Και οι τρεις μηχανισμοί είναι στοχαστικής φύσης και προκαλούν εξώθερμες αντιδράσεις. Ανεξαρτήτως μηχανισμού αποδιέγερσης και το είδος του πυρήνα, οδηγούμαστε πάντα σε σύστημα νουκλεονίων (θυγατρικό πυρήνα), με χαμηλότερη δυναμική ενέργεια. Η περίσσεια ενέργειας εκλύεται από το σύστημα στο περιβάλλον με μορφή ακτινοβολίας, ηλεκτρομαγνητικής ή σωματιδιακής φύσης. Η ακτινοβολία αυτή ονομάζεται ραδιενέργεια. Το είδος της ραδιενεργούς ακτινοβολίας καθορίζεται από την εκάστοτε φυσική διαδικασία αποδιέγερσης. Τα τρία είδη ακτινοβολίας που παρατηρούνται είναι τα παρακάτω:

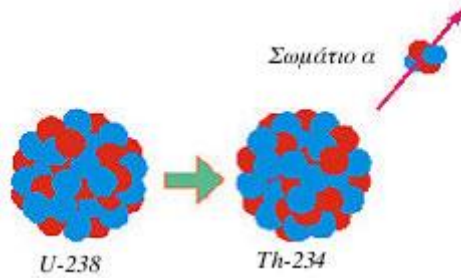
Διάσπαση α : Μηχανισμός αποδιέγερσης πυρήνων μεγάλου μαζικού αριθμού ($A > 200$) κατά τον οποίο στο εσωτερικό του πυρήνα σχηματίζεται ένα συσσωμάτωμα 2 πρωτονίων και 2 νετρονίων, δηλαδή ένας πυρήνας Ηλίου (^4He). Το συσσωμάτωμα αυτό λόγω του δυναμικού του πυρήνα ταλαντώνεται στο εσωτερικό αυτού με συγκεκριμένη συχνότητα έως ότου επέλθει η διάσπαση. Κατά τη διάσπαση έχουμε εκπομπή του σωματίου α (πυρήνας ^4He), από τον αρχικό πυρήνα $\Pi(p,n)$ και μετάπτωση αυτού στον λεγόμενο θυγατρικό πυρήνα $\Theta(p-2,n-2)$. Η διάσπαση α μπορεί να συνοδεύεται και από εκπομπή ακτίνων γ . Το σύνολο της δυναμικής ενέργειας του θυγατρικού πυρήνα και του πυρήνα Ηλίου είναι μικρότερο από τη δυναμική ενέργεια του μητρικού πυρήνα. Η διαφορά ενέργειας μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια K των δύο παραγώγων της αντίδρασης.

$$\Pi(p,n) \rightarrow \Theta(p-2,n-2) + \alpha(2,2) + \text{Κινητική ενέργεια θυγατρικού πυρήνα} + K_{\alpha} \quad (1.1)$$

Η κινητική ενέργεια των σωματίων α είναι κβαντισμένη, δηλαδή μπορεί να λάβει μόνο συγκεκριμένες τιμές. Η κβάντωση αυτής προκύπτει από τις αρχές διατήρησης ορμής και ενέργειας. Λόγω του μεγάλου μεγέθους τους, τα σωματάρια α παρουσιάζουν έντονες κρούσεις με τα μόρια της ύλης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να διανύουν μικρές σχετικά αποστάσεις τόσο στον αέρα όσο και σε άλλα υλικά.

Ικανή και αναγκαία συνθήκη για την εκδήλωση διάσπασης α είναι η:

$$\text{Μάζα αρχικού πυρήνα} > \text{Μάζα θυγατρικού πυρήνα} + \text{Μάζα σωματίου } \alpha \quad (1.2)$$



Εικόνα 1.1: Σχηματική αναπαράσταση της διάσπασης Α. Πυρήνας ^{238}U μετατρέπεται σε πυρήνα ^{234}Th με ταυτόχρονη εκπομπή ενός πυρήνα ^4He (σωμάτιο α)

Διάσπαση β: Υπάρχουν 2 είδη διάσπασης β, η β^+ και η β^- . Βασίζεται στην ασθενή αλληλεπίδραση και είναι δυνατόν να πραγματοποιηθούν οι δύο παρακάτω αμφίδρομες αντιδράσεις

$$\begin{aligned} p &= n + e^+ + \nu \\ n &= p + e^- + \bar{\nu} \end{aligned}$$

Στην διάσπαση β^+ έχουμε μετατροπή ενός εσωτερικού πρωτονίου του μητρικού πυρήνα $\text{P}(p,n)$ σε νετρόνιο με ταυτόχρονη εκπομπή ενός ποζιτρονίου e^+ και ενός νετρίνου ν_e . Ο μητρικός πυρήνας μεταστοιχειώνεται στον θυγατρικό $\text{Θ}(p-1,n+1)$, ο οποίος βρίσκεται σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση. Η συνολική δυναμική ενέργεια των μαζών των προϊόντων της αντίδρασης είναι μικρότερη από τη δυναμική ενέργεια του αρχικού πυρήνα. Η περίσσεια μάζας μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια K του ποζιτρονίου και του νετρίνου [Ασημ_02].

$$\text{P}(p,n) \rightarrow \text{Θ}(p-1,n+1) + e^+ + K(e^+) + \nu_e + K\nu_e \quad (1.3)$$

Ικανή και αναγκαία συνθήκη για την εκδήλωση διάσπασης β^+ είναι η:

$$\text{Μάζα αρχικού πυρήνα} > \text{Μάζα θυγατρικού πυρήνα} + M_{e^+} + M_{\nu_e} \quad (1.4)$$

Στην διάσπαση β^- έχουμε μετατροπή ενός εσωτερικού νετρονίου του πυρήνα σε πρωτόνιο με ταυτόχρονη εκπομπή ενός ηλεκτρονίου e^- και ενός αντίνετρίνου $\bar{\nu}_e$. Ο πυρήνας $\text{P}(p,n)$ μεταστοιχειώνεται στον $\text{Θ}(p+1,n-1)$ ο οποίος βρίσκεται σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση. Η συνολική δυναμική ενέργεια των μαζών των προϊόντων της αντίδρασης είναι μικρότερη από τη δυναμική ενέργεια του αρχικού πυρήνα. Η περίσσεια μάζας μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια του ποζιτρονίου και του νετρίνου. Ο τρόπος κατανομής της Κινητικής ενέργειας στα προϊόντα της αντίδρασης είναι σε

όλες τις περιπτώσεις τυχαίως [Ασημ_02].

$$P(p,n) \rightarrow \Theta(p+1,n-1) + e^- + K(e^-) + \nu_e + K(\nu_e) \quad (1.5)$$

Ικανή και αναγκαία συνθήκη για την εκδήλωση διάσπασης β^- είναι η:

$$\text{Μάζα αρχικού πυρήνα} > \text{Μάζα θυγατρικού πυρήνα} + M_{e^-} + M_{\nu_e} \quad (1.6)$$

*Παγίδευση ηλεκτρονίου (electron capture) είναι μια ιδιαίτερη περίπτωση β διάσπασης κατά την οποία ένα ηλεκτρόνιο του ατόμου καταφέρνει και εισέρχεται μέσα στο πυρήνα αυτού. Αυτό είναι δυνατό λόγω της κυματοσυνάρτησης Ψ του ηλεκτρονίου η οποία δεν μας δίνει μια τροχιά αλλά ένα κύμα πιθανότητας για το που μπορεί να βρεθεί το ηλεκτρόνιο. Η παγίδευση ηλεκτρονίου είναι φαινόμενο ανταγωνιστικό της β^+ διάσπασης. Κάθε πυρήνας ο οποίος ικανοποιεί την ανίσωση:

$$M(A,Z) > M(A,Z-1) + m_e \quad (1.7)$$

μπορεί να εκτελέσει και ηλεκτρονιακή παγίδευση αλλά και διάσπαση β^+ . Για πυρήνες στους οποίους η διαφορά μάζας μεταξύ του θυγατρικού και του αρχικού πυρήνα είναι μικρότερη από $2 \cdot m_e = 1.022 \text{ MeV}$ ο μόνος δυνατός τρόπος αποδιέγερσης είναι η ηλεκτρονιακή παγίδευση [Ασημ_02].

Ακτινοβολία γ : Η ακτινοβολία γ είναι ηλεκτρομαγνητικής φύσης. Πρόκειται για φωτόνια που εκπέμπονται από πυρήνες ώστε να μεταπέσουν σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση. Κατά την εκπομπή ακτινοβολίας γ δεν έχουμε μεταστοιχείωση του πυρήνα, μόνο απώλεια ενέργειας. Λόγω της κβαντισμένης φύσης των ενεργειακών σταθμών ενός πυρήνα, τα εκπεμπόμενα φωτόνια έχουν καθορισμένες ενέργειες. Αυτό μας επιτρέπει τη χρήση της ακτινοβολίας γ για ταυτοποίηση και ποσοτικοποίηση των στοιχείων της εκάστοτε πηγής. Υπάρχουν 3 τρόποι εκπομπής ακτινοβολίας γ από ένα πυρήνα. Οι δύο πρώτοι είναι η καθαρή εκπομπή και η δίδυμη γένεση, στους οποίους έχουμε δημιουργία φωτονίου το οποίο μεταφέρει την αποβαλλόμενη ενέργεια. Στην εσωτερική μετατροπή όμως η ενέργεια μεταφέρεται σε ένα γειτονικό ατομικό ηλεκτρόνιο. Εκτός από άμεση αποδιέγερση, ένας πυρήνας μπορεί να εκτελέσει διαδοχικές αποδιεγέρσεις μεταπίπτοντας σε ενδιάμεσες ενεργειακές στάθμες πριν φτάσει στη βασική. Σε ένα πλήθος όμοιων διεγερμένων πυρήνων θα παρατηρηθούν όλοι οι πιθανοί τρόποι αποδιέγερσης αυτού. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη παραγωγή πολλαπλών ακτίνων γ από το εκάστοτε στοιχείο. Εάν υπάρχουν περισσότεροι το ενός τρόποι αποδιέγερσης, σε μία πηγή που περιέχει μεγάλο αριθμό πυρήνων θα εμφανιστούν όλοι οι πιθανοί τρόποι με μία στατιστική κατανομή. Οι πιθανοί τρόποι αποδιέγερσης και πιθανότητα εκπομπής των φωτονίων καθορίζονται από τα χαρακτηριστικά της εκάστοτε ενεργειακής στάθμης του πυρήνα [Ασημ_02]. Τα παραπάνω φαινόμενα δεν εμφανίζονται αποκλειστικά στην αποδιέγερση ενός στοιχείου. Πολλές φορές συνυπάρχουν και δρουν ανταγωνιστικά μεταξύ τους ή εμφανίζονται διαδοχικά. Επίσης τα προϊόντα των α και β διασπάσεων πολύ συχνά βρίσκονται σε διεγερμένη κατάσταση. Η αποδιέγερση αυτών μέσω ακτινοβολίας- γ μας επιτρέπει την ταυτοποίηση και ποσοτικοποίησή τους.

1.2.2 Νόμος ραδιενεργών Διασπάσεων

Ο ρυθμός αποδιέγερσης ενός πλήθους πυρήνων ονομάζεται ενεργότητα (ή ραδιενέργεια), συμβολίζεται με το αγγλικό γράμμα A , και δηλώνει τον αριθμό των αρχικών πυρήνων που θα έχουν αποδιεγερθεί σε χρονικό διάστημα Δt . Η αποδιέγερση πλήθους πυρήνων N ενός στοιχείου περιγράφεται από το νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων σύμφωνα με τον οποίο:

$$A = \frac{-dN}{dt} = \lambda N \quad (1.8)$$

όπου

- $N(t)$ = ο πληθυσμός των πυρήνων την χρονική στιγμή t .
- λ = σταθερά αποδιέγερσης. Η σταθερά αποδιέγερσης δηλώνει τη πιθανότητα ένας πυρήνας να αποδιεγερθεί στη μονάδα του χρόνου. Καθορίζεται εν μέρει από τον εκάστοτε μηχανισμό που ακολουθεί ο κάθε πυρήνας. Εάν ο πυρήνας αποδιεγείρεται με πολλαπλούς τρόπους, η σταθερά λ είναι το άθροισμα των επιμέρους σταθερών κάθε δυνατής αποδιέγερσης.
- Το αρνητικό πρόσημο δηλώνει τη μείωση του αρχικού πληθυσμού με την πάροδο του χρόνου.

Ο νόμος αυτός, είναι στατιστικής φύσεως, δεν καθορίζει το πότε θα αποδιεγερθεί ένας συγκεκριμένος πυρήνας. Περιγράφει τη μεταβολή στον αριθμό ενός πλήθους όμοιων πυρήνων στο χρόνο. Παρέχει επομένως τον αριθμό των αποδιεγέρσεων ή αλλιώς των γεγονότων που μπορούν να καταγραφούν σε δεδομένο χρονικό διάστημα. Ολοκληρώνοντας την παραπάνω σχέση προκύπτει η χρονικά εξαρτημένη συνάρτηση ενός πληθυσμού ραδιενεργών πυρήνων

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} \quad (1.9)$$

Βάσει της παραπάνω σχέσης προκύπτει ότι ένας πληθυσμός ραδιενεργών πυρήνων παρουσιάζει εκθετική μείωση. Το γεγονός αυτό βέβαια πολλές φορές αντισταθμίζεται από το μεγάλο χρόνο αποδιέγερσης που έχουν κάποια στοιχεία. Λόγω αυτού είναι αναγκαία η ύπαρξη ενός μέτρου μακροβιότητας, άρα και επικινδυνότητας, για το εκάστοτε στοιχείο. Το μέτρο αυτό το ονομάζεται μέσος χρόνος ζωής του στοιχείου και ορίζεται ως η μέση τιμή του χρόνου διάσπασης των ασταθών πυρήνων (σχ. 1.10):

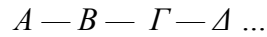
$$\tau = \frac{\int_{N_0}^0 t dN}{\int_{N_0}^0 dN} = \frac{1}{\lambda} \quad (1.10)$$

Ομοίως ορίζεται και ο χρόνος ημιζωής ο οποίος αναφέρεται στο χρονικό διάστημα που απαιτείται ώστε ο αρχικός πληθυσμός των πυρήνων να μειωθεί στο μισό

$$t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (1.11)$$

Οι χρόνοι αυτοί παρουσιάζουν μεγάλη ποικιλία, καλύπτοντας ένα μεγάλο εύρος από 10^{-6} seconds έως και 10^{10} χρόνια. Η μονάδα μέτρησης της ραδιενέργειας είναι το Becquerel το οποίο συμβολίζεται ως Bq και ορίζεται ως μία διάσπαση το δευτερόλεπτο [Ασημ_02].

Το αποτέλεσμα της πυρηνικής αποδιέγερσης είναι ένα θυγατρικό πυρηνικό σύστημα με χαμηλότερη συνολική ενέργεια από το αρχικό σύστημα. Το θυγατρικό σύστημα όμως δεν είναι απαραίτητα σταθερό. Σε πολλές περιπτώσεις είναι αναγκαίες διαδοχικές αποδιεγέρσεις ώστε να προκύψει ένας σταθερός πυρήνας. Αυτές ονομάζονται ραδιενεργές σειρές και απαντώνται στη φύση. Ως παράδειγμα μελέτης έστω η παρακάτω περίπτωση διαδοχικών αποδιεγέρσεων.



Βάσει των προηγούμενων η μεταβολή του πληθυσμού του πυρήνα Α δίνεται από το νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων ως

$$\frac{dN_A}{dt} = -\lambda_A N_A \quad (1.12)$$

Ο πληθυσμός των Β πυρήνων $N_B(t)$ αυξάνεται με τη πάροδο του χρόνου λόγω της μετάπτωσης των Α πυρήνων σε Β ενώ ταυτόχρονα μειώνεται λόγω της αποδιέγερσης των Β πυρήνων σε Γ πυρήνες. Επομένως η διαφορική εξίσωση που περιγράφει τη μεταβολή του πληθυσμού $N_B(t)$ είναι η παρακάτω:

$$\frac{dN_B}{dt} = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B \quad (1.13)$$

Ολοκληρώνοντας τη παραπάνω σχέση και χρησιμοποιώντας τη λύση της εξίσωσης των ραδιενεργών διασπάσεων 1.9 για τους πυρήνες Α προκύπτει ότι ο πληθυσμός των Β πυρήνων μεταβάλλεται σύμφωνα με την παρακάτω εξίσωση, όπου Κ η σταθερά της ολοκλήρωσης:

$$N_B(t) = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A(0) e^{-\lambda_A t} + K e^{-\lambda_B t} \quad (1.14)$$

Εάν τη χρονική στιγμή $t = 0$ έχουμε $N_B = N_B(0)$ τότε η παραπάνω εξίσωση παίρνει τη μορφή

$$N_B(t) = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A(0) [e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}] + N_B(0) e^{-\lambda_B t} \quad (1.15)$$

Εάν για $t = 0$ έχουμε $N_B = 0$ τότε η εξίσωση παίρνει τη μορφή

$$N_B(t) = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A(0) [e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}] \quad (1.16)$$

Τα λ_A και λ_B δηλώνουν την πιθανότητα αποδιέγερσης του Α και Β πυρήνα αντίστοιχα και εξαρτώνται από το μέσο χρόνο ζωής των δύο στοιχείων. Όπως είναι εμφανές και από τις παραπάνω σχέσεις, η μεταβολή του πληθυσμού των πυρήνων του θυγατρικού μη σταθερού στοιχείου εξαρτάται από τη σχέση μεταξύ των 2 πιθανοτήτων αποδιέγερσης λ_A και λ_B . Υπάρχουν 2 περιπτώσεις:

1) Εάν ο μητρικός πυρήνας A έχει μικρότερη πιθανότητα να διασπαστεί από τον θυγατρικό πυρήνα B, δηλαδή $\lambda_A < \lambda_B$, με το πέρασμα του χρόνου προκύπτει ότι

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\lambda_B N_B(t)}{\lambda_A N_A(t)} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} (1 - e^{-(\lambda_B - \lambda_A)t}) \quad (1.17)$$

Επομένως στην περίπτωση όπου $\lambda_A < \lambda_B$, ο λόγος των πληθυσμών των πυρήνων των δύο στοιχείων τείνει να σταθεροποιηθεί στο κλάσμα $\frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A}$. Η κατάσταση αυτή ονομάζεται μεταβατική ισορροπία. Όταν έχει επέλθει μεταβατική ισορροπία ο λόγος των δύο ενεργοτήτων και επομένως και του πληθυσμού των πυρήνων των δύο στοιχείων παραμένουν σταθεροί.

Στη περίπτωση όπου $\lambda_B \gg \lambda_A$ (λ_B τουλάχιστον 10 φορές μεγαλύτερο από το λ_A) το όριο στη σχέση 1.16 τείνει στο 1 επομένως προκύπτει ότι

$$\lambda_A N_A = \lambda_B N_B$$

Η παραπάνω κατάσταση ονομάζεται μόνιμη ή διαρκής ραδιενεργός ισορροπία. Κατά τη διαρκή ραδιενεργό ισορροπία ο θυγατρικός και ο μητρικός πυρήνας έχουν την ίδια ενεργότητα. Εάν ισχύει η συνθήκη $\lambda_A \ll \lambda_i$, όπου λ_i η πιθανότητα αποδιέγερσης κάθε στοιχείου της εκάστοτε σειράς, τότε όλα τα στοιχεία θα εκλύουν τα ίδια ποσά ραδιενέργειας και θα βρίσκονται σε μόνιμη ραδιενεργό ισορροπία. Για τον καθορισμό της χρονικής στιγμής t' κατά την οποία επιτυγχάνεται η ραδιενεργός ισορροπία αρκεί να υπολογιστεί το τοπικό ακρότατο της $N_B(t)$, καθώς στη ραδιενεργό ισορροπία μεγιστοποιείται η ενεργότητα του θυγατρικού πυρήνα. Για την εύρεση του ακρότατου απαιτείται $\frac{dN_B}{dt} = 0$. Μέσω αυτής της απαίτησης σε συνδυασμό με τη σχέση 1.15 υπολογίζεται η χρονική στιγμή t'

$$t' = \frac{1}{\lambda_B - \lambda_A} \ln \frac{\lambda_B}{\lambda_A} = \frac{1}{\tau_A - \tau_B} \ln \frac{\tau_A}{\tau_B} \quad (1.18)$$

Η παραπάνω σχέση καθιστά εμφανές ότι η σταθερά αποδιέγερσης των στοιχείων που συμμετέχουν στις διαδοχικές αποδιεγέρσεις καθορίζει το πότε αυτά θα έρθουν σε ραδιενεργό ισορροπία μεταξύ τους.

2) Εάν ο θυγατρικός πυρήνας B έχει μικρότερη πιθανότητα διάσπασης σε σχέση με τον μητρικό πυρήνα A, δηλαδή $\lambda_B < \lambda_A$ όπως φαίνεται από τη σχέση 1.17 ο πληθυσμός των B πυρήνων θα αυξάνεται. Η αύξηση αυτή θα συνεχιστεί έως ότου σχεδόν εξαντληθεί ο πληθυσμός των μητρικών πυρήνων. Έπειτα από αυτό το σημείο ο πληθυσμός των θυγατρικών πυρήνων θα αρχίσει να φθίνει. Σε αυτή τη περίπτωση τα δύο ραδιενεργά στοιχεία δεν θα έρθουν πότε σε ραδιενεργό ισορροπία. Και στις δυο περιπτώσεις, ο πληθυσμός των πυρήνων του σταθερού στοιχείου, το οποίο θα βρίσκεται στο τέλος της σειράς θα αυξάνει με τα χρόνο [Ασημ_02].

1.2.3 Φυσική & Τεχνητή Ραδιενέργεια

Η ραδιενέργεια μπορεί να κατηγοριοποιηθεί ανάλογα με την προέλευση της σε φυσική και τεχνητή. Ως τεχνητή ραδιενέργεια θεωρείται οποιαδήποτε ιοντίζουσα ακτινοβολία η οποία έχει ως προέλευση ανθρωπογενή δραστηριότητα. Αντίστοιχα, φυσική ραδιενέργεια ονομάζεται η εκπεμπόμενη ακτινοβολία από τα φυσικά ραδιονουκλίδια τα οποία απαντώνται στο περιβάλλον. Ο διαχωρισμός αυτός είναι απαραίτητος για τη μελέτη των πηγών ραδιενέργειας στο περιβάλλον και τον καθορισμό της προέλευσής τους.

Φυσική Ραδιενέργεια: Αποτελεί το σύνολο των προϊόντων πυρηνικών αντιδράσεων που απαντώνται στη φύση. Πηγές φυσικής ραδιενέργειας αποτελούν τα φυσικά ραδιενεργά ισότοπα και η κοσμική ακτινοβολία. Τα φυσικά ραδιενεργά ισότοπα προέρχονται από την αρχική πυρηνοσύνθεση (Big Bang) και την πυρηνοσύνθεση που συμβαίνει στο εσωτερικό των άστρων κατά την κοσμογονία είτε αποτελούν προϊόν των φυσικών πυρηνικών αντιδράσεων που συντελούνται στο φλοιό και την ατμόσφαιρα της Γης.

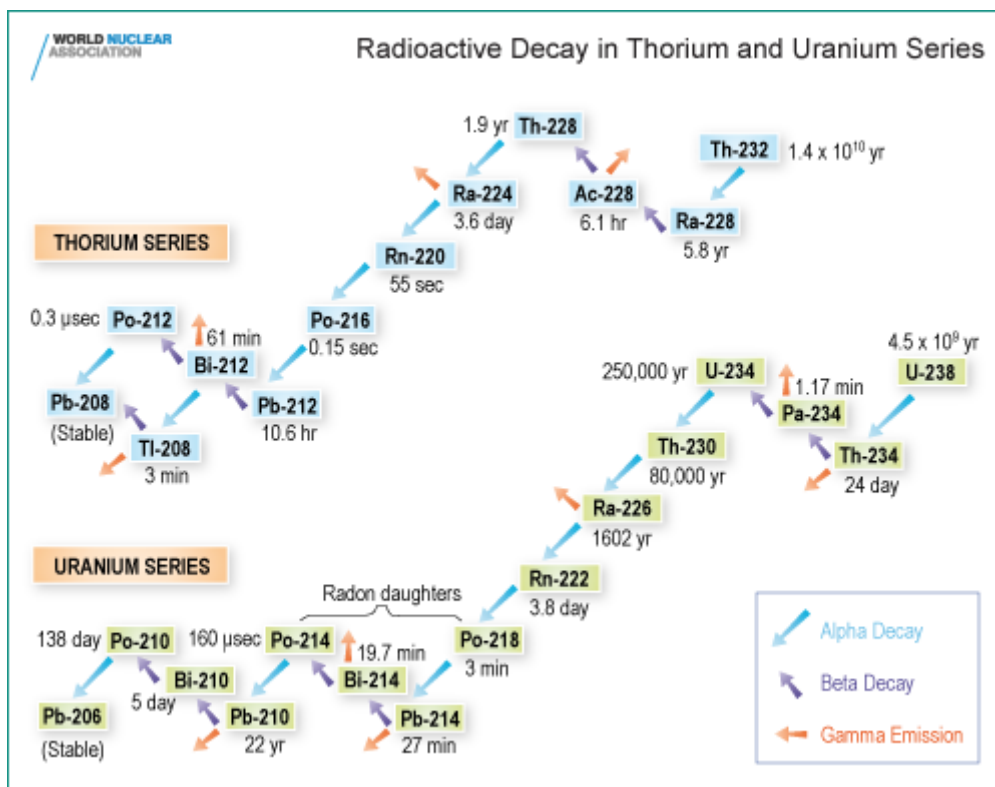
Όλα τα στοιχεία με ατομικό αριθμό $Z > 82$ είναι ασταθή λόγω του φαινομένου του κορεσμού. Τα φυσικά ραδιονουκλίδια με ατομικό αριθμό $Z > 82$ που απαντώνται στη Γη χωρίζονται σε 4 ομάδες, τις λεγόμενες φυσικές ραδιενεργές σειρές.

Η σειρά του Θορίου ($4n$)	$^{232}\text{Th} \rightarrow \dots \rightarrow ^{208}\text{Pb}$	με $t_{1/2} = 1,39 \cdot 10^{10}\text{y}$
Η σειρά του Ποσειδωνίου ($4n + 1$)	$^{237}\text{Np} \rightarrow \dots \rightarrow ^{205}\text{Tl}$	με $t_{1/2} = 2,25 \cdot 10^6\text{y}$
Η σειρά του Ουρανίου ($4n + 2$)	$^{238}\text{U} \rightarrow \dots \rightarrow ^{206}\text{Pb}$	με $t_{1/2} = 4,51 \cdot 10^9\text{y}$
Η σειρά του Ακτινίου ($4n + 3$)	$^{235}\text{U} \rightarrow \dots \rightarrow ^{207}\text{Pb}$	με $t_{1/2} = 7,07 \cdot 10^8\text{y}$

Κάθε σειρά έχει ως αρχή ένα ραδιενεργό ισότοπο με μέσο χρόνο ζωής συγκρίσιμο με την ηλικία του σύμπαντος. Με διαδοχικές α & β αποδιεγέρσεις η κάθε σειρά καταλήγει σε ένα σταθερό ισότοπο. Κάθε φυσικό ραδιενεργό ισότοπο ανήκει σε μία από τις παραπάνω αλυσίδες. Η σειρά του Ποσειδωνίου λόγω του μικρού χρόνου ημιζωής του αρχικού του στοιχείου σε σχέση με την ηλικία της Γης έχει εκλείψει και δεν απαντάτε στο περιβάλλον. Ανακαλύφθηκε λόγω εμφάνισης τεχνητών ισωτόπων που ανήκουν σε αυτή τη σειρά μέσα σε αντιδραστήρες. Εκτός των παραπάνω, πολλά στοιχεία με ατομικό αριθμό μικρότερο του 82 διαθέτουν ραδιενεργά ισότοπα. Τα ισότοπα αυτά απαντώνται ως προσμίξεις με τα σταθερά τους ισότοπα. Ένα τέτοιο σημαντικό παράδειγμα είναι το ^{40}K [Ασημ_02].

Τεχνητή Ραδιενέργεια: Αποτελεί άμεσο αποτέλεσμα ανθρώπινης δραστηριότητας. Πηγές τεχνητής ραδιενέργειας αποτελούν όλα τα ραδιοϊσότοπα τα οποία έχουν παραχθεί στο εργαστήριο μέσω πυρηνικών αντιδράσεων που είναι μεν δυνατές αλλά δεν εμφανίζονται στη φύση. Παράγονται για ερευνητικούς, ιατρικούς και εν γένει βιομηχανικούς σκοπούς. Οι πυρηνικοί αντιδραστήρες που χρησιμοποιούνται για παραγωγή ενέργειας λειτουργούν ως συνεχείς, ενεργές πηγές ραδιενέργειας ως προς

το περιβάλλον. Οι πυρηνικές δοκιμές στις δεκαετίες 1950 και 1960, επίγειες και υποθαλάσσιες, έχουν εναποθέσει ένα σημαντικό ποσοστό τεχνητών ραδιενεργών ισοτόπων στο περιβάλλον. Οι επίγειες δοκιμές είχαν σαν αποτέλεσμα την εισχώρηση ραδιενεργών ισοτόπων στο υπέδαφος των περιοχών των δοκιμών και στην ατμόσφαιρα. Ενώ η μόλυνση του υπεδάφους είναι χωρικά περιορισμένη, με την εισχώρηση τους στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας και με την κίνηση των αέριων μαζών η μόλυνση εξαπλώθηκε σε τέτοιο βαθμό ώστε να είναι ανιχνεύσιμη σε όλα τα μήκη και πλάτη της Γης. Αντίστοιχο πρόβλημα σε μικρότερο βαθμό παρουσίασαν και οι υποθαλάσσιες δοκιμές λόγω της κίνησης των θαλάσσιων μαζών, διασφαλίζοντας την εξάπλωση της ραδιενέργειας σε ευρεία περιοχή. Συνεισφορά τεχνητών ραδιοϊσοτόπων στο περιβάλλον είχαμε επίσης από ατυχήματα στους αντιδραστήρες πυρηνικών εργοστασίων που έχουν σημειωθεί κατά καιρούς. Εκτός αυτών, συνεισφορά έχουμε από τα ραδιοϊσότοπα που παράγονται για ιατρικές εφαρμογές (ιχνηθέτες, ραδιοφάρμακα) και τις παραγόμενες δέσμες που χρησιμοποιούνται για διαγνωστικούς και θεραπευτικούς σκοπούς όπως ακτίνες Χ, δέσμες πρωτονίων, νετρονίων. Τέλος, η λειτουργία των πυρηνικών εργοστασίων παράγει τα λεγόμενα πυρηνικά απόβλητα, η φύλαξη των οποίων αποτελεί ένα μεγάλο πρόβλημα και παράγοντα αύξησης της ραδιενέργειας [Ασημ_02].

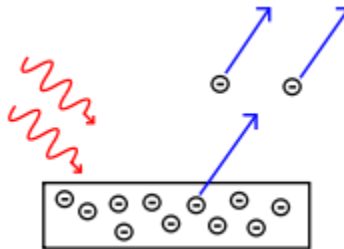


Εικόνα 1.2 : Οι φυσικές ραδιενεργές σειρές του ²³²Th και ²³⁸U

1.2.4 Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας γ με την ύλη

Η ακτινοβολία γ είναι ηλεκτρομαγνητικής φύσης. Ο τρόπος και οι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης αυτής με την ύλη την καθιστούν ιδανική για την ταυτοποίηση ραδιενεργών στοιχείων και την εύρεση των συγκεντρώσεων τους μέσω της φασματοσκοπίας γ . Στην ενότητα αυτή θα αναφερθούμε στους κύριους μηχανισμούς αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας γ με την ύλη που αποτελούν α) το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, β) το φαινόμενο σκέδασης Compton και γ) η δίδυμη γένεση.

Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο: Φωτόνια κατάλληλης συχνότητας φέρουν αρκετή ενέργεια ώστε κατά την πρόσπτωσή τους στα ηλεκτρόνια των ατόμων του κρυστάλλου εναποθέτουν σε αυτά ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου στην συγκεκριμένη στοιβάδα, με αποτέλεσμα να απελευθερωθούν. Το φαινόμενο περιγράφεται από την εξίσωση



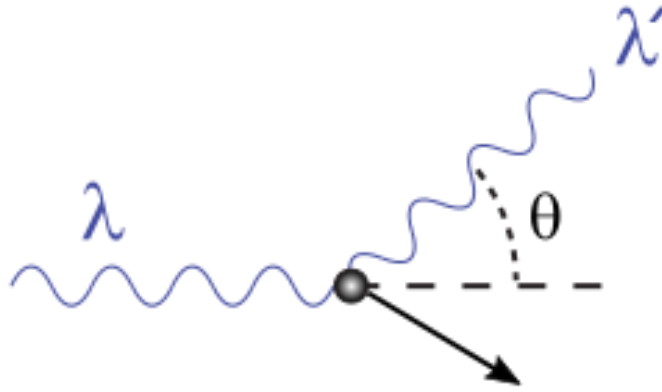
Εικόνα 1.3 : Σχηματική αναπαράσταση του Φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Φωτόνια κατάλληλης ενέργειας προσπίπτουν σε επιφάνεια υλικού και διεγείρουν ορισμένα ηλεκτρόνια του πλέγματος με αποτέλεσμα τη διαφυγή αυτών.

$$hf = \varphi + E_k \quad (1.19)$$

όπου

- hf = ενέργεια φωτονίου , f η συχνότητα του φωτονίου & h η σταθερά του Plack
- φ = το απαραίτητο έργο για τη διαφυγή του ηλεκτρονίου από το κρυσταλλικό πλέγμα
- E_k = η μέγιστη κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου

Σκέδαση Compton : Ένα φωτόνιο σκεδάζεται με ένα ηλεκτρόνιο του υλικού με αποτέλεσμα φωτόνιο χαμηλότερης ενέργειας να σκεδάζεται υπό γωνία θ και το ηλεκτρόνιο να κινείται υπό γωνία ϕ . Κατά τη κρούση έχουμε μεταφορά ορμής από το φωτόνιο στο ηλεκτρόνιο βάσει της αρχής διατήρησης της ορμής.

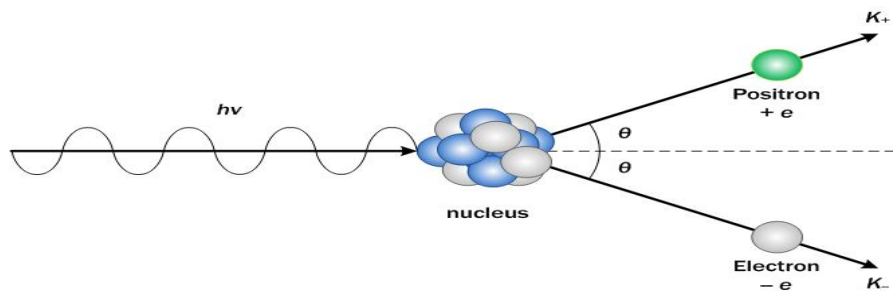


Εικόνα 1.4 : Σχηματική αναπαράσταση της σκέδασης Compton . Φωτόνιο ενέργειας $\frac{h}{\lambda}$ σκεδάζεται με ακίνητο ηλεκτρόνιο με αποτέλεσμα τη μεταφορά ορμής από το φωτόνιο στο ηλεκτρόνιο . Οι κινήσεις του ηλεκτρονίου και του φωτονίου καθορίζονται από την αρχή διατήρησης της ορμής.

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad (1.20)$$

- λ' = μήκος κύματος του φωτονίου μετά τη σκέδαση
- λ = μήκος κύματος φωτονίου πριν τη σκέδαση
- h = σταθερά του Planck
- m_e = μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου
- c = ταχύτητα του φωτονίου
- θ = γωνία σκέδασης του φωτονίου
-

Δίδυμη γένεση: Ένα φωτόνιο υψηλής ενέργειας διέρχεται από ένα ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο όπως αυτό κοντά σε ένα πυρήνα ατόμου. Παρατηρείται η δημιουργία ενός λεπτονίου και του αντιλεπτονίου του ίδιας ενέργειας και αντιδιαμετρικής κατεύθυνσης λόγω της αρχής διατήρησης της ορμής. Για παράδειγμα ένα φωτόνιο με ενέργεια μεγαλύτερη από $2m_e$ θα δώσει ένα ηλεκτρόνιο και ένα ποζιτρόνιο.

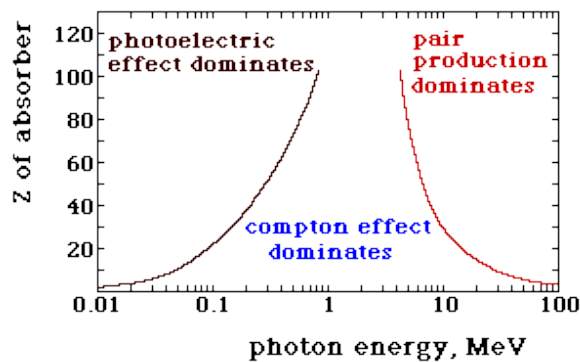


Εικόνα 1.5 : Σχηματική αναπαράσταση του φαινομένου της δίδυμης γένεσης . Φωτόνιο ενέργειας μεγαλύτερη από $2m_e$ παρουσία ηλεκτρικού πεδίου δίνει ένα ηλεκτρόνιο και ένα ποζιτρόνιο ίδιας ενέργειας τα οποία κινούνται αντιδιαμετρικά.

$$\underline{p}_\gamma = \underline{p}_{e^-} + \underline{p}_{e^+} \quad (1.21)$$

- \underline{p}_γ = διάνυσμα ορμής του φωτονίου
- \underline{p}_{e^-} = διάνυσμα ορμής του ηλεκτρονίου
- \underline{p}_{e^+} = διάνυσμα ορμής του ποζιτρονίου

Ανάλογα της ενέργειας των φωτονίων και του ατομικού αριθμού του πυρήνα του εκάστοτε στόχου, επικρατεί διαφορετικός μηχανισμός αλληλεπίδρασης μεταξύ της δέσμης φωτονίων και του στόχου.



Εικόνα 1.6 : Διάγραμμα επικρατέστερου μηχανισμού αλληλεπίδρασης αναλόγως με τον ατομικό αριθμό του στόχου και την ενέργεια του προσπίπτοντος σε αυτόν φωτονίου.

1.2.5 Εξασθένιση δέσμης σε υλικό

Μία σχετικά καλά ευθυγραμμισμένη μονοχρωματική δέσμη ακτίνων γ παρουσιάζει εκθετική απορρόφηση στην ύλη. Τα φωτόνια τα οποία εισέρχονται παράλληλα στον στόχο τον διαπερνούν χωρίς να αλληλεπιδράσουν μαζί του, ενώ αυτά που αλληλεπιδρούν μαζί του είτε μέσω απορρόφησης τους είτε σκέδασης αποβάλλονται από τη δέσμη. Αυτά τα θεωρούμε ως ένα ενιαίο γεγονός. Τα παραπάνω περιγράφονται από την εξής μαθηματική σχέση:

$$\frac{dN}{N} = -\sigma dx \quad (1.22)$$

- $N(t)$ = αριθμός φωτονίων της δέσμης τη χρονική στιγμή t
- σdx = αριθμός ατόμων του στόχου ανά μονάδα επιφάνειας
- σ = δηλώνει τη πιθανότητα αλληλεπίδρασης ενός φωτονίου με ένα άτομο του υλικού

Σε πηγές ραδιενέργειας οι οποίες δεν μπορούν να θεωρηθούν σημειακές εμφανίζεται το φαινόμενο της ενδοαπορρόφησης. Σε αυτές τις πηγές οι ραδιενεργοί πυρήνες βρίσκονται ισοκαταναμημένοι σε όλο τον όγκο της πηγής, τόσο στην επιφάνεια όσο και στο εσωτερικό αυτής. Η εκπεμπόμενη ακτινοβολία από κάθε πυρήνα έχει τυχαία διεύθυνση. Επομένως ανάλογα με τη θέση του εκάστοτε πυρήνα μέσα στη πηγή, η εκπεμπόμενη ακτινοβολία έχει να διανύσει διαφορετική απόσταση μέχρι να ξεφύγει από το χώρο που καταλαμβάνει η πηγή και να ανιχνευτεί. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα μέρος της συνολικής ακτινοβολίας που εκπέμπει η πηγή να απορροφάται από την ίδια τη πηγή και να μην ανιχνεύεται. Αυτό οδηγεί στον λάθος υπολογισμό της ενεργότητας της πηγής [Gil_08].

1.3 Ανίχνευση ακτινοβολίας γ

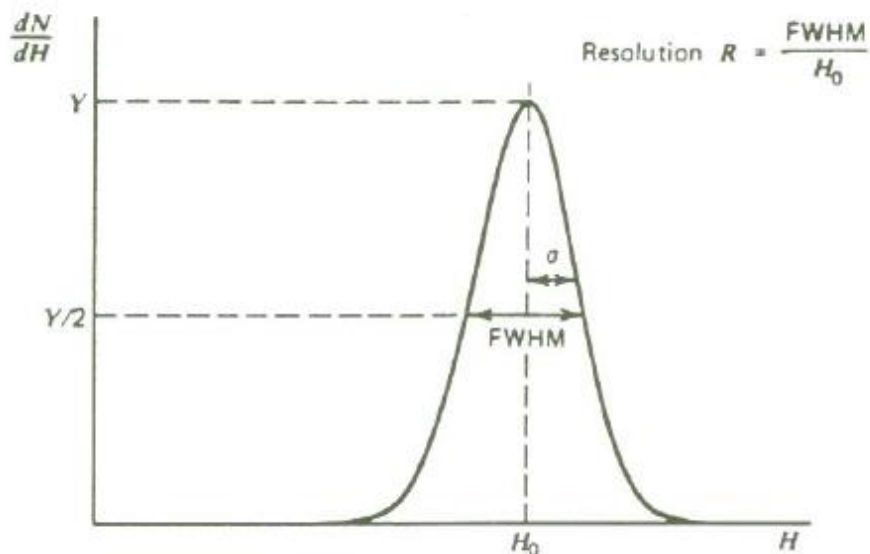
Η ανίχνευση της ακτινοβολίας γ επιτυγχάνεται με τη χρήση ειδικών ανιχνευτικών συστημάτων. Καθένα από αυτά χρησιμοποιεί τους μηχανισμούς αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας γ με το υλικό του ανιχνευτή ώστε να δημιουργηθεί μία αρχική ροή ηλεκτρονίων η οποία αποτελεί το σήμα ανίχνευσης. Μέσω των ηλεκτρονικών κυκλωμάτων του ανιχνευτικού συστήματος, τα σήματα αυτά συλλέγονται, ενισχύονται και καταγράφονται σε ένα ιστόγραμμα γεγονότων συναρτήσει της ενέργειας το οποίο ονομάζεται φάσμα της πηγής. Το κάθε γεγονός αντιστοιχεί στην ανίχνευση ενός φωτονίου συγκεκριμένης ενέργειας. Η μορφή και ακρίβεια του φάσματος στην απεικόνιση της ακτινοβολίας της πηγής εξαρτάται κυρίως από την ενεργειακή διακριτική ικανότητα και την ανιχνευτική απόδοση του ανιχνευτή. Αυτές οι δύο ποσότητες αποτελούν χαρακτηριστικά του εκάστοτε ανιχνευτικού συστήματος. Η λήψη ενός φάσματος ακτινοβολίας γ (μέτρηση), με σκοπό τη ταυτοποίηση των ραδιενεργών στοιχείων μίας πηγής και τον υπολογισμό της ενεργότητας αυτής ονομάζεται φασματοσκοπία γ [Gil_08].

1.3.1 Διακριτική ενεργειακή ικανότητα ανιχνευτικού συστήματος

Έστω μία μονοενεργειακή πηγή ακτινοβολίας γ . Στο φάσμα της πηγής η κάθε κορυφή εμφανίζεται διευρυμένη, έχοντας μία γκαουσιανή μορφή (συμμετρική στατιστική διακύμανση γύρω από μία κεντρική τιμή ενέργειας). Οι στατιστικές διακυμάνσεις στο σήμα της ανίχνευσης που προκαλούν αυτή τη μορφή των κορυφών οφείλονται σε χαρακτηριστικά του ανιχνευτή όπως υλικά, μέγεθος και γεωμετρία του συστήματος καθώς και στα ηλεκτρονικά αυτού. Ως σχετική διακριτική ικανότητα του ανιχνευτικού συστήματος ορίζεται το κλάσμα

$$Resolution (E) = \frac{FWHM(E)}{Ho} \quad (1.23)$$

- H_o : η κεντρική τιμή της ενέργειας της γκαουσιανή κατανομής (κορυφής)
- $FWHM$: το πλάτος της κατανομής στο μισό της ύψος, το οποίο μεταβάλλεται ανάλογα με την ενέργεια



Εικόνα 1.7 : Σχηματική αναπαράσταση μίας φωτοκορυφής κεντρικής τιμής ενέργειας H_0 και των χαρακτηριστικών της όπως το FWHM και τη στατιστική της απόκλιση σ .

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα ενός ανιχνευτή καθορίζει το ενεργειακό διάστημα το οποίο πρέπει να έχουν μεταξύ τους δύο φωτόνια ώστε να καταγραφτούν ως διαφορετικές κορυφές σε αυτόν, δηλαδή να διακρίνονται μεταξύ τους. Η ακτινοβολία μίας πολυενεργειακής πηγής καταγράφεται από έναν ανιχνευτή ως ένα φάσμα πολλών κορυφών. Εάν ο ανιχνευτής έχει μεγάλο F.W.H.M. οι κορυφές αυτές θα εμφανίζονται πεπλατυσμένες. Μικρή διακριτική ικανότητα μπορεί να έχει ως αποτέλεσμα δύο κορυφές να μπλέκονται μεταξύ τους και να δημιουργούν μία διπλή κορυφή ή ακόμα και να εμφανίζονται ως μία μονή κορυφή. Αυτό οδηγεί σε σφάλματα στην ταυτοποίηση των ραδιονουκλιδίων της πηγής και στην ποσοτικοποίηση της ενεργότητας αυτών [Gil_08].

1.3.2 Ανιχνευτική Απόδοση ανιχνευτικού συστήματος

Η ανιχνευτική απόδοση ενός συστήματος, εκφράζει το ποσοστό της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας που καταγράφεται σε αυτόν. Εξαρτάται από:

- Την ενέργεια του εκπεμπόμενου φωτονίου
- Τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή και της πηγής
- Τη στερεά γωνία μεταξύ ανιχνευτή και πηγής
- Τα ηλεκτρονικά κυκλώματα τα οποία λαμβάνουν και επεξεργάζονται το αρχικό σήμα

Για τη περιγραφή της ανιχνευτικής ικανότητας ενός ανιχνευτή χρησιμοποιούνται οι παρακάτω έννοιες :

A. Απόλυτη απόδοση ανιχνευτικού συστήματος για ισοτροπική πηγή ορισμένης γεωμετρίας ορίζεται ο λόγος

$$E_{\text{απόλυτη}} = \frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}} \quad (1.24)$$

$N_{\text{κορυφής}}$: ο αριθμός των φωτονίων που καταγράφει ο ανιχνευτής σε μία κορυφή σε συγκεκριμένο χρονικό διάστημα

$N_{\text{εκπεμπόμενα}}$: ο αριθμός των φωτονίων που εκπέμπει η πηγή στην ενέργεια της κορυφής σε συγκεκριμένο χρονικό διάστημα

Η απόλυτη απόδοση δίνει το ποσοστό των φωτονίων που καταγράφει ο ανιχνευτής σε σχέση με αυτά που εκπέμπονται από την πηγή [Knoll_00].

B. Εσωτερική απόδοση ανιχνευτικού συστήματος για ισοτροπική πηγή ορισμένης γεωμετρίας ορίζεται ο λόγος

$$E_{\text{εσωτερική}} = \frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εισερχόμενα}}} \quad (1.25)$$

$N_{\text{κορυφής}}$: ο αριθμός των φωτονίων που καταγράφει το ανιχνευτικό σύστημα σε συγκεκριμένη κορυφή σε συγκεκριμένο χρονικό διάστημα.

$N_{\text{εισερχόμενα}}$: τα φωτόνια της δεδομένης ενέργειας τα οποία εισήλθαν μέσα στον ανιχνευτή στο χρονικό αυτό διάστημα.

Η εσωτερική απόδοση δίνει το ποσοστό επιτυχίας του ανιχνευτή στο να καταγράφει στο φάσμα ως γεγονότα τα φωτόνια τα οποία εισέρχονται σε αυτόν [Knoll_00].

Οι δύο παραπάνω ποσότητες, για ισοτροπική πηγή, συνδέονται μέσω της σχέσης :

$$E_{\text{εσωτερική}} = E_{\text{απόλυτη}} \frac{4\pi}{\Omega} \quad (1.26)$$

Γ. Σχετική απόδοση ανιχνευτικού συστήματος για ισοτροπική πηγή ορίζεται ο λόγος της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή στη φωτοκορυφή ενέργειας 1332.5 keV του ^{60}Co απέχοντας από τη πηγή 25 cm ως προς την απόλυτη απόδοση ενός ανιχνευτή NaI με κρύσταλλο διαστάσεων 3''x 3'' τοποθετημένο 25 cm από μία πηγή ^{60}Co στη φωτοκορυφή ενέργειας 1332.5 keV. Η τιμή της απόδοσης του σπινθηριστή NaI για πηγή ^{60}Co στη φωτοκορυφή ενέργειας 1332.5 keV και απόσταση 25 cm είναι γνωστή

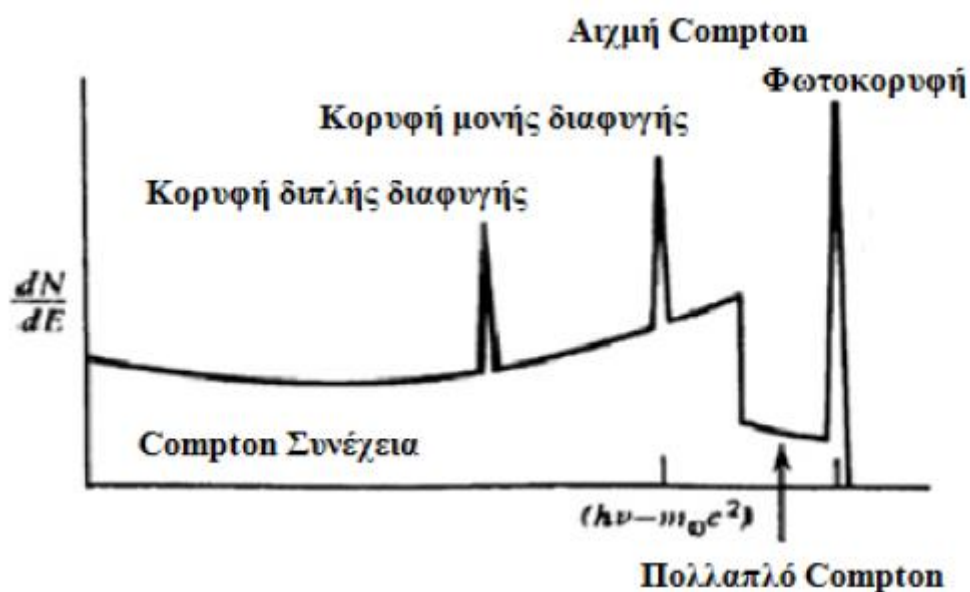
$$E_{\text{απόλυτη}} (\text{NaI}) = 1.2 \times 10^{-3}$$

Ο λόγος δίνεται σε μορφή ποσοστού και κυμαίνεται από 10% έως 120 % , δηλαδή μικρότερη ή συγκρίσιμη με την απόδοση του σπινθηριστή.

Οι τιμές της απόλυτης και εσωτερικής απόδοσης, εξαρτώνται και μεταβάλλονται συναρτήσει της ενέργειας και της απόστασης μεταξύ της πηγής και του ανιχνευτή. Λόγω αυτού δεν έχουν απόλυτο χαρακτήρα και δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν για το χαρακτηρισμό της ανιχνευτικής διάταξης. Η έννοια της σχετικής απόδοσης επιτρέπει την άμεση σύγκριση του εκάστοτε ανιχνευτικού συστήματος με μία ήδη γνωστή απόδοση. Αυτό τη καθιστά καταλληλότερη για τη περιγραφή ενός ανιχνευτή [Knoll_00].

1.3.3 Φασματοσκοπία γ

Η πλήρης απορρόφηση μίας ακτίνας γ , μέσα στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή, καταγράφεται στο φάσμα ως μία φωτοκορυφή. Η φωτοκορυφή αυτή θα έχει μία στατιστική διακύμανση και γι αυτό το λόγο θα εμφανίζεται διευρυμένη. Φωτόνια τα οποία εμπλέκονται σε σκεδάσεις Compton με τους πυρήνες του υλικού του ανιχνευτή και έπειτα διαφεύγουν από το χώρο αυτού δημιουργούν στη συνέχεια Compton (Compton continuum). Το Compton continuum είναι συνεχές σε όλο το μήκος του φάσματος αριστερά της φωτοκορυφής λόγω της τυχαίας κατανομής της ενέργειας σε μία σκέδαση Compton. Η λεγόμενη αιχμή Compton (Compton edge) αντιστοιχεί στην υψηλότερη τιμή που μπορεί να πάρει η ενέργεια του ηλεκτρονίου έπειτα από τη σκέδαση Compton. Το υπόστρωμα το οποίο είναι παρόν σε όλο το μήκος του φάσματος οφείλεται σε παραγόμενα ηλεκτρόνια ή φωτόνια τα οποία έχουν διαφύγει από τον όγκο του ανιχνευτή. Τέλος στο φάσμα μπορεί να εμφανίζονται κορυφές οι οποίες δεν αντιστοιχούν σε ενέργεια φωτονίου που εκπέμπει η πηγή. Οι κορυφές αυτές μπορεί να είναι κορυφές μονής ή διπλής διαφυγής ή να οφείλονται στο φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης (true coincidence summing). Οι κορυφές διαφυγής οφείλονται στην εξαύλωση ενός ποζιτρονίου, το οποίο δημιουργείται μέσω δίδυμης γένεσης, με ένα από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια. Το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης παρουσιάζεται στην επόμενη παράγραφο.



Εικόνα 1.8 : Σχηματική αναπαράσταση ενός τυπικού φάσματος όπως αυτό καταγράφεται από ένα ανιχνευτή . Εμφανίζεται μία φωτοκορυφή , η συνέχεια Compton καθώς και κορυφές μονής και διπλής διαφυγής.

Από θεωρητικές βιβλιοθήκες είναι γνωστές οι ενέργειες εκπομπής των ραδιενεργών στοιχείων. Η αντιστοίχιση των κορυφών που εμφανίζονται σε ένα φάσμα με τα δεδομένα αυτών των βιβλιοθηκών οδηγεί στη ταυτοποίηση των ραδιενεργών στοιχείων της πηγής. Η ταυτοποίηση δεν είναι τετριμμένη διαδικασία. Το σύστημα

πρέπει να έχει μία καλή ενεργειακή βαθμονόμηση ώστε να αντιστοιχεί σωστά τις ενέργειες των φωτονίων στο φάσμα. Υπάρχουν επίσης πολλά στοιχεία τα οποία εκπέμπουν ίδιες οι πολύ κοντινές ενεργειακά ακτινοβολίες. Το φάσμα αποτελεί ένα ιστόγραμμα των γεγονότων που έχουν καταγραφεί συναρτήσει της ενέργειας. Η ολοκλήρωση της καμπύλης της εκάστοτε φωτοκορυφής δίνει τον αριθμό των φωτονίων που έχουν καταγραφεί να έχουν την ενέργεια της κορυφής. Μέσω αυτού του αριθμού και γνωρίζοντας την ανιχνευτική απόδοση του συστήματος είναι δυνατό να υπολογιστεί η ενεργότητα του ραδιενεργού στοιχείου που εκπέμπει αυτή την ακτινοβολία. Για το σωστό υπολογισμό της ενεργότητας θα πρέπει να έχει αφαιρεθεί η συνεισφορά του υποβάθρου σκέδασης (Compton continuum) και της ραδιενέργειας του περιβάλλοντος του εργαστηρίου [Gil_08].

1.3.4 Φαινόμενο Πραγματικής Σύμπτωσης

Εάν 2 φωτόνια, διαφορετικής ενέργειας εκπέμπονται από ένα πυρήνα διαδοχικά, με διαφορά στο χρόνο εκπομπής τους μικρότερο από το χρόνο απόκρισης του ανιχνευτή, τότε μπορεί να καταγραφούν στο φάσμα ως ένα γεγονός με ενέργεια ίση με το άθροισμα των ενεργειών των δύο φωτονίων. Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται πραγματική σύμπτωση και μπορεί να εμφανιστεί όταν οι ακτίνες-γ ενός ραδιονουκλιδίου εκπέμπονται σε σειρά (cascade radionuclide). Η εμφάνιση του φαινομένου στο φάσμα εξαρτάται κυρίως από τη στερεά γωνία μέτρησης (την απόσταση μεταξύ πηγής και ανιχνευτή και τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της πηγής και του ανιχνευτή) και τα χαρακτηριστικά (πυκνότητα, ατομικός αριθμός) των υλικών του ανιχνευτή και της πηγής. Η πραγματική σύμπτωση έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση των γεγονότων στις δύο κορυφές, τη δημιουργία καινούργιων πλασματικών κορυφών ή την αύξηση των καταγεγραμμένων γεγονότων σε άλλες υπάρχουσες κορυφές. Το φαινόμενο αποτελεί ένα μεγάλο παράγοντα αβεβαιότητας στον πειραματικό υπολογισμό της απόλυτης απόδοσης ενός ανιχνευτικού συστήματος. Η αντιμετώπιση του φαινομένου γίνεται μέσω υπολογισμού διορθωτικών παραγόντων. Εκτός από σύμπτωση μεταξύ δύο ακτίνων-γ είναι δυνατό να εμφανιστεί σύμπτωση μεταξύ ακτίνας-γ και ακτίνας-X καθώς επίσης και ακτίνας-γ με ηλεκτρόνιο. Σε κοντινές αποστάσεις η πραγματική σύμπτωση μπορεί να αλλοιώσει τις μετρήσεις μας σε κάποιες κορυφές έως και 20%, ενώ εάν τοποθετηθεί η πηγή μερικά εκατοστά μακριά από τον ανιχνευτή (~ 10cm) η επίδραση του φαινομένου εξασθενεί [Gil_08].

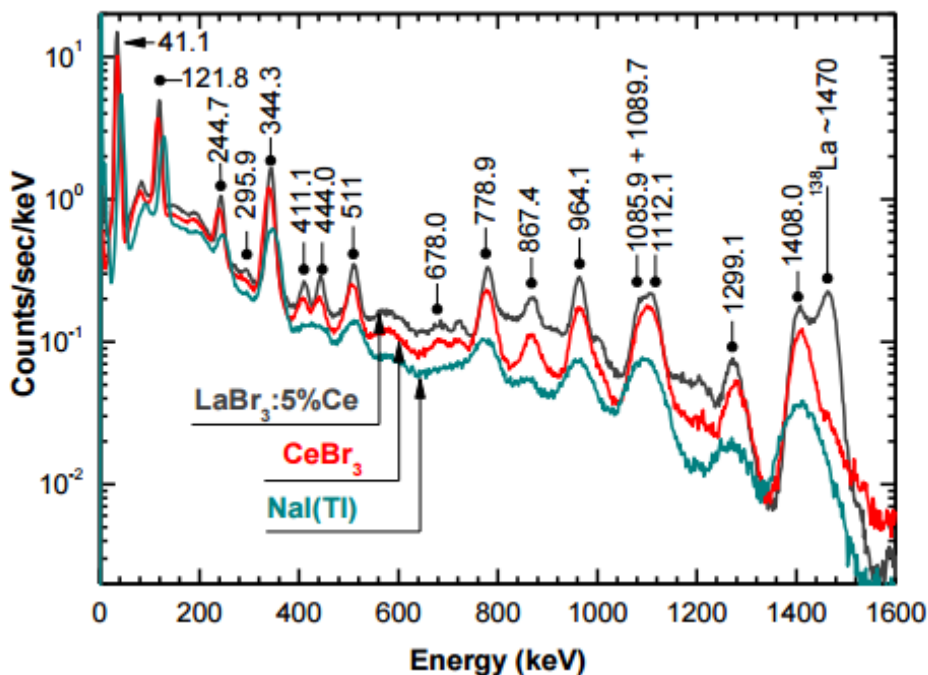
1.3.5 Ανιχνευτικά Συστήματα

Η αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας- γ με την ύλη οδηγεί στη δημιουργία ηλεκτρονίων. Τα διάφορα είδη ανιχνευτικών συστημάτων που έχουν αναπτυχθεί έχουν ως σκοπό τη συλλογή αυτών των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται. Η χρήση διαφορετικών κρυστάλλων έχει ως αποτέλεσμα την ανάπτυξη ανιχνευτικών συστημάτων τα οποία διαφέρουν ως προς την ενεργειακή διακριτική ικανότητα, την ανιχνευτική τους απόδοση, το κόστος κατασκευής τους καθώς και τις συνθήκες λειτουργίας τους (*in situ* μετρήσεις ή εργαστηριακές). Οι δύο κυριότερες κατηγορίες ανιχνευτών που χρησιμοποιούνται στη φασματοσκοπία ακτίνων- γ είναι οι σπινθηριστές και οι ανιχνευτές στερεάς κατάστασης.

Σπινθηριστές

Οι σπινθηριστές είναι ένα από τα πρώτα είδη ανιχνευτικών συστημάτων τα οποία αναπτύχθηκαν για την ανίχνευση ακτινοβολίας. Αποτελούνται από έναν κρύσταλλο σπινθηρισμού, ο οποίος είναι μονωτής και κατασκευάζεται συνήθως από υλικά με μεγάλη πυκνότητα και ατομικό αριθμό. Λόγω της μονωτικής ιδιότητας του κρυστάλλου, τα πρωταρχικά ηλεκτρόνια που δημιουργούνται δεν μπορούν να διαφύγουν από το κρύσταλλο και χάνουν την ενέργειά τους διεγείροντας τα ηλεκτρόνια του κρυσταλλικού πλέγματος. Η αποδιέγερση του πλέγματος γίνεται μέσω φθορισμού, δηλαδή εκπομπή ακτινοβολίας- γ συχνότητας μέσα ή κοντά στο οπτικό φάσμα. Η δευτερογενής αυτή ακτινοβολία που εκπέμπει ο κρύσταλλος προσπίπτει σε ένα φωτοπολλαπλασιαστή. Στην αρχή αυτού υπάρχει η φωτοκάθοδος από την οποία μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου παράγονται ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια προσπίπτουν σε μια σειρά από δυνόδων μεταξύ των οποίων ασκείται διαφορά δυναμικού της τάξης των +100 V και στο τέλος υπάρχει μία άνοδος. Σε κάθε δύνοδο παράγονται δευτερογενή ηλεκτρόνια. Ο αριθμός των παραγόμενων ηλεκτρονίων αυξάνεται εκθετικά σε κάθε δύνοδο. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα στην άνοδο να έχουμε ένα ανιχνεύσιμο ηλεκτρικό παλμό. Τα πλεονεκτήματα των σπινθηριστών είναι η μεγάλη ανιχνευτική τους απόδοση καθώς και το κόστος κατασκευής τους το οποίο είναι μικρότερο έναντι άλλων ανιχνευτικών συστημάτων. Το κύριο μειονέκτημα των σπινθηριστών είναι η μικρή ενεργειακή διακριτική ικανότητα τους [Gil_08].

Οι ανιχνευτές ιωδιούχου νατρίου NaI είναι από τους πρώτους σπινθηριστές που κατασκευάστηκαν και από τους πιο διαδεδομένους. Παρουσιάζουν πολύ καλή ανιχνευτική απόδοση. Μειονέκτημά τους είναι η χαμηλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Οι ανιχνευτές βρωμιούχου Διμητρίου $CeBr_3$ αποτελούν μια πρόσφατη προσθήκη στην κατηγορία των σπινθηριστών. Το μεγάλο τους πλεονέκτημα είναι η υψηλότερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα, σε σχέση με τα συστήματα που βασίζονται σε κρυστάλλους NaI, όπως φαίνεται στην Εικόνα 1.9, ενώ ταυτόχρονα διατηρούν τη χαρακτηριστική υψηλή ανιχνευτική απόδοση των σπινθηριστών. Τα ανιχνευτικά συστήματα που βασίζονται σε κρυστάλλους $CeBr_3$ χαρακτηρίζονται ως μεσαίας ενεργειακής διακριτικής ικανότητας.



Εικόνα 1.9 : Σύγκριση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας μεταξύ 3 σπινθηριστών (LaBr_3 , CeBr_3 , NaI(Tl)) ίδιων διαστάσεων χρησιμοποιώντας πηγή ^{152}Eu Quar_13]

Ανιχνευτές Στερεάς Κατάστασης

Οι ανιχνευτές στερεάς κατάστασης, αποτελούνται από ένα κρύσταλλο ημιαγώγιμης συμπεριφοράς στον οποίο έχουν γίνει προσμίξεις. Η μία πλευρά του κρυστάλλου εμπλουτίζεται με ιονισμένα άτομα, φορείς θετικού φορτίου, και η άλλη πλευρά αυτού με ηλεκτρόνια, φορείς αρνητικού φορτίου. Μεταξύ των δύο εμπλουτισμένων άκρων του κρυστάλλου δημιουργείται μία περιοχή απογυμνωμένη από φορείς φορτίων, η λεγόμενη περιοχή απογύμνωσης. Τα παραπάνω έχουν ως αποτέλεσμα ο εκάστοτε κρύσταλλος να χωρίζεται σε τρεις ξεχωριστές περιοχές τις p , n & i . Αναλυτικότερα

Περιοχή p : Βρίσκεται στο ένα από τα δύο άκρα του κρυστάλλου. Σε αυτή την περιοχή προστίθενται ιονισμένα άτομα τα οποία συμπεριφέρονται ως αποδέκτες ηλεκτρονίων. Οι κενές θέσεις που έχουν αφήσει τα ηλεκτρόνια μέσα στο κρυσταλλικό πλέγμα του κρυστάλλου ονομάζονται οπές. Οι οπές είναι φορείς θετικού φορτίου και συμπεριφέρονται όπως και τα ηλεκτρόνια μέσα στο υλικό μας.

Περιοχή n : Βρίσκεται στο άλλο άκρο του κρυστάλλου. Σε αυτή την περιοχή προστίθενται άτομα τα οποία λειτουργούν ως δότες ηλεκτρονίων. Στη περιοχή αυτή εμφανίζεται μεγάλη πυκνότητα ελεύθερων ηλεκτρονίων.

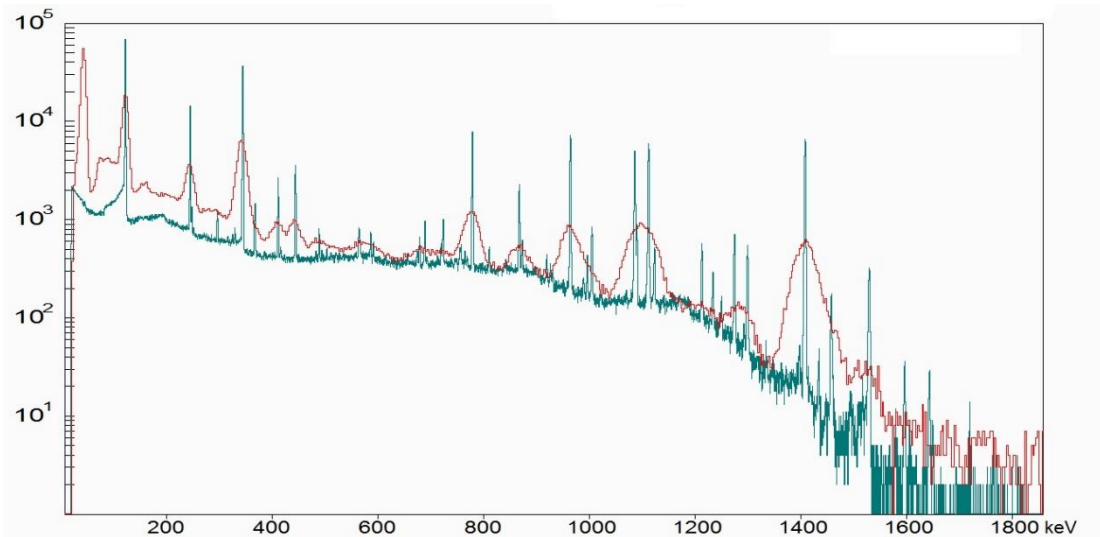
Περιοχή i : Ονομάζεται και περιοχή απογύμνωσης. Αποτελεί το μέρος του κρυστάλλου ανάμεσα στις άλλες δύο περιοχές. Λόγω της μεγάλης συγκέντρωσης οπών στην μία πλευρά του κρυστάλλου και μεγάλης συγκέντρωσης ηλεκτρονίων στην άλλη εμφανίζεται ροή ηλεκτρονίων από την περιοχή n στην περιοχή p και αντίστοιχα ροή οπών από την περιοχή p στην περιοχή n (φαινόμενα διάχυσης, οφείλονται στην μεγάλη διαφορά στις πυκνότητες οπών-ηλεκτρονίων των δύο περιοχών). Λόγω της

αλληλεπίδρασης των ηλεκτρονίων με τις οπές (επανασύνδεση ηλεκτρονίων με τους αποδέκτες αυτών) στο μέσο του κρυστάλλου δημιουργείται μια περιοχή 'απογυμνωμένη' από φορείς φορτίου (περιοχή απογύμνωσης). Η περιοχή αυτή ονομάζεται επίσης και ενεργός όγκος του ανιχνευτή. Η αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με τον ενεργό όγκο του κρυστάλλου θα οδηγήσει στην εμφάνιση ζευγών ηλεκτρονίων και οπών στην περιοχή απογύμνωσης του κρυστάλλου. Εφαρμόζοντας υψηλή τάση στα άκρα του επιτυγχάνεται η συλλογή αυτών των ζευγών τα οποία θα αποτελέσουν και το πρωταρχικό σήμα ανίχνευσης. Η ταχύτητα συλλογής των ηλεκτρονίων είναι τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την αντίστοιχη ταχύτητα συλλογής των οπών λόγω της μικρής ηλεκτρονιακής μάζας. Μέσω της εφαρμοζόμενης αυτής τάσης επιτυγχάνεται και η διερεύνηση της περιοχής απογύμνωσης. Το συλλεγόμενο σήμα έπειτα εισέρχεται στον προενισχυτή του συστήματος όπου ενισχύεται και διαμορφώνεται σε παλμό. Ο παλμός αυτός έχει σχεδόν γκαουσιανή μορφή. Την αριστερή του πλευρά την διαμορφώνουν τα ταχεία ηλεκτρόνια του σήματος ενώ τη δεξιά πλευρά του οι πιο βραδείες οπές [Gil_08].

Ο ανιχνευτής υπερκαθαρού γερμανίου (High Purity Germanium, HPGe) αποτελεί έναν από τους πιο διαδεδομένους ανιχνευτές στερεάς κατάστασης. Αποτελείται από έναν ημιαγώγιμο κρύσταλλο γερμανίου (Ge) υψηλής καθαρότητας (High Purity). Χαρακτηριστικό των ανιχνευτών αυτών είναι η υψηλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Για να λειτουργήσει ένας ανιχνευτής γερμανίου είναι απαραίτητο να ψυχθεί ο κρύσταλλος σε θερμοκρασίες υπό το μηδέν. Αυτό επιτυγχάνεται με τη χρήση υγρού αζώτου. Η ανάγκη για ψύξη και το κόστος απόκτησης και χρήσης αυτών των ανιχνευτών αποτελούν τα μεγαλύτερα μειονεκτήματα τους, ειδικά σε εφαρμογές *in situ* μετρήσεων καθώς τέτοιες μετρήσεις είναι δύσκολο να πραγματοποιηθούν λόγω της ανάγκης για υγρό άζωτο.

Σύγκριση μεταξύ Ανιχνευτή Βρωμιούχου Δημητρίου & Ανιχνευτή Γερμανίου

Τα δύο ανιχνευτικά συστήματα είναι πολύ διαφορετικά μεταξύ τους καθώς βασίζονται σε διαφορετικές αρχές λειτουργίας. Στη περίπτωση του Βρωμιούχου Δημητρίου $CeBr_3$ έχουμε συλλογή και καταγραφή φωτός ενώ στη περίπτωση του ανιχνευτή γερμανίου συλλογή ρεύματος. Το μεγάλο πλεονέκτημα των ανιχνευτών γερμανίου είναι η μεγάλη ενεργειακή διακριτική τους ικανότητα, ειδικά σε σύγκριση με σπινθηριστές όπως το Βρωμιούχο Δημήτριο. Η διαφορά αυτή οφείλεται στα διαφορετικά ποσά ενέργειας που χρειάζονται οι ανιχνευτές για τη δημιουργία του σήματος ανίχνευσης. Σε έναν ανιχνευτή γερμανίου μερικά eV είναι αρκετά ενώ στο Βρωμιούχο Δημήτριο χρειάζονται δεκάδες eV για τη δημιουργία του. Αυτό μεταφράζεται σε μεγαλύτερες στατιστικές αποκλίσεις και επομένως μεγαλύτερη τιμή FWHM στον σπινθηριστή. Λόγω της χαμηλότερης ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του σπινθηριστή (μεγαλύτερη τιμή FWHM), σε ορισμένες περιπτώσεις διαφορετικές ενεργειακές κορυφές στο φάσμα εμφανίζονται αθροισμένες ως μία. Το φαινόμενο αυτό γίνεται εμφανές στη παρακάτω Εικόνα 1.10, όπου συγκρίνεται η μέτρηση (λήψη φάσματος) με εκτεταμένη πηγή ^{152}Eu σε δύο διαφορετικούς ανιχνευτές.



Εικόνα 1.10 : Φάσμα ^{152}Eu χρησιμοποιώντας ανιχνευτή HPGe (μπλε χρώμα) και ανιχνευτή CeBr_3 (κόκκινο χρώμα). Είναι εμφανής η διαφορά της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας μεταξύ των δύο ανιχνευτών καθώς και η άθροιση πολλαπλών κορυφών σε μια ενιαία κορυφή λόγω μεγάλου FWHM του ανιχνευτή CeBr_3 .

Σε περίπτωση κρυστάλλων CeBr_3 και HPGe ίδιου όγκου και ίδιας στερεάς γωνίας μέτρησης, η ανιχνευτική απόδοση του σπινθηριστή (CeBr_3) θα είναι αισθητά μεγαλύτερη. Παρόλα αυτά, ο όγκος και η στερεά γωνία της κάθε διάταξης καθορίζουν σε μεγάλο βαθμό την ανιχνευτική απόδοση αυτής, επομένως η σχέση μεταξύ των αποδόσεων των ανιχνευτών σε κάποιες περιπτώσεις μπορεί ακόμα και να αντιστραφεί.

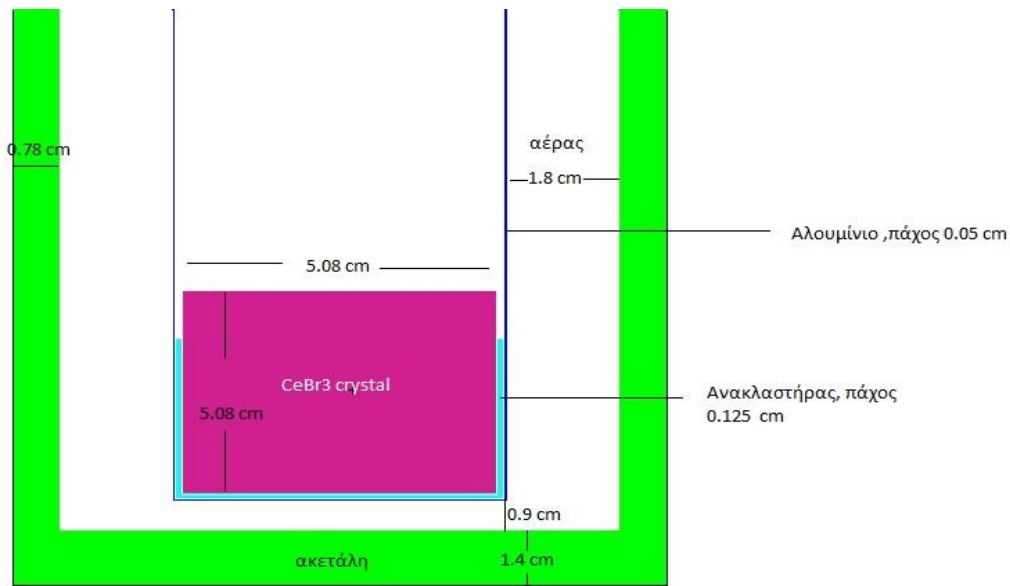
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΣ ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ GEOMAREA

2.1 Το ανιχνευτικό Σύστημα GeoMAREA

2.1.1 Περιγραφή του Ανιχνευτικού Συστήματος

Το ανιχνευτικό σύστημα GeoMAREA αποτελείται από ένα κυλινδρικό κρύσταλλο CeBr_3 ακτίνας 2.54 cm και ύψους 5.08 cm. Ο κρύσταλλος περιβάλλεται από έναν ανακλαστήρα (reflector). Πρόκειται για ένα κοίλο κύλινδρο κατασκευασμένο από Al_2O_3 πυκνότητας 0.55 g/cm^3 ακτίνας 2.665 cm, ύψους 4 cm και πάχους 0.125 cm. Ο κρύσταλλος μαζί με τον ανακλαστήρα και ένα φωτοπολλαπλασιαστή είναι τοποθετημένα στο εσωτερικό κοίλου κυλίνδρου από αλουμίνιο ακτίνας 2.715 cm, πάχους 0.05 cm και ύψους 18.65 cm. Ο κρύσταλλος μαζί με τον ανακλαστήρα και τα ηλεκτρονικά στοιχεία που περιλαμβάνονται μέσα στο περίβλημα αλουμινίου αποτελούν τη διάταξη του σπινθηριστή. Ο σπινθηριστής είναι τοποθετημένος στο εσωτερικό κοίλου κυλίνδρου από ακετάλη πυκνότητας 0.825 g/cm^3 , ακτίνας 5.295 cm, πάχους 0.78 cm και ύψους 49.54 cm. Το πάχος της κάτω βάσης του καλύμματος από ακετάλη είναι 1.4 cm. Στη πάνω βάση του καλύμματος τοποθετείται κυλινδρικό καπάκι από ακετάλη ακτίνας 5.295 cm και ύψους 8 cm. Ο ανιχνευτής στηρίζεται κατακόρυφα στο εσωτερικό του περιβλήματος μέσω ειδικής υποστήριξης (έλκηθρο) και απέχει 1.8 cm από τα εσωτερικά τοιχώματα του και 0.9 cm από το εσωτερικό της κάτω βάσης του.



Εικόνα 2.1 : Σχηματική αναπαράσταση της κάθετης τομής του ανιχνευτικού συστήματος GeoMAREA

Το υδατοστεγές εξωτερικό περίβλημα από ακετάλη επιτρέπει τη λειτουργία του ανιχνευτικού συστήματος στο θαλάσσιο περιβάλλον. Το θερμοπλαστικό αυτό υλικό επιλέχτηκε για τη κατασκευή του περιβλήματος καθώς παρουσιάζει ελάχιστη απορρόφηση των ακτίνων-γ ώστε να μην επηρεάζει σημαντικά τα αποτελέσματα των μετρήσεων. Επίσης παρουσιάζει πολύ καλές μηχανικές ιδιότητες και άριστη αντίσταση στο θαλάσσιο περιβάλλον.

Το υδατοστεγές περίβλημα επιτρέπει στο σύστημα

- να λειτουργεί έως και στα 600 μέτρα βάθος
- μέσω ειδικής υδατοστεγούς μπαταρίας να έχει διάρκεια ζωής 5 έτη στα μεγάλα θαλάσσια βάθη
- Τα δεδομένα των μετρήσεων να μεταδίδονται σε πραγματικό χρόνο στους ερευνητές μέσω ειδικής υδατοστεγούς σύνδεσης του ανιχνευτή με άλλα συστήματα.

Το σήμα ανίχνευσης διέρχεται από ένα φωτοπολλαπλασιαστή, έναν ενισχυτή και τέλος από ένα σύστημα ADC/MCA το οποίο ψηφιοποιεί το σήμα και το διανέμει σε 1024 κανάλια. Ο φωτοπολλαπλασιαστής βρίσκεται στο εσωτερικό του συστήματος GeoMAREA ενώ ο ενισχυτής και το σύστημα ADC/MCA συνδέονται εξωτερικά. Ο φωτοπολλαπλασιαστής λειτουργεί στα 670 V και ο ενισχυτής ρυθμίστηκε ώστε το ενεργειακό εύρος ανίχνευσης του συστήματος να έχει μια μέγιστη τιμή στα 3000 keV.

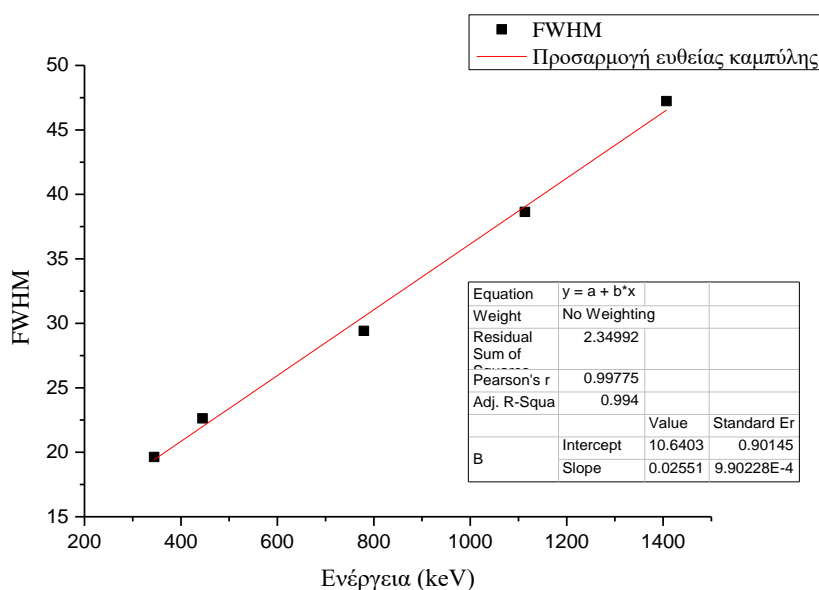
2.1.2. Βαθμονόμηση Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας

Η βαθμονόμηση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας ενός ανιχνευτικού συστήματος δίνει το μέτρο της ικανότητας αυτού να ξεχωρίσει μεταξύ 2 κοντινών ενεργειακά κορυφών. Το μέτρο της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας ενός συστήματος πειραματικά καθορίζεται από τη μεταβολή του FWHM των φωτοκορυφών του φάσματος συναρτήσει της ενέργειας ακτίνων-γ. Για την εύρεση της διακριτικής ικανότητας του συστήματος χρησιμοποιήθηκε βαθμονομημένη πηγή εκτεταμένης γεωμετρίας $^{152/154}\text{Eu}$, τα χαρακτηριστικά της οποίας εμφανίζονται στο πίνακα 2.1. Μέσω του προγράμματος ανάλυσης SPECTRW [Kal_16] και της εντολής fit για κάθε κορυφή του φάσματος που επιλέγεται να αναλυθεί, υπολογίστηκε η τιμή του FWHM σε κάθε φωτοκορυφή του φάσματος. Τα αποτελέσματα καταγράφονται στον Πίνακα 2.1.

Πίνακας 2.1: Οι τιμές των FWHM των κορυφών του ^{152}Eu στο σύστημα GeoMAREA.

Ενέργεια ακτίνων-γ (keV)	FWHM (keV)
344.28	19.63
444.93	22.63
778.9	29.41
1112.1	38.64
1408	47.23

Για την ενεργειακή βαθμονόμηση χρησιμοποιήθηκαν μονές κορυφές του ^{152}Eu οι οποίες δεν αποτελούταν από επιμέρους κορυφές (διπλές κορυφές) ή είχαν επιμολύνσεις από κορυφές του ^{154}Eu . Στην εικόνα 2.2 δίνονται οι τιμές του FWHM συναρτήσει της ενέργειας E των ακτίνων-γ. Στα πειραματικά δεδομένα προσαρμόστηκε μία γραμμική σχέση μέσω του προγράμματος Origin.



Εικόνα 2.2: Γραφική παράσταση της μεταβολής των FWHM των κορυφών του ^{152}Eu στο σύστημα GeoMAREA συναρτήσει της ενέργειας αυτών και προσαρμογή γραμμικής εξάρτησης σε αυτά.

2.1.3 Πειραματική Βαθμονόμηση Ανιχνευτικής Απόδοσης

Χρησιμοποιώντας μία πηγή της οποίας η ενεργότητα είναι γνωστή, είναι δυνατόν να καθοριστεί πειραματικά η απόλυτη απόδοση φωτοκορυφής συναρτήσει της ενέργειας ακτίνων- γ (ανιχνευτική ικανότητα συστήματος). Το φάσμα το οποίο προκύπτει από μία πειραματική μέτρηση αποτελεί ένα ιστόγραμμα των καταγεγραμμένων γεγονότων σε κάθε κορυφή. Επομένως υπολογίζοντας το εμβαδό της εκάστοτε φωτοκορυφής προκύπτει και ο αριθμός των γεγονότων που έχουν καταγραφεί σε αυτή. Γνωρίζοντας τον αριθμό των καταγεγραμμένων γεγονότων σε κάθε φωτοκορυφή, την ένταση αυτών και την ενεργότητα της πηγής, μπορεί να υπολογιστεί η τιμή της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή για την ενέργεια της εκάστοτε φωτοκορυφής, σύμφωνα με τη σχέση:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{καταγεγραμμένα}}}{I\gamma t A} \quad (2.1)$$

Όπου:

ε (E) = τιμή της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτικού συστήματος για την κεντρική ενέργεια της κορυφής

$N_{\text{καταγεγραμμένα}}$ = τα καταγεγραμμένα γεγονότα στην υπό ανάλυση κορυφή

$I\gamma$ = ένταση (πιθανότητα εκπομπής) της υπό ανάλυσης ακτίνας- γ

t = χρονικό διάστημα που μέτρησης

A = ενεργότητα της πηγής

Η ανάλυση των φασμάτων για τον υπολογισμό των καταγεγραμμένων γεγονότων έγινε μέσω του προγράμματος SPECTRW. Από τον υπολογισμό των καταγεγραμμένων γεγονότων στις κορυφές του φάσματος και μέσω της σχέσης 2.1 υπολογίζονται οι τιμές της απόδοσης του συστήματος σε συγκεκριμένες ενέργειες. Η προσαρμογή κατάλληλης καμπύλης στα πειραματικά αυτά σημεία της δίνει τη σχέση ανιχνευτικής απόδοσης, ενέργειας του κάθε συστήματος.

Καθώς η ανιχνευτική απόδοση μεταβάλλεται συναρτήσει της ενέργειας είναι αναγκαίο η πηγή να εκπέμπει ακτίνες γ σε ευρύ φάσμα ενεργειών ώστε να καθοριστεί η συμπεριφορά της απόδοσης του συστήματος συναρτήσει της ενέργειας. Για το λόγο αυτό, χρησιμοποιήθηκε για την ανιχνευτική βαθμονόμηση του συστήματος πηγή εκτεταμένης γεωμετρίας $^{152/154}\text{Eu}$ τα χαρακτηριστικά της οποίας εμφανίζονται στον Πίνακα 2.2.

Πίνακας 2.2 : Χαρακτηριστικά της πηγής που χρησιμοποιήθηκε για τη βαθμονόμηση του συστήματος HPGe.

Ημερομηνία κατασκευής	20/2/2001
Ενεργότητα ^{152}Eu	6700 ± 200 Bq
Ενεργότητα ^{154}Eu	540.3 ± 0.02 Bq
Πυκνότητα	0.02 g/cm^3
Γεωμετρία	Εκτεταμένη πηγή

Η μέτρηση έγινε στις 14/6/2016, επομένως έπρεπε να υπολογιστούν εκ νέου οι ενεργότητες των δύο στοιχείων της πηγής μέσω της εκθετικής σχέσης 1.9β. Η ημερομηνία κατασκευής της πηγής είναι 20/2/2001 επομένως μέχρι την ημέρα της μέτρησης έχουν περάσει 15 χρόνια, 3 μήνες και 36 ημέρες, δηλαδή 5601 μέρες το οποίο ισούται με 483926400 δευτερόλεπτα. Οι ενεργότητες των δύο στοιχείων κατά τη πειραματική βαθμονόμηση της ανιχνευτικής ικανότητας (μέτρηση απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής) ήταν οι παρακάτω:

$$\text{Ενεργότητα } ^{152}\text{Eu} = A_{152} = 3059 \pm 92 \text{ Bq}$$

$$\text{Ενεργότητα } ^{154}\text{Eu} = A_{154} = 156.447 \pm 0.006 \text{ Bq}$$

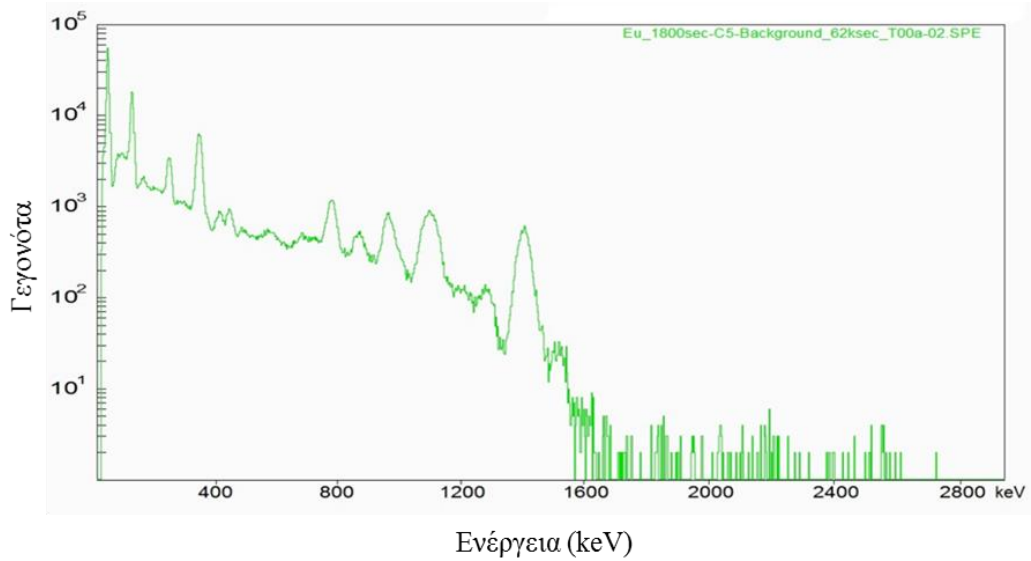
Λόγω του μικρού χρόνου μέτρησης (1793 seconds) σε σχέση με το χρόνο ημιζωής των στοιχείων $^{152/154}\text{Eu}$ οι ενεργότητες θεωρήθηκαν σταθερές κατά τη διάρκεια της μέτρησης.

Όπως προαναφέρθηκε, το φάσμα εκπομπής του ^{152}Eu είναι γνωστό. Στον Πίνακα 2.3 καταγράφονται οι ενέργειες και οι εντάσεις κάποιων από τις πιο χαρακτηριστικές κορυφές του στοιχείου. Οι εντάσεις των κορυφών δίνουν ένα μέτρο για το μέγεθος αυτών στο φάσμα που θα ληφθεί, όμως το τελικό μέγεθος της κάθε κορυφής εξαρτάται και από την ανιχνευτική απόδοση και ενεργειακή διακριτική ικανότητα του συστήματος στην ενέργεια της κάθε κορυφής. Βάσει του Πίνακα 2.3 η μεγαλύτερη κορυφή στις υψηλές ενέργειες του φάσματος αντιστοιχεί στην κορυφή των 1408 keV.

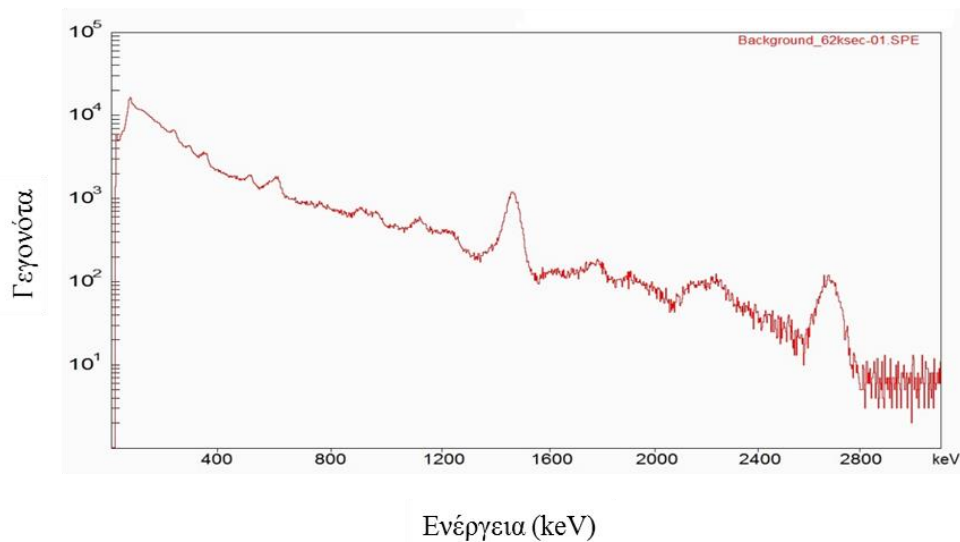
Πίνακας 2.3: Οι κύριες κορυφές του ^{152}Eu και οι αντίστοιχες εντάσεις τους.

Ενέργεια (keV)	I _γ (%)
121.78	28.58
244.7	7.58
344.28	26.5
778.9	12.94
964.08	14.61
1112.1	13.6
1408	21.01

Εκτός από το φάσμα της πηγής λήφθηκε και ένα φάσμα υποβάθρου του εργαστηρίου ώστε να είναι δυνατό να αφαιρεθεί η συνεισφορά αυτού από το φάσμα της πηγής της βαθμονόμησης. Η μέτρηση του υποβάθρου διήρκησε 62.000 δευτερόλεπτα, δηλαδή περίπου 17 ώρες. Μέσω του προγράμματος SPECTRW το φάσμα του υποβάθρου κανονικοποιείται στο χρόνο διάρκειας της μέτρησης του φάσματος της πηγής, δηλαδή 1793 δευτερόλεπτα, και έπειτα γίνεται η αφαίρεση των δύο φασμάτων. Το φάσμα της μέτρησης της πηγής (μετά την αφαίρεση υποβάθρου) και της μέτρησης του υποβάθρου φαίνονται στις εικόνες 2.3 και 2.4 αντίστοιχα.



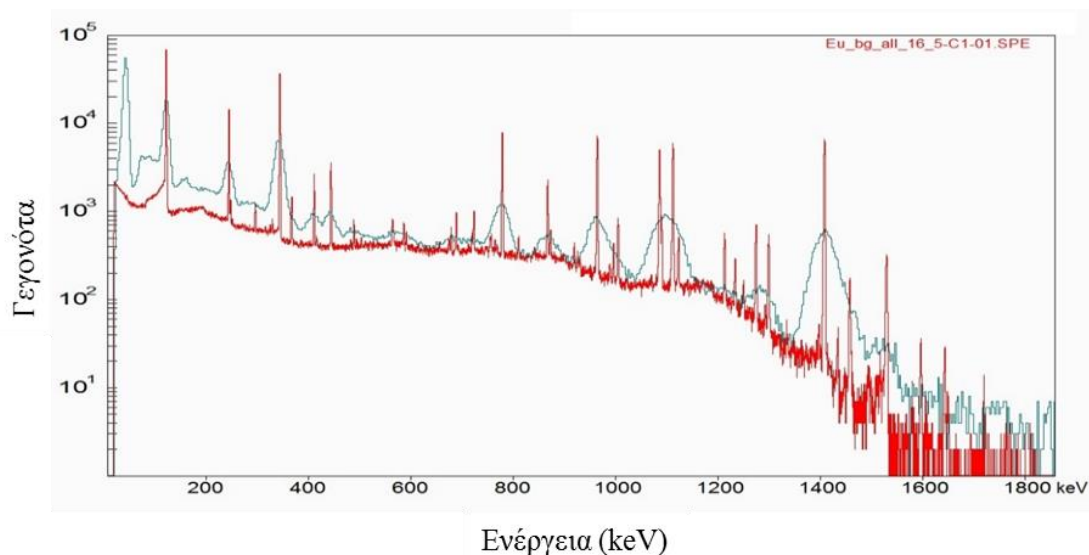
Εικόνα 2.3: Φάσμα πηγής $^{152/154}\text{Eu}$ του συστήματος GeoMAREΑ έπειτα από αφαίρεση της συνεισφοράς του υποβάθρου, σε λογαριθμική κλίμακα.



Εικόνα 2.4: Φάσμα υποβάθρου ανιχνευτικού συστήματος GeoMAREΑ, πριν την κανονικοποίηση στα 1793 seconds, σε λογαριθμική κλίμακα.

Ο καθορισμός των πειραματικών σημείων της απόδοσης του συστήματος επιτυγχάνεται μέσω της σχέσης 2.1. Η σχέση αυτή όμως δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί στις διπλές κορυφές του φάσματος μεσαίας διακριτικής ικανότητας χωρίς κάποιες προσαρμογές. Επομένως είναι αναγκαίο να γίνει ένας έλεγχος των κορυφών που θα αναλυθούν ώστε να καθοριστεί εάν κάποιες από αυτές είναι στην πραγματικότητα διπλές κορυφές. Ειδικότερα, ιδιαίτερη προσοχή έπρεπε να δοθεί στο εάν οι διπλές αυτές κορυφές αποτελούνται μόνο από κορυφές ενός στοιχείου, του ^{152}Eu , ή υπάρχει και συνεισφορά από τις κορυφές του ^{154}Eu . Η κάθε περίπτωση έπρεπε να αναλυθεί διαφορετικά ώστε να προκύψουν σωστά αποτελέσματα. Ο έλεγχος των κορυφών επιτεύχθηκε μέσω καλύτερης μελέτης του φάσματος από το σύστημα GeoMAREΑ

έχοντας ως οδηγό αντίστοιχο φάσμα (χρησιμοποιώντας την πηγή $^{152/154}\text{Eu}$) με μέτρηση σε ανιχνευτή υψηλής διακριτικής ικανότητας (HPGe). Η διαφορά της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας μεταξύ των δύο συστημάτων είναι εμφανής στις εικόνες 2.5 - 2.6, όπου συγκρίνοντας τη μέτρηση της πηγής $^{152/154}\text{Eu}$ με τους δύο ανιχνευτές, παρατηρείται η πεπλατυσμένη μορφή των κορυφών του φάσματος από το σύστημα GeoMAREA (κρύσταλλος CeBr_3) καθώς και η δημιουργία διπλών κορυφών σε αυτό (Εικόνα 2.6).

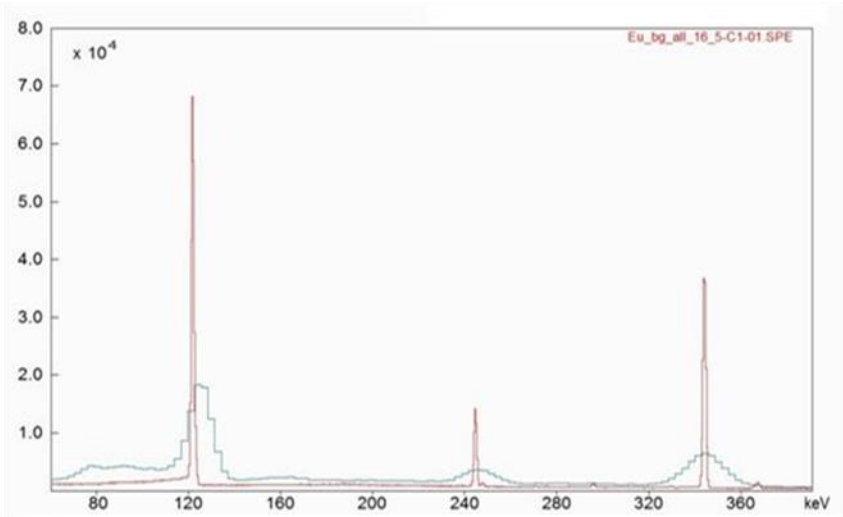


Εικόνα 2.5: Υπέρθυση φασμάτων κοινής πηγής $^{152}\text{Eu}, ^{154}\text{Eu}$ εκτεταμένης γεωμετρίας. Με κόκκινο χρώμα συμβολίζεται το φάσμα υψηλής διακριτικής ικανότητας το οποίο προέρχεται από το σύστημα HPGe ενώ με μπλε το φάσμα μεσαίας διακριτικής ικανότητας του συστήματος GeoMAREA.

Όπως φαίνεται στην εικόνα 2.6 η κορυφή στα 121 keV απαρτίζεται από 2 κορυφές, την 121.78 keV ^{152}Eu και την 123 keV του ^{154}Eu . Ομοίως, η κορυφή στα 244 keV έχει επιμολυνθεί από τη κορυφή 247.97 keV του ^{154}Eu . Τέλος, η κορυφή στα 344 keV αποτελείται στη πραγματικότητα από 2 κορυφές τις 344.28 και την 367.79 keV. Και οι δύο αυτές κορυφές προέρχονται από το ^{152}Eu . Αντίστοιχα, στην εικόνα 2.7, εμφανίζεται υπέρθεση μεταξύ των κορυφών 411 και 444 keV του ^{152}Eu . Τέλος, στην εικόνα 2.8 η κορυφή στα 960 keV στο φάσμα του συστήματος GeoMAREA, περιλαμβάνει την κορυφή 964.08 keV του ^{152}Eu αλλά και την φωτοκορυφή σε ενέργεια 995.9 keV που προέρχεται από το ^{154}Eu . Επιπλέον οι φωτοκορυφές 1085.8, 1089.8 και 1112.1 keV του ^{152}Eu σχηματίζουν μία τριπλή κορυφή στο φάσμα.

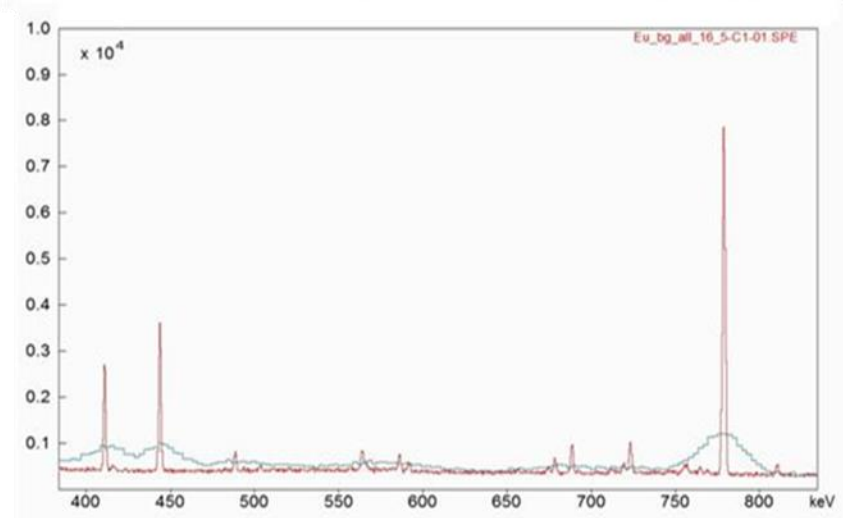
Γεγονότα

(α)



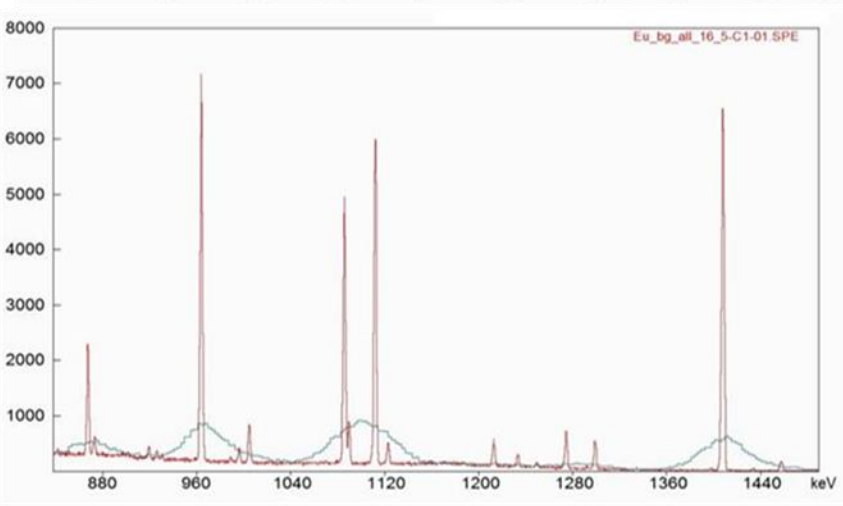
Γεγονότα

(β)



Γεγονότα

(γ)



Ενέργεια (keV)

Εικόνα 2.6: Φάσματα πηγής $^{152/154}\text{Eu}$ εκτεταμένης γεωμετρίας της για ενέργειες από 60 έως 380 keV (α), 400 έως 850 keV (β) και από 860 έως 1480 keV (γ). Με κόκκινο χρώμα συμβολίζεται το φάσμα υψηλής διακριτικής ικανότητας (HPGe), ενώ με μπλε το φάσμα του συστήματος GeoMAREC

Οι διπλές κορυφές του φάσματος που αποτελούνται στην πραγματικότητα από δύο κορυφές του ^{152}Eu μπορούν να αναλυθούν ως μία κορυφή. Η ένταση αυτής θα ισούται με το αλγεβρικό άθροισμα των εντάσεων των κορυφών από τις οποίες αποτελείται. Οι φωτοκορυφές του ^{152}Eu που αναλύθηκαν εμφανίζονται στον Πίνακα 2.4, μαζί με τις αντίστοιχες εντάσεις τους (I_γ).

Πίνακας 2.4: Οι κορυφές του ^{152}Eu που αναλύθηκαν και οι αντίστοιχες εντάσεις τους.

Ενέργεια (keV)	I_γ (%)
121.78	28.58
244.7	7.58
344.28	26.5+0.86
411.11	2.23+0.11
444.93	2.82+0.32
778.9	12.94
964.08	14.61
1085.9	1.73+10.21
1112.1	13.6
1408	21.01

Το εμβαδόν κάθε κορυφής ισούται με τον αριθμό των καταγεγραμμένων γεγονότων σε αυτή. Μέσω του προγράμματος SPECTRW υπολογίζεται αυτό το εμβαδόν. Ως σφάλμα κάθε τέτοιου υπολογισμού δίνεται η τετραγωνική ρίζα του αριθμού των γεγονότων. Μέσω της σχέσης 2.1 υπολογίζεται η τιμή της απόλυτης απόδοσης του συστήματος σε κάθε κορυφή που αναλύεται. Τα αποτελέσματα καταγράφονται στον Πίνακα 2.5.

Πίνακας 2.5: Τα πειραματικά δεδομένα όπως προέκυψαν από την ανάλυση των κορυφών του ^{152}Eu στο φάσμα του συστήματος GeoMAREA.

Ενέργεια (keV)	I_γ (%)	Γεγονότα	ϵ
121.78	28.58	70830 \pm 266	0.0452 \pm 0.0013
244.7	7.58	13167 \pm 115	0.0316 \pm 0.0010
344.28	27.36	41504 \pm 269	0.0277 \pm 0.0008
411.11	2.34	2946 \pm 147	0.0230 \pm 0.0013
444.93	3.14	3574 \pm 152	0.0208 \pm 0.0011
778.9	12.94	9492 \pm 156	0.0134 \pm 0.0002
964.08	14.61	9432 \pm 97	0.0118 \pm 0.0004
1085.9	11.94	7459 \pm 132	0.0114 \pm 0.0004
1112.1	13.6	7600 \pm 135	0.0102 \pm 0.0004
1408	21.01	9729 \pm 108	0.0084 \pm 0.0003

2.1.4 Διορθώση της ανιχνευτικής απόδοσης λόγω αυτοαπορρόφησης ,φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης και επιμολύνσεων των κορυφών του ^{152}Eu από κορυφές του ^{154}Eu .

Η εκτεταμένη πηγή καθώς τοποθετείται έτσι ώστε να είναι σε επαφή με το εξωτερικό περίβλημα του συστήματος συμβάλλει στην εμφάνιση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης (true coincidence summing). Η συνεισφορά του φαινομένου αυτού επηρεάζει πολλές από τις κορυφές του ^{152}Eu , σε διαφορετικό βαθμό. Μέσω του προγράμματος EFFTRAN [Vid_05] υπολογίστηκαν κατάλληλοι διορθωτικοί παράγοντες, για τις κορυφές που έχουν επηρεαστεί. Το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης και οι μηχανισμοί του έχουν αναλυθεί στο Κεφάλαιο 1. Η εμφάνιση του φαινομένου αυτού εξαρτάται από το διάγραμμα αποδιέγερσης του ραδιονουκλιδίου, την ενέργεια των ακτίνων-γ, τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή αλλά και από τη στερεά γωνία μέτρησης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, κάθε κορυφή σε κάθε ανιχνευτή να επηρεάζεται διαφορετικά από αυτό. Επομένως είναι αναγκαίο, για κάθε ανιχνευτικό σύστημα να υπολογιστούν διορθωτικοί παράγοντες για όλες τις κορυφές του φάσματος που αναλύθηκαν.

Εκτός του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης, λόγω της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του συστήματος, οι κορυφές στα 121, 244 και 964 keV είναι διπλές κορυφές οι οποίες απαρτίζονται από κορυφές του ^{152}Eu αλλά και του ^{154}Eu . Για τη σωστή ανάλυση αυτών, είναι απαραίτητο να αφαιρεθούν οι συνεισφορές του ^{154}Eu από αυτές.

Το πρόγραμμα EFFTRAN

Το πρόγραμμα EFFTRAN επιτρέπει τον υπολογισμό διορθωτικών παραγόντων για το φαινόμενο πραγματικής συμπτωτικής άθροισης (true coincidence summing) και τη μεταφορά απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής για εφαρμογές στη φασματοσκοπία γ περιβάλλοντος. Ο κώδικας έχει αναπτυχθεί σε Fortran 77 και βασίζεται σε Monte Carlo ολοκληρώσεις. Η διάθεση του είναι ελεύθερη και τρέχει σε Windows λειτουργικό μέσω φύλλων excel.

Για τον υπολογισμό διορθωτικών παραγόντων για το φαινόμενο πραγματικής σύμπτωσης, ο χρήστης χρησιμοποιεί το excel φύλλο coincidence summing.xls. Σε αυτό εισάγονται πληροφορίες για το τύπο και τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή που έχει χρησιμοποιηθεί καθώς και πληροφορίες για το τύπο της πηγής όπως διαστάσεις, ύψος και πυκνότητα δείγματος, ραδιενεργά στοιχεία από τα οποία αποτελείται και απόσταση από τον ανιχνευτή. Έπειτα ο κώδικας υπολογίζει διορθωτικούς παράγοντες για κάθε ενέργεια εκπομπής του στοιχείου της πηγής. Για τη διόρθωση των αποτελεσμάτων, αρκεί ο πολλαπλασιασμός των πειραματικών τιμών της ανιχνευτικής απόδοσης με τους αντίστοιχους διορθωτικούς παράγοντες.

Η προσαρμογή της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής (efficiency transfer) είναι απαραίτητη όταν εμφανίζονται διαφορές στη γεωμετρία και τη πυκνότητα μεταξύ της πηγής που χρησιμοποιήθηκε για τη βαθμονόμηση του συστήματος και των δειγμάτων που πρόκειται να μετρηθούν. Μέσω του excel φύλλου efficiency transfer.xls ο χρήστης συμπληρώνει τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή, της πηγής βαθμονόμησης

και του δείγματος καθώς και τις τιμές της απόδοσης όπως αυτές προέκυψαν από τη βαθμονόμηση. Βάσει των παραπάνω, το πρόγραμμα υπολογίζει καινούργιες τιμές για την απόλυτη απόδοση του συστήματος. Για τους υπολογισμούς λαμβάνονται υπόψιν αλληλεπιδράσεις φωτονίων με φωτόνια αλλά και φωτονίων με ακτίνες x (ηλεκτρόνια). Ο κώδικας έχει αναπτυχθεί για διατάξεις που παρουσιάζουν αξονική συμμετρία και κυλινδρικούς ανιχνευτές και πηγές. Οι ανιχνευτές που μπορεί να δεχτεί το πρόγραμμα είναι τύπου HPGe, NaI και LaBr₃. Μαζί με τα υπόλοιπα, στο πακέτο του προγράμματος συμπεριλαμβάνεται ένα επιπλέον excel φύλλο (material.xls) το οποίο επιτρέπει τη δημιουργία υλικών τα οποία χρησιμοποιούνται στη περιγραφή των ανιχνευτών. Μέσω αυτού είναι τροποποιούνται υπάρχοντα μοντέλα ανιχνευτών για τη δημιουργία καινούργιων, ακόμα και εκτός των 3 που προαναφέρθηκαν. Οι πληροφορίες για τις αποδιεγέρσεις των στοιχείων προέρχονται από τη βιβλιοθήκη KORDATEN ενώ οι ενεργές διατομές και οι αλληλεπιδράσεις των φωτονίων βασίζονται στο πακέτο XCOM [Berg_10].

Διόρθωση του Φαινομένου Πραγματικής Σύμπτωσης

Για τον υπολογισμό των διορθωτικών παραγόντων για το ανιχνευτικό σύστημα GeoMAREA έπρεπε μέσω του φύλλου material.xls να δημιουργηθούν νέα υλικά, όπως το υλικό από το οποίο είναι κατασκευασμένος ο κρύσταλλος του συστήματος GeoMAREA (CeBr₃), το υλικό reflector που αποτελεί τον ανακλαστήρα και το υλικό acetal το οποίο περιγράφει το υδατοστεγές περίβλημα από ακετάλη. Ως απορροφητής του συστήματος θεωρήθηκε η βάση της ακετάλης του περιβλήματος και ως παράθυρο του ανιχνευτή το περίβλημα αλουμινίου. Δυστυχώς το πρόγραμμα μπορούσε να δεχτεί μόνο τη περίπτωση όπου ο ανακλαστήρας περιβάλλει τον κρύσταλλο χωρίς να καλύπτει και τη βάση του κρυστάλλου (εικόνα 2.7). Επίσης ο κρύσταλλος δεν διαθέτει ούτε οπή ούτε τμήμα dead layer επομένως οι διαστάσεις τους τοποθετήθηκαν μηδέν. Στην εικόνα 2.6 φαίνεται το πρόγραμμα EFFTRAN καθώς και οι διαστάσεις και τα υλικά του ανιχνευτή που χρησιμοποιήθηκαν.

Detector

Crystal diameter	<input type="text" value="51.00"/>	mm	End cap (housing) diameter	<input type="text" value="52.95"/>	mm
Crystal length	<input type="text" value="50.80"/>	mm	End cap (housing) thickness	<input type="text" value="7.80"/>	mm
Bulletization (crystal rounding) radius	<input type="text" value="0.00"/>	mm	End cap (housing) material	<input type="text" value="acetal"/>	
Top dead layer	<input type="text" value="0.00"/>	mm	Window thickness	<input type="text" value="0.50"/>	mm
Side dead layer	<input type="text" value="0.00"/>	mm	Window-to-crystal gap	<input type="text" value="7.00"/>	mm
Crystal hole (cavity) length	<input type="text" value="0.00"/>	mm	Window material	<input type="text" value="aluminium"/>	
Crystal hole (cavity) diameter	<input type="text" value="0.00"/>	mm	Mount cup (holder) thickness	<input type="text" value="1.15"/>	mm
Crystal material	<input type="text" value="CeBr3"/>		Mount cup (holder) material	<input type="text" value="reflector"/>	
			Absorber diameter	<input type="text" value="105.90"/>	mm
			Absorber thickness	<input type="text" value="14.00"/>	mm
			Absorber material	<input type="text" value="acetal"/>	

Detector



Εικόνα 2.7 : Τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτικού συστήματος GeoMAREA όπως αυτά εισήχθησαν στο input panel του προγράμματος EFFTRAN

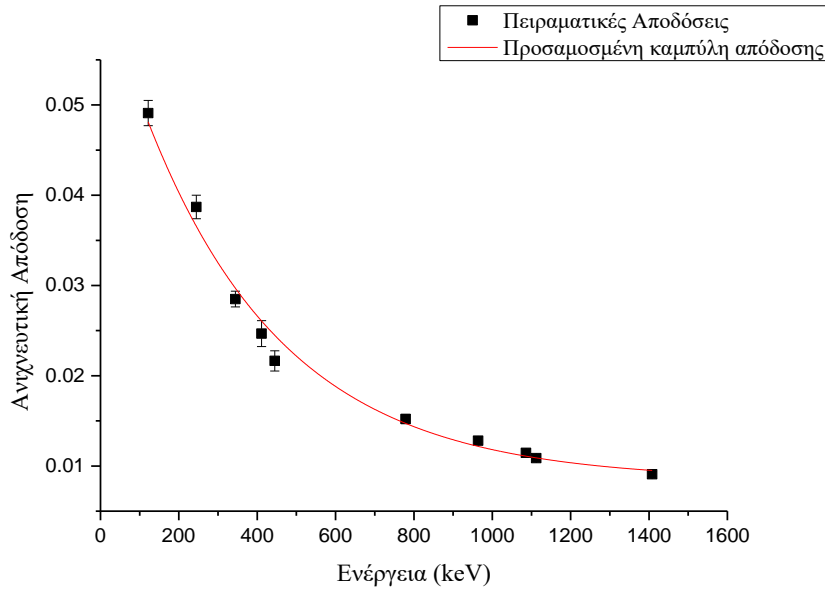
Οι διορθωμένες τιμές των σημείων του συστήματος GeoMAREA εμφανίζονται στον Πίνακα 2.6.

Πίνακας 2.6 : Τα πειραματικά σημεία της απόλυτης απόδοσης του συστήματος GeoMAREA όπως αυτά υπολογίστηκαν από το φάσμα της βαθμονόμησης (ϵ), οι διορθωτικοί παράγοντες για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης όπως προέκυψαν από το πρόγραμμα EFFTRAN (tcs παράγοντες) και τα τελικά διορθωμένα πειραματικά σημεία της απόδοσης του συστήματος ($\epsilon + tcs$)

Ενέργεια (keV)	ϵ	tcs παράγοντες	$\epsilon \cdot tcs$ παράγοντες
121.78	0.0452 ± 0.0013	1.0862	0.0491 ± 0.0014
244.7	0.0316 ± 0.0010	1.1224	0.0387 ± 0.0012
344.28	0.0277 ± 0.0008	1.0304	0.0285 ± 0.0009
411.12	0.0230 ± 0.0013	1.0746	0.0247 ± 0.0014
778.9	0.0208 ± 0.0011	1.0432	0.0216 ± 0.0011
867.37	0.0134 ± 0.0002	1.1372	0.0152 ± 0.0003
964.08	0.0118 ± 0.0004	1.0868	0.0128 ± 0.0004
1085.9	0.0114 ± 0.0004	1.0064	0.0115 ± 0.0004
1112.1	0.0102 ± 0.0004	1.0674	0.0109 ± 0.0004
1408	0.0084 ± 0.0003	1.076	0.0091 ± 0.0003

Η προσαρμογή καμπύλης στα διορθωμένα πειραματικά σημεία του Πίνακα 2.6 έδωσε τη συνάρτηση ανιχνευτικής απόδοσης συναρτήσει της ενέργειας (Εικόνα 2.8), λαμβάνοντας υπόψη το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης και την τυπική τιμή της πυκνότητας ιζημάτων 1gr/cm^3 . Η σχέση 2.2 είναι η διορθωμένη συνάρτηση της πειραματικής απόλυτης απόδοσης του συστήματος GeoMAREA.

$$\varepsilon_{\text{GeoMAREA}} = 0.0084 + 0.056e^{E/356.74} \quad (2.2)$$



Εικόνα 2.8 : Γραφική παράσταση της ανιχνευτικής απόδοσης του ανιχνευτικού συστήματος GeoMAREA συναρτήσει της ενέργειας, διορθωμένη για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης.

Αφαίρεση των συνεισφορών του ^{154}Eu από τις κορυφές του ^{152}Eu

Οι κορυφές στα 121, 244 και 964 keV είναι διπλές κορυφές οι οποίες απαρτίζονται από κορυφές του ^{152}Eu αλλά και του ^{154}Eu . Επομένως η ολοκλήρωση αυτών δίνει τον αριθμό των καταγεγραμμένων φωτονίων τα οποία προέρχονται και από τα δύο στοιχεία. Τα πειραματικά σημεία που υπολογίζονται από αυτές τις κορυφές δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν για το καθορισμό της απόλυτης απόδοσης του συστήματος εάν πρώτα δεν αφαιρεθούν από τα δεδομένα (Γεγονότα) του πίνακα 2.5 η συνεισφορά του ^{154}Eu . Για τον υπολογισμό αυτών των συνεισφορών θα χρησιμοποιηθεί ξανά η σχέση 2.1. Σύμφωνα με αυτή:

$$N_{154} = \frac{\varepsilon I \gamma t A_{154}}{F_{\text{tcs}}} \quad (2.3)$$

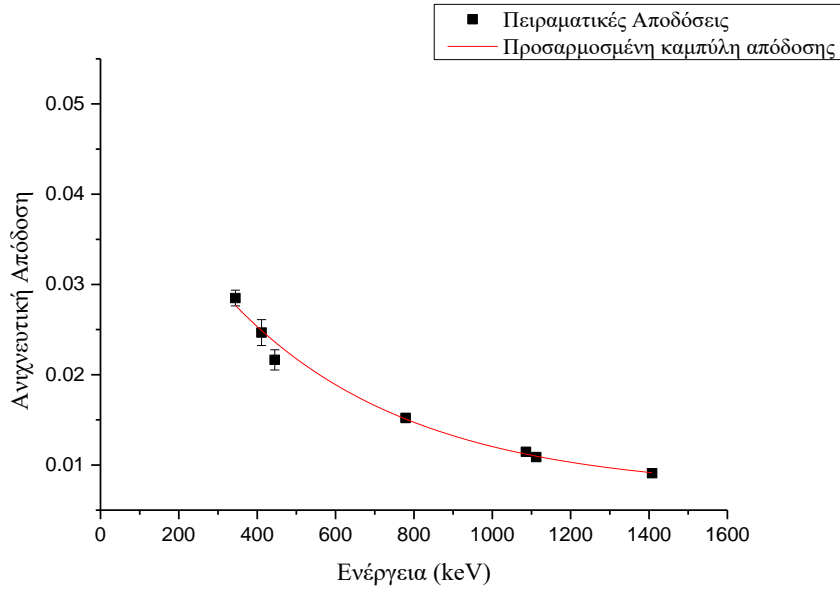
$\varepsilon(E)$ = απόλυτη απόδοση , πρέπει να υπολογιστεί

$t = 1793$ s, το χρονικό διάστημα της μέτρησης

$A_{154} = 156.447$ Bq , η τιμή της ενεργότητας του ^{154}Eu

F_{tcs} = Διορθωτικός παράγοντας του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης για τις κορυφές του ^{154}Eu

Εξαιρώντας τις κορυφές 121, 244 και 964 keV, στις οποίες υπάρχει συνεισφορά του ^{154}Eu , μία καμπύλη της μορφής $y_0 + Ae^{-x/\tau}$ προσαρμόζεται στα πειραματικά σημεία του πίνακα 2.6 μέσω του προγράμματος Origin.



Εικόνα 2.9 : Καθορισμός της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτικού συστήματος GeoMAREA εξαιρώντας ως πειραματικά σημεία τις κορυφές που έχουν μολυνθεί από ^{154}Eu

Για τον υπολογισμό των υπολοίπων πειραματικών σημείων χρησιμοποιήθηκαν οι διορθωμένες τιμές της έντασης των κορυφών που φαίνονται στον Πίνακα 2.4. Η εξίσωση της προσαρμοσμένης καμπύλης φαίνεται στη σχέση 2.4:

$$\varepsilon = 0.0071 + 0.044e^{-E/458.16} \quad (2.4)$$

Η σχέση 2.4 παρέχει μία συνάρτηση της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος η οποία χρησιμοποιήθηκε στη σχέση 2.3 ώστε να υπολογιστούν τα γεγονότα που οφείλονται σε αποδιεγέρσεις του ^{154}Eu και έχουν καταγραφεί σε κάθε μία από τις κορυφές 121, 244 και 964 keV. Τα αποτελέσματα καταγράφονται στο παρακάτω Πίνακα 2.7.

Πίνακας 2.7 : Η συνεισφορά του ^{154}Eu στις κορυφές του ^{152}Eu .

Ενέργεια (keV)	I_γ %	Γεγονότα
123.	41	4885 ± 70
247.97	7	637 ± 25
995.9	29	909 ± 30

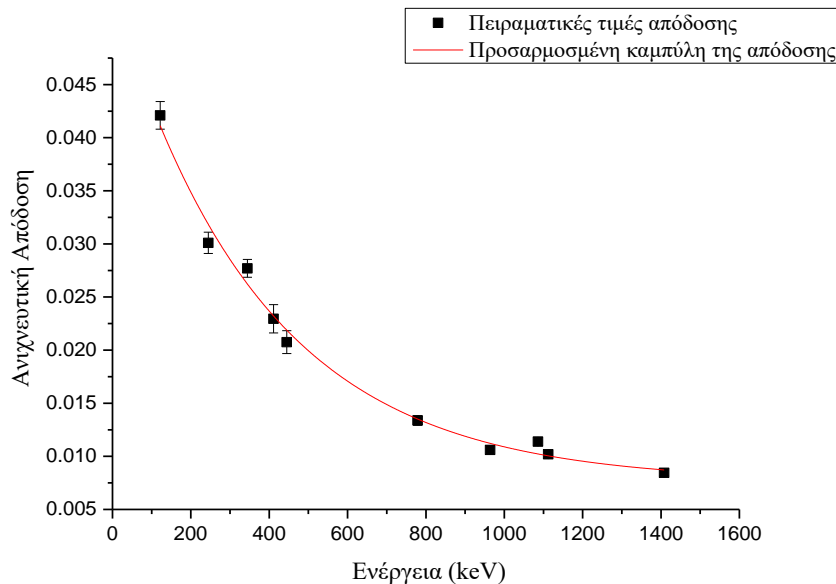
Η αφαίρεση των συνεισφορών του Πίνακα 2.7 από τις αντίστοιχες κορυφές του Πίνακα 2.6 δίνει ως αποτέλεσμα τον αριθμό των γεγονότων που έχουν καταγραφεί στις αντίστοιχες κορυφές και προέρχονται μόνο από την εκπομπή του ^{152}Eu . Οι διορθωμένες τιμές της ανιχνευτικής απόδοσης καταγράφονται στον Πίνακα 2.8.

Πίνακας 2.8: Τιμές της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος GeoMAREA, διορθωμένες για τη συνεισφορά του ^{154}Eu και του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης.

Κορυφή	I_γ	ϵ
121.78	28.58	0.0464 ± 0.0014
244.7	7.58	0.0338 ± 0.0012
344.28	27.36	0.0285 ± 0.0009
411.11	2.34	0.0247 ± 0.0014
444.93	3.14	0.0216 ± 0.0011
778.9	12.94	0.0152 ± 0.0003
964.08	14.61	0.0116 ± 0.0004
1085.9	11.94	0.0115 ± 0.0004
1112.1	13.6	0.0109 ± 0.0004
1408	21.01	0.0091 ± 0.0003

Οι τιμές της ανιχνευτικής απόδοσης συναρτήσει της ενέργειας συμπεριλαμβάνοντας τις ακτίνες- γ στα 121, 244 και 964 keV, παρουσιάζονται στην εικόνα 2.10. Μέσω του προγράμματος Origin προσαρμόζεται καμπύλη στα πειραματικά σημεία του Πίνακα 2.8. Η συνάρτηση της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος για πηγές εκτεταμένης γεωμετρίας (σχέση 2.5) καθορίστηκε μέσω προσαρμογής καμπύλης στις πειραματικές τιμές των αποδόσεων φωτοκορυφής αφού αυτές είχαν διορθωθεί για τις συνεισφορές του ^{154}Eu και για το φαινόμενο πραγματικής σύμπτωσης.

$$\epsilon_{\text{GeoMAREA}} = 0.0082 + 0.51e^{-E/370.73} \quad (2.5)$$



Εικόνα 2.10 : Γραφική παράσταση της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος GeoMAREA συναρτήσει της ενέργειας διορθωμένη για τη συνεισφορά του ^{154}Eu και του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης.

2.1.5. Θεωρητική εκτίμηση της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτικού συστήματος GeoMAREΑ μέσω προσομοίωσης Monte Carlo

Ο κώδικας MCNP5

Η αλληλεπίδραση των φωτονίων με την ύλη είναι ένα στατιστικό φαινόμενο. Η τεχνική Monte Carlo (MC) είναι μία στατιστική μέθοδος που χρησιμοποιεί ακολουθίες τυχαίων αριθμών για να προσομοιώσει τα πιθανά γεγονότα μιας διαδικασίας. Μέσω Monte Carlo υπολογισμών μπορεί να προβλεφθεί η πορεία που θα ακολουθήσει κάθε φωτόνιο από τη στιγμή που ‘γεννάζεται’ στη πηγή μέχρι την απορρόφηση του. Κάθε φωτόνιο μελετάται ως ανεξάρτητο γεγονός και η πορεία του καθορίζεται από κατανομές πιθανότητας οι οποίες επιλέγονται τυχαία μέσω δεδομένων από βιβλιοθήκες.

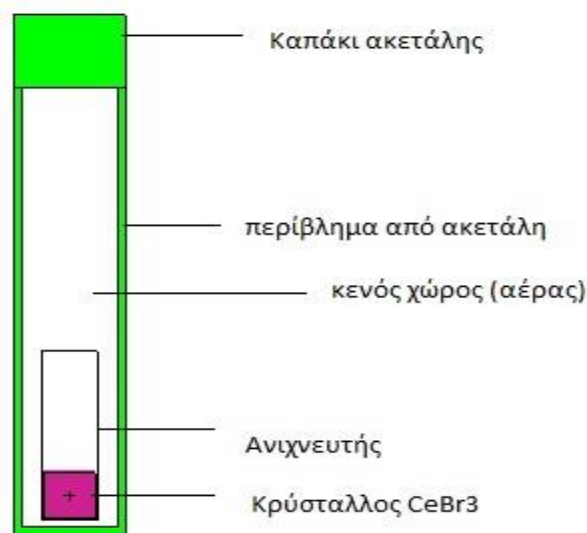
Ο κώδικας MCNP5 [MC_03] επιτρέπει τη προσομοίωση ενός πειράματος δέσμης φωτονίων, νετρονίων, ηλεκτρονίων ή συνδυασμού αυτών ενέργειας από 1 keV έως 100 MeV. Τα πλεονεκτήματά του έναντι άλλων διαθέσιμων κωδίκων είναι η δυνατότητα δημιουργίας περίπλοκης γεωμετρίας αποτελούμενης από πολλά γεωμετρικά στοιχεία όπως συναντάται συνήθως σε ένα πραγματικό πείραμα, η ευκολία στη χρήση του με την παροχή έτοιμων συναρτήσεων υπολογισμού, και η ευρεία συλλογή βιβλιοθηκών με ενεργές διατομές και άλλα χρήσιμα δεδομένα. Ο κώδικας και οι βιβλιοθήκες δεδομένων προέρχονται από την τράπεζα δεδομένων NEA Data Bank (Γαλλία).

Για την υλοποίηση μίας προσομοίωσης ο χρήστης καθορίζει τη γεωμετρία της πειραματικής διάταξης και τα υλικά από τα οποία αποτελείται αυτή. Επίσης πρέπει να καθοριστούν τα χαρακτηριστικά της πηγής ακτινοβολίας όπως έκταση, μέγεθος και θέση σε σχέση με την ανιχνευτική διάταξη καθώς και είδος και ενέργεια ακτινοβολίας και τέλος ο αριθμός των γεγονότων που θα γεννηθούν. Στην περίπτωση που μελετάται η μεταφορά φωτονίων ο κώδικας λαμβάνει υπόψη τη σύμφωνη σκέδαση Rayleigh, τη σκέδαση Compton, τη φωτοηλεκτρική απορρόφηση και το φαινόμενο της δίδυμης γένεσης που συνοδεύεται με τοπική εκπομπή ακτινοβολίας λόγω εξαΰλωσης. Για τη μεταφορά ηλεκτρονίων λαμβάνονται υπόψη φαινόμενα όπως η παραγωγή ποζιτρονίων, η εκπομπή χαρακτηριστικής ακτινοβολίας-X και η ακτινοβολίας πέδησης. Ο κώδικας χρησιμοποιεί έτοιμες συναρτήσεις όπως είναι οι εικονικοί ανιχνευτές ύψους παλμών (F8 tally), μετρητές μήκους διαδρομής F6, F4 τους οποίους χρησιμοποιεί για να υπολογίσει την ποσότητα που ζητήθηκε από τον χρήστη πχ. ρεύμα σε μια επιφάνεια, ροή σωματιδίων, αποτιθέμενη ενέργεια, επαγόμενη θερμότητα σε μια περιοχή και άλλα. Το αποτέλεσμα του κώδικα MCNP5 συνοδεύεται από μια ποσότητα σ που αποτελεί το σχετικό σφάλμα της μέτρησης, $\delta x/x$, αφού το αποτέλεσμα υποβληθεί σε δέκα στατιστικούς ελέγχους [Los Alamos, 2003]. Το αποτέλεσμα του κώδικα θεωρείται αποδεκτό εάν η τιμή του σ δεν είναι μεγαλύτερη από 0.05 για σημειακό ανιχνευτή και 0.1 για μη σημειακό ανιχνευτή [Los Alamos, 2003]. Η μείωση της ποσότητας σ επιτυγχάνεται με την αύξηση των γεγονότων N που δημιουργούνται και παρακολουθούνται στον κώδικα.

Ανάπτυξη του μοντέλου του ανιχνευτικού συστήματος GeoMAREA

Ο κώδικας MCNP5 χρησιμοποιήθηκε για την εκτίμηση της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος GeoMAREA. Σκοπός αυτής της προσομοίωσης ήταν η επαλήθευση της πειραματικά καθορισμένης ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος μέσω της σύγκρισης των αντίστοιχων αποτελεσμάτων. Για τη διεξαγωγή αυτού του θεωρητικού υπολογισμού (MC προσομοίωση) έπρεπε να αναπτυχθεί ένα μοντέλο του ανιχνευτικού συστήματος και της πηγής της βαθμονόμησης. Αυτό συνεπάγεται ότι θα πρέπει να είναι γνωστές οι διαστάσεις των επιμέρους στοιχείων του ανιχνευτή και της πηγής, τα υλικά από τα οποία είναι κατασκευασμένα, οι πυκνότητες αυτών και η σχετική τους θέση στο χώρο. Οι διαστάσεις των στοιχείων του ανιχνευτικού συστήματος έχουν δοθεί από τον κατασκευαστή. Για να επιβεβαιωθούν αυτές οι διαστάσεις καθώς και το μοντέλο του ανιχνευτή που αναπτύχθηκε, χρησιμοποιήθηκαν τα πειραματικά δεδομένα που έχουν ληφθεί από μετρήσεις με σημειακές πηγές. Η χρήση των σημειακών πηγών μειώνει τον αριθμό των παραμέτρων του μοντέλου που υλοποιείται. Αυτό επιτρέπει τον έλεγχο της ορθότητας του μοντέλου του ανιχνευτικού συστήματος. Χρησιμοποιώντας εικονικούς ανιχνευτές ύψους παλμών (F8 tally), ο κώδικας δίνει ως αποτέλεσμα το λόγο των γεγονότων που ανιχνεύθηκαν από το σύστημα έχοντας ενέργεια την αρχική ενέργεια που δίνεται από τον χρήστη, ως προς τον αριθμό των φωτονίων της ίδιας ενέργειας που δημιουργήθηκαν στην πηγή. Ο λόγος αυτός ισούται με τη τιμή της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής του συστήματος. Το αποτέλεσμα συνοδεύεται από το στατιστικό σφάλμα του υπολογισμού αυτού. Τα αποτελέσματα του κώδικα αντιστοιχούν σε πειραματικά αποτελέσματα στα οποία έχει εξαιρεθεί η επίδραση του φαινομένου της πραγματικής σύμπτωσης. Λόγω αυτού η σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης έγινε με τις πειραματικά καθορισμένες τιμές της απόδοσης του συστήματος αφού αυτές είχαν διορθωθεί για την επίδραση του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης.

Το μοντέλο MC του συστήματος GeoMAREA περιέχει τον κρύσταλλο CeBr_3 , τον ανακλαστήρα Al_2O_3 , το παράθυρο αλουμινίου γύρω από τον κρύσταλλο και το περίβλημα στεγανοποίησης (housing) από ακετάλη $\text{C}_7\text{H}_{12}\text{O}_2$. Τα ηλεκτρονικά μέρη του συστήματος δεν συμπεριελήφθησαν στο μοντέλο που αναπτύχθηκε καθώς θεωρήθηκε ότι η παράλειψη αυτή δεν θα επηρεάσει σημαντικά τα αποτελέσματα της προσομοίωσης. Έτσι η έκταση που καταλαμβάνουν αυτά αντικαταστάθηκε στο μοντέλο με κενό χώρο (αέρα). Για την ανάπτυξη του μοντέλου χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές που δίνονται από τον κατασκευαστή. Στην παρακάτω εικόνα 2.11 εμφανίζεται το μοντέλο του συστήματος GeoMAREA που αναπτύχθηκε.

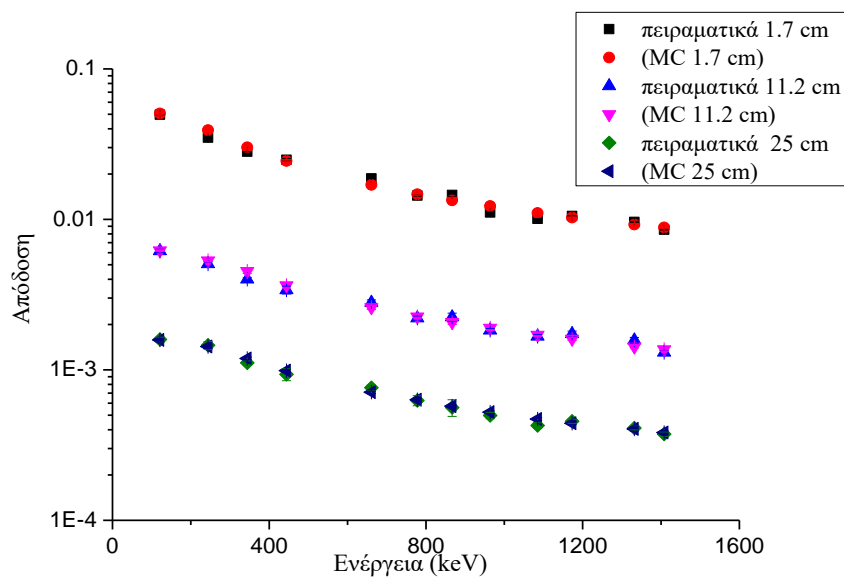


Εικόνα 2.11: Το μοντέλο του ανιχνευτικού συστήματος GeoMAREA που αναπτύχθηκε για προσομοιώσεις Monte Carlo.

Η ακρίβεια του μοντέλου που αναπτύχθηκε ελέγχθηκε μέσω προσομοιώσεων πειραμάτων βαθμονόμησης με σημειακές πηγές. Για τη σημειακή πηγή απλώς καθορίζεται στον κώδικα η θέση της στο χώρο και η απόστασή της από τον ανιχνευτή, το είδος της ακτινοβολίας και η τιμή της ενέργειας. Έγιναν προσομοιώσεις για ευρύ φάσμα ενεργειών με πηγές σε απόσταση 1.7, 11.2 & 25 cm από τη βάση της ακετάλης του συστήματος. Τα αποτελέσματα από τη κάθε προσομοίωση συγκρίνονται με αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα στον Πίνακα 2.9. Οι μετρήσεις είχαν διεξαχθεί στο εργαστήριο επομένως μεταξύ ανιχνευτή και σημειακής πηγής υπάρχει αέρας.

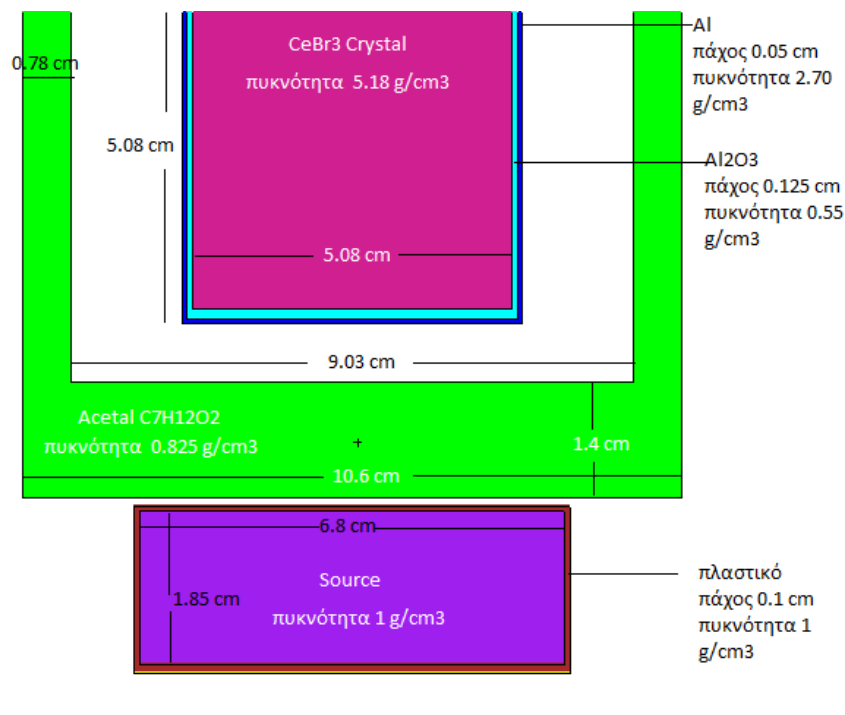
Πίνακας 2.9 : Λόγοι των πειραματικών αποτελεσμάτων ως προς τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για αποστάσεις πηγής, συστήματος GeoMAREA 1.7, 11.2 & 25 cm

Ενέργεια (keV)	Στοιχείο	1.7 cm	11.2 cm	25 cm
		<u>Πειραματικά</u> <i>MC</i>	<u>Πειραματικά</u> <i>MC</i>	<u>Πειραματικά</u> <i>MC</i>
121.78	¹⁵² Eu	1.04 ± 0.02	1.01 ± 0.03	0.99 ± 0.04
244.7	¹⁵² Eu	1.07 ± 0.01	1.05 ± 0.04	0.98 ± 0.06
344.28	¹⁵² Eu	0.98 ± 0.02	1.13 ± 0.05	1.07 ± 0.04
444.93	¹⁵² Eu	1.02 ± 0.02	1.07 ± 0.07	1.06 ± 0.10
661.67	¹³⁷ Cs	0.92 ± 0.02	0.93 ± 0.05	0.93 ± 0.04
778.9	¹⁵² Eu	1.09 ± 0.01	1.02 ± 0.05	1.01 ± 0.08
867.38	¹⁵² Eu	1.03 ± 0.01	0.92 ± 0.07	1.02 ± 0.13
964.08	¹⁵² Eu	1.05 ± 0.01	1.04 ± 0.05	1.05 ± 0.06
1085.9	¹⁵² Eu	1.10 ± 0.02	1.02 ± 0.04	1.10 ± 0.05
1173.24	⁶⁰ Co	0.91 ± 0.01	0.93 ± 0.05	0.97 ± 0.04
1332.5	⁶⁰ Co	0.98 ± 0.01	0.91 ± 0.04	0.99 ± 0.05
1408	¹⁵² Eu	1.04 ± 0.02	1.04 ± 0.03	1.02 ± 0.04



Εικόνα 2.12 : Γραφική παράσταση των πειραματικών σημείων και των αποτελεσμάτων των MC προσομοιώσεων του μοντέλου του συστήματος GeoMAREΑ για σημειακές πηγές σε απόσταση 1.7, 11.2 & 25 cm σε εύρος ενεργειών 100 έως 1400 keV.

Βάσει των παραπάνω αποτελεσμάτων αναπτύχθηκε το MC μοντέλο του ανιχνευτικού συστήματος μαζί με την πηγή εκτεταμένης γεωμετρίας $^{152/154}\text{Eu}$ (Εικόνα 2.13), για την θεωρητική εκτίμηση της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος GeoMAREΑ για μετρήσεις ιζημάτων και τον έλεγχο της πειραματικά προσδιορισμένης ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος.



Εικόνα 2.13 : Το MC μοντέλο του ανιχνευτικού συστήματος GeoMAREA που αναπτύχθηκε μαζί με πηγή ^{152}Eu μεγάλης γεωμετρίας. Στην εικόνα αναγράφονται οι ακριβείς διαστάσεις, υλικά και πυκνότητες αυτών που χρησιμοποιήθηκαν για την ανάπτυξη του μοντέλου.

Ο κώδικας υλοποιήθηκε για μεγάλο εύρος ενέργειας φωτονίων. Κάθε φορά, τα φωτόνια ισοκατανέμονταν με τυχαίο τρόπο σε όλο τον όγκο της πηγής έχοντας τυχαία κατεύθυνση. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων εμφανίζονται στον πίνακα 2.10.

Πίνακας 2.10: Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για την τιμή της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος για εκτεταμένη πηγή

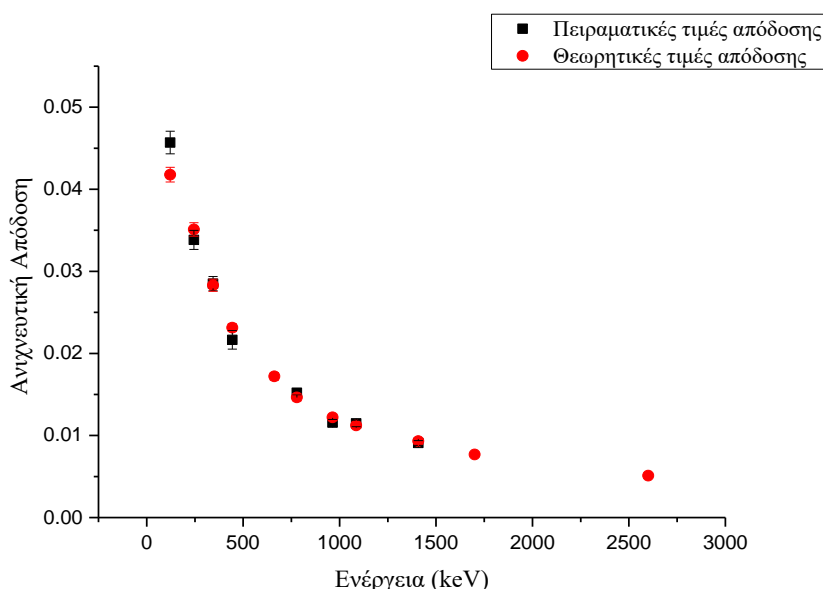
Ενέργεια (keV)	MC αποτελέσματα Απόδοσης
121.78	0.0418 ± 0.0009
244.7	0.0351 ± 0.0008
344.28	0.0283 ± 0.0007
444.93	0.0231 ± 0.0005
661.67	0.0172 ± 0.0005
778.9	0.0146 ± 0.0004
964.08	0.0122 ± 0.0004
1085.9	0.0112 ± 0.0003
1408	0.0093 ± 0.0003
1700	0.0077 ± 0.0002
2600	0.0051 ± 0.0002

Από τις ενέργειες των φωτονίων που επιλέχθηκαν στην προσομοίωση, 8 αντιστοιχούν σε ενέργειες εκπομπής του ^{152}Eu . Η σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης με τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα δείχνει καλή συμφωνία μεταξύ αυτών που κυμαίνεται από 9 % μέχρι 2 % όπως φαίνεται στον Πίνακα 2.11. Στην εικόνα 2.13

συγκρίνονται οι πειραματικές και θεωρητικές τιμές της ανιχνευτικής απόδοσης στη συγκεκριμένη γεωμετρία μέτρησης σε όλο το εύρος ενεργειών που μελετήθηκε.

Πίνακας 2.11: Σύγκριση των πειραματικών τιμών της απόδοσης φωτοκορυφής του συστήματος με τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων.

Ενέργεια (keV)	Πειραματικές τιμές	Mc τιμές	$\frac{\text{Πειραματικά}}{MC}$
121.78	0.0457 ± 0.0014	0.0418 ± 0.0009	1.09 ± 0.04
244.7	0.0338 ± 0.0012	0.0351 ± 0.0008	0.96 ± 0.04
344.28	0.0285 ± 0.0009	0.0283 ± 0.0007	1.01 ± 0.04
443.97	0.0216 ± 0.0011	0.0231 ± 0.0005	0.94 ± 0.05
778.9	0.0152 ± 0.0003	0.029 ± 0.0004	1.04 ± 0.03
964.08	0.0116 ± 0.0004	0.0318 ± 0.0004	0.95 ± 0.04
1085.87	0.0115 ± 0.0004	0.0297 ± 0.0003	1.02 ± 0.05
1408	0.0091 ± 0.0003	0.0326 ± 0.0003	0.98 ± 0.04

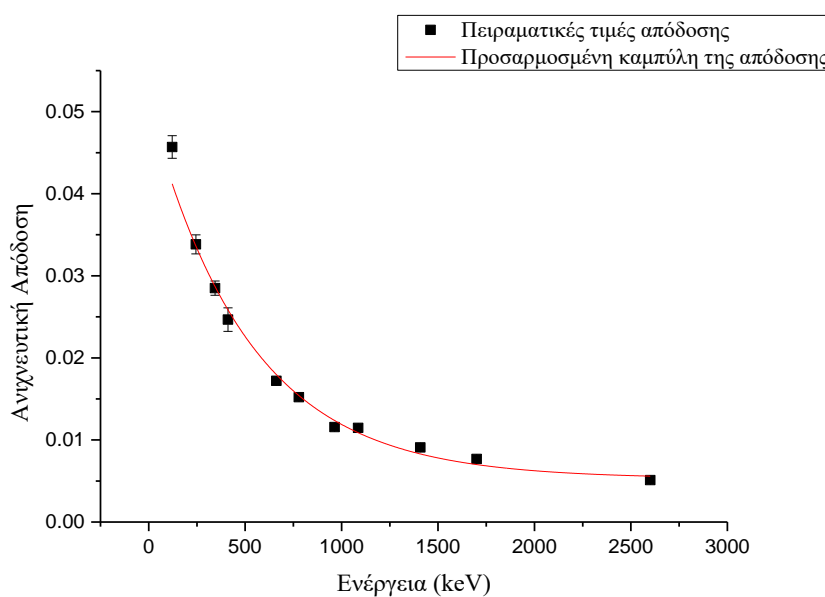


Εικόνα 2.14 : Σύγκριση των πειραματικών τιμών της απόδοσης φωτοκορυφής του συστήματος με τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων.

Βάσει των παραπάνω αποτελεσμάτων, ο πειραματικός καθορισμός της απόλυτης ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος GeoMAREΑ κρίθηκε ικανοποιητικός. Όπως φαίνεται στην εικόνα 2.14, το ενεργειακό φάσμα των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης είναι ευρύτερο έναντι αυτού των πειραματικών δεδομένων με τα θεωρητικά σημεία να φτάνουν έως τα 2600 keV. Η επιλογή αυτής της τόσο υψηλής ενέργειας για τη προσομοίωση δεν ήταν τυχαία καθώς το ανιχνευτικό σύστημα GeoMAREΑ έχει ενεργειακό εύρος ανίχνευσης από 0 έως 3000 keV. Η υψηλότερη ενεργειακά κορυφή μίας πηγής ^{152}Eu που μπορεί να αναλυθεί είναι στα 1408 keV. Η έλλειψη πειραματικών σημείων σε υψηλότερες ενέργειες συνεπάγεται ότι

η συνάρτηση της απόλυτης απόδοσης του συστήματος που υπολογίζεται πειραματικά θα έχει μικρότερη ακρίβεια στις ενέργειες πάνω από 1400 keV. Τα παραπάνω ισχύουν και για το ενεργειακό εύρος μεταξύ των 400 και 700 keV λόγω της έλλειψης κορυφών σε αυτές τις ενέργειες στο φάσμα εκπομπής του ^{152}Eu . Η καλή συμφωνία των θεωρητικών αποτελεσμάτων με τα αντίστοιχα πειραματικά επιτρέπει την χρήση των θεωρητικών σημείων στις υψηλές ενέργειες και στο ενεργειακό εύρος 400-700 keV. Από την προσαρμογή κατάλληλης συνάρτησης σε όλα τα παραπάνω σημεία (Εικόνα 2.15), προκύπτει η παρακάτω συνάρτηση της απόλυτης απόδοσης του συστήματος για μετρήσεις ιζημάτων στο εργαστήριο:

$$\epsilon_{\text{GeoMAREA}} = 0.006 + 0.048e^{-E/468.49} \quad (2.6)$$



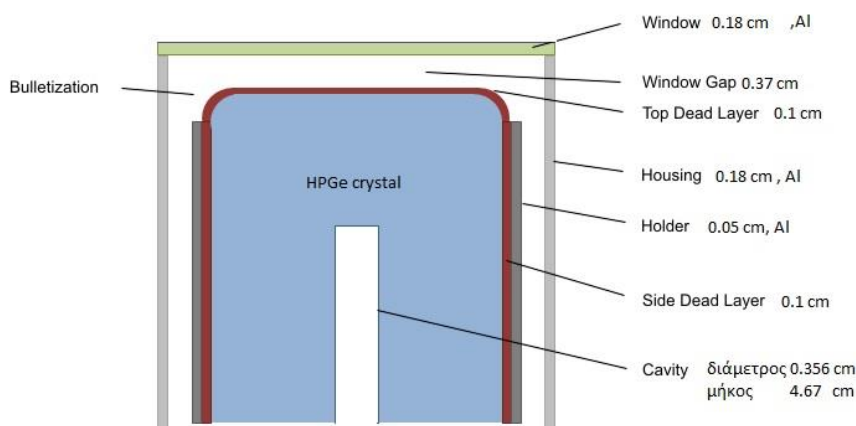
Εικόνα 2.15 : Γραφική παράσταση της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτικού συστήματος GeoMAREA συναρτήσει της ενέργειας. Η συνάρτηση της απόδοσης καθορίστηκε μέσω προσαρμογής καμπύλης στις πειραματικές και θεωρητικές τιμές των αποδόσεων φωτοκορυφής

2.2. Εργαστηριακός Ανιχνευτής HPGe

2.2.1. Περιγραφή του ανιχνευτικού συστήματος HPGe

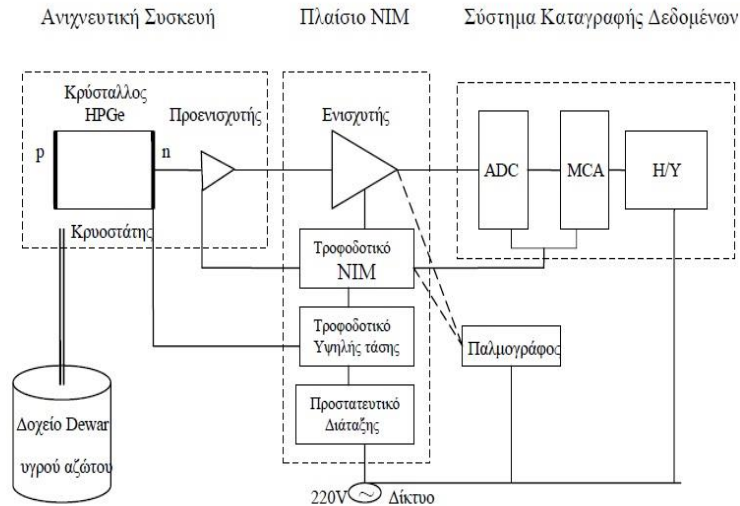
Ο εργαστηριακός ανιχνευτής ημιαγωγού HPGe που χρησιμοποιήθηκε είναι αυτός που διαθέτει το εργαστήριο Πυρηνικής Φυσικής της σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών (Ε.Μ.Φ.Ε.) του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Το ακριβές μοντέλο είναι το GC5021 της Canberra Detector Product Group (Meriden CT).

Το ανιχνευτικό σύστημα αποτελείται από ένα κυλινδρικό κρύσταλλο γερμανίου Ge, ύψους και διαμέτρου 6.668 cm. Τα ακριβή χαρακτηριστικά του κρυστάλλου εμφανίζονται στην Εικόνα 2.16. Κατά τη διάρκεια της μέτρησης ο κρύσταλλος ψύχεται με τη χρήση υγρού αζώτου στους 77 K. Καθ' όλη τη διάρκεια της μέτρησης είναι απαραίτητο η θερμοκρασία του κρυστάλλου να παραμένει σταθερή στους 77 K. Ο κρύσταλλος με τον προενισχυτή και τα ηλεκτρονικά του βρίσκονται εγκλεισμένα σε ένα μεταλλικό πλαίσιο από αλουμίνιο.



Εικόνα 2.16 : Σχηματική αναπαράσταση της κάθετης τομής του ανιχνευτή HPGe

Η αλυσίδα του σήματος ανίχνευσης αποτελείται από τον προενισχυτή, τον ενισχυτή και ένα σύστημα ADC/MCA. Ο ενισχυτής και το σύστημα ADC/MCA μαζί με ένα τροφοδοτικό υψηλής τάσης συνδέονται εξωτερικά με τον ανιχνευτή. Στον προενισχυτή γίνεται μια αρχική ενίσχυση του αρχικού σήματος γύρω στα 100 mV. Ο ενισχυτής ενισχύει το σήμα στις τάξεις των Volt και το διαμορφώνει ώστε να αποκτήσει γκαουσιανή μορφή. Το σύστημα ADC/MCA μετατρέπει το αναλογικό σήμα σε ψηφιακό και το καταχωρεί σε κανάλια. Η τάση λειτουργίας του συστήματος είναι στα + 3500 V. Το κάθε φάσμα έχει 4096 κανάλια και ενεργειακό εύρος από 0 έως 2000 keV. Το σύστημα παρουσιάζει σχετική ανιχνευτική απόδοση 50% στα 1332 keV. Η αλυσίδα του σήματος ανίχνευσης φαίνεται στην εικόνα 2.17.



Εικόνα 2.17 : Η αλυσίδα του σήματος ανίχνευσης και με τη σειρά που εμφανίζονται , ο ενισχυτής, το τροφοδοτικό υψηλής τάσης και το σύστημα ADC/MCA

Το σύστημα συμπληρώνεται από τη θωράκιση που χρησιμοποιείται και ένα δοχείο Dewar, στο οποίο φυλάσσεται το υγρό άζωτο και διοχετεύεται στον ανιχνευτή κατά τη διάρκεια της μέτρησης. Η θωράκιση αποτελείται από κούλο κύλινδρο και χωρίζεται σε 2 τμήματα. Το εξωτερικό περίβλημα έχει 3 στρώματα, το εξωτερικό από μόλυβδο Pb και πάχος 50 mm, το δεύτερο από κάδμιο Cd πάχους 2.5 mm και τέλος ένα στρώμα χαλκού Cu πάχους 2.5 mm.

2.2.2.Βαθμονόμηση Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας

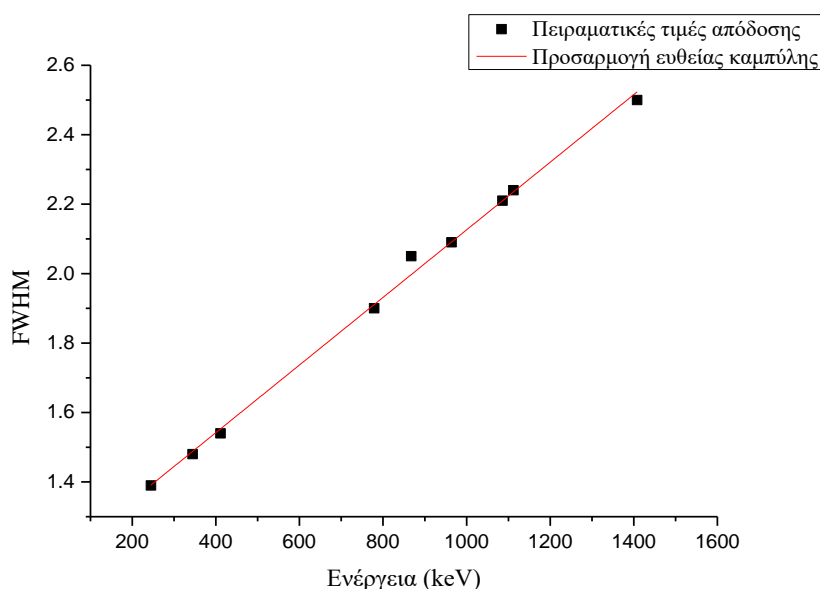
Για τον προσδιορισμό της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του συστήματος HPGe, μετρήθηκαν οι τιμές του FWHM σε κάθε φωτοκορυφή του φάσματος, χρησιμοποιώντας την εκτεταμένη πηγή $^{152/154}\text{Eu}$ (Πίνακας 2.12).

Πίνακας 2.12 : Πειραματικά δεδομένα της τιμής του FWHM για κάθε μία από τις κορυφές του ^{152}Eu που αναλύθηκαν.

Energy (keV)	FWHM (keV)
244.7	1.39
344.28	1.48
411.12	1.54
778.9	1.9
867.37	2.05
964.08	2.09
1085.9	2.21
1112.1	2.24
1408	2.5

Στην εικόνα 2.18 δίνονται οι τιμές του FWHM συναρτήσει της ενέργειας ακτίνων-γ. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία η μεταβολή του FWHM παρουσιάζει γραμμική εξάρτηση από την ενέργεια της κορυφής σε ανιχνευτές Γερμανίου [Deb_98]. Για το λόγο αυτό, στα πειραματικά δεδομένα προσαρμόστηκε μία γραμμική σχέση $a + bE$, μέσω του προγράμματος Origin, η οποία δίνει την τιμή του FWHM συναρτήσει της ενέργειας E.

$$\text{FWHM} = 1.21 + 9.19 \cdot 10^{-4} \cdot E \quad (2.7)$$



Εικόνα 2.18 : Γραφική παράσταση της μεταβολής των FWHM των κορυφών του ^{152}Eu στο σύστημα HPGe συναρτήσει της ενέργειας αυτών και προσαρμογή γραμμικής καμπύλης σε αυτά

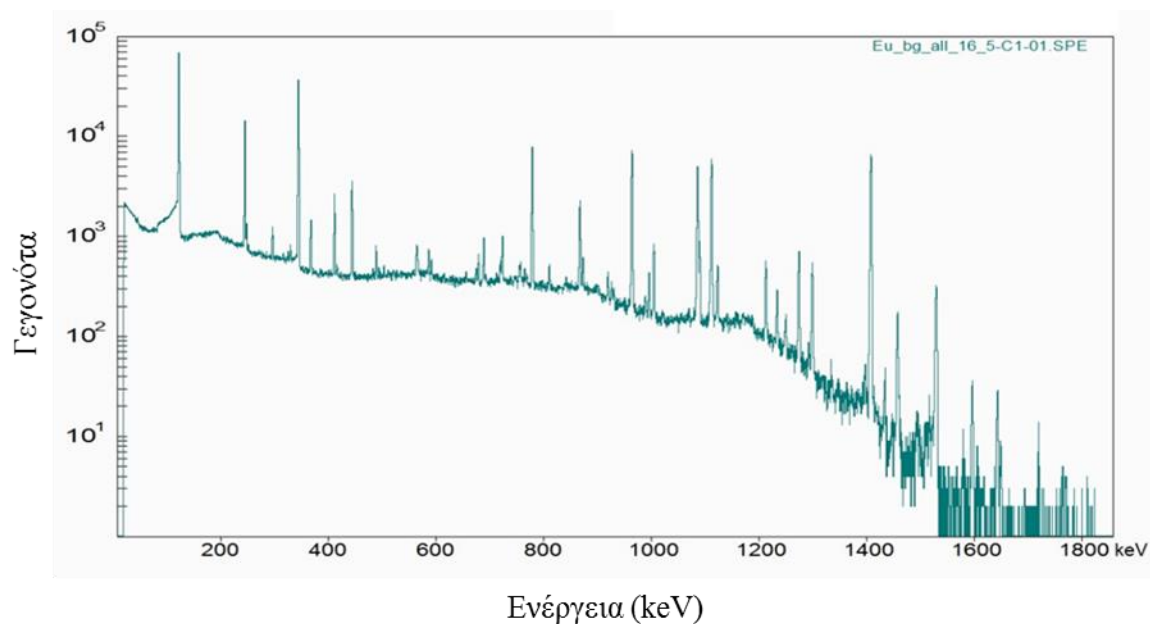
2.2.3.Βαθμονόμηση Απόλυτης Ανιχνευτικής Απόδοσης

Καθώς η ανιχνευτική απόδοση μεταβάλλεται συναρτήσει της ενέργειας είναι αναγκαίο η πηγή να εκπέμπει ακτίνες γ σε ευρύ φάσμα ενεργειών ώστε να καθοριστεί η συμπεριφορά της απόδοσης του συστήματος συναρτήσει της ενέργειας. Από τον υπολογισμό των καταγεγραμμένων γεγονότων στις κορυφές του φάσματος και μέσω της σχέσης 2.1 υπολογίζονται οι τιμές της απόδοσης του συστήματος σε συγκεκριμένες ενέργειες. Η προσαρμογή κατάλληλης καμπύλης στα πειραματικά αυτά σημεία της δίνει τη σχέση ανιχνευτικής απόδοσης, ενέργειας του κάθε συστήματος. Η βαθμονόμηση του συστήματος πραγματοποιήθηκε στις 16/5/2016 χρησιμοποιώντας την εκτεταμένη πηγή $^{152/154}\text{Eu}$. Ο χρόνος ημιζωής των στοιχείων ^{152}Eu και ^{154}Eu είναι 13.54 χρόνια και 8.59 χρόνια αντίστοιχα. Το χρονικό διάστημα μεταξύ 20/2/2001 και 16/5/2016 είναι 15 χρόνια, 2 μήνες και 24 μέρες. Αυτό ισούται με 5560 μέρες ή 480384000 seconds. Μέσω της σχέσης 1.9β υπολογίστηκε η ενεργότητα κάθε ραδιονουκλιδίου την ημέρα της βαθμονόμησης:

Ενεργότητα $^{152}\text{Eu} = A_{152} = 3076 \pm 92 \text{ Bq}$

Ενεργότητα $^{154}\text{Eu} = A_{154} = 157.925 \pm 0.005 \text{ Bq}$

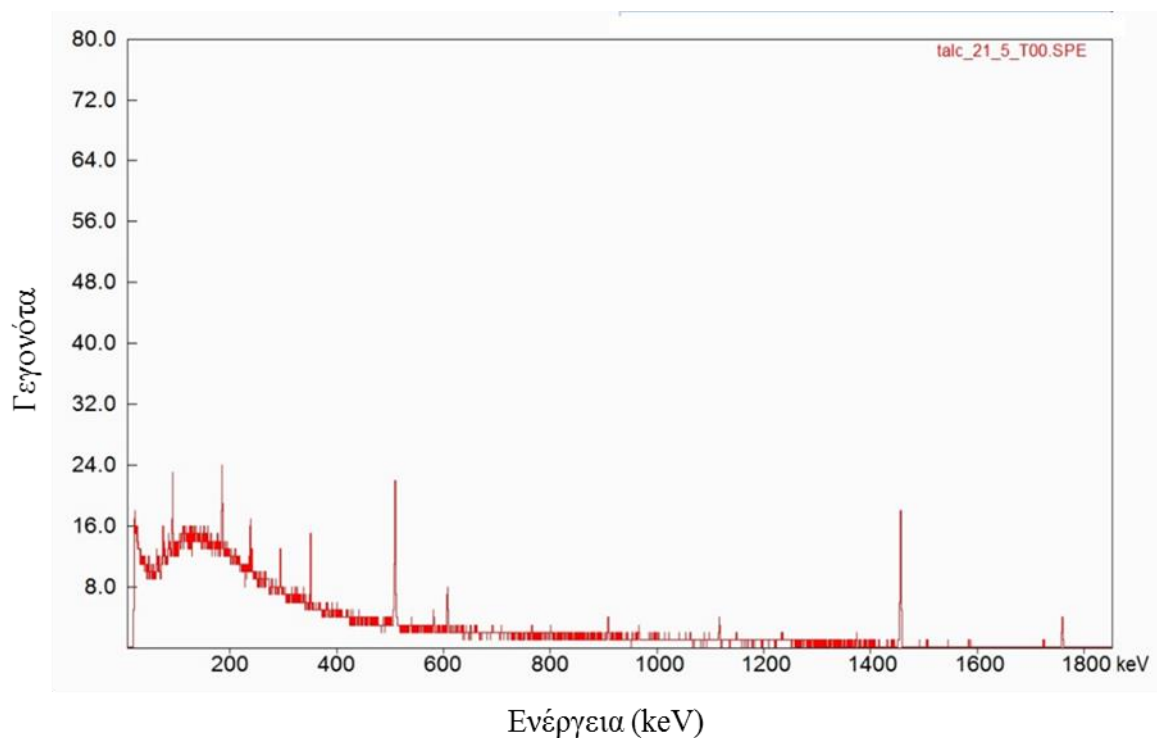
Η διάρκεια της μέτρησης ήταν μία ώρα, δηλαδή 3600 seconds. Λόγω του μικρού χρόνου μέτρησης σε σχέση με το χρόνο ημιζωής των στοιχείων η ενεργότητες θεωρούνται σταθερές κατά τη διάρκεια της μέτρησης. Το φάσμα εκπομπής του ^{152}Eu , δηλαδή σε ποιες ενέργειες εκπέμπει ακτινοβολία γ , είναι γνωστό. Αυτό επιτρέπει την ενεργειακή βαθμονόμηση του συστήματος. Οι δύο ακραίες κορυφές του ^{152}Eu , συγκεκριμένα οι κορυφές στις ενέργειες 121.78 keV και 1408 keV χρησιμοποιήθηκαν ώστε να βαθμονομηθεί ενεργειακά το φάσμα που λήφθηκε, αντιστοιχίζοντας το κάθε κανάλι σε μία ενέργεια. Το φάσμα το οποίο λήφθηκε χρησιμοποιώντας την πηγή $^{152/154}\text{Eu}$ εκτεταμένης γεωμετρίας σε λογαριθμική κλίμακα, φαίνεται στην εικόνα 2.18. Στον πίνακα 2.13 παρουσιάζονται οι κορυφές του φάσματος που οφείλονται στο ^{152}Eu , οι οποίες αναλύθηκαν, μαζί με τις εντάσεις τους. Μαζί με αυτό το φάσμα λήφθηκε και ένα φάσμα ακτινοβολίας υποβάθρου του εργαστηρίου. Το φάσμα αυτό προέκυψε αφήνοντας τον ανιχνευτή να μετρήσει για 24 ώρες χωρίς να έχει τοποθετηθεί κάποια πηγή σε αυτόν. Το φάσμα του ραδιενεργού υποβάθρου δίνεται στην Εικόνα 2.20.



Εικόνα 2.19 : Φάσμα υψηλής ενεργειακής διακριτικής ικανότητας (HPGe), πηγής $^{152/154}\text{Eu}$.

Πίνακας 2.13: Κορυφές εκπομπής του στοιχείου ^{152}Eu μαζί με τις αντίστοιχες εντάσεις τους.

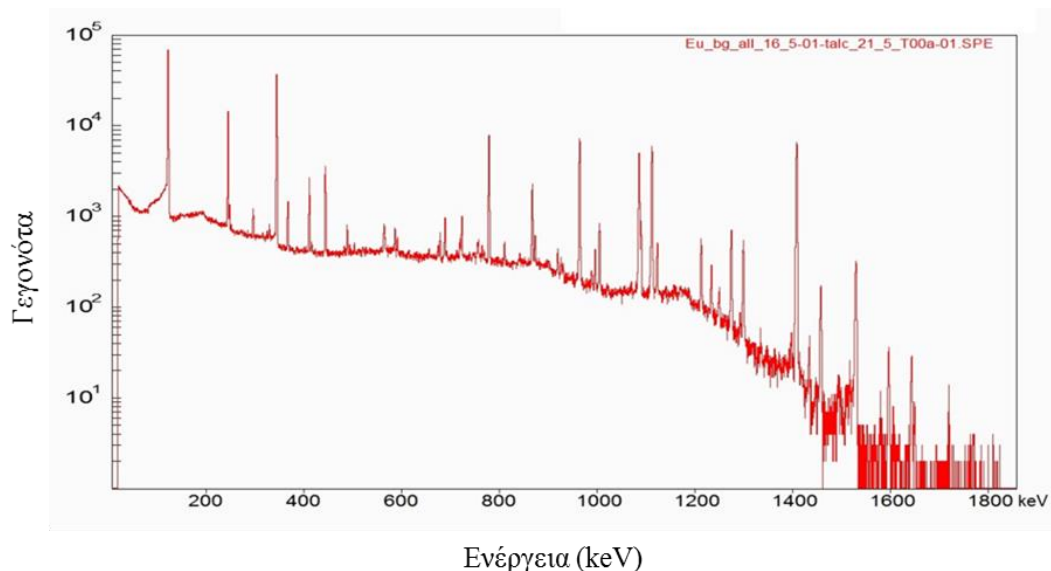
Ενέργεια keV	Ένταση %
121.78	28.58
244.7	7.58
344.28	26.5
411.12	2.23
778.9	12.94
867.37	4.25
964.08	14.61
1085.9	10.21
1112.1	13.64
1408	21.01



Εικόνα 2.20 : Φάσμα υποβάθρου ανιχνευτή HPGe

Για τη βαθμονόμηση του φάσματος υποβάθρου χρησιμοποιήθηκαν οι κορυφές 1460.82 keV του ραδιονουκλιδίου ^{40}K και η 351.9 keV του ^{214}Pb . Και τα δύο αυτά στοιχεία αποτελούν μέρος της φυσικής ραδιενέργειας και μπορούν να ταυτοποιηθούν σε κάθε φάσμα υποβάθρου. Η κορυφή του ^{40}K είναι η πιο έντονη κορυφή στις υψηλές ενέργειες και η κορυφή 351.9 keV του ^{214}Pb είναι η πρώτη έντονη κορυφή στο φάσμα. Στο πρόγραμμα του ανιχνευτή υπήρχε ήδη καταχωρημένη η ενεργειακή βαθμονόμηση από τη πηγή $^{152/154}\text{Eu}$. Τα δύο αυτά στοιχεία χρησιμοποιήθηκαν απλώς για τη βελτιστοποίηση της ενεργειακής βαθμονόμησης στο συγκεκριμένο φάσμα.

Για τον σωστό υπολογισμό των γεγονότων κάθε κορυφής είναι απαραίτητο να αφαιρεθεί η συνεισφορά του υποβάθρου σε αυτές. Το πρόγραμμα SPECTRW δίνει την δυνατότητα αυτή, αφαιρώντας το φάσμα του υποβάθρου από το φάσμα της πηγής. Για τη σωστή αφαίρεση των φασμάτων είναι απαραίτητο να έχει γίνει σωστή ενεργειακή βαθμονόμηση σε αυτά. Εκτός αυτού είναι αναγκαίο πριν την αφαίρεση να κανονικοποιηθεί το φάσμα του υποβάθρου ως προς το χρόνο μέτρησης της βαθμονόμησης (3600 s). Το αποτέλεσμα της αφαίρεσης δίνεται στην Εικόνα 2.21.



Εικόνα 2.21 : Φάσμα HPGe, πηγής $^{152/154}\text{Eu}$ εκτεταμένης γεωμετρίας σε λογαριθμική κλίμακα χωρίς τη συνεισφορά του υποβάθρου του εργαστηρίου

Μέσω ολοκλήρωσης σε κάθε μία από τις σημειωμένες κορυφές υπολογίζεται το εμβαδόν αυτών επομένως και τα γεγονότα που έχουν καταγραφεί σε αυτές. Μέσω της σχέσης 2.1 υπολογίζεται η πειραματική τιμή της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή για την εκάστοτε κορυφή. Τα πειραματικά σημεία της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος παρουσιάζονται στο πίνακα 2.14.

Πίνακας 2.14 : Στον πίνακα εμφανίζεται η ενέργεια και η ένταση της κάθε κορυφής που αναλύθηκε, τα καταγεγραμμένα γεγονότα σε αυτή και η τιμή της απόδοσης που υπολογίζεται μέσω της σχέσης 2.1

Ενέργεια (keV)	I_γ %	Γεγονότα	Απόδοση
121.78	28.58	231315 ± 481	0.0730 ± 0.0020
244.7	7.58	44006 ± 240	0.0525 ± 0.0016
344.28	26.5	134752 ± 380	0.0460 ± 0.0014
411.12	2.23	8711 ± 127	0.0353 ± 0.0012
778.9	12.94	33345 ± 203	0.0233 ± 0.0007
867.37	4.25	9579 ± 130	0.0204 ± 0.0007
964.08	14.61	34440 ± 198	0.0213 ± 0.0007
1085.9	10.21	24562 ± 169	0.0218 ± 0.0007
1112.1	13.64	30300 ± 185	0.0201 ± 0.0006
1408	21.01	38180 ± 197	0.0164 ± 0.0005

2.2.4. Διορθωση των τιμών της ανιχνευτικής απόδοσης λόγω φαινομένων αυτοαπορρόφησης, πραγματικής σύμπτωσης και συνεισφοράς του ^{154}Eu

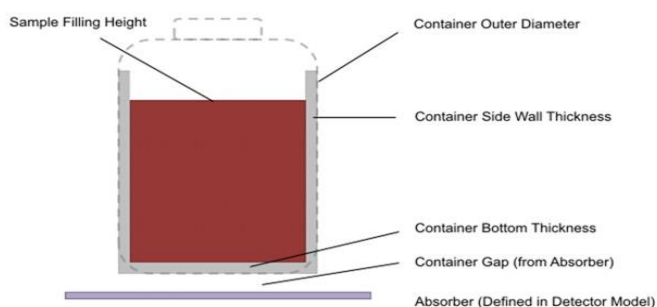
Για να υπολογιστούν οι διορθωτικοί παράγοντες για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης (True Coincidence Summing, TCS) χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα EFFTRAN, στο excel φύλλο με τίτλο Coincidence Summing.xls πρέπει να τοποθετηθούν τα χαρακτηριστικά τα οποία περιγράφουν τον ανιχνευτή HPGe και την πηγή $^{152/154}\text{Eu}$. Αυτά τα χαρακτηριστικά έχουν σωθεί στο preset HPGe-Camberra50_NTUA.txt και bigEu.txt αντίστοιχα, και παρουσιάζονται στην Εικόνα 2.22. Στην κορυφή του φάσματος στα 121.78 keV εμπεριέχεται και η κορυφή στα 123 keV του ^{154}Eu η συνεισφορά της οποίας πρέπει να αφαιρεθεί.

Detector

Crystal diameter	<input type="text" value="66.68"/>	mm	End cap (housing) diameter	<input type="text" value="82.00"/>	mm
Crystal length	<input type="text" value="66.68"/>	mm	End cap (housing) thickness	<input type="text" value="1.80"/>	mm
Bulletization (crystal rounding) radius	<input type="text" value="1.85"/>	mm	End cap (housing) material	<input type="text" value="aluminium"/>	
Top dead layer	<input type="text" value="1.00"/>	mm	Window thickness	<input type="text" value="1.80"/>	mm
Side dead layer	<input type="text" value="1.00"/>	mm	Window-to-crystal gap	<input type="text" value="3.72"/>	mm
Crystal hole (cavity) length	<input type="text" value="46.70"/>	mm	Window material	<input type="text" value="aluminium"/>	
Crystal hole (cavity) diameter	<input type="text" value="3.56"/>	mm	Mount cup (holder) thickness	<input type="text" value="0.50"/>	mm
Crystal material	<input type="text" value="Ge"/>		Mount cup (holder) material	<input type="text" value="aluminium"/>	
			Absorber diametre	<input type="text" value="0.00"/>	mm
			Absorber thickness	<input type="text" value="0.00"/>	mm
			Absorber material	<input type="text" value="copper"/>	

Source

Source filling height	<input type="text" value="18.50"/>	mm
Source material	<input type="text" value="eu-talk"/>	
Container diameter	<input type="text" value="69.00"/>	mm
Container bottom thickness	<input type="text" value="1.00"/>	mm
Container side wall thickness	<input type="text" value="1.00"/>	mm
Container material	<input type="text" value="polystyrene"/>	
Container-to-absorber gap*	<input type="text" value="1.00"/>	mm



Εικόνα 2.22 : Τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτικού συστήματος HPGe και της πηγής της βαθμονόμησης $^{152/154}\text{Eu}$ όπως αυτά εισήχθησαν στο input panel του προγράμματος Efftran

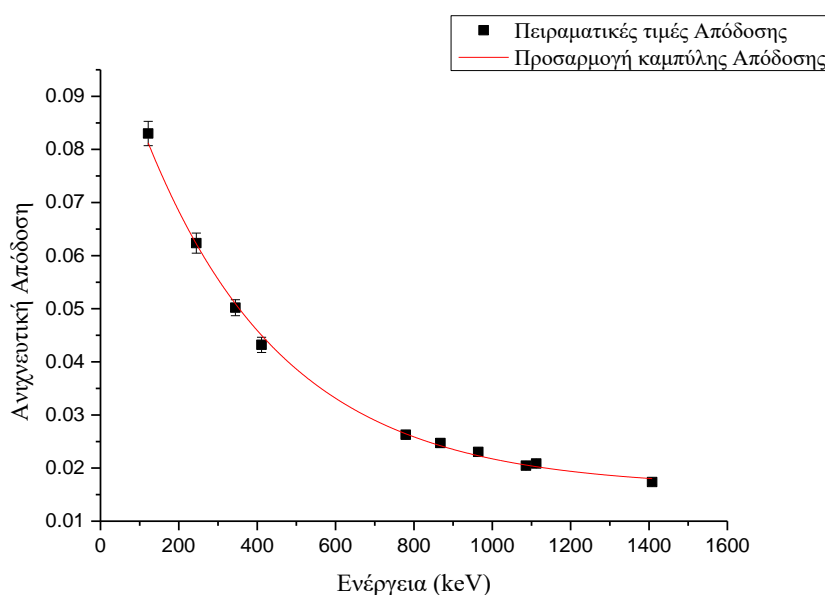
Έχοντας συμπληρώσει τα παραπάνω στοιχεία το πρόγραμμα δίνει έναν διορθωτικό παράγοντα για κάθε κορυφή που εκπέμπει το ^{152}Eu . Για να γίνει η διόρθωση, το εκάστοτε πειραματικό σημείο πολλαπλασιάζεται με τον αντίστοιχο παράγοντα. Στον Πίνακα 2.15 εμφανίζονται οι διορθωμένες για το φαινόμενο TCS τιμές της ανιχνευτικής απόδοσης ($\epsilon + tcs$).

Πίνακας 2.15 : Τιμές της ανιχνευτικής απόδοσης (ϵ) του συστήματος HPGe, οι διορθωτικοί παράγοντες για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης όπως προέκυψαν από το πρόγραμμα Efftran (tes factors) και οι διορθωμένες τιμές της απόδοσης του συστήματος ($\epsilon \cdot \text{tes}$).

Ενέργεια (keV)	Απόδοση	Tes · παράγοντες	$\epsilon \cdot \text{tes}$ παράγοντες
121,78	0.073 ± 0.0020	1.14	0.083 ± 0.0023
244,7	0.053 ± 0.0016	1.19	0.062 ± 0.0019
344,28	0.046 ± 0.0014	1.09	0.050 ± 0.0015
411,12	0.035 ± 0.0012	1.22	0.043 ± 0.0014
778,9	0.023 ± 0.0007	1.13	0.026 ± 0.0008
867,37	0.020 ± 0.0007	1.21	0.025 ± 0.0008
964,08	0.021 ± 0.0007	1.08	0.023 ± 0.0007
1085,9	0.022 ± 0.0007	0.94	0.020 ± 0.0006
1112,1	0.020 ± 0.0006	1.04	0.021 ± 0.0006
1408	0.016 ± 0.0005	1.06	0.017 ± 0.0005

Η προσαρμογή καμπύλης στα διορθωμένα πειραματικά σημεία του πίνακα 2.15 φαίνεται στην Εικόνα 2.23. Η σχέση 2.8 αποτελεί τη καμπύλη της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος HPGe, η οποία θα χρησιμοποιηθεί στους μετέπειτα υπολογισμούς για την εύρεση των συγκεντρώσεων ραδιενέργειας σε δείγματα ιζήματος (Κεφάλαιο 3).

$$\epsilon_{\text{HPGe}} = 0.016 + 0.092e^{-E/354.54} \quad (2.8)$$

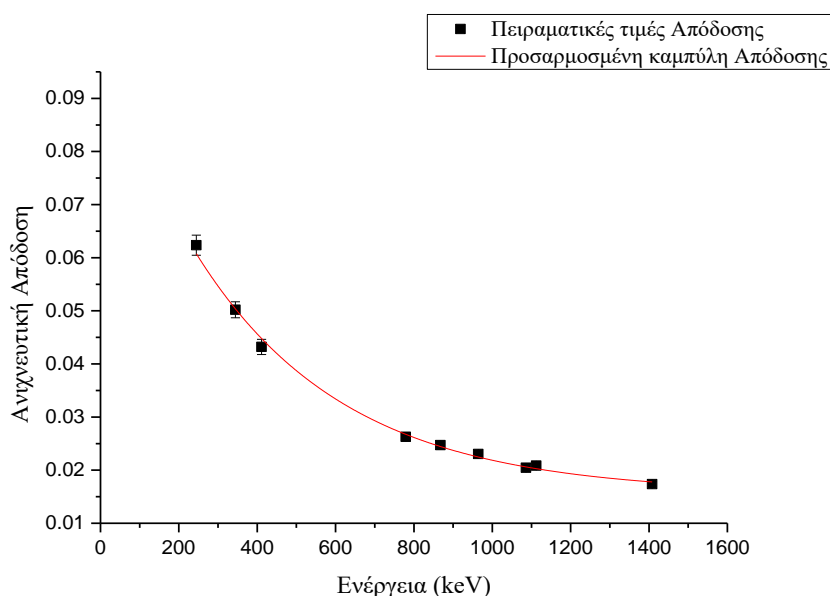


Εικόνα 2.23 : Γραφική παράσταση της ανιχνευτικής απόδοσης του ανιχνευτικού συστήματος HPGe συναρτήσει της ενέργειας.

Αφαίρεση της συνεισφοράς του ^{154}Eu στη κορυφή του ^{152}Eu στα 121.78 keV

Η ύπαρξη ^{154}Eu στη πηγή συνεπάγεται και την εμφάνιση κορυφών αυτού του στοιχείου στο φάσμα. Αναλόγως της διακριτικής ικανότητας του εκάστοτε ανιχνευτή αυτό μπορεί να οδηγήσει σε επιμολύνσεις όπου μια κορυφή του ^{152}Eu και μία κορυφή του ^{154}Eu να εμφανίζονται ως μία. Αυτό το φαινόμενο είναι ιδιαίτερα επιζήμιο για τον υπολογισμό της απόδοσης του συστήματος εάν κάποιο πειραματικό σημείο έχει προκύψει από μία τέτοια κορυφή. Αυτό συμβαίνει στη κορυφή που εμφανίζεται στο φάσμα στα 121 keV. Στην πραγματικότητα αποτελείται από δύο κορυφές την 121.78 keV του ^{152}Eu και την 122.65 keV του ^{154}Eu . Η διακριτική ικανότητα και του συστήματος δεν είναι αρκετή ώστε να ξεχωρίσει μεταξύ αυτών των δύο κορυφών. Γι αυτό το λόγο η ολοκλήρωση της κορυφής μας δίνει λάθος αριθμό γεγονότων. Για τον σωστό υπολογισμό των φωτονίων τις κορυφής 121.78 keV του ^{152}Eu θα πρέπει πρώτα να αφαιρεθούν τα φωτόνια που προέρχονται από τη κορυφή 122.65 keV του ^{154}Eu .

Για τον υπολογισμό της συνεισφοράς του ^{154}Eu στην κορυφή των 121 keV χρησιμοποιήθηκε η σχέση 2.1. Για τον υπολογισμό του αριθμού των ‘καθαρών’ γεγονότων, που οφείλονται στην αποδιέγερση του ^{152}Eu , χρειάζεται πρώτα να καθοριστεί πειραματικά η ενεργότητα του στοιχείου ^{154}Eu και να βρεθεί η τιμή της απόλυτης απόδοσης του συστήματος. Χρησιμοποιώντας τα πειραματικά σημεία του πίνακα 2.15, πλην του σημείου στα 121 keV, προσαρμόζεται σε αυτά μία καμπύλη της μορφής $b + Ae^{-x/\tau}$ χρησιμοποιώντας το λογισμικό Origin. Μέσω αυτής υπολογίζεται η τιμή της απόλυτης ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος. Η εξίσωση που προκύπτει είναι η παρακάτω:



Εικόνα 2.24 : Γραφική παράσταση της απόλυτης απόδοσης του συστήματος HPGe στις κορυφές του ^{152}Eu εκτός από τη κορυφή στα 121 keV. Με κόκκινο σημειώνεται η καμπύλη που προσαρμόστηκε στα πειραματικά σημεία.

$$\varepsilon = 0.016 + 0.086e^{-x/381.1324} \quad (2.9)$$

Καθώς πλέον υπάρχει μία εξίσωση για το καθορισμό της ανιχνευτικής απόδοσης, υπολογίστηκε η πειραματική τιμή της ενεργότητας του ^{154}Eu , η οποία θα συμβολίζεται ως A_{154} μέσω κατάλληλης κορυφής του ^{154}Eu . Οι περισσότερες κορυφές του βρίσκονται πολύ κοντά σε κορυφές του ^{152}Eu με αποτέλεσμα να τις μολύνουν. Μία κορυφή η οποία είναι καθαρή από συνεισφορές άλλων στοιχείων και έχει αρκετή ένταση ώστε να μελετηθεί είναι η κορυφή στα 1274.34 keV. Η ολοκλήρωση της κορυφής στα 1274.34 keV έδωσε $N_{154} = 13846 \pm 75$ γεγονότα και η ενεργότητα της πηγής υπολογίστηκε χρησιμοποιώντας την παρακάτω σχέση:

$$A_{154} = \frac{N_{154}}{\epsilon I_{\gamma} t} = \frac{3846}{0.0187 \cdot 0.35 \cdot 3600} = 163.22 \pm 6.13 \text{ Bq} \quad (2.10)$$

Η απόκλιση από τη κεντρική τιμή υπολογίστηκε μέσω της διάδοσης σφαλμάτων. Η θεωρητική τιμή της A_{154} που υπολογίστηκε πιο πάνω βρίσκεται μέσα στο διάστημα που ορίζει η πειραματική τιμή με το σφάλμα της. Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις 2.9 και 2.10, υπολογίστηκε ο αριθμός των γεγονότων στην κορυφή 121 keV που προέρχονται από το ^{154}Eu

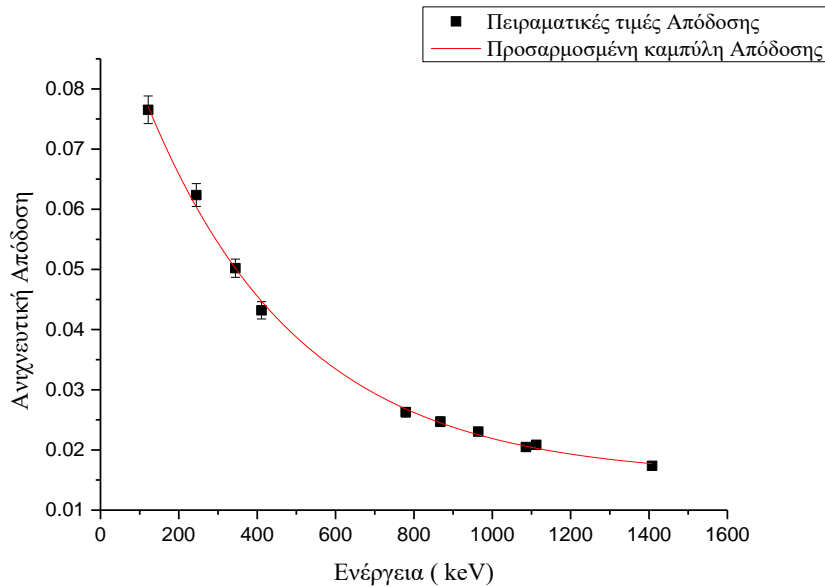
$$N_{154} = \epsilon I_{\gamma} t A_{154} = 0.0777 \cdot 0.41 \cdot 3600 \cdot 163.22 = 18718 \pm 5541 \text{ γεγονότα}$$

Τα τελικά πειραματικά σημεία των τιμών της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος HPGe δίνονται στον Πίνακα 2.16.

Πίνακας 2.16 : Τα πειραματικά σημεία της απόλυτης απόδοσης του συστήματος HPGe έπειτα από το καθαρισμό της κορυφής στα 121 keV από τη συνεισφορά του ^{154}Eu και τη διόρθωση για το φαινόμενο πραγματικής σύμπτωσης

Ενέργεια (keV)	I_{γ} %	Απόδοση
121.78	28.58	0.077 ± 0.0023
244.7	7.58	0.062 ± 0.0019
344.28	26.5	0.050 ± 0.0015
411.12	2.23	0.043 ± 0.0014
778.9	12.94	0.026 ± 0.0008
867.37	4.25	0.025 ± 0.0008
964.08	14.61	0.023 ± 0.0007
108.,9	10.21	0.020 ± 0.0006
1112.1	13.64	0.021 ± 0.0006
1408	21.01	0.017 ± 0.0005

Η συνάρτηση της απόλυτης απόδοσης του συστήματος ως προς την ενέργεια (Εικόνα 2.25) υπολογίζεται προσαρμόζοντας μία καμπύλη στα πειραματικά σημεία του πίνακα 2.16 της μορφής:



Εικόνα 2.25 : Γραφική παράσταση της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτικού συστήματος HPGe συναρτήσει της ενέργειας. Η συνάρτηση της απόδοσης καθορίστηκε μέσω προσαρμογής καμπύλης στις πειραματικές τιμές των αποδόσεων φωτοκορυφής αφού αυτές είχαν διορθωθεί για τις συνεισφορές του ^{154}Eu και για το φαινόμενο πραγματικής σύμπτωσης.

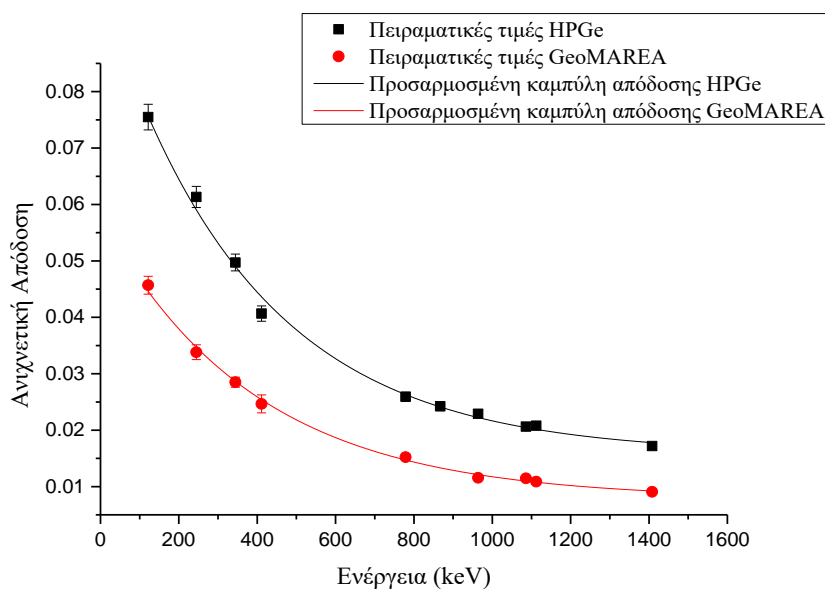
2.3. Σύγκριση της ανιχνευτικής απόδοσης των δύο συστημάτων

Τα δύο συστήματα τα οποία βαθμονομήθηκαν είναι τελείως διαφορετικά μεταξύ τους. Βασίζονται σε διαφορετικές τεχνολογίες, το σύστημα GeoMAREA είναι ένας σπινθηριστής ενώ το σύστημα HPGe ένας ημιαγωγικός ανιχνευτής, αποτελούνται από διαφορετικά υλικά, υδατοστεγές περιβλήμα ακετάλης του GeoMAREA, και έχουν διαφορετική στερεά γωνία ανίχνευσης. Παρά τις διαφορές, αφού έχουν καθοριστεί οι ανιχνευτικές αποδόσεις των δύο συστημάτων είναι δυνατή η σύγκριση των ανιχνευτικών αποδόσεων των δύο συστημάτων. Η σύγκριση αυτή επιτρέπει την αξιολόγηση του συστήματος GeoMAREA χρησιμοποιώντας ως μέτρο την απόδοση ενός ευρέα διαδεδομένου τύπου ανιχνευτή, του HPGe. Η σύγκριση έγινε χρησιμοποιώντας τις τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής κάθε συστήματος όπως αυτές προσδιορίστηκαν πειραματικά. Η ανιχνευτική απόδοση του HPGe βρέθηκε περίπου διπλάσια αυτής του συστήματος GeoMAREA σε όλο το εύρος των ενεργειών, για τη δεδομένη γεωμετρία μέτρησης. Τα αποτελέσματα του λόγου της απόδοσης των δύο συστημάτων δίνονται αναλυτικά στον Πίνακα 2.24. Η διαφορά στην απόδοση των δύο συστημάτων οφείλεται α) στις μικρότερες διαστάσεις του κρυστάλλου CeBr_3 (διάμετρος 5.08 cm) έναντι του HPGe (διάμετρος 6.68 cm) και β) στη μικρότερη στερεά γωνία μέτρησης χρησιμοποιώντας το σύστημα GeoMAREA, λόγω της ύπαρξης του υδατοστεγούς περιβλήματος ακετάλης, το οποίο μεγαλώνει κατά 1.5 cm την απόσταση μεταξύ της πηγής και του κρυστάλλου του ανιχνευτή. Πιο συγκεκριμένα, υπολογίστηκε ότι η τιμή της στερεάς γωνίας του HPGe ισούται με 2.89° έναντι 0.96° του συστήματος GeoMAREA. Αφαίρεση του περιβλήματος ακετάλης θα είχε ως αποτέλεσμα η τιμή της στερεάς γωνίας μεταξύ συστήματος GeoMAREA και πηγής να

ισούται με 2.22°.

Πίνακας 2.17 : Οι πειραματικές τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής των GeoMAREA & HPGe και ο λόγος αυτών

Ενέργεια (keV)	GeoMAREA	HPGe	$\frac{HPGe}{GeoMAREA}$
	Ανιχνευτική Απόδοση	Ανιχνευτική Απόδοση	
121.78	0.0457 ± 0.0016	0.0755 ± 0.0023	1.65 ± 0.08
244.7	0.0338 ± 0.0013	0.0613 ± 0.0019	1.81 ± 0.09
344.28	0.0285 ± 0.0009	0.0497 ± 0.0015	1.74 ± 0.08
411.12	0.0247 ± 0.0016	0.0407 ± 0.0014	1.65 ± 0.12
778.9	0.0152 ± 0.0005	0.0259 ± 0.0008	1.70 ± 0.08
964.08	0.0116 ± 0.0004	0.0229 ± 0.0007	1.98 ± 0.09
1085.9	0.0115 ± 0.0004	0.0206 ± 0.0006	1.80 ± 0.08
1112.1	0.0109 ± 0.0004	0.0208 ± 0.0006	1.91 ± 0.09
1408	0.0091 ± 0.0003	0.0172 ± 0.0005	1.89 ± 0.09



Εικόνα 2.26: Σύγκριση των πειραματικά καθορισμένων τιμών της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής των συστημάτων GeoMAREA,μαύρο χρώμα, & HPGe,κόκκινο χρώμα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΣΤΟ ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΣΕ ΔΕΙΓΜΑΤΑ ΙΖΗΜΑΤΟΣ

Ένας από τους τρόπους ταυτοποίησης των ραδιενεργών στοιχείων που εμφανίζονται σε μία περιοχή και ποσοτικοποίησης της ενεργότητας αυτών, είναι η λήψη δειγμάτων από τη περιοχή και η μέτρηση αυτών στο εργαστήριο με τη μέθοδο της φασματοσκοπίας-γ. Έχοντας πραγματοποιήσει τη βαθμονόμηση του συστήματος GeoMAREA είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθεί το σύστημα αυτό για εργαστηριακές μετρήσεις φασματοσκοπίας-γ σε δείγματα ιζήματος. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται η διαδικασία απόκτησης αυτών των δειγμάτων, η κατάλληλη προετοιμασία τους ώστε να μετρηθούν, τα αποτελέσματα των μετρήσεων φασματοσκοπίας-γ χρησιμοποιώντας το σύστημα GeoMAREA και οι μετρήσεις αναφοράς που πραγματοποιήθηκαν σε ανιχνευτή Γερμανίου σε επιλεγμένα δείγματα με στόχο τον έλεγχο της ορθότητας των αποτελεσμάτων (σύστημα GeoMAREA) των συγκεντρώσεων ραδιονουκλιδίων στα δείγματα ιζήματος.

3.1 Περιοχή Δειγματοληψίας

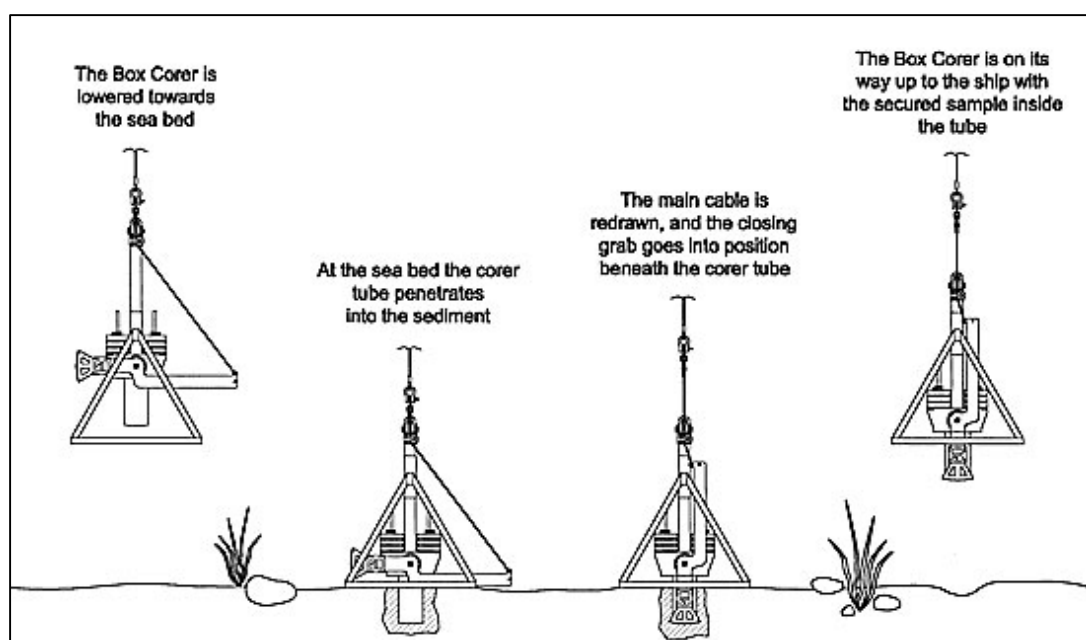
Η περιοχή προέλευσης των δειγμάτων είναι μία θαλάσσια τάφρος, μεγάλου βάθους στα ανοιχτά της Σαμοθράκης. Λόγω της απόστασής της από τη στεριά, η περιοχή αυτή χαρακτηρίζεται από μικρό ρυθμό ιζηματογένεσης. Η συλλογή των δειγμάτων έγινε από το ερευνητικό προσωπικό του ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε χρησιμοποιώντας το σκάφος «ΑΙΓΑΙΟ» του ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε στα πλαίσια του ερευνητικού προγράμματος ΑΕΧ 7 την περίοδο 17 και 18 Νοέμβρη 2015. Οι εργασίες πεδίου περιλάμβαναν τη δειγματοληψία 3 πυρήνων ιζήματος από τρία διαφορετικά βάθη της θαλάσσιας τάφρου, ένας για κάθε βάθος δειγματοληψίας. Αναλυτικότερα στον Πίνακα 3.1 παρουσιάζονται τα σημεία δειγματοληψίας (Σταθμός), τα χαρακτηριστικά των πυρήνων ιζήματος (βαθυμετρία σταθμού, μήκος πυρήνων) καθώς και οι συντεταγμένες των σημείων δειγματοληψίας.

Πίνακας 3.1: Στοιχεία δειγματοληψίας πυρήνων ιζήματος.

Ημερομηνία δειγματοληψίας	17-18 Νοέμβρη 2015		
Ερευνητικό πρόγραμμα	ΑΕΧ 7		
Σταθμός	Βάθος (m)	Μήκος πυρήνα (cm)	Συντεταγμένες
ΑΕΧ 53	119	49	(77.7588 , 82.9689)
ΑΕΧ 52	405	42	(62.8662 , 27.6018)
ΑΕΧ 58	1540	54	(45.7266 , 39.6324)

3.2 Δειγματοληψία και Προετοιμασία Δειγμάτων

Σκοπός της δειγματοληψίας είναι η απόκτηση ενός αντιπροσωπευτικού δείγματος του ιζήματος του βυθού. Για τη λήψη των δειγμάτων (πυρήνες ιζήματος) χρησιμοποιήθηκε δειγματολήπτης “**box corer**” που επιτρέπει τη λήψη ιζήματος από μεγάλα βάθη και επιπλέον είναι κατάλληλος για αφαίρεση μεγάλου όγκου δείγματος λασπώδους ιζήματος. Ο δειγματολήπτης αυτός αποτελείται από ένα μεταλλικό πλαίσιο το οποίο συγκρατεί ένα κυβικό δοχείο ανοιχτό από τη κάτω πλευρά του. Το δοχείο βυθίζεται με ελεγχόμενη ταχύτητα μέσω ενός βαρούλκου έως το πυθμένα. Το βαρούλκο βρίσκεται στο κατάστρωμα του ανιχνευτικού πλοίου. Με τη βοήθεια μεταλλικών βαρών, ιδανικά από ανοξείδωτο ατσάλι, που τοποθετούνται πάνω από το δοχείο, αυτό βυθίζεται μέσα στο πυθμένα. Ένα καπάκι, οι άκρες του οποίου είναι καλυμμένες με καουτσούκ, μετακινείται και σφραγίζει το δοχείο. Έπειτα ξεκινά η ανύψωση του πλαισίου στο κατάστρωμα του καραβιού. Όταν το δοχείο φτάσει στο κατάστρωμα γίνεται η τελική δειγματοληψία με χρήση κυλίνδρων που βυθίζονται στο δείγμα. Τα κυλινδρικά αυτά δοχεία αναφέρονται ως πυρήνες ή καρότα. Το κυβικό δοχείο μπορεί να λάβει δείγμα όγκου ίσου με όγκο κύβου πλευράς έως και 50 cm. Καθώς το εκάστοτε κυλινδρικό δοχείο βυθίζεται στον box corer διατηρείται η κατανομή του ιζήματος στο εσωτερικό του πυθμένα. Σε κάθε πυρήνα το αριστερό άκρο περιέχει τα επιφανειακά δείγματα και το δεξιό άκρο τα βαθύτερα δείγματα του πυρήνα, αντιστοίχως. Λόγω της μικρής επιφάνειας επαφής του δείγματος με τα τοιχώματα σε σχέση με το συνολικό όγκο του δείγματος έχουμε μικρή συμπίεση αυτού. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την αφαίρεση του ζητούμενου όγκου με την ελάχιστη δυνατή διαταραχή του γύρω περιβάλλοντος και αλλοίωση του δείγματος (IAEA_03). Η διαδικασία συλλογής δείγματος ιζήματος από τον πυθμένα παρουσιάζεται στην Εικόνα 3.1.



Εικόνα 3.1: Μέθοδος δειγματοληψίας box corer.

Η κατάλληλη επεξεργασία των δειγμάτων πριν τη μέτρηση περιλαμβάνει το διαχωρισμό και ταξινόμηση των δειγμάτων ανά εκατοστό βάθους, την αποξήρανσή τους, την κονιοποίηση τους, τη μέτρηση των χαρακτηριστικών τους (μέτρηση πυκνότητας, μάζας) και τη μεταφορά τους σε ειδικά δοχεία για τη μέτρηση φασματοσκοπίας-γ.

Αρχικά ανοίγεται ο πυρήνας, χωρίζοντας τον κύλινδρο σε δύο ίσα μέρη. Αμέσως μετά, με τη χρήση ενός μεταλλικού νυστεριού και ενός χάρακα ή μέτρου ο πυρήνας διαχωρίζεται ανά εκατοστό. Λόγω της λασπώδους φύσης του δείγματος είναι αρκετά δύσκολο η κοπή του σε ακριβή κομμάτια μεγέθους ενός εκατοστού, με αποτέλεσμα μέρη που ανήκουν σε επόμενο εκατοστό να προσκολλούνται στο κομμάτι ιζήματος που αφαιρείται. Έπειτα από το διαχωρισμό και την κοπή, το δείγμα που αντιστοιχεί σε κάθε εκατοστό τοποθετείται σε ειδικά κυλινδρικά δοχεία (petri). Το κάθε petri πρέπει να αναγράφει πάνω του με καθαρά και ευδιάκριτα γράμματα από ποιον πυρήνα και σε ποιο εκατοστό αντιστοιχεί το υλικό που περιέχει. Με αυτό τον τρόπο διατηρείται η πληροφορία της κατανομής του ιζήματος στο εσωτερικό του βυθού. Αφού μεταφερθεί το υλικό του πυρήνα στα petri, κατανέμεται όσο το δυνατόν πιο ομοιόμορφα στο εσωτερικό αυτών. Πριν τοποθετηθεί το υλικό, πρέπει να έχει μετρηθεί το βάρος του κάθε δοχείου ώστε να μπορεί να καθοριστεί η καθαρή μάζα του υγρού δείγματος. Γνωρίζοντας τον όγκο που καταλαμβάνει η υγρή μάζα και το καθαρό βάρος της προσδιορίζεται η υγρή πυκνότητα του κάθε δείγματος. Έχοντας λάβει μετρήσεις για την υγρή μάζα, τα δείγματα τοποθετούνται σε ειδικό φούρνο ο οποίος διατηρεί σταθερή θερμοκρασία 60° C. Εάν μετρηθεί η μάζα ενός δείγματος 2 διαδοχικές μέρες και δεν παρατηρηθεί σημαντική μεταβολή σε αυτή το δείγμα αφαιρείται από το φούρνο. Η σταθερή μέτρηση της μάζας συνεπάγεται την απώλεια της υγρασίας που είχε το δείγμα. ή αφαίρεσης του δείγματος από το φούρνο αυτό προσροφά υγρασία από τον αέρα, τα ποσοστά αυτά όμως είναι αμελητέα. Συνήθως χρειάζονται μερικές μέρες μέχρι τα δείγματα να χάσουν την υγρασία τους. Η αποξήρανση του δείγματος επιτρέπει επίσης τον υπολογισμό του ποσοστού της υγρασίας κάθε δείγματος. Το ποσοστό της υγρασίας που περιέχει το κάθε δείγμα καθορίζεται από τη διαφορά της υγρής με τη ξηρή του μάζα και οφείλεται στο θαλασσινό νερό που περιέχει το δείγμα. Λόγω της χρήσης του φούρνου για την αποξήρανση, τα δείγματα σε αυτό το στάδιο έχουν μετατραπεί σε σκληρά, συμπαγή, μεγάλα κομμάτια όπως φαίνεται στην εικόνα 3.2.



Εικόνα 3.2: Δείγμα ιζήματος μετά την αποξήρανση.

Το επόμενο βήμα για τη προετοιμασία των δειγμάτων είναι η κονιοποίηση αυτών ώστε να αυξηθεί η ενεργός τους επιφάνεια. Αυξάνοντας την ενεργό επιφάνεια ανά γραμμάριο του δείγματος αυξάνεται η ικανότητα πρόσδεσης των διάφορων ραδιενεργών ισοτόπων στα μόρια του δείγματος. Αυτό οδηγεί σε αύξηση της πυκνότητας των ραδιενεργών ισοτόπων στο εκάστοτε δείγμα. Για την κονιοποίηση χρησιμοποιήθηκε ένας ειδικός μηχανικός μύλος (Εικόνα 3.3). Το μεγαλύτερο μέρος του δείγματος τοποθετείται σε ειδικό δοχείο από αχάτη μαζί με 11 σφαιρίδια από το ίδιο υλικό, ενώ πάντα φυλάσσεται λίγο πρωτότυπο δείγμα για πιθανή μελλοντική χρήση. Το δοχείο σφραγίζεται με καπάκι από αχάτη και τοποθετείται στο ειδικό μηχάνημα το οποίο το περιστρέφεται με 250 στροφές το λεπτό για 7 λεπτά. Το δείγμα πλέον έχει μορφή σκόνης (διάμετρος κόκκου ιζήματος < 200 μm) και κοσκινίζεται, για την απομάκρυνση υλικού που δεν τρίφτηκε επαρκώς (>125 μm). Μέρος από το κοσκινισμένο δείγμα τοποθετείται σε ειδικό κυλινδρικό δοχείο γνωστής ακτίνας και μετρείται το βάρος και το ύψος του δείγματος μέσα στο δοχείο. Από τη γνωστή ακτίνα του δοχείου και το ύψος του δείγματος υπολογίζεται ο όγκος που καταλαμβάνει. Διαιρώντας το βάρος με τον όγκο υπολογίζεται η ξηρή πυκνότητα του τριμμένου δείγματος. Έπειτα το δείγμα, και το μέρος αυτού που χρησιμοποιήθηκε για τη μέτρηση της ξηρής πυκνότητας τοποθετείται σε ειδικό δοχείο κυλινδρικής γεωμετρίας για την μέτρηση φασματοσκοπίας-γ. Κάθε φορά που επαναλαμβάνεται η παραπάνω διαδικασία (για κάθε δείγμα), όλα τα δοχεία και σκεύη που χρησιμοποιούνται καθαρίζονται καλά ώστε να μην υπάρξει πρόσμιξη μεταξύ των δειγμάτων.



Εικόνα 3.3: Από αριστερά προς δεξιά εμφανίζονται α) το δοχείο αχάτη στο οποίο τοποθετείται το δείγμα για να κονιοποιηθεί, β) τριμμένο δείγμα στο κόσκινο και γ) ο ειδικός μηχανικός μύλος.

Από τους 3 πυρήνες που λήφθηκαν στη παρούσα εργασία αναλύθηκαν μόνο τα δείγματα του πυρήνα AEX 52. Τα δείγματα που μελετήθηκαν αποτελούνταν από λεπτόκοκκο υλικό και περιείχαν μεγάλη ποσότητα υγρασίας. Επίσης, ανά εκατοστό βάθους οι τιμές της πυκνότητας και του ποσοστού της υγρασίας του κάθε δείγματος μεταβάλλονταν. Αυτό οδηγεί σε ανομοιογένειες και μικρές τιμές της μάζας ιζήματος που αντιστοιχεί σε κάθε εκατοστό. Οι μικρές τιμές της μάζας ιζήματος αποτελούν πρόβλημα, καθώς χρειάζονται τουλάχιστον 30 γραμμάρια καθαρής μάζας για να μετρηθεί η εκλυόμενη ακτινοβολία από το δείγμα με μία ικανοποιητική στατιστική. Λόγω των χαρακτηριστικών των δειγμάτων ιζήματος του πυρήνα AEX 52, η καθαρή μάζα του εκάστοτε δείγματος ανά εκατοστό δεν επαρκούσε ώστε να υπάρξει ικανοποιητική στατιστική για την ανάλυση των φασμάτων με χρήση φασματοσκοπίας-γ. Η λύση αυτού ήταν η ενοποίηση των δειγμάτων η οποία παρουσιάζεται παρακάτω.

Τα δείγματα ιζήματος του πυρήνα AEX 52, ενοποιήθηκαν ανά 2 εκατοστά. Αναλυτικότερα, για την ενοποίηση των δειγμάτων ανά δύο εκατοστά ακολουθήθηκε η διαδικασία που περιγράφεται παρακάτω. Στο δοχείο ενός δείγματος τοποθετείται μία μεμβράνη σελοφάν πάνω από το δείγμα και ύστερα τοποθετείται από πάνω το υλικό του δείγματος του αμέσως επόμενου εκατοστού. Γίνεται μέτρηση του βάρους των δύο δειγμάτων και έπειτα τοποθετείται μία δεύτερη μεμβράνη σελοφάν. Κατά αυτό τον τρόπο αποκτήθηκε η απαιτούμενη μάζα των περίπου 20 g ανά δείγμα και ταυτόχρονα διατηρήθηκε η πληροφορία της κατανομής του ιζήματος. Ο κενός χώρος του δοχείου γεμίζεται με πούδρα. Η παρουσία της πούδρας είναι αναγκαία για μέτρηση σε οριζόντιο ανιχνευτή. Εάν το δείγμα δεν είναι αρκετό για να γεμίσει το δοχείο, όταν τοποθετηθεί σε οριζόντια θέση λόγω της βαρύτητας το μεγαλύτερο μέρος αυτού θα μετατοπιστεί προς τα κάτω. Λόγω της κατανομής που θα αποκτήσει το δείγμα θα υπάρξει μεταβολή στη στερεά γωνία μέτρησης. Προσθέτοντας πούδρα, η οποία δεν περιέχει φυσική ή τεχνητή ραδιενέργεια, γεμίζεται ο κενός χώρος και αποτρέπεται το παραπάνω πρόβλημα. Μετρείται πάλι το βάρος του δοχείου με τη προσθήκη της πούδρας. Τέλος το δοχείο σφραγίζεται με κολλητική ταινία και σημειώνεται πάνω σε αυτό το καθαρό βάρος του ιζήματος, η ημερομηνία σφράγισης του, τα εκατοστά δειγματοληψίας και το όνομα του πυρήνα. Το δοχείο σφραγίζεται για πρακτικούς αλλά και πειραματικούς λόγους. Η σφράγιση του δοχείου αρχικά εξασφαλίζει ότι δεν θα υπάρξει απώλεια δείγματος από κάποιο ατύχημα. Επίσης με τη σφράγιση δεν έχουμε απώλεια του στοιχείου Rn (ευγενές αέριο).

Στον Πίνακα 3.2 παρουσιάζονται οι τιμές της ολικής και καθαρής μάζας των δειγμάτων ιζήματος που μελετήθηκαν, μετά και την ενοποίηση τους. Λόγω των ανομοιογενειών των καθαρών μαζών των δειγμάτων τα ενοποιημένα δείγματα δεν έχουν την ίδια καθαρή μάζα ούτε την ίδια ποσότητα πούδρας. Παρατηρείται διαβάθμιση στη τιμή της καθαρής μάζας του κάθε ενοποιημένου δείγματος. Αυτή οφείλεται στους λόγους που αναφέρθηκαν πρωτότερα. Τα εκατοστά 6 – 9 και 9 -12 ενοποιήθηκαν ανά 3 λόγω της μικρής τους μάζας. Τα 2 τελευταία εκατοστά δεν ομαδοποιήθηκαν καθώς είχαν ικανοποιητική καθαρή μάζα (>20 g).

Μέσω της παραπάνω διαδικασίας προέκυψαν κατάλληλα δείγματα ιζήματος, τα οποία μπορούν να τοποθετηθούν στους ανιχνευτές Γερμανίου (HPGe) και Βρωμιούχου Δημητρίου (GeoMARE) για τη μέτρηση του ραδιενεργού υποβάθρου της περιοχής μελέτης. Η κατάλληλη προετοιμασία των δειγμάτων σε συνδυασμό με το ικανοποιητικό χρόνο μέτρησης (24h ή 48h) αυτών, διασφαλίζουν την επαρκή στατιστική για την ανάλυση των δειγμάτων με χρήση της φασματοσκοπίας γ . Πριν τοποθετηθεί στον ανιχνευτή το κάθε δοχείο αφήνεται 20 ημέρες ώστε να επέλθει ραδιενεργός ισορροπία μεταξύ ζευγαριών μητρικού και θυγατρικού πυρήνα (π.χ. ^{226}Ra και ^{214}Bi , ^{214}Pb).

Πίνακας 3.2: Καταγραφή της ολικής και καθαρής μάζας των ενοποιημένων δειγμάτων του πυρήνα ΑΕΧ 52 τα οποία αναλύθηκαν.

Βάθος ιζήματος (cm)	Ξηρή Πυκνότητα (gr/cm ³)	Συνολική Μάζα (g)	Καθαρή Μάζα (g)
0 – 2	0.7766	68.89	22.94
2 – 4	0.8556	63.23	23.97
4 – 6	0.7476	61.81	18.57
6 – 9	0.7891	65.12	28.14
9 – 12	0.7958	57.51	17.1
12 – 14	0.7772	67.11	29.6
14 – 16	0.7530	66.44	31.18
16 – 18	0.7525	66.75	32.87
18 – 20	0.7525	67.41	35.88
20 – 22	0.7483	67.57	32.97
22 – 24	0.7556	65.51	37.49
24 – 26	0.8435	68.48	32.11
26 – 28	0.6974	67.24	27.46
28 – 30	0.7766	67.91	31.07
30 – 32	0.8556	63.45	28.84
32 – 34	0.7476	67.81	36.56
34 – 36	0.7891	64.66	25.79
36 – 37	0.7958	64.45	25.25
37 – 38	0.7772	61.77	20.26

3.3 Μετρήσεις φασματοσκοπίας-γ

Το φάσμα ενός τυπικού δείγματος θαλάσσιου ιζήματος απαρτίζεται από κορυφές στοιχείων φυσικής ραδιενέργειας όπως αυτά που ανήκουν στις 3 φυσικές ραδιενεργές σειρές, τη σειρά Θορίου ²³²Th, τη σειρά του Ουρανίου ²³⁸U και τη σειρά του Ακτινίου ²³⁵U καθώς και κάποιων άλλων με ποιο σημαντικό το ⁴⁰K και τη κορυφή του στα 1460.8 keV. Λόγω των πυρηνικών δοκιμών και πυρηνικών ατυχημάτων, πολύ συχνά εμφανίζονται και στοιχεία τεχνητής ραδιενέργειας όπως το ¹³⁷Cs. Τα στοιχεία των φυσικών ραδιενεργών σειρών βρίσκονται σε ραδιενεργό ισορροπία, επομένως η τιμή της ενεργότητας όλων των στοιχείων μίας ραδιενεργού σειράς, σε ένα μη δυναμικό περιβάλλον, αναμένεται να παρουσιάζουν όμοιες τιμές μέσα στα πλαίσια στατιστικής διακύμανσης. Η μεγάλη απόκλιση της τιμής της ενεργότητας κάποιου φυσικού ραδιονουκλιδίου αποτελεί ένδειξη πιθανής ανθρωπογενούς δραστηριότητας ή κάποιου μη πυρηνικού φυσικού μηχανισμού συγκέντρωσης του στοιχείου. Η εμφάνιση

κορυφών στο φάσμα από στοιχεία τα οποία κατηγοριοποιούνται ως τεχνητή ραδιενέργεια αποτελεί επίσης ένδειξη ανθρωπογενούς δραστηριότητας στη περιοχή δειγματοληψίας. Η εύρεση των συγκεντρώσεων αυτών των στοιχείων μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως μέτρο της επίδρασης της ανθρωπογενούς δραστηριότητας στη περιοχή δειγματοληψίας.

3.3.1. Περιγραφή του υπολογισμού συγκεντρώσεων ραδιονουκλιδίων στα δείγματα ιζήματος

Για το καθορισμό των συγκεντρώσεων των ραδιονουκλιδίων, A/m (Bq/kg), που περιέχονται στα δείγματα χρησιμοποιήθηκε η παρακάτω σχέση:

$$A/m = \frac{N_{\text{καταγεγραμμένα}}}{I_{\gamma} \epsilon_c t} \cdot F_{\text{tcs}} \cdot \frac{1}{m} \quad (3.1)$$

Όπου:

A/m = η συγκέντρωση του κάθε ραδιονουκλιδίου (Bq/kg)

m = η καθαρή μάζα του δείγματος σε kg

$N_{\text{καταγεγραμμένα}}$ = Ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων στη φωτοκορυφή του στοιχείου.

$I_{\gamma}(R)$ = η πιθανότητα εκπομπής της ακτίνας-γ για κάθε υπό μελέτη ραδιονουκλίδιο (R).

t = η χρονική διάρκεια της μέτρησης σε sec.

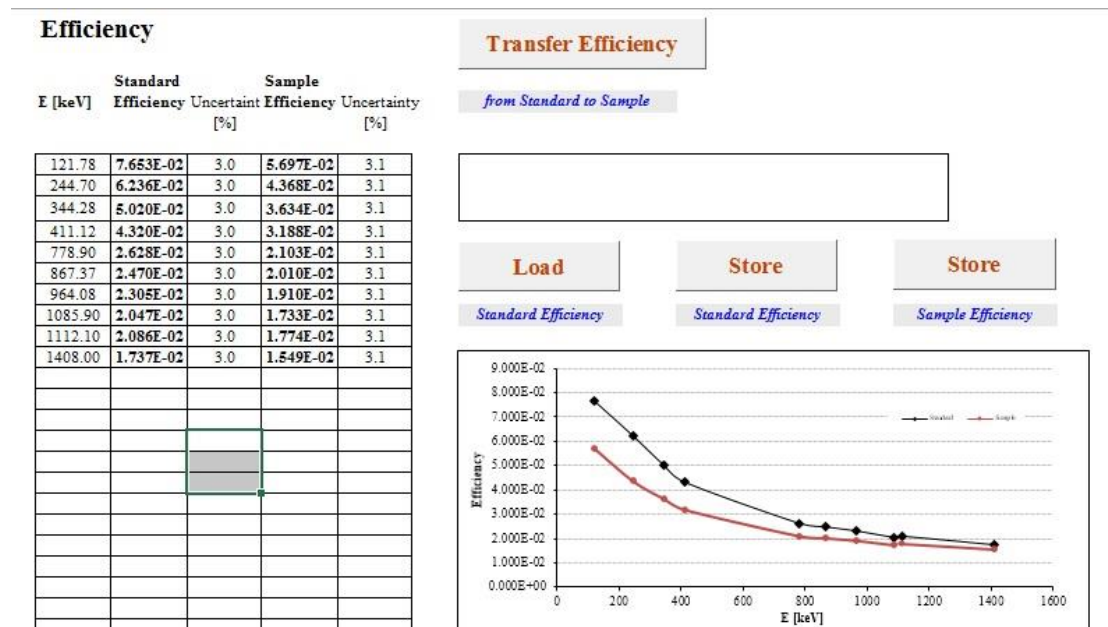
$\epsilon_c(E_{\gamma,s})$ = η διορθωμένη τιμή της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος $\epsilon(E_{\gamma})$, λαμβάνοντας υπόψη την ενδοαπορρόφηση του εκάστοτε δείγματος (s).

$F_{\text{tcs}}(R, E_{\gamma})$ = ο διορθωτικός παράγοντας των καταγεγραμμένων γεγονότων λόγω του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης (TCS), σε κάθε κορυφή (E_{γ}) για τα ραδιονουκλίδια (R) με αποδιέγερση σε σειρά (cascade)

Για το σωστό υπολογισμό της ενεργότητας των στοιχείων των δειγμάτων, αφαιρέθηκε από τις κορυφές που αναλύθηκαν η συνεισφορά του υποβάθρου πριν τον υπολογισμό των καταγεγραμμένων σε αυτές γεγονότων, $N_{\text{καταγεγραμμένα}}$. Για τον υπολογισμό του διορθωτικού παράγοντα του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης, $F_{\text{tcs}}(R, E_{\gamma})$, ακολουθήθηκαν τα ίδια βήματα που περιγράφηκαν στο Κεφάλαιο 2. Στο ειδικό φύλλο του προγράμματος EFFTRAN [Vid_05] έγινε η περιγραφή του ανιχνευτικού συστήματος και των χαρακτηριστικών (διαστάσεις πηγής ιζήματος, πυκνότητα, σύσταση) του εκάστοτε δείγματος. Έπειτα, για κάθε κορυφή ραδιονουκλιδίου που θέλαμε να μετρήσουμε, σε κάθε δείγμα υπολογίστηκε από το πρόγραμμα ο αντίστοιχος διορθωτικός παράγοντας F_{tcs} .

Ο υπολογισμός της διορθωμένης ανιχνευτικής απόδοσης $\epsilon_c(E_{\gamma,s})$ του κάθε δείγματος, συμπεριλαμβάνει διορθώσεις για διαφορές στην ενδοαπορρόφηση και στη στερεά γωνία μέτρησης κάθε δείγματος. Η πηγή $^{152/154}\text{Eu}$ εκτεταμένης γεωμετρίας που χρησιμοποιήθηκε για την βαθμονόμηση των ανιχνευτικών συστημάτων, είχε διαφορετική πυκνότητα (0.06 g/cm^3) από τις τιμές πυκνότητας των δειγμάτων ιζήματος

που μελετήθηκαν (πυρήνας ιζήματος AEX 52). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να υπάρχουν διαφορετικά ποσοστά ενδοαπορρόφησης μεταξύ των δειγμάτων και της πηγής βαθμονόμησης. Ομοίως, διαφορετικά ποσοστά ενδοαπορρόφησης υπήρχαν και μεταξύ των ίδιων των δειγμάτων. Εκτός αυτού, το κάθε δείγμα καταλαμβάνει διαφορετικό όγκο μέσα στο δοχείο του, λόγω των διαφορών στις μάζες των δειγμάτων. Επομένως, πέρα της ενδοαπορρόφησης, σε κάθε δείγμα αλλάζει η στερεά γωνία μέτρησης μεταξύ δείγματος και ανιχνευτή. Αυτό οδηγεί και σε διαφορετική επίδραση του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης σε κάθε μέτρηση το οποίο λήφθηκε υπόψη κατά τον υπολογισμό του διορθωτικού παράγοντα $F_{\text{tes}}(R, E_{\gamma})$. Τα παραπάνω επηρεάζουν κάθε μέτρηση, με διαφορετικό τρόπο σε κάθε ανιχνευτικό σύστημα. Έτσι, οι τιμές της ανιχνευτικής απόδοσης των δύο διαφορετικών συστημάτων που χρησιμοποιήθηκαν, προσαρμόστηκαν για κάθε δείγμα ώστε να ληφθούν υπόψη τα παραπάνω. Για τον υπολογισμό της διορθωμένης ανιχνευτικής απόδοσης $\epsilon_c(E_{\gamma}, s)$ του κάθε δείγματος, για τα δύο χρησιμοποιούμενα ανιχνευτικά συστήματα, χρησιμοποιήθηκε και πάλι το πρόγραμμα EFFTRAN.



Εικόνα 3.4: Διόρθωση λόγω ενδοαπορρόφησης των τιμών της ανιχνευτικής απόδοσης στο πρόγραμμα EFFTRAN. Ο χρήστης εισάγει τις αρχικές πειραματικές τιμές της απόδοσης του συστήματος ϵ και το πρόγραμμα επιστρέφει τις νέες τιμές, ϵ_c .

Στο excel φύλλο Efficiency Transfer του προγράμματος έγινε η περιγραφή του ανιχνευτή, της εκάστοτε πηγής και τοποθετήθηκαν οι τελικές πειραματικές τιμές της απόδοσης του εκάστοτε συστήματος (πίνακας 2.12 για το σύστημα HPGe και πίνακας 2.13 για το σύστημα GeoMAREA). Το πρόγραμμα, υπολόγισε εκ νέου τις διορθωμένες τιμές για τα πειραματικά σημεία που δέχτηκε ως είσοδο, λαμβάνοντας υπόψη τη στερεά γωνία μέτρησης και τα χαρακτηριστικά της πηγής (δείγμα ιζήματος). Επομένως για κάθε δείγμα του πυρήνα AEX 52 υπήρχε μία ομάδα πειραματικών σημείων, στις ίδιες ενέργειες αλλά με ελαφρώς διαφορετικές τιμές απόδοσης. Στις εικόνες 3.4 και 3.5 δίνονται αντίστοιχα, ο υπολογισμός των διορθωμένων τιμών της ανιχνευτικής απόδοσης $\epsilon_c(E_{\gamma}, s)$ με χρήση της μεθόδου μεταφοράς της απόδοσης (efficiency transfer)

και το γραφικό περιβάλλον του προγράμματος EFFTRAN. Προσαρμόζοντας μία καμπύλη στις νέες τιμές ϵ_c , υπολογίστηκε η κατάλληλη συνάρτηση ανιχνευτικής απόδοσης που αντιστοιχεί στη μέτρηση κάθε δείγματος.

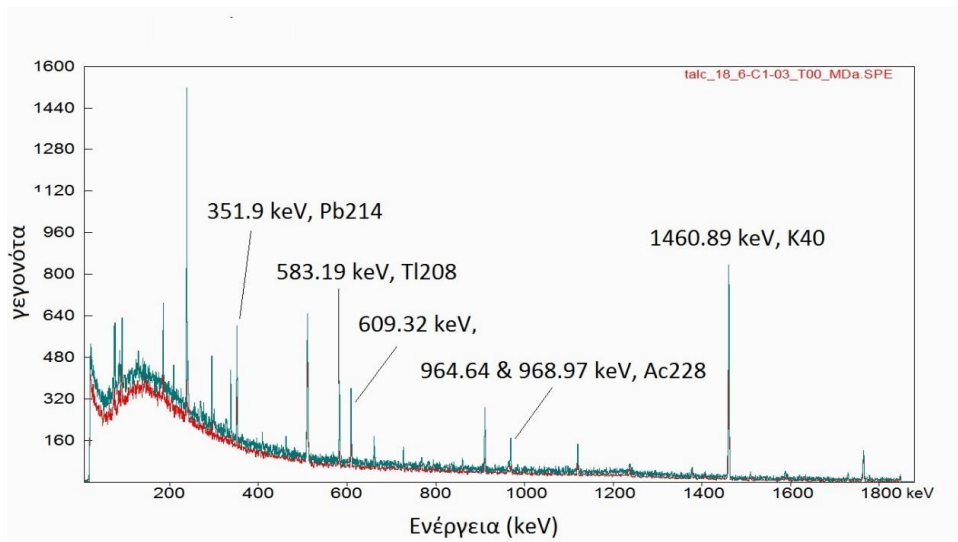
Source	Standard	Sample
Source filling height	19.00 mm	19.00 mm
Source material	eu-talk	sediment
Container diameter	69.00 mm	69.00 mm
Container bottom thickness	1.00 mm	1.00 mm
Container side wall thickness	1.00 mm	1.00 mm
Container material	polystyrene	polystyrene
Container-to-absorber gap	0.01 mm	0.00 mm

Standard	Sample
Load	Load
Store	Store

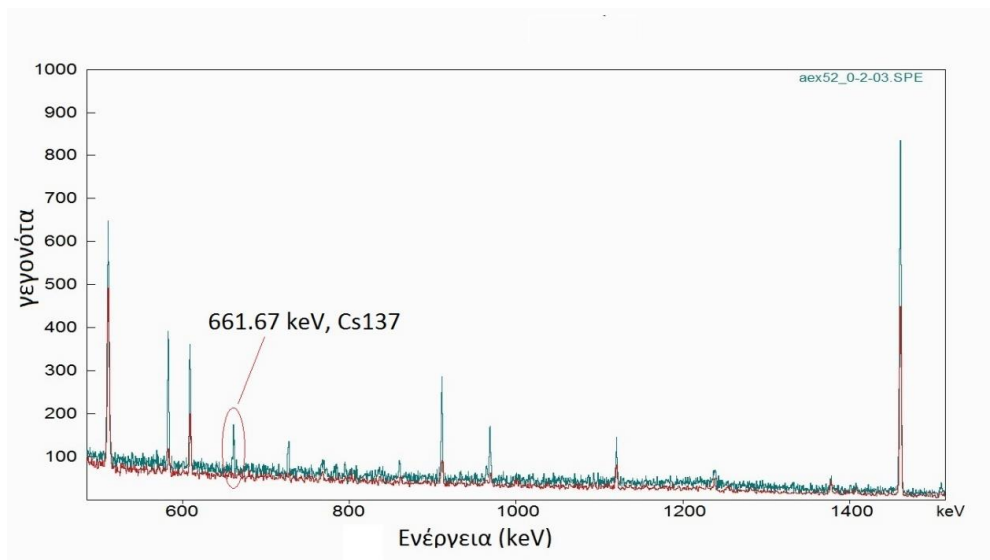
Εικόνα 3.5: Γραφικό περιβάλλον στο πρόγραμμα EFFTRAN για την περιγραφή της πηγής βαθμονόμησης και του μετρούμενου δείγματος.

3.3.2 Μετρήσεις αναφοράς χρησιμοποιώντας το σύστημα HPGe

Με τον ανιχνευτή Γερμανίου (HPGe, GC5021 της Canberra Detector Product Group (Meriden CT)) μετρήθηκαν 2 δείγματα του πυρήνα AEX 52, το δείγμα σε βάθος ιζήματος 0-2 cm και το δείγμα σε βάθος ιζήματος 4-6 cm. Η υψηλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα του συστήματος, επέτρεψε την ανάλυση πολλών κορυφών και τον υπολογισμό της ενεργότητας A, διαφόρων στοιχείων. Μία από αυτές είναι και η κορυφή 661.67 keV του ^{137}Cs . Οι κορυφές και τα στοιχεία που αναλύθηκαν παρουσιάζονται στις Εικόνες 3.6 και 3.7 για το δείγμα ιζήματος στα 0-2cm. Το πρόγραμμα SPECTRW που χρησιμοποιήθηκε για την ανάλυση των φασμάτων, επιτρέπει την αφαίρεση του φάσματος του υποβάθρου από το φάσμα του δείγματος. Οι κορυφές του φάσματος, το οποίο προκύπτει από αυτή την αφαίρεση, όπως φαίνεται στην Εικόνα 3.8, δεν έχουν συνεισφορές από το υπόβαθρο του εργαστηρίου.



Εικόνα 3.6 : Φάσμα του δείγματος ιζήματος στα 0-2cm (μπλε) και φάσμα του υποβάθρου (κόκκινο) χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα SPECTRW. Σημειώνονται οι κορυφές που αναλύθηκαν.



Εικόνα 3.7 : Φάσμα του δείγματος ιζήματος στα 0-2cm (μπλε) και φάσμα του υποβάθρου (κόκκινο) χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα SPECTRW σε ενεργειακό εύρος 600 – 1500 keV. Σημειώνεται η κορυφή του τεχνητού στοιχείου ^{137}Cs .

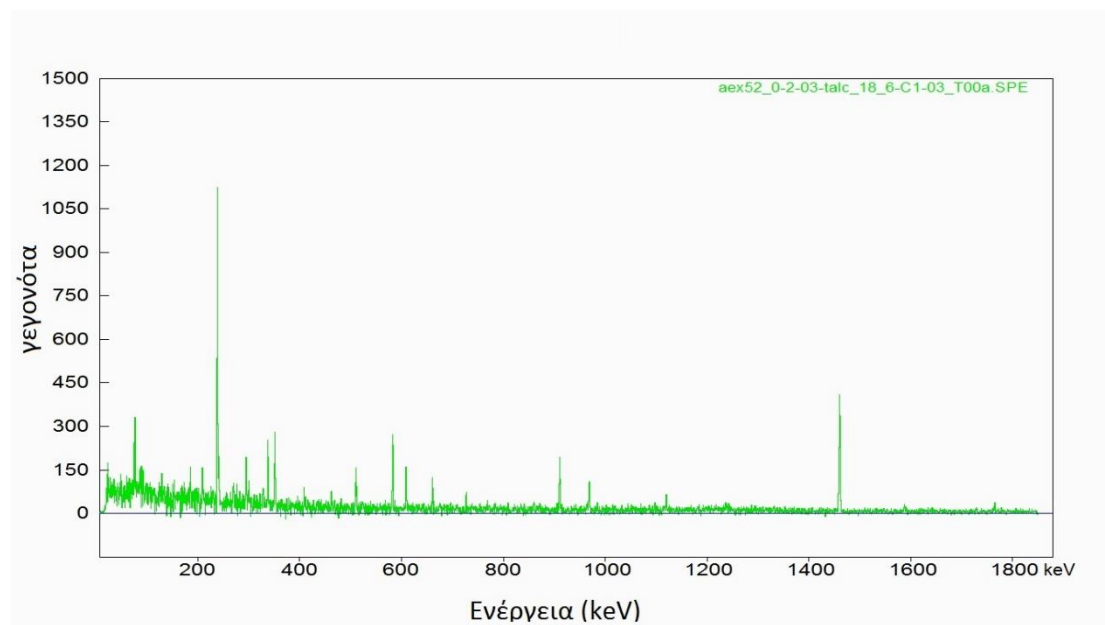
Έπειτα από τη διόρθωση της απόδοσης του συστήματος για την ενδοαπορρόφηση μέσω του προγράμματος EFFTRAN, οι καμπύλες της ανιχνευτικής απόδοσης, από τις οποίες υπολογίζονται οι τιμές ϵ_c για τα δείγματα 0-2 cm και 4-6 cm δίνονται στις σχέσεις 3.2 και 3.3, αντίστοιχα:

$$\epsilon_c 0-2 = 0.019 + 0.098e^{-E/382.91} \quad (3.2)$$

$$\epsilon_c 4-6 = 0.019 + 0.097e^{-E/382.07} \quad (3.3)$$

Τα αποτελέσματα της ανάλυσης των κορυφών του κάθε φάσματος παρουσιάζονται στους Πίνακες 3.3 και 3.4 για τα υπό ανάλυση δείγματα στα 0-2 cm και 4-6 cm, αντίστοιχα. Αναλύθηκαν οι κορυφές των στοιχείων τα οποία ανιχνεύθηκαν

και με το σύστημα GeoMAREA ώστε να είναι δυνατή η άμεση σύγκριση (ενότητα 3.3.3).



Εικόνα 3.8 : Φάσμα του δείγματος ιζήματος στα 0-2cm όπως προκύπτει έπειτα από την αφαίρεση του φάσματος του υποβάθρου.

Πίνακας 3.3: Ανάλυση των κορυφών του φάσματος του δείγματος ιζήματος 0 -2 cm.

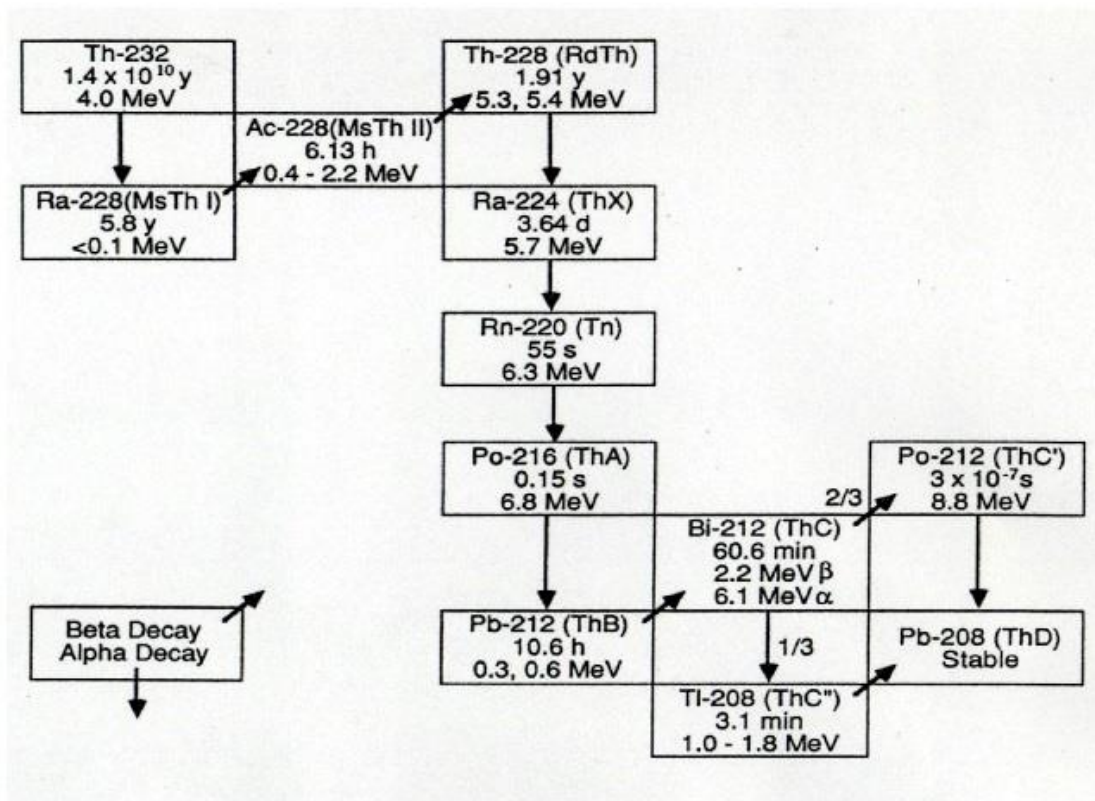
Ενέργεια (keV)	Στοιχείο	I γ (%)	Γεγονότα	ϵ_c 0-2	F _{tcs}	A (Bq)	A/m (Bq/kg)
351.90	²¹⁴ Pb	37.64	869 ± 33	0.058 ± 0.004	1	0.46 ± 0.03	20.24 ± 2.60
583.19	²⁰⁸ Tl	84.50	1106 ± 32	0.041 ± 0.003	1.20	0.45 ± 0.04	19.57 ± 1.53
609.32	²¹⁴ Bi	46.10	606 ± 30	0.039 ± 0.003	1.17	0.45 ± 0.04	19.71 ± 1.74
968.97	²²⁸ Ac	15.80	492 ± 25	0.027 ± 0.002	1.03	1.33 ± 0.12	58.11 ± 5.15
1460.89	⁴⁰ K	10.67	2435 ± 50	0.021 ± 0.001	1	12.36 ± 0.82	538.88 ± 35.70

Πίνακας 3.4: Ανάλυση των κορυφών του φάσματος του δείγματος 4 – 6 cm.

Ενέργεια (keV)	Στοιχείο	I γ (%)	Γεγονότα	ϵ_c 4-6	F _{tcs}	A (Bq)	A/m (Bq/kg)
351.90	²¹⁴ Pb	37.64	916 ± 68	0.058 ± 0.003	1	0.49 ± 0.03	21.32 ± 2.04
583.19	²⁰⁸ Tl	84.50	1188 ± 76	0.040 ± 0.003	1.20	0.49 ± 0.05	11.33 ± 2.06
609.32	²¹⁴ Bi	46.10	687 ± 73	0.039 ± 0.003	1.17	0.52 ± 0.07	22.68 ± 2.92
968.97	²²⁸ Ac	15.80	503 ± 53	0.027 ± 0.002	1.03	1.38 ± 0.18	60.29 ± 7.73
1460.89	⁴⁰ K	10.67	2432 ± 92	0.021 ± 0.001	1	12.53 ± 0.92	546.19 ± 40.06

Τα στοιχεία ²¹⁴Pb και ²¹⁴Bi ανήκουν στη φυσική ραδιενεργό σειρά του ²³⁸U και όπως αναμένεται βρίσκονται σε ραδιενεργό ισορροπία μεταξύ τους καθώς οι τιμές των

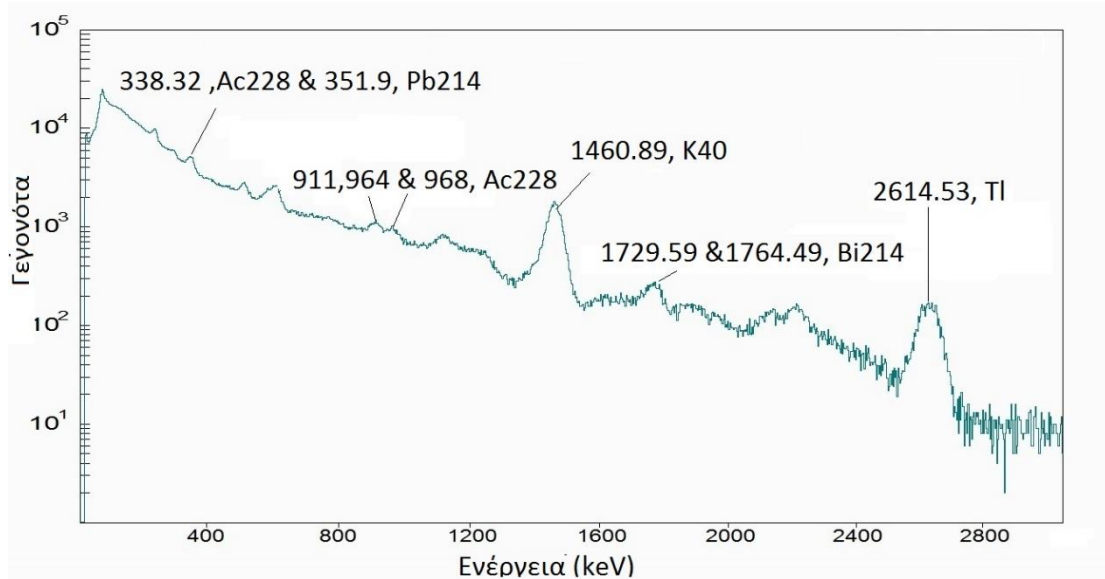
συγκεντρώσεων τους συμπύκνουν εντός της στατιστικής αβεβαιότητας της μέτρησης. Αντίστοιχα τα στοιχεία ^{208}Tl , ^{228}Ac ανήκουν στη σειρά του ^{232}Th (Εικόνα 3.8). Η διαφορά στις τιμές της ενεργότητας των δύο αυτών στοιχείων (η ενεργότητα του ^{208}Tl είναι το 1/3 της ενεργότητας του ^{228}Ac) οφείλεται στο διάγραμμα εκπομπής της ραδιενεργής σειράς. Το στοιχείο ^{212}Bi που βρίσκεται σε ραδιενεργό ισορροπία με το ^{228}Ac , έχει 1/3 πιθανότητα να αποδιεγερθεί σε ^{208}Tl και 2/3 πιθανότητα να αποδιεγερθεί σε ^{208}Pb .



Εικόνα 3.8 : Διάγραμμα των διαδοχικών αποδιεγέρσεων της φυσικής ραδιενεργού σειράς του ^{232}Th .

3.3.3 Μετρήσεις φασματοσκοπίας- γ χρησιμοποιώντας το σύστημα GeoMAREA και σύγκριση με τις μετρήσεις αναφοράς

Με το σύστημα GeoMAREA μετρήθηκαν 13 δείγματα ιζήματος του πυρήνα AEX 52, σε βάθος ιζήματος από 0 cm έως 28 cm. Στην Εικόνα 3.9 φαίνεται ένα τυπικό φάσμα μέτρησης δείγματος ιζήματος χρησιμοποιώντας το σύστημα GeoMAREA και χρόνο μέτρησης 24h.



Εικόνα 3.9: Τυπικό φάσμα δείγματος από το σύστημα GeoMAREA. Σε αυτό αναγράφονται και οι κορυφές που αναλύθηκαν.

Όπως φαίνεται στο φάσμα της Εικόνας 3.9, οι κορυφές οι οποίες δεν αποτελούνται από επιμέρους κορυφές 2 ή και περισσότερων διαφορετικών στοιχείων, είναι οι παρακάτω:

- Κορυφή στα 2614.39 keV του ^{208}Tl
- Κορυφή στα 1460.89 keV του ^{40}K (αμελητέα συνεισφορά του ^{214}Bi στο 2%)
- Κορυφή στα 1729.59 και 1764.49 keV, ^{214}Bi
- Κορυφή στα 911, 964 και 968 keV, ^{228}Ac

Οι διπλές κορυφές που όμως ανήκουν στο ίδιο στοιχείο, μπορούν να αναλυθούν χρησιμοποιώντας ως τιμή του I_γ της σύνθετης κορυφής το άθροισμα των επιμέρους I_γ των κορυφών από τις οποίες αποτελείται (ακριβώς ανάλογη μεθοδολογία με αυτή που εφαρμόστηκε στη βαθμονόμηση του συστήματος στο κεφάλαιο 2). Στις σύνθετες κορυφές η εμφάνιση των οποίων οφείλεται σε ακτίνες- γ που εκπέμπονται από διαφορετικά ραδιονουκλίδια, ακολουθήθηκε διαφορετική μεθοδολογία στην ανάλυσή τους, όπως περιγράφεται παρακάτω.

Η κορυφή στα 350 keV αποτελείται από τη κορυφή 351.9 keV του ραδιονουκλιδίου ^{214}Pb και από τη κορυφή στα 338.32 keV του ^{228}Ac . Έχοντας υπολογίσει την ενεργότητα του Ac μέσω της τριπλής κορυφής του (911, 964 και 968 keV), μέσω της σχέσης 3.4 είναι δυνατό να υπολογιστεί η συνεισφορά του στη κορυφή στα 350 keV.

$$N_{214\text{Pb}} = N_{\text{καταγεγραμμένα}} - N_{228\text{Ac}} = N_{\text{καταγεγραμμένα}} - \frac{A_{228} \epsilon c I_\gamma t}{F t c s} \quad (3.4)$$

Ομοίως, η κορυφή στα 600 keV αποτελείται από την κορυφή 583.19 ^{208}Tl , την 609.32 keV του ^{214}Bi . Τέλος η μικρή τιμή της ενεργότητας του ^{137}Cs στα δείγματα έχει ως αποτέλεσμα η κορυφή του στοιχείου στα 661.67 keV να μην διακρίνεται από το υπόβαθρο του φάσματος. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα η τιμή της αβεβαιότητας της

μέτρησης να είναι συγκρίσιμη με την τιμή της ενεργότητας του ^{137}Cs . Λόγω αυτού, η ενεργότητα του στοιχείου δεν υπολογίστηκε.

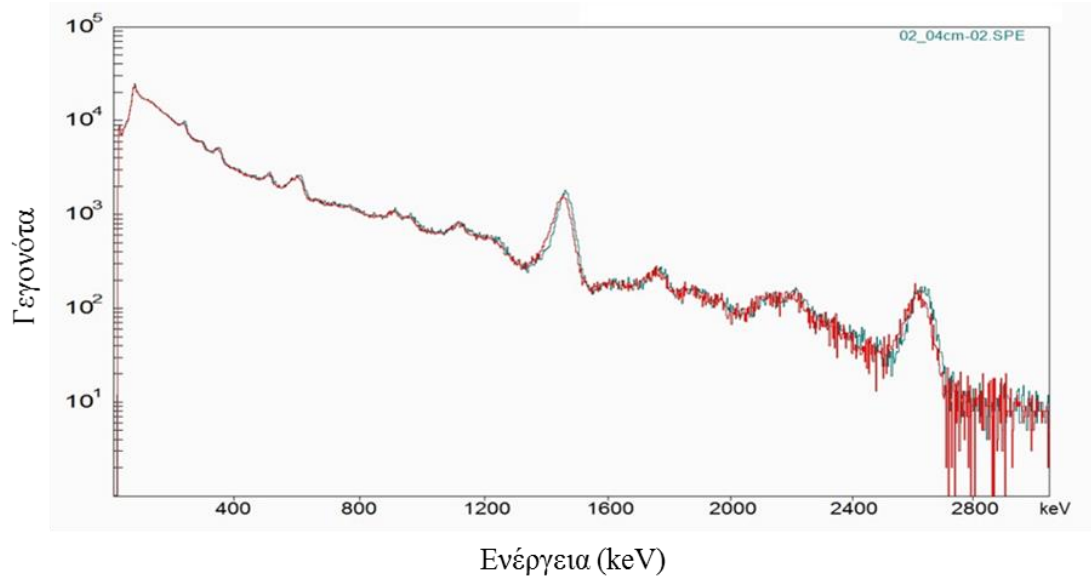
Βάσει των παραπάνω, από όλα τα φάσματα που προέκυψαν από τη μέτρηση των δειγμάτων ιζήματος χρησιμοποιώντας το σύστημα GeoMAREA αναλύθηκαν οι κορυφές που φαίνονται στον Πίνακα 3.5.

Πίνακας 3.5: Οι κορυφές που αναλύθηκαν στα φάσματα του GeoMAREA μαζί με τα στοιχεία στα οποία ανήκουν, την ένταση αυτών και τον τρόπο ανάλυσής τους.

Ενέργεια (keV)	Στοιχείο	I_γ (%)	Τρόπος ανάλυσης
2614.39	^{208}Tl	99	Μονή κορυφή
1729.59, 1764.49	^{214}Bi	15.9	Άθροισμα $\text{I}\gamma$
1460.89	^{40}K	10.67	Μονή κορυφή
911, 964, 968	^{228}Ac	46.65	Άθροισμα $\text{I}\gamma$
338.32, 351.9	^{228}Ac , ^{214}Pb	11.27, 37.4	Αφαίρεση συνεισφοράς ^{228}Ac

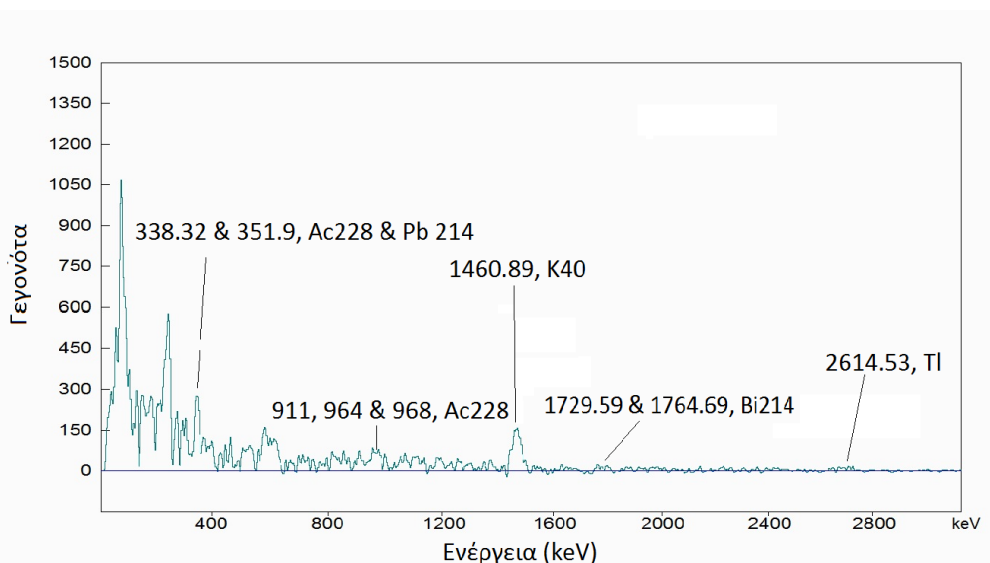
Αρχικά, για κάθε δείγμα του πυρήνα υπολογίστηκε η σχέση της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος συναρτήσεως της ενέργειας διορθωμένη μέσω του EFFTRAN για τα διαφορετικά ποσοστά ενδοαπορρόφησης που παρουσιάζει κάθε δείγμα. Έπειτα, για κάθε δείγμα έπρεπε να υπολογιστούν οι διορθωτικοί παράγοντες F_{tes} των στοιχείων για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Αποδείχθηκε ότι τα διαφορετικά ύψη των δειγμάτων είχαν πολύ μικρή επιρροή στον υπολογισμό του παράγοντα F_{tes} καθώς άλλαζαν την τιμή τους λιγότερο από 1%. Λόγω αυτού, χρησιμοποιήθηκαν οι ίδιες τιμές F_{tes} για τα στοιχεία όλων των δειγμάτων.

Η ανάλυση των φασμάτων του συστήματος GeoMAREA πραγματοποιήθηκε με δύο διαφορετικούς τρόπους, που αφορούν στον τρόπο αφαίρεσης της συνεισφοράς του υποβάθρου από τις κορυφές των φασμάτων. Λόγω της ανεπαρκούς θωράκισης που χρησιμοποιήθηκε στις μετρήσεις του συστήματος GeoMAREA και των χαμηλών επιπέδων ραδιενέργειας των δειγμάτων, η συνεισφορά του υποβάθρου ήταν πολύ μεγάλη (Εικόνα 3.10). Η κορυφή του ^{40}K αναλύθηκε με τους δύο αυτούς διαφορετικούς τρόπους που περιγράφονται παρακάτω και τα αποτελέσματα των αναλύσεων συγκρίθηκαν μεταξύ τους ώστε να είναι δυνατό να προταθεί μία από τις δύο μεθόδους ως καταλληλότερη. Τέλος, τα αποτελέσματα και των δύο διαφορετικών τρόπων ανάλυσης συγκρίθηκαν με τα αντίστοιχα αποτελέσματα όπως προέκυψαν από την ανάλυση των φασμάτων υψηλής διακριτικής ικανότητας (HPGe).



Εικόνα 3.10: Υπέρθυση των φασμάτων μεσαίας διακριτικής ικανότητας (GeoMAREA) του δείγματος (μπλε) και του φάσματος του υποβάθρου (κόκκινο).

Η πρώτη μεθοδολογία αφαίρεσης της συνεισφοράς της ακτινοβολίας υποβάθρου από τις μετρήσεις των ιζημάτων αφορά σε αφαίρεση φασμάτων χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα SPECTRW. Αρχικά μέσω του προγράμματος, έγινε αφαίρεση των φασμάτων υποβάθρου από τα αντίστοιχα φάσματα των δειγμάτων. Η μεγάλη συνεισφορά του υποβάθρου είχε ως αποτέλεσμα οι κορυφές και τα όρια αυτών στα φάσματα που προκύπταν από την αφαίρεση να είναι δύσκολο να καθοριστούν (Εικόνα 3.11). Για τη σωστή ανάλυση των κορυφών έπρεπε να χρησιμοποιείται το αρχικό φάσμα ως οδηγός ώστε να καθορίζονται τα σωστά όρια ολοκλήρωσης των γεγονότων κάθε κορυφής. Ολοκληρώνοντας χρησιμοποιώντας τα σωστά όρια της κάθε κορυφής υπολογίστηκαν τα καταγεγραμμένα γεγονότα σε αυτή και χρησιμοποιώντας τη σχέση 3.1 υπολογίστηκε η ενεργότητα του κάθε στοιχείου, μέσω της μεθοδολογίας που αναπτύχθηκε για τις σύνθετες (convoluted) κορυφές.



Εικόνα 3.11 : Το φάσμα που προκύπτει έπειτα από την αφαίρεση του φάσματος του υποβάθρου από το φάσμα του δείγματος. Σημειώνονται οι κορυφές που αναλύθηκαν.

Ο δεύτερος τρόπος αφαίρεσης της συνεισφοράς της ακτινοβολίας υποβάθρου, ήταν να υπολογιστούν ξεχωριστά τα καταγεγραμμένα γεγονότα μίας κορυφής στο φάσμα του δείγματος και στο φάσμα του υποβάθρου και να αφαιρεθούν οι δύο αυτές ποσότητες μεταξύ τους. Για τον υπολογισμό της ενεργότητας του στοιχείου, στη σχέση 3.1 χρησιμοποιήθηκε το υπόλοιπο της αφαίρεσης μεταξύ των γεγονότων του φάσματος του δείγματος και του υποβάθρου. Επομένως, η νέα σχέση υπολογισμού της ενεργότητας των ραδιονουκλιδίων που εμπεριέχονται στα δείγματα παίρνει τη μορφή:

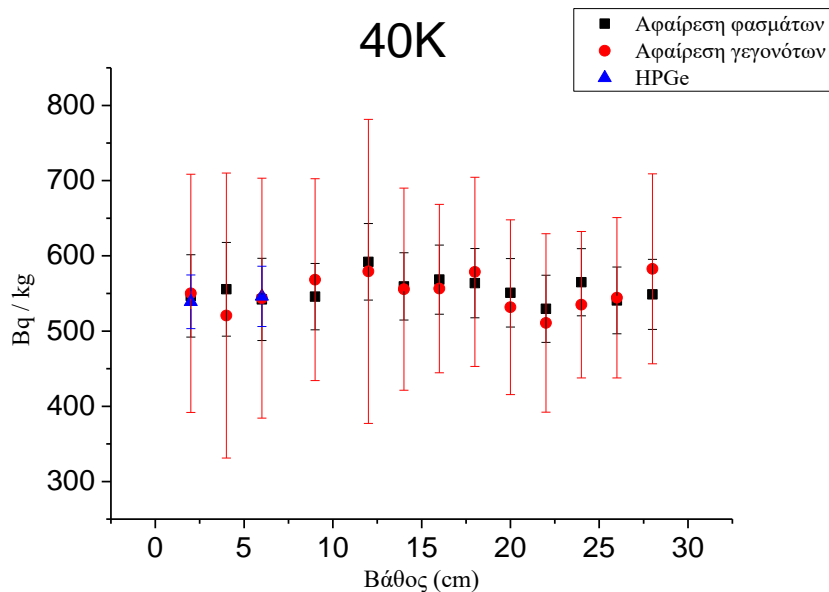
$$A = \frac{N_{\text{δείγματος}} - N_{\text{υποβάθρου}}}{I_{\gamma.t.ec}(E)} F_{tcs}$$

Όπως και στην προηγούμενη μέθοδο, κατά την ανάλυση των κορυφών έπρεπε να χρησιμοποιηθούν τα ίδια όρια ολοκλήρωσης στο φάσμα του δείγματος και του υποβάθρου ώστε να μπορεί να θεωρηθεί έγκυρη η αφαίρεση. Επίσης, πριν την αφαίρεση τα δύο φάσματα πρέπει να κανονικοποιηθούν στον ίδιο χρόνο μέτρησης.

Στον παρακάτω Πίνακα 3.6 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την ανάλυση της κορυφής του ^{40}K και με τους δύο τρόπους καθώς και με τα αποτελέσματα από τα φάσματα που προέκυψαν χρησιμοποιώντας ανιχνευτή υψηλής ενεργειακής διακριτικής ικανότητας. Οι δύο μέθοδοι ανάλυσης παρουσιάζουν καλή συμφωνία μεταξύ τους καθώς και με τα αποτελέσματα των φασμάτων του HPGe όπως φαίνεται στην Εικόνα 3.12 όπου συγκρίνονται τα αποτελέσματα της συγκέντρωσης του ραδιονουκλιδίου μεταξύ των δύο μεθόδων ανάλυσης καθώς και με τη μέτρηση σε HPGe (δείγματα ιζημάτων στα 0-2 και 4-6 cm).

Πίνακας 3.6: Σύγκριση των αποτελεσμάτων της ανάλυσης της κορυφής του ^{40}K από την ανάλυση στο φάσμα που προέκυψε μέσω αφαίρεσης των φασμάτων και μέσω αφαίρεσης των γεγονότων.

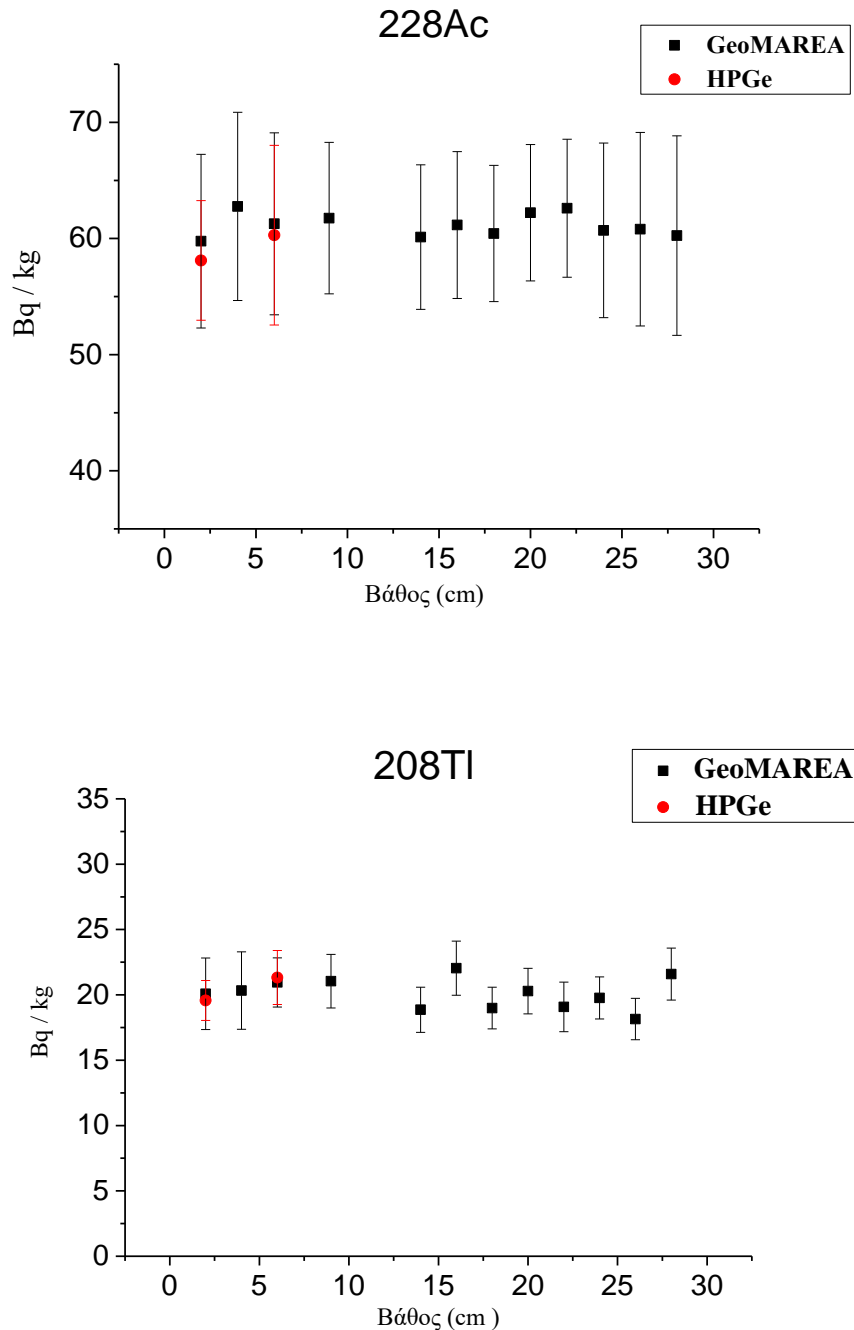
Πυρήνας AEX 52 Βάθος (cm)	Αφαίρεση Φασμάτων		Αφαίρεση Γεγονότων	
	A/m (Bq/kg)	δ A/m %	A/m (Bq/kg)	δ A/m %
0 - 2	546.7 \pm 54.8	10	550.2 \pm 158.4	29
2 - 4	555.6 \pm 62.3	11	520.6 \pm 189.5	36
4 - 6	542.1 \pm 54.7	10	543.7 \pm 159.4	29
6 - 9	545.8 \pm 44.1	8	568.4 \pm 134.1	24
9 - 12	592.1 \pm 50.8	9	579.4 \pm 202.1	35
12 - 14	559.4 \pm 44.7	8	555.7 \pm 134.4	24
14 - 16	568.4 \pm 46.0	8	556.5 \pm 111.3	20
16 - 18	563.7 \pm 46.0	8	578.7 \pm 125.8	22
18 - 20	550.9 \pm 45.5	8	531.8 \pm 116.2	22
20 - 22	529.6 \pm 44.6	8	510.8 \pm 118.6	23
22 - 24	565.0 \pm 44.7	8	535.0 \pm 97.3	18
24 - 26	540.8 \pm 44.4	8	544.3 \pm 106.6	20
26 - 28	548.7 \pm 46.6	8	582.7 \pm 126.3	22



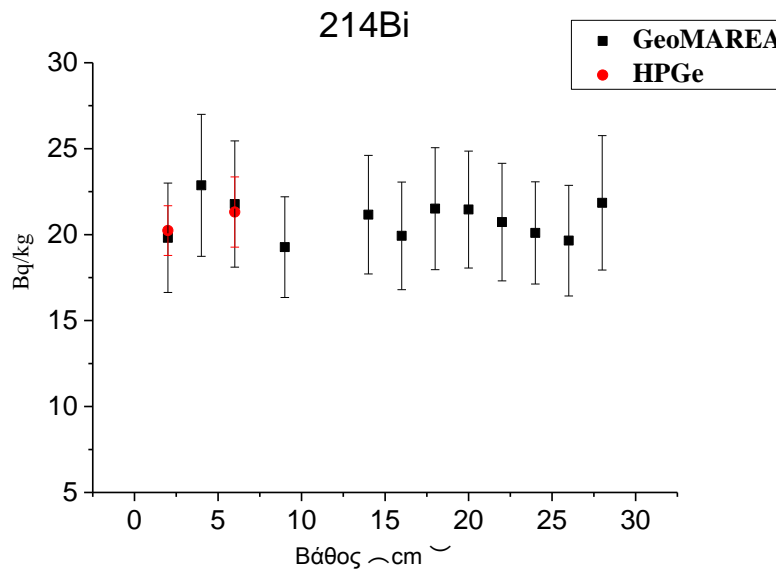
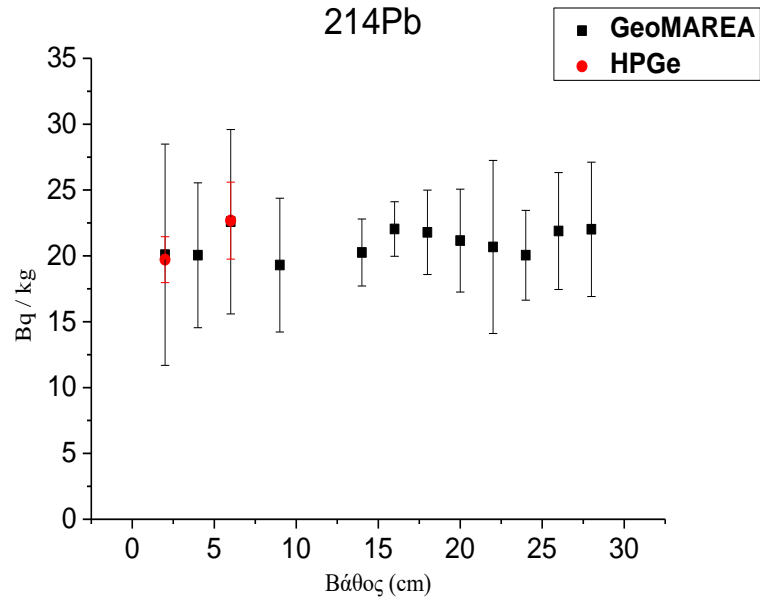
Εικόνα 3.12: Σύγκριση των αποτελεσμάτων της ενεργότητας του ^{40}K μέσω ανάλυσης στο φάσμα που προέκυψε μέσω αφαίρεσης του φάσματος του υποβάθρου από το φάσμα του δείγματος (μαύρα σημεία), μέσω αφαίρεσης των καταγεγραμμένων γεγονότων του φάσματος του υποβάθρου από το φάσμα του δείγματος (κόκκινα σημεία) και των φασμάτων του HPGe (μπλε σημεία).

Η ανάλυση των φασμάτων που προκύπτουν από την αφαίρεση του φάσματος υποβάθρου από το φάσμα του δείγματος είναι αρκετά απαιτητική και απαιτεί εμπειρία και προσοχή ώστε να δώσει έγκυρα αποτελέσματα. Αυτό οφείλεται στη μορφή του φάσματος της αφαίρεσης στο οποίο δεν είναι απολύτως ξεκάθαρα τα όρια της κάθε κορυφής και το είδος του υποβάθρου που πρέπει να χρησιμοποιηθεί για την ανάλυση των κορυφών. Οδηγεί όμως σε καλύτερο λόγο κορυφής προς υπόβαθρο (peak to background ratio) και επομένως μικρότερα στατιστικά σφάλματα. Αντιθέτως, η αφαίρεση των γεγονότων του υποβάθρου από τα γεγονότα των δειγμάτων αν και πιο χρονοβόρα διαδικασία είναι πολύ πιο εύκολη στην υλοποίηση της καθώς οι κορυφές και το υπόβαθρο στα φάσματα είναι ξεκάθαρα. Παρόλα αυτά, το μικρό υπόλοιπο της αφαίρεσης των γεγονότων, που οφείλεται στη χαμηλή στατιστική των δειγμάτων, είχε ως αποτέλεσμα η στατιστική αβεβαιότητα των μετρήσεων, όπως προέκυψε μέσω διάδοσης των αβεβαιοτήτων, να είναι αρκετά μεγαλύτερες από την άλλη μέθοδο. Λαμβάνοντας υπόψιν τα παραπάνω, η αφαίρεση φασμάτων θεωρείται καταλληλότερη και προτιμότερη μέθοδος για την ανάλυση φασμάτων του συστήματος GeoMAREΑ από δείγματα ιζήματος βυθού. Τα αποτελέσματα από την ανάλυση των υπόλοιπων κορυφών μετά την αφαίρεση των δύο φασμάτων παρουσιάζονται στις εικόνες 3.13 και 3.14 για τα στοιχεία των ραδιενεργών σειρών του ^{232}Th και ^{238}U , αντίστοιχα. Οι τιμές των ενεργοτήτων των στοιχείων της σειράς ^{232}Th δεν παρουσιάζουν μεταβολές συναρτήσει του βάθους του δείγματος και συμφωνούν με τα αποτελέσματα από την ανάλυση των φασμάτων του HPGe. Η διαφορά στις τιμές της ενεργότητας μεταξύ του ^{228}Ac , ^{208}Tl είναι αναμενόμενη και εξηγείται από την ίδια τη ραδιενεργή σειρά όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη ενότητα 3.3.2. Οι τιμές των στοιχείων ^{214}Pb , ^{214}Bi υπολογίστηκαν έμμεσα μέσω των διπλών κορυφών που δημιουργούσαν με τα στοιχεία ^{228}Ac και ^{208}Tl , αντίστοιχα. Σε αυτό οφείλεται η μεγαλύτερη τιμή των σχετικών τους

αβεβαιοτήτων. Τα δύο στοιχεία βρίσκονται σε ραδιενεργό ισορροπία και οι τιμές των ενεργοτήτων δεν παρουσιάζουν μεταβολές συναρτήσει του βάθους του δείγματος και συμφωνούν στα όρια των αβεβαιοτήτων με τα αποτελέσματα από την ανάλυση των φασμάτων του HPGe.



Εικόνα 3.13 : Σύγκριση των τιμών της ενεργότητας (Bq/kg) των στοιχείων ^{228}Ac (πάνω) και ^{208}Tl (κάτω) της σειράς του ^{232}Th , συναρτήσει του βάθους ιζήματος σε cm. Σημειώνονται τα αποτελέσματα της μέτρησης με το σύστημα GeoMAREA (μαύρο) και HPGe (κόκκινο).



Εικόνα 3.15: Σύγκριση των τιμών της ενεργότητας των στοιχείων ^{214}Pb (πάνω) και ^{214}Bi (κάτω) της σειράς του ^{238}U , συναρτήσει του βάθους του εκάστοτε δείγματος, του βάθους ιζήματος. Σημειώνονται τα αποτελέσματα της μέτρησης με το σύστημα GeoMAREA (μαύρο) και HPGe (κόκκινο).

Για την επίλυση των προβλημάτων που παρουσιάζουν και οι δύο μέθοδοι χρειαζόμαστε μεγαλύτερη στατιστική στα φάσματα των δειγμάτων και χρήση καλύτερης θωράκισης ώστε να μειωθεί η συνεισφορά του υποβάθρου. Εναλλακτικοί τρόποι βελτίωσης των μετρήσεων δειγμάτων ιζήματος στο εργαστήριο με χρήση του συστήματος GeoMAREA παρουσιάζονται στο επόμενο Κεφάλαιο 4 όπου δίνονται τα συμπεράσματα και οι προοπτικές αυτής της εργασίας.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ

Στη παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε η πειραματική βαθμονόμηση του συστήματος ανίχνευσης ακτινοβολίας- γ GeoMAREΑ για εργαστηριακές μετρήσεις ιζημάτων. Στα πλαίσια της βαθμονόμησης υπολογίστηκαν η ενεργειακή διακριτική ικανότητα και η ανιχνευτική απόδοση του συστήματος συναρτήσει της ενέργειας. Επιπροσθέτως, αναπτύχθηκε ένα MC πρότυπο του συστήματος χρησιμοποιώντας τον κώδικα MCNP5. Το MC πρότυπο χρησιμοποιήθηκε για τον έλεγχο των πειραματικών αποτελεσμάτων της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος και την επέκταση αυτής σε ενεργειακές περιοχές για τις οποίες δεν υπήρχαν πειραματικά δεδομένα. Τέλος, πραγματοποιήθηκε δειγματοληψία πυρήνων ιζήματος, η κατάλληλη προετοιμασία τους στο εργαστήριο και τέλος μετρήσεις φασματοσκοπίας- γ χρησιμοποιώντας το σύστημα GeoMAREΑ (μέσης διακριτικής ικανότητας) και ένα σύστημα υψηλής διακριτικής ικανότητας. Μέσω της ανάλυσης αυτών των φασμάτων μελετήθηκε η ικανότητα του συστήματος μέσης διακριτικής ικανότητας στην εργαστηριακή μέτρηση των συγκεντρώσεων φυσικής ραδιενέργειας σε δείγματα ιζήματος.

Η μελέτη της διακριτικής ικανότητας του GeoMAREΑ έδειξε ότι είναι δυνατή η ανάλυση της κορυφής του ^{137}Cs στα 661.67 keV αφού αυτή η κορυφή παρουσιάζει τιμή του FWHM περίπου ίση με 25 keV (Εικόνα 2.2) και έτσι διαχωρίζεται από κορυφές φυσικής ακτινοβολίας. Καθώς δεν υπάρχουν άλλες μεγάλες κορυφές στο ενεργειακό εύρος από 635 έως 685 keV η φωτοκορυφή του ^{137}Cs στα 661.67 keV θα καταγράφεται στο φάσμα ως μία μονή κορυφή. Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του συστήματος GeoMAREΑ ήταν αρκετή ώστε να είναι δυνατή η ποσοτικοποίηση της ενεργότητας των στοιχείων ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{228}Ac , ^{208}Tl και ^{40}K . Οι σχετικές αβεβαιότητες των μετρήσεων κυμαίνονταν από 8% έως 25%. Η ταυτοποίηση και ποσοτικοποίηση περισσότερων στοιχείων δεν ήταν δυνατή, λόγω των σύνθετων κορυφών (διπλές ή τριπλές φωτοκορυφές στην ίδια κορυφή στο φάσμα) που δημιουργούνται στα φάσματα και της διάδοσης των σχετικών αβεβαιοτήτων. Για παράδειγμα οι κορυφές που εμφανίζονται στα φάσματα στο εύρος ενεργειών από 100 έως 300 keV, αποτελούνται από επιμέρους στοιχεία των οποίων η ενεργότητα δεν έχει υπολογιστεί όπως τα στοιχεία ^{212}Pb και ^{224}Ra αλλά και από κορυφές στοιχείων που η ενεργότητα τους έχει υπολογιστεί όπως το ραδιονουκλίδιο ^{214}Pb . Λόγω της χαμηλής στατιστικής των μετρήσεων και της διάδοσης των αβεβαιοτήτων, η στατιστική αβεβαιότητα στα τελικά αποτελέσματα της ανάλυσης ξεπερνούσε το 50%. Η ανιχνευτική απόδοση του συστήματος GeoMAREΑ αποδείχτηκε χαμηλότερη από την απόδοση ενός συστήματος HPGe 50% (model GC5021, Canberra Detector Product Group). Η διαφορά αυτή στις αποδόσεις των δύο συστημάτων ήταν αναμενόμενη, κυρίως λόγω της μεγαλύτερης στερεάς γωνίας μέτρησης χρησιμοποιώντας το σύστημα HPGe (ακτίνα κρυστάλλου 3.34 cm, 0.9 cm απόσταση μεταξύ δείγματος και κρυστάλλου) από ότι χρησιμοποιώντας το σύστημα CeBr₃ (ακτίνα 2.54 cm, 2.3 cm απόσταση μεταξύ δείγματος και κρυστάλλου).

Οι δυνατότητες του ανιχνευτικού συστήματος GeoMAREΑ του επιτρέπουν να υλοποιήσει μετρήσεις, είτε προετοιμάζοντας το δείγμα προς μέτρηση στην περιοχή που

πρόκειται να γίνουν οι μετρήσεις (on site) είτε να μετρά απευθείας στο πεδίο τοποθετώντας το ανιχνευτικό σύστημα (in-situ) στην περιοχή ενδιαφέροντος υπολογίζοντας την ενεργότητα των διαφόρων στοιχείων σε απόλυτες μονάδες. Εν αντιθέσει, οι περισσότεροι μετρητές ραδιενέργειας κατάλληλοι για in situ μετρήσεις απλά καταγράφουν τον ρυθμό ενεργού δόσης ραδιενέργειας. Οι εφαρμογές που θα μπορεί να βρει ένα τέτοιο σύστημα μέτρησης επιπέδων ραδιενέργειας στο εργαστήριο και/ή στο πεδίο είναι πολλαπλές όπως :

- δομικά υλικά (όπως δείγματα από γρανίτη, τούβλα, τσιμέντο, πέτρες ηφαιστειακής τέφρας, φωσφογύψος)
- μετρήσεις σε χώμα, ιζημα, νερό γύρω από πυρηνικά εργοστάσια και αντιδραστήρες, ιδιαίτερα σε περιοχές που έγινε κάποιο πυρηνικό ατύχημα (Τσέρνομπιλ, Φουκοσίμα) καθώς και έλεγχος τροφίμων (λαχανικά, γάλα, ψάρια) που προέρχονται από περιοχές πληγείσες από ραδιενέργεια
- εδαφολογικές μετρήσεις σε εργοστάσια διαχείρισης πυρηνικών αποβλήτων (όπως Σέλαφιλντ)
- απόβλητα βιομηχανιών τσιμέντου, αλουμίνιας, ορυκτών και φωσφορικών λιπασμάτων,
- απόβλητα νοσοκομείων
- το ραδιενεργό υπέδαφος λόγω ορυκτολογίας
- υλικά που παράγονται από γεωτρήσεις πετρελαίου
- εδαφολογικές μετρήσεις κοντά σε σταθμούς παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας με καύση λιγνίτη

Επίσης πρέπει να σημειωθεί ότι η μέτρηση ραδιενέργειας σε δείγματα πυρήνων (50 δείγματα ανά πυρήνα) δεν είναι μόνο μία χρονοβόρα διαδικασία αλλά και δράση υψηλού κόστους όταν χρησιμοποιείται η εργαστηριακή μέθοδος με ανιχνευτικά συστήματα υψηλής διακριτικής ικανότητας. Τα υπάρχοντα εργαστήρια ραδιενέργειας περιβάλλοντος χρησιμοποιούνται περισσότερο για ερευνητικούς σκοπούς, για θέματα ραδιοπροστασίας σε εθνικό επίπεδο αλλά και για εκπαιδευτικές δράσεις. Οι νέες μέθοδοι μέτρησης ραδιενέργειας στο εργαστήριο και στο πεδίο με χρήση ανιχνευτών μέσης διακριτικής ικανότητας, θα συνεισφέρουν σημαντικά σε εθνικές δράσεις εποχιακής παρακολούθησης θαλάσσιων περιοχών τόσο σε νερά όσο και σε ιζήματα, άμμο παραλίας και θαλάσσιας τροφής (ψάρια, μύδια, όστρακα κ.ά.).

Με την εφαρμογή ορισμένων πολύ απλών πρακτικών είναι δυνατό να γίνει βελτιστοποίηση των μετρήσεων ραδιενέργειας ιζημάτων στο εργαστήριο χρησιμοποιώντας το σύστημα GeoMAREA. Αρχικά, η ανιχνευτική απόδοση του GeoMAREA μπορεί να αυξηθεί αφαιρώντας το εξωτερικό περίβλημα ακετάλης. Αυτό θα έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της στερεάς γωνίας μέτρησης (solid angle) μεταξύ του κρυστάλλου και της εκάστοτε πηγής κατά ένα παράγοντα 2.5, που θα οδηγήσει σε αύξηση της ανιχνευτικής απόδοσης σε όλο το φάσμα των ενεργειών. Δεύτερον, η χρήση καλύτερης θωράκισης στις μετρήσεις και η χρήση περισσότερης καθαρής μάζας δειγμάτων θα έχει ως άμεσο αποτέλεσμα την αύξηση της στατιστικής των μετρήσεων. Αυτό θα οδηγήσει σε χαμηλότερα σχετικά σφάλματα και θα επιτρέψει την ανάλυση περισσότερων κορυφών για την ποσοτικοποίηση περισσότερων στοιχείων. Η χρήση γεωμετρίας Marinelli συνδυάζει τα παραπάνω καθώς αυξάνει το γεωμετρικό παράγοντα μεταξύ δείγματος και πηγής και επιτρέπει τη χρήση περισσότερης μάζας δείγματος. Ως μελλοντικό σχέδιο, είναι σημαντικό να καθοριστεί η ελάχιστη

ανιχνεύσιμη ενεργότητα ενός στοιχείου (Minimum Detectable Activity) που απαιτείται για να είναι στατιστικά δυνατή η ανίχνευσή του.

Σχετικά με τους θεωρητικούς υπολογισμούς (προσομοιώσεις Monte Carlo με χρήση του κώδικα MCNP), το MC πρότυπο που αναπτύχθηκε παρουσίαζε πολύ καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα σε δύο διαφορετικές γεωμετρίες μέτρησης (σημειακές πηγές, εκτεταμένη πηγή) το οποίο επιτρέπει τη μελλοντική του χρήση για βαθμονόμηση του συστήματος για *in situ* μετρήσεις στο θαλάσσιο περιβάλλον [Androul_16, Androul_15]. Τέλος, αν και τα διορθωμένα (μέσω του προγράμματος EFFTRAN) πειραματικά δεδομένα της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος ήταν σε συμφωνία με τα αποτελέσματα των MC προσομοιώσεων, ο έλεγχος των διορθώσεων αυτών για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης μπορεί να πραγματοποιηθεί μέσω του κώδικα MCNP-CP [Ber_08, Zhu_08].

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

ΑΡΧΕΙΟ ΕΙΣΟΔΟΥ ΚΩΔΙΚΑ MCNP5

```
k_touch geometry
c cell description
1 1 -5.20 -1
2 4 -0.825 -5 4 3
3 3 -0.0012 -3 1 9 5
4 4 -0.825 -4 3 5
5 3 -0.0012 -2 1
6 5 -0.55 -6 1
7 3 -0.0012 -17 4 5 7
8 8 -1 -8
9 2 -2.70 -9 6 2 1
10 9 -1 -7 8
19 0 17
c end cell

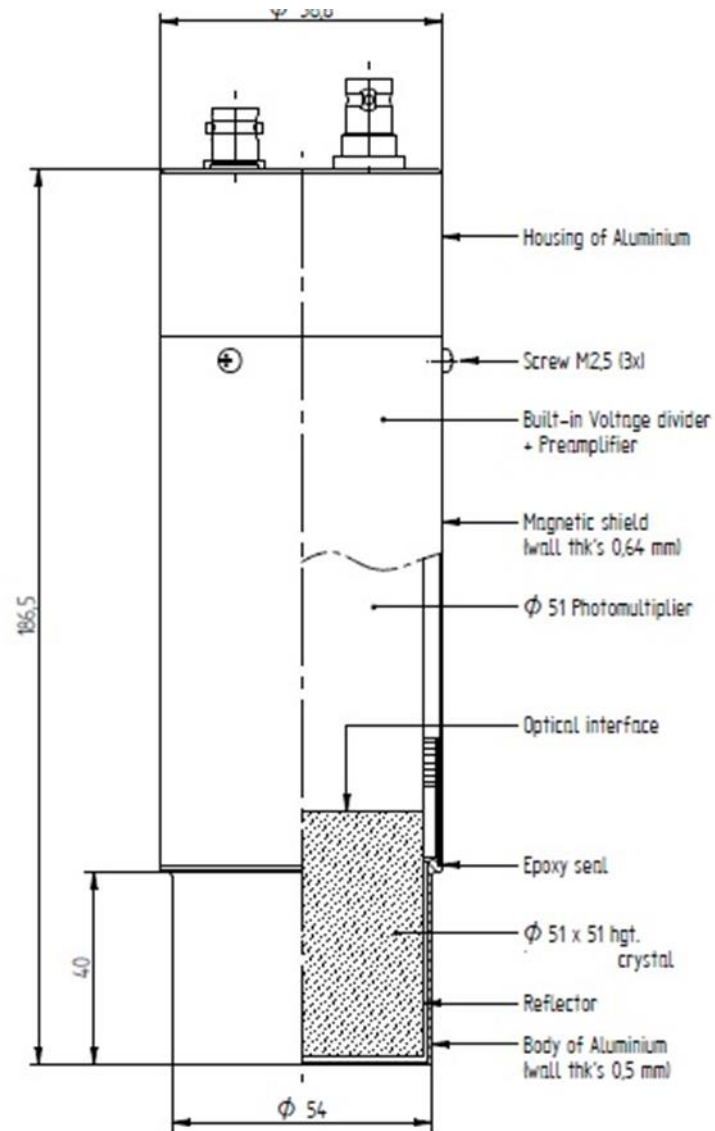
c geometry cards
1 RCC 0 0 -2.55 0 0 5.08 2.55 $----CeBr3 Crystal--
2 RCC 0 0 1.335 0 0 14.55 2.665
3 RCC 0 0 -3.615 0 0 48.24 4.515 $acetal-shield--in
4 RCC 0 0 -5.015 0 0 49.74 5.295 $acetal-shield--out
5 RCC 0 0 44.725 0 0 8 5.295 $acetal-shield--up
6 RCC 0 0 -2.665 0 0 4 2.665 $--reflector-----
7 RCC 0 0 -7.115 0 0 2 3.5 $--box---
8 RCC 0 0 -7.015 0 0 1.85 3.4 $--source---
9 RCC 0 0 -2.715 0 0 18.65 2.715 $--aluminium-----
17 RCC 0 0 -69.67 0 0 138.67 100 $seawater_source cell
18 RCC 0 0 -79.67 0 0 148.67 110 $universe
c end geometry

MODE P E
IMP:P 1 9r 0
IMP:E 1 9r 0
SDEF PAR=2 POS= 0 0 -6.09 ERG=1.085 RAD= d2 cell=8 AXS=0 0 1 EXT=d3
SI2 0. 3.41
SI3 0.925
F8:P,E 1 $-energy distrib-cell_1
e8 0 1E-05 1.084 1.086 2.9989 $-energy channels
c ft8 geb -6.18E-05 0.03425 -0.00642
```

M1	35000	-0.631108	
	58000	-0.368892	\$_____NaI_____
M2	13000	1	\$_____Al_____
M3	7000	-0.755267	
	8000	-0.231781	
	18000	-0.012827	
	6000	-0.000124	\$---air-----
M4	6000	-0.4285	
	1000	-0.381	
	8000	-0.1905	\$--acetal---
M5	13000	-0.4	
	8000	-0.6	\$_____Al2O3reflector
M6	1000	-0.111898	
	8000	-0.888102	\$--sea-water---
M7	1000	4	
	6000	2	\$--sea-water---
M8	1000	-0.06216	\$--source---
	6000	-0.44446	
	8000	-0.49338	
M9	1000	-0.07742	\$--plastic---
	6000	-0.92258	
NPS	100000		

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β

ΤΟΜΗ ΤΟΥ ΣΠΙΝΘΗΡΙΣΤΗ $CeBr_3$



BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [Jon_01] Jones D.G., 2001. Development and application of marine gamma-ray measurements: a review, *J. Environ. Radiact.* 53, 313–333.
- [Pov_08] Povinec P.P., Osvath I., Comanducci J.-F., 2008. Underwater gamma-ray spectrometry, In: Pavel P. Povinec, Editor(s), *Radioactivity in the Environment*, Elsevier, 2008, 11, 449-479.
- [Elef_13] Eleftheriou G., Tsabaris C., Androurakaki E.G., Patiris D. L., Kokkoris M., Kalfas, R. Vlastou et al., C.A., 2013. Radioactivity measurements in the aquatic environment using in-situ and laboratory gamma-ray spectrometry, *Appl. Rad. Isot.*, 82, 268-278.
- [Gil_08] Gilmore, Gordon R., 2008, *Practical Gamma Ray Spectrometry*, Wiley, New York
- [Knoll_00] Knoll, G.F., 2000. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, New York.
- [Ασημ_02] Π.Α Ασημακοπούλου, 2002, Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική, Εκδόσεις Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
- [Quar_13] F.G.A. Quarati, P. Dorenbos, J. van der Biezen, Alan Owens, M. Selle, L. Parthier and P. Schotanus, 2013, *Scintillation and detection characteristics of high-sensitivity CeBr₃ gamma-ray spectrometers*
- [Vid_05] Vidmar, T., 2005. EFFTRAN— a Monte Carlo efficiency transfer code for gamma-ray spectrometry, *Nucl. Instrum. Methods A*, 550, 603-608.
- [Kal_16] Kalfas C.A., Axiotis M., Tsabaris C., 2016. SPECTRW: A software package for nuclear and atomic spectroscopy, *Nucl. Instrum. Methods A*, 830, 265-274.
- [MC_03] X-5 Monte Carlo Team, 2003. MCNP5 – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. LA-UR-03-198, LA-CP-03-0245, Los Alamos National Laboratory.
- [Androul_16] Androurakaki, E.G., Tsabaris, C., Eleftheriou, G., Kokkoris M., Patiris DL., Pappa, F.K., Vlastou, R., *Journal of Environmental Radioactivity*, 164, pp. 47-59 (2016) "Efficiency calibration for in situ γ -ray measurements on the seabed using Monte Carlo simulations: Application in two different marine environments"
- [Androul_15] Androurakaki, E.G., Tsabaris, C., Eleftheriou, G., (...), Patiris, D.L., Vlastou, R., *Applied Radiation and Isotopes* 101, pp. 83-92 (2015) "Seabed radioactivity based on in situ measurements and Monte Carlo simulations"

- [Quar_16] F.G.A. Quarati, P. Dorenbos, X. Mougeot. Reprint of experiments and theory of ^{138}La radioactive decay Applied Radiation and Isotopes, Volume 109, March 2016, Pages 172-176
- [Ber_08] Berlizov A. N., and Solovyena S.L., 2008. A Dynamic Library for calculating true-coincidence summing correction factors. J. Radioanal. Nucl. Ch., 276, 663-668
- [Zhu_08] Zhu H., Venkataraman R., Mena N., Croft S., Berlizov A., 2008. Validation of gamma-ray true coincidence summing effects modeled by the Monte Carlo code MCNP-CP. J. Radioanal. Nucl. Chem., 278, 359-363