

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών

Τομέας Πυρηνικής Τεχνολογίας

**ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΧΑΜΗΛΩΝ ΕΠΙΠΕΔΩΝ ΦΥΣΙΚΗΣ ΚΑΙ ΤΕΧΝΗΤΑ
ΕΠΑΓΟΜΕΝΗΣ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΣΕ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΑ
ΔΕΙΓΜΑΤΑ**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ της

ΜΑΡΙΑΣ ΤΣΙΑΝΤΗ

Σπουδάστριας της Σχολής

Μηχανολόγων Μηχανικών ΕΜΠ

Επίβλεψη: Αν. Καθηγητής Μ.Ι. Αναγνωστάκης

Συνεργασία: Δ.Ι. Καράγγελος

ΑΘΗΝΑ 2018

Η παρούσα Διπλωματική Εργασία εκπονήθηκε στον Τομέα Πυρηνικής Τεχνολογίας της σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών στα πλαίσια του μαθήματος «Πυρηνικά Μετρητικά Συστήματα».

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον Αναπληρωτή Καθηγητή κ. Μ.Ι.Αναγνωστάκη για τη βοήθεια και την εμπιστοσύνη που μου έδειξε καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησης της διπλωματικής μου εργασίας, καθώς και το πλήθος επιστημονικών γνώσεων και ευκαιριών που μου προσέφερε.

Ευχαριστώ, επίσης, το διδάκτορα κ. Δ.Ι.Καράγγελο για την άριστη συνεργασία, την καθοδήγηση και την ουσιώδη συνεισφορά του στην εργασία.

Ακολουθώς, θα ήθελα να ευχαριστήσω και το υπόλοιπο προσωπικό του Εργαστηρίου Πυρηνικής Τεχνολογίας για τη βοήθειά του και το κλίμα συνεργασίας.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένεια μου για την στήριξη και την αγάπη που μου προσφέρει όλα αυτά τα χρόνια.

Μαρία Τσιαντή

Αθήνα, Μάρτιος 2018

Περίληψη

Οι μετρήσεις της συγκέντρωσης φυσικών και τεχνητών ραδιενεργών ισοτόπων σε δείγματα περιβαλλοντικού ενδιαφέροντος μέσω της γ-φασματοσκοπίας έχουν αποτελέσει αντικείμενο ενδελεχούς μελέτης στο Εργαστήριο Πυρηνικής Τεχνολογίας του Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου. Στο πλαίσιο αυτό αναλύονται δείγματα χαμηλής ραδιενέργειας, και συγκεκριμένα δείγματα νερού, σε ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου σχετικής απόδοσης 40%.

Προκειμένου να προβούμε σε ορθά αποτελέσματα μετρήσεων, ο ανιχνευτής HPGe οφείλει να βαθμονομηθεί ως προς την απόδοση φωτοκορυφής για την γεωμετρία δείγματος που θα χρησιμοποιηθεί. Η επιλογή της γεωμετρίας Marinelli γίνεται με σκοπό την άμεση ανάλυση των δειγμάτων μεγάλου όγκου, χωρίς να απαιτείται ραδιοχημική επεξεργασία του δείγματος, καθώς η χωρητικότητα του δοχείου αντιστοιχεί σε 0.5lt και αποτελεί τη μεγαλύτερη διαθέσιμη επιλογή. Για την βαθμονόμηση του ανιχνευτή χρησιμοποιείται συνδυασμός πειραματικών δεδομένων και μεθόδου προσομοίωσης Monte Carlo. Συγκεκριμένα, στο ΕΠΤ-ΕΜΠ χρησιμοποιείται ως μέθοδος προσομοίωσης ο κώδικας PENELOPE και στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε η έκδοση του 2011.

Ο τρόπος λειτουργίας του κώδικα PENELOPE απαιτεί την ακριβή περιγραφή όλης της ανιχνευτικής διάταξης για να οδηγηθεί σε δημιουργία «ιστοριών» προσομοιώνοντας την πορεία των φωτονίων της πηγής. Ωστόσο, το εσωτερικό του ανιχνευτή γερμανίου αποτελεί μια άγνωστη περιοχή, πολλές διαστάσεις της οποίας μπορούν μόνο να εκτιμηθούν με βάση πειραματικά δεδομένα. Επομένως, το γεωμετρικό μοντέλο του ανιχνευτή που υιοθετείται αποτελεί μια εκτίμηση που προσεγγίζει όσο το δυνατόν καλύτερα τα πειραματικά δεδομένα και αφορά αποκλειστικά τη συγκεκριμένα γεωμετρία δείγματος-ανιχνευτή. Με άλλα λόγια, η εκτίμηση του γεωμετρικού μοντέλου που προτάθηκε για τον ανιχνευτή HPGe δίνει ορθά αποτελέσματα μόνο για την εξέταση δείγματος Marinelli.

Η καμπύλη βαθμονόμησης της απόδοσης φωτοκορυφής προκύπτει υπολογιστικά μέσω του κώδικα PENELOPE για τις συνήθεις ενέργειες φωτονίων που εξετάζονται. Αξίζει να αναφερθεί όμως ότι η γεωμετρία Marinelli χρησιμοποιείται συνήθως για την ανίχνευση φωτονίων υψηλών ενεργειών, καθώς επίσης και τα πειραματικά δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν κατά τη διαδικασία βαθμονόμησης της ανήκουν στην περιοχή υψηλών ενεργειών. Επομένως, η περιοχή αυτή αποτελεί αντικείμενο ενδιαφέροντος. Τέλος, με γνωστή την απόδοση του ανιχνευτή για την εκάστωτε ενέργεια φωτονίων, καθίσταται δυνατός ο ποσοτικός προσδιορισμός ραδιοϊσοτόπων που περιέχονται σε περιβαλλοντικά δείγματα νερού, γλυκού και θαλασσινού, που λήφθηκαν στα πλαίσια της παρούσας ΔΕ.

Abstract

The measurement of natural and artificially induced radioactivity in environmental samples through gamma spectroscopy has been the subject of thorough study at the Nuclear Technology Laboratory of the National Technical University of Athens. In this context, samples of low-level radioactivity, and in particular water samples, are measured in a high-purity Germanium detector with relative efficiency of 40%.

In order to obtain accurate measurement results, the HPGe detector must be calibrated for the peak efficiency for the sample geometry that is going to be used. The Marinelli beaker is chosen for direct analysis of large volume samples, without requiring radiochemical treatment of the sample, as the capacity of the beaker, which is 0.5lt, consists the largest available choice. A combination of experimental data and a Monte Carlo simulation method is used to calibrate the detector. Specifically, in the Nuclear Technology Laboratory of NTUA, the simulation method used is the PENELOPE code 2011 edition.

The way that PENELOPE code works requires an exact description of the whole detecting system to lead to the creation of “stories” by simulating the path of the source photons. However, the interior of the germanium detector consists an unknown area, with many dimensions that can only be estimated based on experimental data. Therefore, the adopted geometric model of the detector is an estimation that approximates as much as possible the experimental data and is applied only for the specific sample-detector geometry. In other words, the estimation of the geometric model proposed for the HPGe detector leads to correct results only when the Marinelli beaker is used.

The calibration curve of the peak efficiency is calculated computationally with the PENELOPE code for the typical examined photon energies. Nevertheless, it is worth mentioning that the Marinelli beaker is commonly used to detect high-energy photons. In addition, the experimental data used during the calibration process belong to the high-energy region. This region is, therefore, the object of interest. All things considered, knowing the efficiency of the detector for every photon energy, it is possible to quantify the radioisotopes contained in the environmental samples of water, spring- and sea-water, that were taken during the diploma thesis.

Περιεχόμενα

Περίληψη.....	- 2 -
Abstract	- 3 -
Κεφάλαιο 1 ^ο : Εισαγωγή.....	- 7 -
Κεφάλαιο 2 ^ο : Ραδιενέργεια σε τρόφιμα και νερό	- 10 -
2.1 Φυσική ραδιενέργεια σε τρόφιμα	- 10 -
2.2 Τα ισότοπα του Καισίου	- 12 -
2.3 Το καίσιο στο νερό.	- 13 -
2.4 Τεχνικές μέτρησης καισίου	- 14 -
2.5 Μέθοδοι προσυγκέντρωσης και διαχωρισμού του καισίου	- 16 -
2.5.1 Εξάτμιση δείγματος (Evaporation).....	- 16 -
2.5.2 Μέθοδοι καθίζησης (Precipitation).....	- 17 -
2.5.3 Μέθοδος φιλτραρίσματος (Filtration Method)	- 18 -
2.5.4 Μέθοδοι χρωματογραφίας (Chromatography methods)	- 19 -
2.5.5 Μέθοδος εκχύλισης με διαλύτη (Solvent extraction).....	- 20 -
Κεφάλαιο 3 ^ο : γ-φασματοσκοπική ανάλυση με χρήση ανιχνευτών γερμανίου	- 21 -
3.1 Εισαγωγή	- 21 -
3.2 γ-φασματοσκοπική ανάλυση	- 21 -
3.2.1 Φασματοσκοπία των ακτίνων-γ	- 21 -
3.2.2 Ανιχνευτική διάταξη γ-φασματοσκοπίας.....	- 22 -
3.2.3 Ανιχνευτές ημιαγωγών	- 23 -
3.2.4 Ανιχνευτές υπερκαθαρού γερμανίου	- 24 -
3.3 Βαθμονόμηση απόδοσης ανιχνευτή γερμανίου	- 26 -
3.3.1 Απόδοση ανιχνευτή.....	- 26 -
3.3.2 Η διαδικασία βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής.....	- 27 -
3.3.3 Προσδιορισμός της καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης με πειραματικές μεθόδους.....	- 29 -
3.3.4 Προσδιορισμός της καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης με υπολογιστικές μεθόδους.....	- 32 -
3.4 Το υπόστρωμα στη γ-φασματοσκοπία	- 41 -
3.4.1 Πηγές υποστρώματος.....	- 41 -
3.4.2 Υπόστρωμα που οφείλεται στην πηγή.....	- 43 -
3.4.3 Τεχνικές μείωσης υποστρώματος	- 44 -
3.4.4 Διακυμάνσεις του υποστρώματος	- 46 -

3.5 Κατώτερα όρια ανίχνευσης στη γ-φασματοσκοπία.....	- 46 -
3.5.1 Κρίσιμο Όριο (Critical Limit, L_c)	- 47 -
3.5.2 Όριο Ανίχνευσης (Detection Limit, L_D)	- 48 -
3.5.3 Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ραδιενέργεια (Minimum Detectable Activity, MDA).....	- 50 -
3.6 Διορθώσεις αυτοαπορρόφησης στον ανιχνευτή HPGe	- 51 -
Κεφάλαιο 4 ^ο : Βαθμονόμηση απόδοσης ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ για γεωμετρία Marinelli	- 53 -
4.1 Εισαγωγή	- 53 -
4.2 Η ανιχνευτική διάταξη με ανιχνευτή HPGe σχετικής απόδοσης 40% του ΕΠΤ-ΕΜΠ -	53 -
4.2.1 Η θωράκιση του ανιχνευτή	- 54 -
4.2.2 Ο κώδικας γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης SPUNAL	- 55 -
4.3 Γεωμετρίες πηγών όγκου	- 55 -
4.3.1 Εισαγωγή	- 55 -
4.3.2 Γεωμετρία Marinelli	- 56 -
4.3.3 Οι συνήθως χρησιμοποιούμενες γεωμετρίες όγκου στο ΕΠΤ-ΕΜΠ	- 57 -
4.4 Εκτίμηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ. -	58 -
4.4.1 Μεθοδολογία εκτίμησης διαστάσεων ανιχνευτή	- 58 -
4.4.2 Αρχική εκτίμηση διαστάσεων του ανιχνευτή HPGe.....	- 60 -
4.4.3 Μελέτη της επίδρασης του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης για ενέργεια 661.6keV.....	- 62 -
4.4.4 Διαδικασία προσδιορισμού γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή με χρήση δείγματος νερού χαμηλής ραδιενέργειας	- 63 -
4.4.5 Μέτρηση δείγματος νερού γνωστής ραδιενέργειας στον ανιχνευτή HPGe με γεωμετρία Marinelli	- 64 -
4.4.6 Μέτρηση δείγματος υπάμενης τέφρας γνωστής ραδιενέργειας στον ανιχνευτή HPGe σε γεωμετρία Marinelli.....	- 67 -
4.4.7 Κατασκευή του υλικού υπάμενης τέφρας για την προσομοίωση	- 70 -
4.4.8 Διερεύνηση της επίδρασης του κενού στην κορυφή των δοχείων Marinelli στην απόδοση	- 72 -
4.4.9 Εκτίμηση γεωμετρικού μοντέλου ανιχνευτή μέσω γεωμετρίας Marinelli	- 73 -
4.5 Βαθμονόμηση απόδοσης ανιχνευτή HPGe	- 80 -
4.5.1 Προσδιορισμός καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής για γεωμετρία Marinelli	- 81 -
4.5.2 Σύγκριση απόδοσης φωτοκορυφής για δείγματα γεωμετρίας «2»	- 82 -
4.5.3 Σύγκριση καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης για γεωμετρία 2 και Marinelli – Συμπεράσματα	- 84 -

Κεφάλαιο 5 ^ο : Αποτελέσματα της αναλύσεως δειγμάτων νερού	- 87 -
5.1 Υπολογισμός κατώτερων επιπέδων ανίχνευσης για γεωμετρία Marinelli.....	- 87 -
5.1.1 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{131}I	- 88 -
5.1.2 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{214}Bi	- 89 -
5.1.3 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{137}Cs	- 90 -
5.1.4 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{40}K	- 91 -
5.2 Υπολογισμός κατώτερων επιπέδων ανίχνευσης για γεωμετρία «2»	- 92 -
5.2.1 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{131}I	- 93 -
5.2.2 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{214}Bi	- 94 -
5.2.3 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{137}Cs	- 95 -
5.2.4 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{40}K	- 95 -
5.2.5 Σύγκριση των τιμών της ελάχιστης ανιχνεύσιμης ραδιενέργειας για τις γεωμετρίες «2» και Marinelli	- 96 -
5.3 Αποτελέσματα αναλύσεων δειγμάτων νερού χαμηλής ραδιενέργειας	- 97 -
5.3.1 Υπολογισμός αβεβαιότητας για την απόδοση φωτοκορυφής	- 99 -
5.3.2 Παρουσίαση αποτελεσμάτων	- 100 -
Κεφάλαιο 6 ^ο : Συμπεράσματα	- 102 -
Παραρτήματα	- 105 -
Παράρτημα Α: Πιστοποιητικά ανιχνευτή/πηγών.....	- 105 -
A.1 Πιστοποιητικό ανιχνευτή HPGe σχετικής απόδοσης 40%	- 105 -
A.2 Πιστοποιητικό πηγής Sample 3 – Άσκηση Διασύγκρισης.....	- 106 -
Παράρτημα Β: Διαστασιολόγηση δοχείου Marinelli	- 111 -
Παράρτημα Γ: Αρχεία Εισόδου PENELOPE.....	- 112 -
Γ.1 Αρχείο γεωμετρίας Marinelli, ανιχνευτής HPGe	- 112 -
Γ.2 Αρχείο γεωμετρίας 2, ανιχνευτής HPGe.....	- 122 -
Γ.3 Αρχείο εισόδου για γεωμετρία Marinelli	- 132 -
Γ.4 Αρχείο εισόδου για γεωμετρία 2	- 135 -
Παράρτημα Δ: Συγκεντρώσεις ραδιονουκλεϊδίων σε τρόφιμα και νερό	- 137 -
Δ.1 Συγκεντρώσεις ραδιονουκλεϊδίων των σειρών ουρανίου και θορίου σε τρόφιμα και πόσιμο νερό.....	- 137 -
Δ.2 Συγκεντρώσεις ^{137}Cs σε θαλάσσια ύδατα	- 139 -
Δ.3 Συγκεντρώσεις ^{137}Cs σε μύδια <i>Mytilus galloprovincialis</i>	- 140 -
Βιβλιογραφία	- 141 -

Κεφάλαιο 1^ο: Εισαγωγή

Η γ-φασματοσκοπική ανάλυση αποτελεί μια εξαιρετικά διαδεδομένη μέθοδο ποσοτικού και ποιοτικού προσδιορισμού της φυσικής και τεχνητής ραδιενέργειας σε πληθώρα δειγμάτων. Αντικείμενο της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας (ΔΕ) αποτελεί η βαθμονόμηση ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου (HPGe) σχετικής απόδοσης 40% που διατίθεται στο Εργαστήριο Πυρηνικής Τεχνολογίας του Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου (ΕΠΤ-ΕΜΠ) για την τυποποιημένη γεωμετρία Marinelli. Ο συγκεκριμένος ανιχνευτής χρησιμοποιείται για τη γ-φασματοσκοπική ανάλυση δειγμάτων κυρίως περιβαλλοντικού ενδιαφέροντος και έχει βαθμονομηθεί στο παρελθόν για διαφορετικά είδη τυποποιημένων γεωμετρικών δειγμάτων. Η χρήση της γεωμετρίας Marinelli εξυπηρετεί την ανίχνευση δειγμάτων μεγάλου όγκου και χαμηλής ραδιενέργειας, όπως τα δείγματα νερού, καθώς, λόγω της κατασκευής της, είναι δυνατή η επίτευξη υψηλότερης απόδοσης του ανιχνευτή.

Προκειμένου να πραγματοποιηθούν ορθές αναλύσεις δειγμάτων με την συγκεκριμένη ανιχνευτική διάταξη είναι απαραίτητη η κατάλληλη βαθμονόμηση απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή για την συγκεκριμένη γεωμετρία δειγματος, διαδικασία που περιλαμβάνει το συνδυασμό πειραματικών και υπολογιστικών μεθόδων. Η ζητούμενη καμπύλη βαθμονόμησης προκύπτει μέσω της χρήσης προγράμματος προσομοίωσης Monte-Carlo και συγκεκριμένα του κώδικα PENELOPE, έκδοση 2011, που είναι εγκατεστημένο στο ΕΠΤ-ΕΜΠ. Προαπαιτούμενο για την χρήση τεχνικών προσομοίωσης είναι η εκτίμηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή. Για το σκοπό αυτό συνδυάστηκαν πειραματικά και υπολογιστικά δεδομένα και μέσω επαναληπτικής διαδικασίας επιλέχθηκαν οι τιμές των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή που προσφέρουν ικανοποιητική ακρίβεια. Σημειώνεται ότι η γεωμετρική περιγραφή του ανιχνευτή που προκύπτει από την άνω διαδικασία εξυπηρετεί την προσομοίωση συγκεκριμένων προβλημάτων με δείγματα γεωμετρίας Marinelli και μόνο. Διαφορετική επιλογή γεωμετρίας δειγματος δεν θα οδηγήσει σε σωστά αποτελέσματα. Στα πλαίσια της παρούσας ΔΕ μελετήθηκαν ακόμη και φαινόμενα τα οποία έχουν επίδραση στα αποτελέσματα της γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης, όπως η αυτοαπορρόφηση των φωτονίων εντός της πηγής και η επίδραση του υποστρώματος της ανιχνευτικής διάταξης. Συνοπτικά, η διάρθρωση της ΔΕ έχει ως ακολούθως.

Το 2^ο κεφάλαιο αποτελεί ένα βιβλιογραφικό κεφάλαιο όπου παρουσιάζονται συνήθεις τιμές ραδιενέργειας που έχουν μετρηθεί σε τρόφιμα και νερό, περιβαλλοντικά δείγματα δηλαδή χαμηλής ραδιενέργειας και μεγάλου όγκου. Πιο συγκεκριμένα, το ενδιαφέρον εστιάζεται σε δείγματα νερού και στην παρουσία ανθρωπογενούς προέλευσης ραδιοϊσοτόπων καϊσίου. Η συγκέντρωσή τους σε περιβαλλοντικά δείγματα απαιτεί διερεύνηση και για το λόγο αυτό έχουν αναπτυχθεί αρκετές μέθοδοι μέτρησης του καϊσίου, μία εκ των οποίων είναι η γ-φασματοσκοπία που εφαρμόζεται για συγκεκριμένα ισότοπα του καϊσίου και κυρίως για το ^{137}Cs . Ένα ακόμη σημείο ενδιαφέροντος αποτελούν οι μέθοδοι προσυγκέντρωσης και διαχωρισμού του καϊσίου από το εξεταζόμενο δείγμα. Πολλές φορές ο μεγάλος όγκος του δειγματος και η χαμηλή συγκέντρωση του ισότοπου απαιτούν τη χρήση μεθόδων που θα διευκολύνουν τη μετέπειτα μέτρησή του. Άκρως επιτυχημένες και ευρέως χρησιμοποιούμενες είναι οι μέθοδοι ραδιοχημείας.

Στο 3^ο κεφάλαιο παρουσιάζεται μια ανασκόπηση της γ-φασματοσκοπίας με χρήση ανιχνευτών γερμανίου. Συγκεκριμένα, γίνεται περιγραφή της ανιχνευτικής διάταξης και όλων των συνιστωσών που την απαρτίζουν, με το ενδιαφέρον να εστιάζεται στους ανιχνευτές υπερκαθαρού γερμανίου, όπως ο ανιχνευτής HPGe σχετικής απόδοσης 40% που θα χρησιμοποιηθεί στην παρούσα ΔΕ. Στη συνέχεια εισάγονται οι ορισμοί των διαφορετικών εκφράσεων της απόδοσης και περιγράφεται η διαδικασία βαθμονόμησης απόδοσης ανιχνευτή γερμανίου με πειραματικές και υπολογιστικές μεθόδους. Στις υπολογιστικές μεθόδους αναλύεται η χρήση του κώδικα PENELOPE, με συνοπτική παρουσίαση των αρχείων εισόδου και εξόδου, καθώς και της διαδικασίας που ακολουθείται ώστε να προσδιοριστεί υπολογιστικά η απόδοση. Ακολούθως, περιγράφεται η συμβολή του υποστρώματος στη γ-φασματοσκοπία και ορίζονται τα κατώτερα όρια ανίχνευσης μιας ανιχνευτικής διάταξης. Τονίζεται η σπουδαιότητα των μεγεθών αυτών για τη σύγκριση και επιλογή της κατάλληλης ανιχνευτικής διάταξης για την εκάστοτε μέτρηση. Τέλος, παρουσιάζεται το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης και οι απαιτούμενες διορθώσεις που πρέπει να ληφθούν υπόψη προκειμένου οι υπολογισμοί που αφορούν μια ανιχνευτική διάταξη να είναι ορθοί.

Στο 4^ο κεφάλαιο γίνεται η περιγραφή της πρακτικής εφαρμογής όσων αναφέρθηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο σχετικά με τη βαθμονόμηση απόδοσης ανιχνευτή HPGe με χρήση τυποποιημένης γεωμετρίας Marinelli. Αρχικά γίνεται παρουσίαση της ανιχνευτικής διάταξης που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ και, πιο συγκεκριμένα, του ανιχνευτή και της θωράκισής του. Ακολουθεί η περιγραφή των τυποποιημένων γεωμετριών πηγών όγκου που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ και ειδικότερα στο δοχείο Marinelli. Η επαναληπτική διαδικασία εκτίμησης των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή πραγματοποιείται με χρήση πειραματικών και υπολογιστικών δεδομένων που λαμβάνονται από δείγματα νερού και ιπτάμενης τέφρας που διατίθενται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ. Το γεωμετρικό μοντέλο που υιοθετείται για την περιγραφή της γεωμετρίας του ανιχνευτή επιτρέπει τον προσδιορισμό της καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης για γεωμετρία Marinelli μέσω του κώδικα PENELOPE. Τέλος, πραγματοποιείται σύγκριση της απόδοσης για τις γεωμετρίες «2» και «Marinelli» ώστε να εξαχθούν τα απαραίτητα συμπεράσματα.

Το 5^ο κεφάλαιο περιλαμβάνει την παρουσίαση των αποτελεσμάτων που προκύπτουν από τις αναλύσεις με τον ανιχνευτή HPGe. Πιο αναλυτικά, αρχικά υπολογίζονται τα κατώτερα όρια ανίχνευσης και συγκεκριμένα η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια (MDA) ως πιο εύχρηστο μέγεθος σύγκρισης, για τέσσερα ραδιοϊσότοπα ενδιαφέροντος (^{131}I , ^{214}Bi , ^{137}Cs , ^{40}K) τόσο χρησιμοποιώντας δοχείο Marinelli όσο και σε γεωμετρία «2». Η μεταξύ τους σύγκριση οδηγεί σε πολύτιμα συμπεράσματα. Τέλος, παρουσιάζονται οι μετρήσεις που λήφθηκαν από περιβαλλοντικά δείγματα νερού, έπειτα από δειγματοληψία που πραγματοποιήθηκε σε τρεις περιοχές της Ελληνικής επικράτειας. Στα δείγματα αυτά το μόνο αξιοσημείωτο ισότοπο που ανιχνεύεται είναι το ^{40}K για το οποίο υπολογίζεται αναλυτικά η ραδιενέργεια του κάθε δείγματος.

Το 6^ο και τελευταίο κεφάλαιο περιλαμβάνει συγκεντρωμένα όλα τα συμπεράσματα που εξάγονται από την παρούσα ΔΕ. Ακολουθούν τα παραρτήματα όπου περιλαμβάνονται το πιστοποιητικό του ανιχνευτή και δείγματος νερού γνωστής ραδιενέργειας που προέρχεται από Άσκηση Διασύγκρισης που έχει λάβει μέρος το ΕΠΤ-ΕΜΠ, σχέδιο του δοχείου Marinelli που χρησιμοποιήθηκε, χαρακτηριστικά αρχεία εισόδου (.GEO και .IN) για

τον κώδικα PENELOPE με σχετικές επεξηγήσεις προς διευκόλυνση του αναγνώστη και πίνακες με στοιχεία που αφορούν τα ραδιενεργά ισότοπα.

Κεφάλαιο 2^ο: Ραδιενέργεια σε τρόφιμα και νερό

2.1 Φυσική ραδιενέργεια σε τρόφιμα

Ραδιενέργεια είναι το φαινόμενο της εκπομπής σωματιδίων ή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από τους πυρήνες ορισμένων χημικών στοιχείων. Οι πυρήνες των ραδιενεργών στοιχείων μπορούν να διασπαστούν απελευθερώνοντας σωματίδια άλφα (ή ακτίνες α), σωματίδια βήτα (ή ακτίνες β) ή και ακτινοβολία γάμα (ή ακτίνες γ). Το φαινόμενο της ραδιενέργειας παρατηρήθηκε για πρώτη φορά από τον γάλλο φυσικό Antoine Henri Becquerel το 1896, ο οποίος πρόσεξε πως το θειϊκό κάλιο-ουρανίλιο εκπέμπει συνεχώς ακτινοβολία που μοιάζει με ακτίνες X και προσβάλλει τη φωτογραφική πλάκα. Αξιοσημείωτη είναι και η συμβολή του ζεύγους Κιουρί (Pier Curie και Maria Sklodowska-Curie), οι οποίοι το 1898 κατάφεραν να απομονώσουν το χημικό στοιχείο ράδιο – που είναι ραδιενεργό σε μεγαλύτερο βαθμό από το ουράνιο.

Η φυσική ραδιενέργεια αποτελεί τη βασική πηγή για τη μελέτη της δομής της ύλης και των ιδιοτήτων της σε μικρο- και μακροσκοπική κλίμακα. Ραδιενεργά στοιχεία εντοπίζονται σε κάθε μορφή ύλης. Αξίζει να σκεφτεί κανείς ότι στο ανθρώπινο σώμα, η συγκέντρωση της ραδιενέργειας του καλίου (^{40}K) είναι περίπου 63Bq/kg, του άνθρακα (^{14}C) περίπου 66Bq/kg, του τρίτιου (^3H) σχεδόν 133Bq/kg, του πολώνιου (^{210}Po) 0.0002Bq/kg και του ραδίου (^{226}Ra) περίπου $2.7 \cdot 10^{-5}\text{Bq/kg}$ (IAEA, 2002).

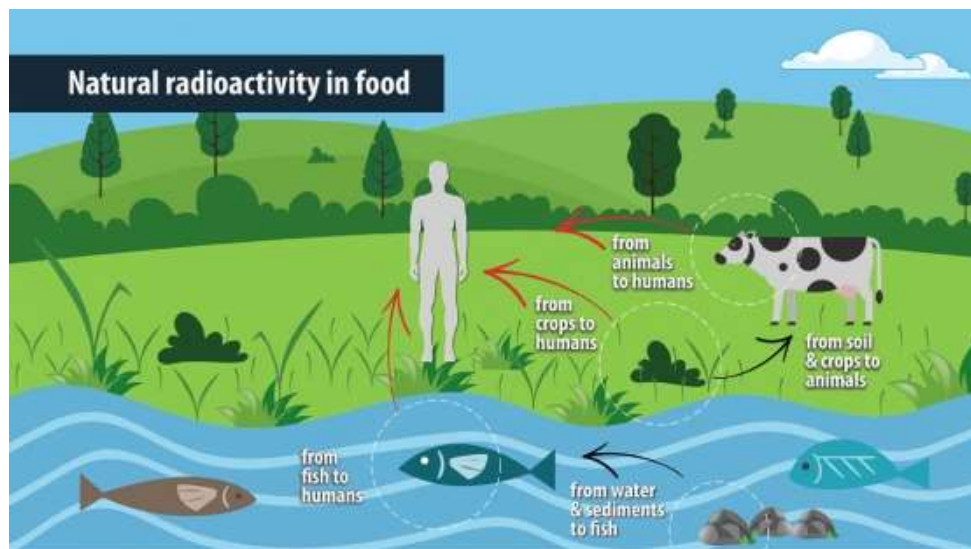
Τα ραδιονουκλεΐδια έχουν εν μέρει παρόμοια χημικά χαρακτηριστικά με τα θρεπτικά συστατικά. Επομένως, τόσο φυτά και ζώα, κατά την ανάπτυξή τους, μπορούν να απορροφούν ραδιενεργές ουσίες που εντοπίζονται στο περιβάλλον τους. Στα τρόφιμα, η συγκέντρωση φυσικής ραδιενέργειας παίρνει συχνά τιμές από 40 έως 600 Bq ανά κιλό τροφίμου. Σύμφωνα με τα αποτελέσματα έρευνας για την ραδιενέργεια στα τρόφιμα (Ramachandran & Mishra, 1989), η συγκέντρωση του ^{40}K ποικίλει από 45.9 έως 649 Bq/kg, του ^{226}Ra από 0.01 έως 1.16 Bq/kg και του ^{238}Th από 0.02 έως 1.26 Bq/kg. Σε υπολογισμούς δόσης που δέχεται το ανθρώπινο σώμα από τη φυσική ραδιενέργεια στα τρόφιμα, εξαιρώντας την α ακτινοβολία, η συνεισφορά στη μέση εσωτερική δόση είναι περίπου 0.24 ως 0.6 mSv/year. Το κύριο στοιχείο που συνεισφέρει στη δόση είναι το κάλιο, το οποίο αποτελεί απαραίτητη θρεπτική ουσία και περιέχεται σε πληθώρα τροφών. Ενδεικτικές τιμές της συγκέντρωσης καλίου σε διάφορες τροφές παρουσιάζονται στον πίνακα 2.1. Περισσότερες τιμές συγκέντρωσης ραδιονουκλεϊδίων των σειρών του ουρανίου και του θορίου που ανιχνεύονται σε τρόφιμα και νερό παρουσιάζονται στο Παράρτημα Δ.1. Η ποσότητά του στο ανθρώπινο σώμα είναι σχεδόν σταθερή και ρυθμίζεται για τη σωστή λειτουργία του μεταβολισμού. Στο μυελό των οστών (θεωρείται ένα από τα πιο ευαίσθητα μέρη του ανθρώπινου σώματος σε ακτινοβολία) η ραδιενέργεια εξαιτίας του ^{40}K είναι περίπου 130 Bq/kg (IAEA, 2002).

Είδος τροφίμου	Συγκέντρωση ^{40}K (Bq/kg)	Αναφορά
Αγελαδινό γάλα	50	(ΙΑΕΑ, 2002)
Σκόνη γάλακτος	420	(ΙΑΕΑ, 2002)
Πατάτες	165	(ΙΑΕΑ, 2002)
Βοδινό κρέας	125	(ΙΑΕΑ, 2002)
Φρούτα	50	(Anon., 2017)
Ώριμα μπιζέλια/ φασόλια	380	(Anon., 2017)
Καπνιστά λουκάνικα	>180	(Anon., 2017)
Μανιτάρια	10-100	(Anon., 2017)

Πίνακας 2.1: Τιμές συγκέντρωσης ^{40}K σε είδη τροφίμων

Τόσο στα τρόφιμα και το νερό, όσο και στον αέρα, ανιχνεύονται ραδιενεργά ισότοπα που εκπέμπουν α σωματαδία από τις ραδιενεργές σειρές του ουρανίου, του θορίου και του ακτινίου. Ορισμένα από τα ισότοπα του ραδονίου (συνήθως ^{222}Rn και σε μικρότερο βαθμό ^{220}Rn και ^{219}Rn), όντας αέρια, διαχύνονται στον αέρα και το νερό. Πιο συγκεκριμένα, το ραδόνιο που παράγεται στο έδαφος από τη διάσπαση του ^{226}Ra , η εμπεριέχεται στο νερό απελευθερώνεται στον αέρα και τα προϊόντα διάσπασής του επικάθονται στην επιφάνεια του χώματος και στη βλάστηση. Η ανίχνευση, ωστόσο, του ραδονίου καθιστάται δύσκολη λόγω της αέριας φύσης του, το γεγονός ότι είναι αδρανές αέριο και της δυνατότητάς του να διαχέεται εύκολα το αέρα και το γεγονός ότι δεν εκπέμπει ακτίνες γ από τις οποίες θα μπορούσε να ανιχνευθεί.

Η ανίχνευση ραδιενεργών ισοτόπων σε δείγματα χαμηλής και φυσικής ραδιενέργειας, όπως τα δείγματα τροφίμων και νερού, συγκεντρώνει αρκετό ενδιαφέρον, καθώς η μεταφορά τους μέσω της τροφικής αλυσίδας καταλήγει να επηρεάζει τον άνθρωπο. Η επίδραση στον ανθρώπινο οργανισμό εκφραζόμενη ως δόση ραδιενέργειας μπορεί να είναι χαμηλή στις περισσότερες περιπτώσεις, ωστόσο πρέπει να εξετάζεται. Μάλιστα, σε περιπτώσεις πυρηνικού ατυχήματος η ανάγκη ελέγχου των επιπέδων ραδιενέργειας των τροφίμων και του νερού είναι επιτακτική. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί το ατύχημα στη Fukushima της Ιαπωνίας και ο εντατικός έλεγχος όλων των προϊόντων που προέρχονταν από την περιοχή αυτή. Η επιλογή τεχνικών ανίχνευσης με κατώτερα όρια ανίχνευσης, όπως η γ-φασματοσκοπία, οδηγεί στην ανάγκη δημιουργίας δειγμάτων μεγάλου όγκου έτσι ώστε να υπάρχει η απαιτούμενη ανιχνεύσιμη ποσότητα ραδιενέργειας. Αναλυτικά η τεχνική της γ-φασματοσκοπίας παρουσιάζεται στο επόμενο κεφάλαιο.



Σχήμα 2.1: Τρόποι μεταφοράς ραδιενέργειας στην τροφική αλυσίδα (Nassif, 2017)

2.2 Τα ισότοπα του Καισίου

Το καίσιο είναι ένα χημικό στοιχείο υψηλού ενδιαφέροντος. Στη φύση συναντάται το σταθερό ισότοπο ^{133}Cs . Ωστόσο, από περιβαλλοντικής απόψεως, το ενδιαφέρον συγκεντρώνεται στα ανθρωπογενούς προέλευσης ραδιοϊσότοπα του καισίου καθώς παράγονται σε υψηλά ποσοστά είτε ως προϊόντα σχάσης (^{134}Cs , ^{135}Cs και ^{137}Cs) είτε ως προϊόντα ενεργοποίησης κατά τη διαδικασία της σχάσης (^{134}Cs και ^{136}Cs). Η παρουσία τους σε περιβαλλοντικά δείγματα οφείλεται σε μια σειρά πυρηνικών δραστηριοτήτων, όπως οι δοκιμές πυρηνικών όπλων, η επανεπεξεργασία και απόρριψη στον κύκλο του πυρηνικού καυσίμου, και τα πυρηνικά ατυχήματα. Οι ενώσεις που σχηματίζει το καίσιο με χλωρίδια και η κρυσταλλική τους μορφή, του επιτρέπει να κινείται εύκολα μέσω του αέρα, να διαλύεται εύκολα στο νερό και να δεσμεύεται έντονα στο χώμα και το σκυρόδεμα. (Russell, et al., 2015)

Το ^{137}Cs αποτελεί σημαντικό ραδιοϊσότοπο για την παρακολούθηση των επιπέδων ραδιενέργειας στο περιβάλλον (environmental monitoring), τη χρονολόγηση των ιζημάτων, τη διάβρωση και τη διάθεση των αποβλήτων. Όσον αφορά το ^{135}Cs , πρόκειται για ένα μακρόβιο ραδιοϊσότοπο το οποίο συνδέεται με τον μακροπρόθεσμο ακτινολογικό κίνδυνο της βαθιάς γεωλογικής απόθεσης των ραδιενεργών αποβλήτων. Ενδιαφέρον παρουσιάζει και ο λόγος $^{135}\text{Cs} / ^{137}\text{Cs}$ ως εργαλείο εντοπισμού της πηγής ραδιενεργού ρυπανσης, καθώς διαφέρει ανάλογα με τον τύπο αντιδραστήρα, όπλου ή καυσίμου που έχει χρησιμοποιηθεί. Τα βραχύβια προϊόντα ενεργοποίησης ^{134}Cs και ^{136}Cs παρέχουν πληροφορίες σχετικά με το ιστορικό ακτινοβολήσης του καυσίμου σε έναν αντιδραστήρα. (Russell, et al., 2015)

Το ^{137}Cs διασπάται, είτε εκπέμποντας β – σωματίδιο ενέργειας 514keV (94.4%) στο μετασταθές ισότοπο ^{137m}Ba , είτε εκπέμποντας β – σωματίδιο ενέργειας 1175keV (5.4%) στο ισότοπο ^{137}Ba . Το βραχύβιο ^{137m}Ba αποδιεγείρεται άμεσα σε ^{137}Ba , εκπέμποντας ακτίνες γ ενέργειας 661.62 keV (85%). Η ανίχνευση του ^{137}Cs , επομένως, μπορεί να επιτευχθεί με μέτρηση β σωματιδίων ή γ – φασματοσκοπία. Γενικά, προτιμάται η χρήση της γ – φασματοσκοπίας, αφού εκμεταλλεύεται την υψηλή ένταση της ενέργειας των 661.62 keV, η

οποία δεν επηρεάζεται σημαντικά από φαινόμενα απορρόφησης, και επιτρέπει την άμεση μέτρηση δειγμάτων χωρίς την ανάγκη χημικού διαχωρισμού. Η μέτρηση β – σωματιδίων σε περιβαλλοντικά δείγματα προαπαιτεί χημικό διαχωρισμό του ^{137}Cs από άλλα ισότοπα που εκπέμπουν β–σωματίδια. Το ^{135}Cs διασπάται μόνο με β–διάσπαση εκπέμποντας σωματίδια ενέργειας 269 keV και η μέτρηση των β–σωματιδίων του εμποδίζεται από την παρουσία του ^{137}Cs , απαιτώντας διαχωρισμό πριν την μέτρηση. (Hou & Roos, 2008)

Ισότοπο	$T_{1/2}(\text{y})$	Προέλευση	U-235 fission yield (%)	Εκπέμπει	β (MeV)	γ (keV)	Specific activity (Bq/gr)
^{134}Cs	2,1	Ενεργοποίηση / Σχάση	7,7	β σε ^{134}Ba	0,66(70,1%)	604,7(97,6%)	$6,4 \cdot 10^{15}$
						795,8(85,4%)	
					0,09(27,4%)		
						569,3(15%)	
^{135}Cs	$2,3 \cdot 10^6$	Σχάση	6,6	β σε ^{135}Ba	0,21(100%)	-	$4,1 \cdot 10^7$
^{136}Cs	0,04	Ενεργοποίηση / Σχάση	6,3	β σε ^{136}Ba	0,34(95%)	818,5(99,7%)	$3,7 \cdot 10^{17}$
						1048,1(79,56%)	
^{137}Cs	30,1	Σχάση	6,2	β σε ^{137}Ba	0,51(94%)	661,6(85%)	$3,2 \cdot 10^{12}$
					1,17(5%)		

Πίνακας 2.2: Ιδιότητες ραδιοϊσοτόπων καυσίου.

2.3 Το καίσιο στο νερό.

Το ισότοπο το οποίο συνηθέστερα ανιχνεύεται στο περιβάλλον και για το οποίο υπάρχουν αρκετά δεδομένα στη βιβλιογραφία είναι το ^{137}Cs . Πιο σημαντικές πηγές του ^{137}Cs είναι οι πυρηνικοί σταθμοί ηλεκτροπαραγωγής και εγκαταστάσεις επανεπεξεργασίας πυρηνικού καυσίμου, όπως παραδείγματος χάρη το Sellafield στο Ηνωμένο Βασίλειο, το οποίο σε διάστημα 59 ετών (1952-2011) απελευθέρωσε $41.3 \text{ PBq } ^{137}\text{Cs}$ στο νερό (Gray, et al., 1995) (Hunt, et al., 2013) (SEPA, 2012). Μια ακόμη εγκατάσταση επανεπεξεργασίας, στο La Hague της Γαλλίας εκτιμάται ότι απελευθέρωσε στο διάστημα 1966-2011 ποσότητα $1.0 \text{ PBq } ^{137}\text{Cs}$ (AREVA, 2014), ενώ από το ατύχημα στη Fukushima της Ιαπωνίας το 2011 απελευθερώθηκαν στο νερό $3.5\text{-}27 \text{ PBq } ^{137}\text{Cs}$ (Zheng, et al., 2014).

Μια γενική εικόνα για τα επίπεδα συγκεντρώσεων ^{137}Cs στο νερό δίνεται από τις μετρήσεις που έγιναν το 2012 και υποδεικνύουν ότι στους υδάτινους πόρους του βόρειου ημισφαίριου η συγκέντρωση είναι $3\text{-}5 \text{ Bq/m}^3$, ενώ στο νότιο ημισφαίριο $<1 \text{ Bq/m}^3$ (Aarkrog, 1994) (Kershaw & Baxter, 1995) (Nies, et al., 1999) (Dahlgard, 1995) (Heldal & Varskog, 2002) (Hu, et al., 2010). Η διαφορά αυτή οφείλεται στις αυξημένες πυρηνικές δραστηριότητες στο βόρειο ημισφαίριο, που συμπεριλαμβάνουν δοκιμές όπλων,

εγκαταστάσεις επανεπεξεργασίας και ατυχήματα όπως το Chernobyl. Εστιάζοντας στην Ελλάδα και τις γειτονικές χώρες, κύριος υπαίτιος για την απελευθέρωση καϊσίου στο νερό ήταν το ατύχημα στο Chernobyl το 1986. Κατά τον Απρίλιο του 1986, η συνολική εναπόθεση καϊσίου (^{134}Cs και ^{137}Cs) στο Αιγαίο Πέλαγος εκτιμάται στα 820 TBq, εκ των οποίων τα 0.5 TBq μεταφέρθηκαν από τη Μαύρη Θάλασσα στο Βόρειο Αιγαίο μέσω των στενών των Δαρδανελλίων (Evangelίου, et al., 2005). Η συγκέντρωση του καϊσίου είναι υψηλότερη στο Βόρειο Αιγαίο και μειώνεται στο Νότιο. Το ίδιο συμπέρασμα ισχύει και για το Ιόνιο Πέλαγος. Συγκεκριμένα, μετά από δειγματοληψία που πραγματοποιήθηκε το Φεβρουάριο του 2005 στον Πατραϊκό κόλπο, η οριζόντια διασπορά του ^{137}Cs κυμαίνεται από 4 έως 6 Bq/m³, με τη μέση τιμή της συγκέντρωσης ενεργότητας να είναι $4.6 \pm 1.6 \text{ Bq/m}^3$. Έπειτα από δειγματοληψία στο Βορειοανατολικό Αιγαίο – κοντά στην περιοχή των στενών των Δαρδανελλίων – κατά τον Δεκέμβριο του 2005, η οριζόντια διασπορά κυμαίνεται από 5 έως 7 Bq/m³ και η μέση τιμή είναι $5.6 \pm 2.5 \text{ Bq/m}^3$ (Evangelίου, et al., 2005). Στο Παράρτημα Δ.2 παρουσιάζεται πίνακας με τιμές συγκέντρωσης ^{137}Cs που ανιχνεύονται σε θαλάσσια ύδατα διαφόρων περιοχών και στο Παράρτημα Δ.3 αντίστοιχες τιμές που ανιχνεύονται σε μύδια *Mytilus galloprovincialis*, τα οποία χρησιμοποιούνται για τη χαρτογράφηση των θαλάσσιων περιοχών όσον αφορά την συγκέντρωση ^{137}Cs .

2.4 Τεχνικές μέτρησης καϊσίου

Κατά τη ραδιενεργό διάσπαση, ένας ραδιενεργός πυρήνας, ο οποίος βρίσκεται σε κατάσταση διέγερσης, χάνει την επιπλέον ενέργεια μέσω της εκπομπής φορτισμένων σωματιδίων (α ή β) ή/και φωτονίων. Κατά την α -διάσπαση εκπέμπεται σωματίδιο α (^4_2He) το οποίο μπορεί να μετρηθεί μέσω της α -φασματοσκοπίας. Κατά τη β -διάσπαση, το ραδιοϊσότοπο αποδιεγείρεται εκπέμποντας ηλεκτρόνιο (β^-) ή ποζιτρόνιο (β^+) και παράλληλα αντινεutrino ή νεutrino. Επειδή η ενέργεια από την ραδιενεργό διάσπαση μοιράζεται μεταξύ ηλεκτρονίου και αντινετρίνου ή ποζιτρονίου και νετρίνου, τα σωματίδια β έχουν συνεχή κατανομή ενεργειών. Για το λόγο αυτό τα σωματίδια- β σπανίως χρησιμοποιούνται για την ταυτοποίηση του ισότοπου που τα εκπέμπει. Πολύ ευκολότερη είναι η ανίχνευση ισωτόπων που εκπέμπουν φωτόνια και για το λόγο αυτό η γ -φασματοσκοπία είναι τόσο διαδεδομένη τεχνική. (Hou & Roos, 2008)

Ανάλογα με το ισότοπο του καϊσίου του οποίου ενδιαφέρει η ανίχνευση υπάρχουν τέσσερις διαφορετικές τεχνικές. Οι τεχνικές αυτές είναι η γ -φασματοσκοπία (gamma spectrometry), η μέτρηση β -σωματιδίων (beta counting), η ανάλυση με νετρονική ενεργοποίηση (Neutron Activation Analysis, NAA) και η φασματοσκοπία μάζας (mass spectrometry).

Η γ -φασματοσκοπία αποτελεί μια από τις πιο διαδεδομένες μεθόδους ποσοτικού και ποιοτικού προσδιορισμού της φυσικής και τεχνητά επαγόμενης ραδιενέργειας σε πάσης φύσεως δείγματα. Λόγω της ιδιότητας της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, οι ακτίνες γ μπορούν να διεισδύσουν σε μεγάλη απόσταση μέσα στα δείγματα και να φτάσουν στον ανιχνευτή χωρίς σημαντικά φαινόμενα απορρόφησης κυρίως στις υψηλές ενέργειες. Στα πλεονεκτήματα της μεθόδου αυτής περιλαμβάνεται το γεγονός ότι τα δείγματα συνήθως δεν χρειάζονται κάποια επεξεργασία πριν τη μέτρηση, επομένως πρόκειται για μια γρήγορη και εύκολη ανάλυση. Επίσης, η συγκεκριμένη μέθοδος ανάλυσης είναι μη καταστροφική για

τα δείγματα. Όπως αναφέρεται προηγουμένως, η συγκεκριμένη τεχνική προτιμάται για την μέτρηση των ισοτόπων ^{134}Cs και ^{137}Cs , καθώς και του ^{136}Cs που εκπέμπει φωτόνια με ενέργειες 818 και 1048keV. (Hou & Roos, 2008)

Για την μέτρηση των β-σωματιδίων χρησιμοποιούνται είτε ανιχνευτές αερίου, όπως οι θάλαμοι ιονισμού και οι ανιχνευτές Geiger–Müller (GM), είτε μετρητές υγρού σπινθηρισμού (LSC). Οι ανιχνευτές GM χρησιμοποιούνται κυρίως για ραδιοϊσότοπα που εκπέμπουν ηλεκτρόνια υψηλότερης ενέργειας, καθώς τα ηλεκτρόνια χαμηλής ενέργειας απορροφούνται στο λεπτό παράθυρο που διαχωρίζει το δείγμα και την ποσότητα αερίου. Οι ανιχνευτές LSC πλεονεκτούν στη μέτρηση χαμηλών ενεργειών λόγω της απουσίας εξασθένησης, ωστόσο μπορούν κάλλιστα να χρησιμοποιηθούν και για σωματίδια β υψηλών ενεργειών. Εξαιτίας της συνεχούς ενεργειακής κατανομής των εκπεμπόμενων β-σωματιδίων, η φασματοσκοπία των β-σωματιδίων δεν ενδείκνυται για τον προσδιορισμό των μεμονωμένων ραδιοϊσοτόπων. Επομένως, ο προσδιορισμός αυτός απαιτεί χημικό διαχωρισμό του ραδιοϊσοτόπου ενδιαφέροντος από τα υπόλοιπα πριν την μέτρηση. Όσον αφορά τα ισότοπα του καϊσίου, για την μέτρηση των οποίων μπορεί να χρησιμοποιηθεί η συγκεκριμένη μέθοδος, αυτά είναι τα ^{134}Cs και ^{137}Cs . Ωστόσο, σε περιβαλλοντικά δείγματα, όπως αναφέρθηκε, απαιτείται χημικός διαχωρισμός από ραδιοϊσότοπα όπως το ^{40}K (Hou & Roos, 2008).

Για τη μέτρηση του ^{135}Cs μπορεί να χρησιμοποιηθεί η ανάλυση με νετρονική ενεργοποίηση (NAA), βασιζόμενη στην αντίδραση: $^{135}\text{Cs} \xrightarrow{(n,\gamma)} ^{136}\text{Cs} \xrightarrow{\beta, 13.16\text{day}} ^{136}\text{Ba}$. Η τεχνική αυτή είναι διαδεδομένη όσον αφορά δείγματα ραδιενεργών αποβλήτων με υψηλή συγκέντρωση ^{135}Cs και ^{137}Cs , αλλά μπορεί να εφαρμοστεί και σε περιβαλλοντικά δείγματα με κατάλληλες προϋποθέσεις. Λόγω της πολύ χαμηλής συγκέντρωσης του ^{135}Cs στα περιβαλλοντικά δείγματα, απαιτείται διαχωρισμός του καϊσίου από το δείγμα πριν την ακτινοβόληση. Για δείγματα νερού, αυτό επιτυγχάνεται κυρίως με την απορρόφηση του καϊσίου σε φωσφομολυβδαινικό αμμώνιο (ammoniumphosphomolybdate – AMP) ή σιδηροκυανιούχο χαλκό (copperferrocyanide – CFC). Στη συνέχεια το καΐσιο διαχωρίζεται από τα AMP και CFC ώστε να μειωθεί η ραδιενέργεια των ^{32}P , ^{99}Mo , ^{59}Fe και ^{64}Cu τα οποία ενδεχομένως υπάρχουν στο δείγμα και έχουν επίσης απορροφηθεί. Ο διαχωρισμός του καϊσίου από το AMP μπορεί να επιτευχθεί μέσω διάλυσης σε αραιωμένο διάλυμα KOH, και το καΐσιο που απελευθερώνεται στη συνέχεια απορροφάται σε ρητίνη ανταλλαγής κατιόντων με τελικό σταθμό την ακτινοβόληση νετρονίων. Το τελικό δείγμα που περιέχει το καΐσι μετράται σε ανιχνευτή HPGe. Η περιεκτικότητα σε ^{135}Cs μπορεί να υπολογιστεί μετρώντας τη ραδιενέργεια του ^{136}Cs μέσω των κυριώτερων φωτονίων του ενέργειας 818.5 keV (99.7%) και 1048.1 keV (79.56%) (Russell, et al., 2015).

Με τη φασματοσκοπία μάζας επιτυγχάνεται προσδιορισμός των συγκεντρώσεων στοιχείων μετρώντας τον αριθμό των ατόμων των ισοτόπων του στοιχείου. Υπάρχουν πολλές διαφορετικές τεχνικές που αναπτύσσονται παράλληλα και αναφέρονται ονομαστικά παρακάτω:

- Inductively coupled plasma mass spectrometry – ICP-MS
- Accelerator mass spectrometry – AMS
- Thermal ionization mass spectrometry – TIMS
- Resonance ionization mass spectrometry – RIMS

- Secondary ion mass spectrometry – SIMS
- Glow discharge mass spectrometry – GDMS

Όσον αφορά το καίσιο, με τις συγκεκριμένες μεθόδους στοχεύουμε στην μέτρηση των ^{135}Cs και ^{137}Cs . Η πιο γνωστή και ευρέως χρησιμοποιούμενη μέθοδος είναι η ICP-MS, και η πρόοδος που έχει σημειωθεί στη μέθοδο αυτή έχει οδηγήσει σε ανίχνευση συγκεντρώσεων ^{135}Cs , ^{137}Cs , και του λόγου τους, σε περιβαλλοντικά δείγματα χαμηλής ραδιενέργειας με ακρίβεια. Για την ανίχνευση του ^{135}Cs χρησιμοποιείται και η RIMS, ενώ οι υπόλοιπες μέθοδοι έχουν ακόμη περιορισμένη χρήση λόγω τεχνικών προβλημάτων ή κόστους. Ο διαχωρισμός από τις ισοβαρικές παρεμβολές του βαρίου αποτελεί κρίσιμο παράγοντα για τα όρια ανίχνευσης. Οι AMP και χρωματογραφία ανταλλαγής ιόντων είναι οι πιο συνηθισμένες μέθοδοι για τον χημικό διαχωρισμό του καϊσίου από το βάριο (Hou & Roos, 2008) (Russell, et al., 2015).

2.5 Μέθοδοι προσυγκέντρωσης και διαχωρισμού του καϊσίου

Σε δείγματα μεγάλου όγκου και μικρής ραδιενέργειας είναι συχνά αναγκαία η επεξεργασία τους πριν εφαρμοστούν οι διάφορες τεχνικές μέτρησης. Τα βασικά στάδια για την ανίχνευση ραδιοϊσοτόπων, όπως τα ισότοπα του καϊσίου είναι η επεξεργασία του δείγματος με θερμότητα, ένζυμα ή διαλύτη για την αποσύνθεση ή εκχύλιση βασικών συστατικών, ο διαχωρισμός από τυχόν παρεμβολές από άλλα στοιχεία μέσω χημικών τεχνικών ή/και τεχνικών βασισμένων στη χρήση συγκεκριμένων οργάνων και, τέλος, η ποσοτικοποίηση του ζητούμενου ραδιοϊσοτόπου. Πιο συγκεκριμένα, για τα δείγματα νερού, υπάρχει πληθώρα μεθόδων κατάλληλων για το διαχωρισμό του καϊσίου. Η επιλογή της κατάλληλης μεθόδου εξαρτάται από τη διαθεσιμότητα των απαραίτητων υλικών, το κόστος τους και τη φύση του δείγματος. Στη συνέχεια ακολουθεί μία παρουσίαση των τεχνικών επεξεργασίας δείγματος νερού προκειμένου να ακολουθήσει ανάλυση για προσδιορισμό των ισοτόπων του καϊσίου.

2.5.1 Εξάτμιση δείγματος (Evaporation)

Μια αρκετά απλή διαδικασία επεξεργασίας ενός δείγματος νερού μεγάλου όγκου που περιέχει μικρή συγκέντρωση καϊσίου είναι η αργή εξάτμισή του για μείωση του όγκου και αύξηση της συγκέντρωσης. Το εναπομένει υλικό μπορεί με ευκολία να μεταφερθεί σε δοχείο καθορισμένης γεωμετρίας και να ακολουθηθεί κάποια γνωστή μέθοδος μέτρησης. Στα πλεονεκτήματα της μεθόδου αυτής περιλαμβάνεται, πέρα από την απλότητα της διαδικασίας, και το χαμηλό κόστος καθώς δεν απαιτείται ακριβός εξοπλισμός.

Παρόλα αυτά, η διαδικασία εξάτμισης ενδείκνυται για δείγματα «γλυκού» νερού και όχι για θαλασσινό νερό, καθώς περιέχει μεγάλη συγκέντρωση αλάτων. Στην περίπτωση θαλασσινού νερού επιλέγεται διαφορετική μέθοδος επεξεργασίας ώστε να είναι πιο αποδοτική. Ένα ακόμη μειονέκτημα της μεθόδου εξάτμισης είναι ο απαιτούμενος χρόνος. Η εξάτμιση ενός δείγματος μεγάλου όγκου γίνεται σταδιακά, χωρίζοντας το δείγμα σε μικρότερες ποσότητες και διατηρώντας σταθερή τη θερμοκρασία της συσκευής θέρμανσης. Επομένως, η πλήρης εξάτμιση ενός δείγματος μεγάλου όγκου μπορεί να διαρκέσει ακόμα και ημέρες.

2.5.2 Μέθοδοι καθίζησης (Precipitation)

Οι μέθοδοι καθίζησης είναι ένας αρκετά διαδεδομένος τρόπος χημικής επεξεργασίας που έχει πληθώρα παραλλαγών. Η κοινή λογική λειτουργίας περιλαμβάνει την προσθήκη στο υγρό δείγμα ουσίας, η οποία προσροφάται, αντιδρά χημικά με το καίσιο που περιλαμβάνεται στο δείγμα και δημιουργεί ίζημα ως πρώτο βήμα. Έπειτα, απαιτείται περαιτέρω καθαρότητα του ιζήματος ώστε να οδηγηθεί για μέτρηση. Σε κάθε περίπτωση, οι μέθοδοι καθίζησης απαιτούν λιγότερο χρόνο σε σχέση με τη μέθοδο εξάτμισης, ειδικά για δείγματα μεγάλου όγκου. Επιπλέον, ένα πλεονέκτημά τους είναι η εφαρμογή τους σε όλων των ειδών τα υδάτινα δείγματα, συμπεριλαμβανομένων και των θαλάσσιων δειγμάτων.

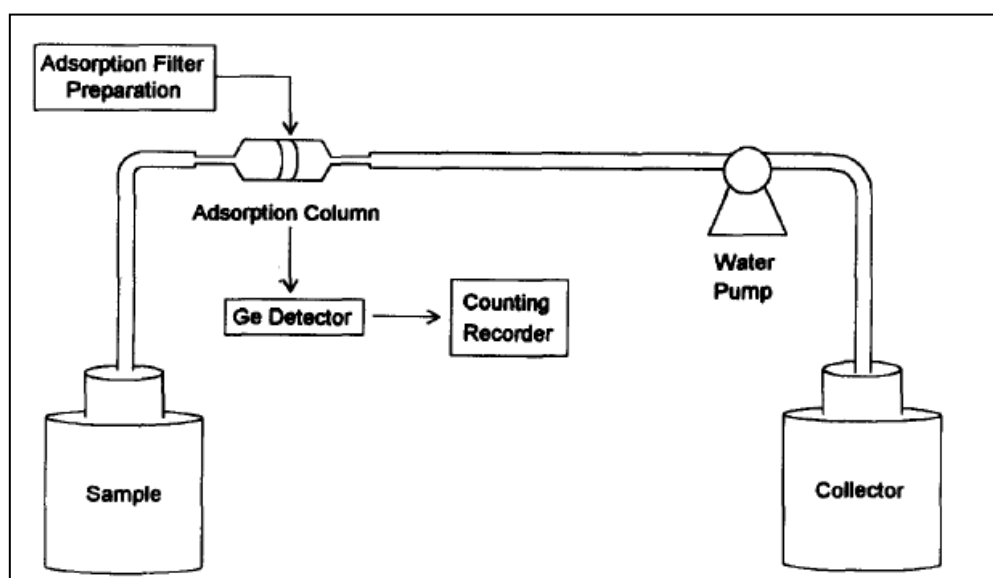
Υπάρχουν πολλές ουσίες, οι οποίες αντιδρώντας με το καίσιο δημιουργούν ιζήματα χαμηλής διαλυτότητας. Ωστόσο, αξίζει να αναφερθούν οι ουσίες αυτές που χαρακτηρίζονται ως εξαιρετικά επιλεκτικές ως προς το καίσιο. Το φωσφομολυβδαινικό αμμώνιο (ammoniumphosphomolybdate – AMP) με χημικό τύπο $(\text{NH}_4)_3\text{PMo}_{12}\text{O}_{40}$ προτάθηκε αρχικά από τον Eggerts (1860) για τον προσδιορισμό των φωσφορικών αλάτων με βαρυμετρία. Η ουσία αυτή είναι ένας ανόργανος εναλλάκτης ιόντων που έχει χρησιμοποιηθεί για την επιλεκτική απομάκρυνση καϊσίου από θαλασσινά και γλυκά νερά, όξινα πυρηνικά απόβλητα, στερεά υλικά μετά την αποσύνθεση, συμπεριλαμβανομένων των αναλωμένων καυσίμων, χώματος και ιζημάτων. Πρόκειται για μια χημική ουσία που μπορεί να κατασκευαστεί με σχετική ευκολία από ένα ραδιοχημικό εργαστήριο και να χρησιμοποιηθεί επί τόπου. Η αντίδραση με το καίσιο είναι ταχεία και εξαιρετικά επιλεκτική υπό όξινες συνθήκες. Συγκεκριμένα, η υψηλότερη επιλεκτικότητα έχει παρατηρηθεί παρουσία διαλύματος $\sim 1\text{-}3 \text{ mol/L HNO}_3$, καθώς μόνο μονοσθενή κατιόντα (ιδιαίτερα καίσιο) μπορούν να προσροφηθούν σταθερά στο πλέγμα του μολυβδοφωσφορικού οξέος και να σχηματίσουν μια αδιάλυτη ένωση. Κάτω από ασθενέστερο οξύ ή/και ουδέτερες συνθήκες, η πρόσληψη καϊσίου παραμένει υψηλή, ωστόσο υπάρχει μείωση της επιλεκτικότητας. Μια ακόμη κατηγορία εξαιρετικά επιλεκτικών ως προς το καίσιο ουσιών είναι οι σιδηροκυανιούχες ενώσεις μετάλλων μετάπτωσης (Hexacyanoferrates (FC) of transition metals), με γνωστότερες τις Potassium cobalt hexacyanoferrate (KCFC) με χημικό τύπο $\text{K}_2\text{CoFe}(\text{CN})_6$, Potassium nickel hexacyanoferrate (KNiFC) και Prussian blue με τύπο $\text{Fe}_4(\text{Fe}(\text{CN})_6)_3$. Παρά το γεγονός της τοξικότητας των κυανιούχων ενώσεων και της εξάρτησης της απόδοσής τους από το pH του δείγματος, πρόκειται για ουσίες που οδηγούν σε γρήγορο, επιλεκτικό και ποσοτικό διαχωρισμό του καϊσίου. Συγκεκριμένα, το KNiFC έχει επιτύχει ποσοτικό διαχωρισμό του ^{137}Cs σε ουδέτερα, όξινα και αλκαλικά διαλύματα, με την υψηλότερη χημική και θερμική σταθερότητα σε ουδέτερες ή ελαφρώς όξινες συνθήκες. (Russell, et al., 2015)

Όπως αναφέρθηκε, η δημιουργία ιζήματος είναι ένα πρώτο βήμα σε μια μέθοδο καθίζησης. Πιο αναλυτικά, θεωρώντας ότι χρησιμοποιούμε AMP, η διαδικασία καθίζησης περιλαμβάνει τα ακόλουθα στάδια. Στο διάλυμα που περιέχει το καίσιο προστίθενται μερικά mg ή g AMP ανά λίτρο διαλύματος. Μετά τη διαδικασία προσρόφησης, το ίζημα που δημιουργείται είτε διέρχεται από φίλτρο είτε φυγοκεντρείται. Στη συνέχεια, το AMP «ξεπλένεται» συνήθως με αραιό διάλυμα νιτρικού οξέως 1M. Για να διαχωριστεί η προσροφημένη ποσότητα καϊσίου από το AMP, μπορεί είτε να αραιωθεί αυτό σε κορεσμένο διάλυμα NH_4NO_3 , είτε να διαλυθεί σε 0.5-2M NaOH. Η τελική ποσότητα που

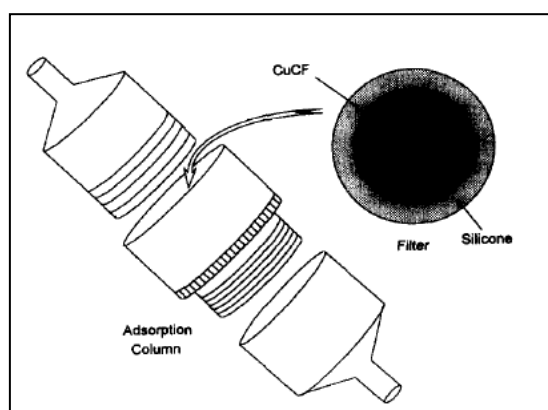
περιέχει σε υψηλότερη συγκέντρωση το καίσιο μετράται με γ-φασματοσκοπία ή μέτρηση β-σωματιδίων.

2.5.3 Μέθοδος φιλτραρίσματος (Filtration Method)

Μια ακόμη κατηγορία μεθόδων επεξεργασίας δειγμάτων είναι η μέθοδος φιλτραρίσματος. Κατά τη μέθοδο αυτή, λεπτό στρώμα από υλικό επιλεκτικό σε καίσιο βρίσκεται εμποτισμένο σε στοιχείο φίλτρου κατασκευασμένο από βαμβάκι, το οποίο τοποθετείται σε σύστημα διήθησης. Τα επιλεκτικά υλικά που χρησιμοποιούνται μπορούν να είναι αυτά που περιγράφησαν παραπάνω, με πιο συχνή χρήση των Potassium copper hexacyanoferrate (CuCF). Το μεγάλο πλεονέκτημα της μεθόδου αυτής έγκειται στο γεγονός ότι είναι κατάλληλη για επεξεργασία μεγάλων δειγμάτων νερού (500-1000L) και μπορεί να χρησιμοποιηθεί *in situ*, δηλαδή δεν είναι αναγκαία η συσκευασία και μεταφορά δειγμάτων τέτοιου όγκου στο εργαστήριο. Στο σχήμα που ακολουθεί παρουσιάζεται μια τυπική διάταξη φιλτραρίσματος.



Σχήμα 2.2: Σχηματική απεικόνιση τυπικής διάταξης φιλταρίσματος, όπου το νερό διέρχεται μέσω αντλίας από στήλη απορρόφησης. (Huang et al, 1994)



Σχήμα 2.3: Εστίαση στη στήλη απορρόφησης και το φίλτρο.

2.5.4 Μέθοδοι χρωματογραφίας (Chromatography methods)

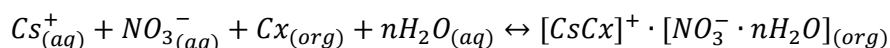
Ion exchange chromatography

Ο διαχωρισμός των κατιόντων Cs^+ είτε ειδικά από το Ba είτε ως στάδιο διαχωρισμού είναι δυνατόν να επιτευχθεί μέσω της έκλουσης του νερού σε μια ρητίνη ανταλλαγής κατιόντων. Έχει χρησιμοποιηθεί ως ενιαίο στάδιο διαχωρισμού για αναλωμένα καύσιμα, ιζήματα και υπόγεια ύδατα και σε διαχωρισμούς σε πολλαπλά στάδια εκροών αντιδραστήρων. Η χρωματογραφία ανταλλαγής ιόντων είναι μια ευέλικτη και επιλεκτική τεχνική, ωστόσο στα μειονεκτήματά της περιλαμβάνονται ο μεγάλος χρόνος έκλουσης και ο μεγάλος όγκος οξέων και ρητίνης που απαιτούνται.

Μια ιδιαίτερη χρήση της μεθόδου αυτής που αξίζει να αναφερθεί είναι η ανταλλαγή ιόντων ως δεύτερο στάδιο καθαρισμού μετά τον διαχωρισμό μέσω AMP. Μια περίπτωση της χρήσης της μεθόδου αυτής περιγράφεται ως εξής: το AMP διαλυμένο σε αλκάλια μπορεί να «φορτωθεί» σε ρητίνη ανταλλαγής ανιόντων (DowexAGMP-1M), με τα Cs και Ba να εκλύονται και, στη συνέχεια, το εκλούμενο αυτό κλάσμα να «φορτώνεται» σε ρητίνη ανταλλαγής κατιόντων για τον διαχωρισμό του Cs από το Ba. (Russell, et al., 2015)

Extraction chromatography

Η χρωματογραφία εκχύλισης είναι μια μέθοδος που συνδυάζει την ευκολία χρήσης της χρωματογραφίας ανταλλαγής ιόντων με την εκλεκτικότητα που παρουσιάζουν οι διαλύτες εκχύλισης. Για το διαχωρισμό του ^{137}Cs έχουν εφαρμοστεί ευρέως μακροκυκλικοί εκχυλιστές που ονομάζονται Calixarenes. Πρόκειται για φαινολικές μονάδες ($\text{C}_6\text{H}_5\text{OH}$) συνδεδεμένες με ομάδες μεθυλενίου (CH_2^+) και είναι εξαιρετικά επιλεκτικοί προς διαφορετικά ιόντα. Η γενική μέθοδος εκχύλισης του καϊσίου είναι να έρθει σε επαφή με οργανικές (calixarenes) και υδάτινες (HNO_3) φάσεις, ακολουθούμενη από φυγοκέντρηση για τον διαχωρισμό των δύο φάσεων, και τελική μέτρηση του καϊσίου μέσω γ-φασματοσκοπίας. Η χημική εξίσωση που περιγράφει την παραπάνω διαδικασία παρουσιάζεται στη συνέχεια, όπου Cx είναι ο εκχυλιστής calixarenes.



Οι Calixarenes προσφέρουν απλή εκχύλιση και έκλουση του καϊσίου και ο περιορισμένος αριθμός και όγκος των αντιδραστηρίων μπορεί να μειώσει τη συνεισφορά/παρουσία του βαρίου (Ba contamination) που εισάγεται κατά τη διάρκεια της διαδικασίας, γεγονός που είναι ιδιαίτερα επωφελές για την ανίχνευση περιβαλλοντικών δειγμάτων χαμηλής ραδιενέργειας. Οι ρητίνες χρωματογραφίας εκχύλισης είναι δαπανηρές, ωστόσο θεωρούνται συχνά ως μια δικαιολογημένη επιλογή, από οικονομική και τεχνική άποψη. (Russell, et al., 2015)

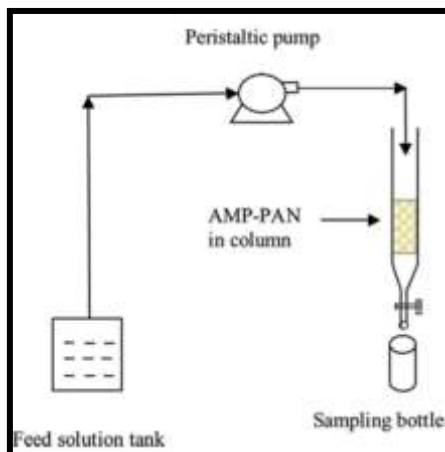
AMP: chromatographic method

Η εξαιρετική επιλεκτικότητα του AMP ως προς το καϊσιο δημιούργησε μια ακόμη χρήση της ουσίας αυτής για τον διαχωρισμό του καϊσίου μέσω μεθόδου χρωματογραφίας. Η ιζηματοποιημένη μορφή του AMP (μικροκρυσταλλικά, λεπτά σωματίδια) είναι σχεδόν αδιαπέραστη σε υγρά. Για αύξηση της ταχύτητας της ροής προτάθηκε η ανάμιξη του AMP με αδρανείς ενώσεις όπως:

- Asbestos

- Silica gel
- Polyacrylonitrile (PAN)

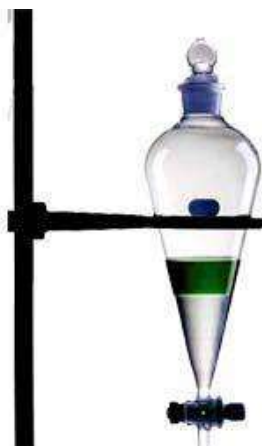
Πιο συγκεκριμένα, το διάλυμα που περιέχει καίσιο διέρχεται από στήλη εκχύλισης στην οποία είναι τοποθετημένο το μίγμα AMP με κάποια από τις αδρανείς ενώσεις. Η ανταλλαγή NH_4^+ για Cs^+ είναι ταχεία και εξαιρετικά επιλεκτική σε συνθήκες χαμηλού pH και δεν επηρεάζεται από την αντοχή των ιόντων του διαλύματος. Σε επόμενη φάση, το καίσιο εκλούεται από το μίγμα AMP διαδοχικά με προσθήκη NH_4OH για διαχωρισμό/έκλουση του AMP από την αδρανή ένωση, στη συνέχεια, H_2O για έκλουση της περίσσειας AMP και τέλος, με HNO_3 επιτυγχάνεται η έκλουση του καϊσίου.



Σχήμα 2.4: Μέθοδος χρωματογραφίας με τη χρήση μίγματος AMP-PAN στη στήλη εκχύλισης. (Mahendraetal., 2013)

2.5.5 Μέθοδος εκχύλισης με διαλύτη (Solvent extraction)

Μια λιγότερο χρησιμοποιούμενη μέθοδος διαχωρισμού του καϊσίου είναι η εκχύλιση με διαλύτη ο οποίος είναι επιλεκτικός στο καίσιο. Η επιλογή του διαλύτη είναι τέτοια ώστε να μην διαλύεται στο νερό. Το δείγμα νερού λοιπόν αναμιγνύεται και ανακινείται ώστε το καίσιο που περιέχεται στο νερό να απορροφηθεί στο διαλύτη. Ο διαχωρισμός τους γίνεται μέσω της κατάλληλης διάταξης που παρουσιάζεται στο σχήμα 2.5. Ωστόσο, το σημαντικό μειονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι ότι είναι ακατάλληλη για δείγματα μεγάλου όγκου νερού.



Σχήμα 2.5: Εκχύλιση με διαλύτη.

Κεφάλαιο 3^ο: γ-φασματοσκοπική ανάλυση με χρήση ανιχνευτών γερμανίου

3.1 Εισαγωγή

Η γ-φασματοσκοπική ανάλυση, ή αλλιώς γ-φασματοσκοπία, όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, αποτελεί μια από τις πιο διαδεδομένες μεθόδους ποσοτικού και ποιοτικού προσδιορισμού της φυσικής και τεχνητά επαγόμενης ραδιενέργειας. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η τεχνική της γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης με χρήση ανιχνευτών γερμανίου, όπως αυτή εφαρμόζεται στο Εργαστήριο Πυρηνικής Τεχνολογίας του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου (ΕΠΤ-ΕΜΠ). Συγκεκριμένα, στην εργασία αυτή θα χρησιμοποιηθεί ο ανιχνευτής υπερκαθαρού γερμανίου σχετικής απόδοσης 40% του ΕΠΤ-ΕΜΠ. Σκοπός του κεφαλαίου αυτού είναι να εισάγει και να εξηγήσει βασικές έννοιες που αφορούν στη γ-φασματοσκοπία και όχι να περιγράψει με λεπτομέρεια την ακριβή διαδικασία ανάλυσης που ακολουθήθηκε στην παρούσα ΔΕ, η οποία παρουσιάζεται αναλυτικά στο επόμενο κεφάλαιο.

3.2 γ-φασματοσκοπική ανάλυση

3.2.1 Φασματοσκοπία των ακτίνων-γ

Η φασματοσκοπία ακτίνων-γ αποτελεί τη μελέτη των ενεργειακών φασμάτων ραδιενεργών πηγών που εκπέμπουν ακτίνες-γ, με σκοπό τον ποιοτικό και ποσοτικό προσδιορισμό των ραδιενεργών ισοτόπων που περιέχονται σε αυτές. Με τον ποιοτικό προσδιορισμό αναζητείται η σύσταση του εξεταζόμενου δείγματος, ενώ με τον ποσοτικό προσδιορισμό εκτιμάται η ραδιενέργεια του δείγματος. Το ενδιαφέρον εστιάζεται συνήθως σε γ-ραδιενεργούς πυρήνες που εκπέμπουν ακτίνες-γ με ενέργειες από μερικά keV έως 2-3 MeV. Κατά τη διάσπαση των πυρήνων, εκπέμπονται φωτόνια τα οποία ανιχνεύονται με τη βοήθεια κατάλληλου ανιχνευτικού συστήματος και σχηματίζεται το ενεργειακό φάσμα. Συγκεκριμένα, τα φωτόνια αρχικής ενέργειας, χαρακτηριστικής του ραδιενεργού πυρήνα που διασπάται, εισέρχονται στον ανιχνευτή και αλληλεπιδρούν, ιδανικά αποθέτοντας πλήρως την ενέργειά τους σε αυτόν και δημιουργώντας «φωτοκορυφές πλήρους απόθεσης ενέργειας». Η ανίχνευση φωτονίων συγκεκριμένης ενέργειας καταγράφεται στο ενεργειακό φάσμα ως μία καμπύλη κανονικής κατανομής, με μέση τιμή την αρχική ενέργεια των φωτονίων. Επομένως, η θέση της φωτοκορυφής στο φάσμα αντιστοιχεί στην ενέργεια των φωτονίων που ανιχνεύτηκαν, επιτρέπει την ταυτοποίηση του ραδιενεργού πυρήνα που διασπάται και οδηγεί στον ποιοτικό προσδιορισμό του δείγματος. Επιπλέον, το εμβαδόν μιας φωτοκορυφής πλήρους απόθεσης αντιστοιχεί στο πλήθος των φωτονίων που ανιχνεύτηκαν με την συγκεκριμένη αρχική ενέργεια και επιτρέπει τον υπολογισμό της ραδιενέργειας του ραδιοϊσοτόπου στο δείγμα (ρυθμός διασπάσεως).

Στα πλεονεκτήματα της γ-φασματοσκοπίας περιλαμβάνονται η ταυτόχρονη ανάλυση όλων των γ-ραδιενεργών ισοτόπων που περιέχονται σε ένα δείγμα και η δυνατότητα ανάλυσης πάσης φύσεως δειγμάτων (στερεά, υγρά, αέρια). Επιπλέον, όπως έχει αναφερθεί, η μέθοδος είναι μη καταστροφική και δεν απαιτεί πάντα προετοιμασία του δείγματος. Στα πλαίσια της εργασίας αυτής, ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα περιβαλλοντικά δείγματα, τα οποία συνήθως έχουν πολύ χαμηλά επίπεδα ραδιενέργειας.

Πιο συγκεκριμένα, δείγματα μεγάλου όγκου και χαμηλής ραδιενέργειας, όπως δείγματα νερού και τροφίμων, από τα οποία χρειάζεται μεγάλος όγκος ώστε να ανιχνευτεί μια ποσότητα Bq.

3.2.2 Ανιχνευτική διάταξη γ-φασματοσκοπίας

Η ανιχνευτική διάταξη που χρησιμοποιείται στη γ-φασματοσκοπία περιλαμβάνει τον ανιχνευτή και μονάδες πυρηνικών ηλεκτρονικών για τη συλλογή και επεξεργασία του σήματος του ανιχνευτή. Ο ανιχνευτής αποτελεί την σημαντικότερη συνιστώσα της ανιχνευτικής διάταξης και τα δύο πιο κοινά είδη που χρησιμοποιούνται είναι οι ανιχνευτές σπινθηρισμού (scintillation detectors) και οι ημιαγωγοί ανιχνευτές (semiconductor detectors). Ο ανιχνευτής αντιδρά όταν υπάρχει αλληλεπίδραση ενός φωτονίου στον όγκο του. Υπάρχουν τέσσερις κύριοι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης φωτονίων με την ύλη: σκέδαση Rayleigh, σκέδαση Compton, φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και δίδυμη γένεση. Η σκέδαση Rayleigh έχει ενδιαφέρον στην περιοχή πολύ χαμηλών ενεργειών και δεν έχει μεγάλη σημασία στις συνήθεις γ-φασματοσκοπικές αναλύσεις. Η επιθυμητή αλληλεπίδραση στη γ-φασματοσκοπία είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, όπου υπάρχει πλήρης απόθεση της ενέργειας του φωτονίου στον ανιχνευτή και σχηματισμός της αντίστοιχης φωτοκορυφής. Κατά την αλληλεπίδραση με σκέδαση Compton ή δίδυμη γένεση, ένα ποσοστό της ενέργειας του φωτονίου μπορεί να διαφύγει από τον ανιχνευτή χωρίς να απορροφηθεί. Ως συνέπεια, το φωτόνιο θα καταγραφεί στο φάσμα με χαμηλότερη ενέργεια από την πραγματική, αυξάνοντας το συνεχές υπόστρωμα του φάσματος, όπως θα αναλυθεί σε επόμενη παράγραφο.

Το σήμα που παράγεται στον ανιχνευτή ενισχύεται στον προενισχυτή, ο οποίος συνήθως τοποθετείται στο σύστημα του κρουοστάτη, κοντά στον ανιχνευτή. Κατά συνέπεια, στους ημιαγωγούς ανιχνευτές, τα στάδια εισόδου του προενισχυτή ψύχονται μαζί με τον ανιχνευτή οδηγώντας σε μείωση του ηλεκτρονικού θορύβου. Επιπλέον, η συγκεκριμένη θέση του προενισχυτή διατηρεί ελεύθερη την εξωτερική επιφάνεια του κρουοστάτη ώστε να μπορεί να τοποθετηθεί με μεγαλύτερη άνεση σε στενή θωράκιση (close-fitting shielding) ή/και επιτρέπει της εγκατάσταση ενεργητικού συστήματος Compton Suppression. Το σήμα εν συνεχεία οδηγείται σε ενισχυτή τύπου παλμών, ο οποίος ενισχύει και διαμορφώνει το σήμα της εξόδου του προενισχυτή σε ένα κατάλληλης μορφή σήμα για επεξεργασία από τα ηλεκτρονικά που ακολουθούν.

Τα αναλογικά αυτά σήματα (παλμοί) του ενισχυτή δέχεται στη συνέχεια ο αναλογοψηφιακός μετατροπέας (ADC), ο οποίος τα μετατρέπει σε ψηφιακή πληροφορία. Τελευταία μονάδα πυρηνικών ηλεκτρονικών είναι ο πολυκαναλικός αναλυτής (MCA). Εμφανίζει την πληροφορία που καταγράφει σε οθόνη με κατάλληλο τρόπο (φάσμα) και επικοινωνεί με τον ηλεκτρονικό υπολογιστή για μεταφορά, αποθήκευση και επεξεργασία του φάσματος. Ο MCA διαθέτει συγκεκριμένο πλήθος ενεργειακών διαμερίσεων (κανάλια), όπου καταγράφονται τα φωτόνια των διαφόρων ενεργειών. Στα σύγχρονα συστήματα είναι δυνατή η επιλογή του πλήθους των καναλιών σε συνήθεις τιμές: 512, 1024, 2048, 4096, 8192, ή 16384 κανάλια. Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ συνηθίζεται να χρησιμοποιούνται 4096 κανάλια.

3.2.3 Ανιχνευτές ημιαγωγών

Στις συνήθεις εφαρμογές γ-φασματοσκοπίας χρησιμοποιούνται ανιχνευτές σπινθηρισμού και κυρίως ημιαγωγοί ανιχνευτές. Ο βασικός περιορισμός των ανιχνευτών σπινθηρισμού είναι η σχετικά χαμηλή διακριτική τους ικανότητα. Αντίθετα, τα ημιαγωγικά υλικά μπορούν να οδηγήσουν σε πολύ μεγαλύτερη διακριτική ικανότητα. Σε ένα ημιαγωγό υλικό, η ενεργειακή διαφορά μεταξύ της ζώνης αγωγιμότητας και της ζώνης σθένους είναι μικρή, επιτρέποντας – υπό κανονικές συνθήκες – σε μικρό μόνο ποσοστό των ηλεκτρονίων να μεταβαίνουν στη ζώνη αγωγιμότητας, αφήνοντας στη ζώνη σθένους κενά (οπές), λόγω θερμικής διέγερσης. Για την κατασκευή των ημιαγωγών ανιχνευτών χρησιμοποιείται ημιαγωγό υλικό (συνήθως γερμάνιο ή πυρίτιο) με μικρές προσμίξεις διαφόρων στοιχείων, οι οποίες καθορίζουν σε μεγάλο βαθμό τις ηλεκτρικές ιδιότητές τους. Ένας ημιαγωγός ανιχνευτής αποτελεί μια δίοδο με δομή επαφών p-i-n, όπου η εγγενής περιοχή είναι ευαίσθητη στην ιοντίζουσα ακτινοβολία. Κατά την αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας (πρωτογενούς ή δευτερογενούς) με τον ανιχνευτή παράγονται ελεύθερα ηλεκτρόνια και οπές, το πλήθος των οποίων είναι ανάλογο της ενέργειας που εναποτίθεται στον ανιχνευτή. Μέσω αντίστροφης πόλωσης του ανιχνευτή δημιουργείται ηλεκτρικό πεδίο κατά μήκος της εγγενούς ζώνης, υπό την επίδραση του οποίου ηλεκτρόνια και οπές κινούνται ως τα ηλεκτρόδια, όπου το φορτίο αυτό προκαλεί μετρήσιμο παλμό τάσης. Καθώς το ποσό ενέργειας που απαιτείται για τη δημιουργία ενός ζεύγους είναι περίπου 3-4 eV και είναι ανεξάρτητο της ενέργειας εκπομπής της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, η μέτρηση του ύψους του παλμού τάσης συνδέεται με το πλήθος ζευγών και επιτρέπει τελικά τον προσδιορισμό της ενέργειας που εναποτίθεται στον ανιχνευτή. Οι ημιαγωγοί ανιχνευτές ξεκίνησαν να χρησιμοποιούνται στις αρχές της δεκαετίας του 1960 και επικράτησαν στη γ-φασματοσκοπία καθώς παρουσιάζουν αρκετά πλεονεκτήματα. Η ενέργεια που απαιτείται για τη δημιουργία ζεύγους ηλεκτρονίου-οπής είναι πολύ μικρή σε σχέση με ανιχνευτές σπινθηρισμού, με αποτέλεσμα το πλήθος των παραγόμενων φορέων να είναι πολύ μεγάλο και η στατιστική διακύμανση του ύψους του παλμού μικρή. Επομένως, επιτυγχάνεται υψηλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ημιαγωγού ανιχνευτή. Επιπλέον, χαρακτηριστικό είναι η πολύ καλή χρονική ανάλυση, η οποία εξαρτάται από το χρόνο απόκρισης του μετρητικού οργάνου και οφείλεται στην υψηλή ταχύτητα κίνησης των ηλεκτρονίων μέσα στο ημιαγωγό υλικό και την ταχύτερη συλλογή του πλήθους των φορέων που παράγονται. Τέλος, στα πλεονεκτήματα συμπεριλαμβάνονται το συμπαγές τους μέγεθος και το αποτελεσματικό τους πάχος, το οποίο μπορεί να ποικίλει προκειμένου να ικανοποιεί τις απαιτήσεις των εφαρμογών.

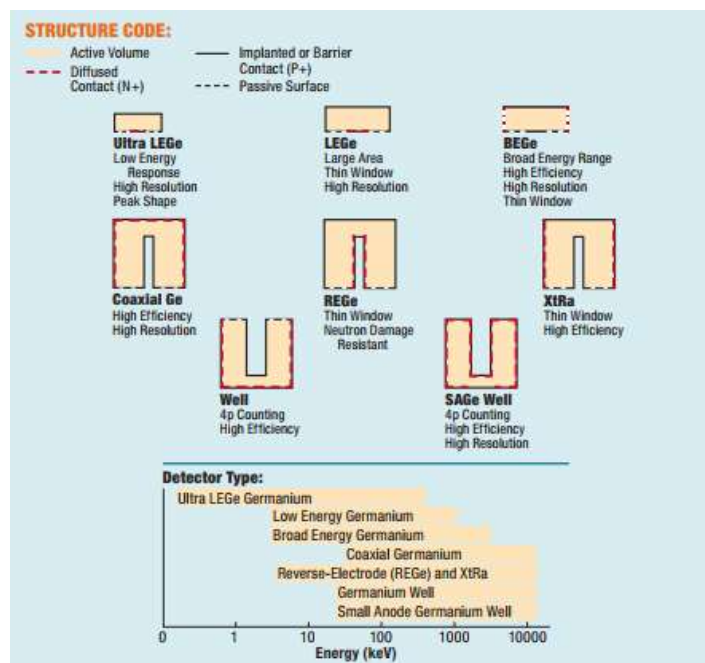
Οι ημιαγωγοί ανιχνευτές διακρίνονται ανάλογα με τα υλικά κατασκευής τους. Μια πρώτη κατηγορία είναι οι ανιχνευτές πυριτίου (Si), οι οποίοι χρησιμοποιούνται κυρίως στη φασματοσκοπία φορτισμένων σωματιδίων ή ακτίνων-X. Στη φασματοσκοπία ακτίνων-γ χρησιμοποιούνται ευρέως οι ανιχνευτές γερμανίου (Ge). Μια άλλη κατηγορία είναι οι Lithium-Drifted Detectors, οι οποίοι μπορεί να είναι είτε Si(Li) είτε Ge(Li). Ωστόσο, μετά την ανάπτυξη των ανιχνευτών υπερκαθαρού γερμανίου (HPGe), οι ανιχνευτές τύπου Ge(Li) έχουν σταματήσει εδώ και πολλά χρόνια να κατασκευάζονται. Οι ανιχνευτές γερμανίου πρέπει να λειτουργούν πάντα σε χαμηλές θερμοκρασίες για να μειώνεται το ρεύμα διαρροής που παράγεται από τη θερμική διέγερση του ημιαγωγού υλικού. Σε εφαρμογές χαμηλού θορύβου, όπως η φασματοσκοπία ακτίνων-X, και οι ανιχνευτές πυριτίου πρέπει

να ψύχονται. Σε ειδικές περιπτώσεις όπου είναι επιθυμητή η λειτουργία ημιαγωγών ανιχνευτών σε θερμοκρασία δωματίου, τα ανωτέρω υλικά είναι ακατάλληλα και για το λόγο αυτό τα τελευταία χρόνια κατασκευάζονται ανιχνευτές από υλικά υψηλού ατομικού αριθμού, όπως CdTe και HgI₂, οι οποίοι λειτουργούν σε θερμοκρασία δωματίου (300K).

3.2.4 Ανιχνευτές υπερκαθαρού γερμανίου

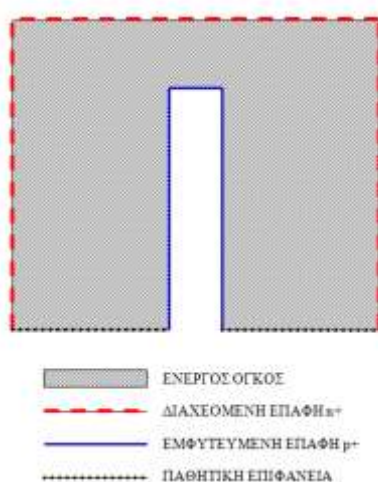
Οι ανιχνευτές γερμανίου χρησιμοποιούνται ως ανιχνευτές πλήρους απορρόφησης ακτίνων-γ ενέργειας έως μερικά MeV, καθώς μπορούν να κατασκευάζονται σε πάχος μερικών εκατοστών, σε αντίθεση με τους ανιχνευτές πυριτίου που δεν μπορούν να είναι παχύτεροι από μερικά χιλιοστά. Αρχικά, πριν την ανάπτυξη των σύγχρονων τεχνικών καθαρισμού, δεν μπορούσε να επιτευχθεί αρκετή καθαρότητα στους κρυστάλλους και οι παραμένουσες προσμίξεις παγίδευαν ηλεκτρόνια και οπές, με αποτέλεσμα τη σημαντική μείωση της απόδοσης των ανιχνευτών. Προκειμένου να χρησιμοποιηθούν στη γ-φασματοσκοπία, οι κρύσταλλοι έπρεπε να εμπλουτίζονται με ιόντα λιθίου (Li), αποτελώντας την πρώτη κατηγορία ανιχνευτών γερμανίου που αναπτύχθηκε, με την ονομασία Ge(Li) (Lithium-Drifted Germanium detectors). Σήμερα, χρησιμοποιούνται ευρέως οι ανιχνευτές γερμανίου υψηλής καθαρότητας ή υπερκαθαρού γερμανίου (HPGe, High-Purity Germanium detectors), οι οποίοι πρωτοεμφανίστηκαν στα μέσα της δεκαετίας του 1970. Το παραγόμενο γερμάνιο από την διαδικασία καθαρισμού είναι ίσως το υψηλότερης καθαρότητας υλικό που έχει ποτέ παραχθεί για εμπορική εκμετάλλευση.

Στο πρώτο στάδιο κατασκευής ανιχνευτών γερμανίου, οι κρύσταλλοι που ήταν δυνατόν να παραχθούν είχαν μικρό μέγεθος και, συνεπώς, οι ανιχνευτές αυτοί είχαν μικρή ικανότητα ανίχνευσης φωτονίων, δηλαδή χαμηλή απόδοση. Σήμερα, οι τεχνικές ανάπτυξης κρυστάλλων έχουν βελτιωθεί αρκετά, επιτρέποντας την κατασκευή μεγάλων ανιχνευτών και επίτευξη μεγαλύτερης απόδοσης.



Σχήμα 3.1: Ανιχνευτές γερμανίου διαφόρων μεγεθών. (Canberra Germanium Detectors Data Sheet, 2016)

Στους σύγχρονους ανιχνευτές υπερκαθαρού γερμανίου χρησιμοποιείται συχνά διάχυση ιόντων λιθίου (Li) για την κατασκευή της τύπου-n ωμικής επαφής και εμφύτευση ιόντων βορίου (B) για την τύπου-p ωμικής επαφής. Οι επαφές τύπου-p και τύπου-n, εσωτερικά και εξωτερικά του ανιχνευτή, αποτελούν ένα νεκρό στρώμα γύρω από τον κρύσταλλο (dead layer), μέσα στο οποίο η ενέργεια που αποτίθεται από την αλληλεπίδραση των φωτονίων δεν μπορεί να ανιχνευτεί. Το πάχος του dead-layer έχει άμεση επίδραση στην απόδοση ανίχνευσης φωτονίων – κυρίως χαμηλών ενεργειών. Το πάχος αυτό είναι από μερικές δεκάδες μm για ανιχνευτές τύπου-n έως μερικές εκατοντάδες μm για ανιχνευτές τύπου-p, με τους ανιχνευτές τύπου-n να παρουσιάζουν για το λόγο αυτό καλύτερη απόδοση στην ανίχνευση φωτονίων χαμηλών ενεργειών.



Σχήμα 3.2: Ομοαξονικός κυλινδρικός ανιχνευτής τύπου-p

Το σημαντικότερο μειονέκτημα των ανιχνευτών γερμανίου είναι η ανάγκη για ψύξη σε θερμοκρασίες υγρού αζώτου (77K). Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, η θερμική διέγερση προκαλεί κίνηση ηλεκτρονίων και παράγει ηλεκτρονικό θόρυβο στους ανιχνευτές. Ο θόρυβος αυτός καλείται ρεύμα διαρροής. Με την ψύξη του ανιχνευτή επιτυγχάνεται μείωση των θερμικών διεγέρσεων και η παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων και οπών οφείλεται μόνο στην ακτινοβολία. Η διαδικασία ψύξης σε θερμοκρασίες υγρού αζώτου απαιτεί πλήρωση της φιάλης (dewar) με υγρό άζωτο κάθε 7-10 ημέρες, καθιστώντας την χρήση των ανιχνευτών απαιτητική και αυξάνοντας το λειτουργικό τους κόστος. Εναλλακτικές μέθοδοι ψύξης του ανιχνευτή έχουν μελετηθεί (Knoll, 2000) από τις οποίες ξεχωρίζουν:

- Μηχανικά ψυγεία κλειστού κύκλου (mechanical closed-cycle refrigerators), τα οποία μπορούν να ψύξουν μέχρι θερμοκρασίες 50-60K αλλά απαιτούν λήψη μέτρων πρόληψης του ηλεκτρονικού θορύβου που προέρχεται από μηχανικούς κραδασμούς.
- Εμπορικά συστήματα που βασίζονται στον κύκλο του Solvay και δεν συνοδεύονται από κραδασμούς.
- Ψύκτες που βασίζονται στο φαινόμενο του Joule-Thomson.
- Αέριο υψηλής πίεσης (π.χ. άζωτο σε 100atm) που εκτονώνεται σε τριχοειδή σωλήνα.

3.3 Βαθμονόμηση απόδοσης ανιχνευτή γερμανίου

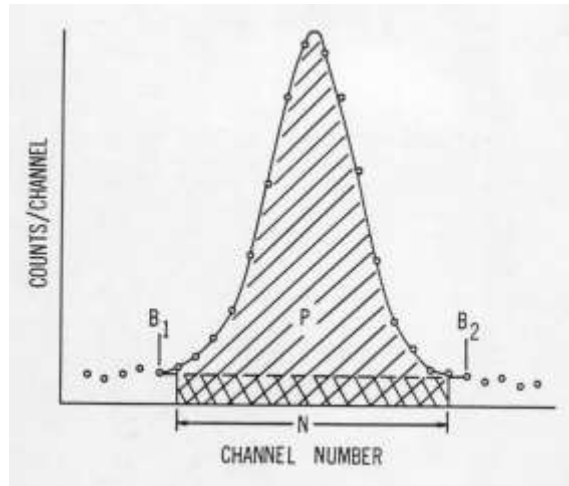
3.3.1 Απόδοση ανιχνευτή

Η απόδοση ανίχνευσης φωτονίων ενός ανιχνευτή είναι ένα μέτρο του πλήθους των παλμών που παράγονται στον εν λόγω ανιχνευτή για ένα συγκεκριμένο πλήθος ακτίνων-γ που εκπέμπονται από μια πηγή. Αποτελεί ένα από τα βασικότερα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή, καθώς καθορίζει σε μεγάλο βαθμό τη χρήση του. Ο χρήστης καλείται κάθε φορά να εκτιμά την απόδοση του ανιχνευτή του, ανάλογα με τη συγκρότηση της ανιχνευτικής διάταξης, τη γεωμετρία δείγματος-ανιχνευτή που χρησιμοποιεί, και λαμβάνοντας υπόψιν του ότι το μέγεθος αυτό εξαρτάται και από την ενέργεια των φωτονίων που ανιχνεύονται. Υπάρχουν δύο κατηγορίες μεθοδολογιών που χρησιμοποιούνται για την εκτίμηση της απόδοσης μιας ανιχνευτικής διάταξης, οι πειραματικές και οι υπολογιστικές μεθοδολογίες. Στην κατηγορία των υπολογιστικών ξεχωρίζουν ως σημαντικότερες, αυτές που στηρίζονται στη χρήση τεχνικών Monte-Carlo, όπως θα δούμε στη συνέχεια. Σε κάθε περίπτωση, αξίζει να τονίσουμε ότι η απόδοση ενός ανιχνευτή ορίζεται για συγκεκριμένη γεωμετρία δείγματος, το οποίο τοποθετείται σε συγκεκριμένη θέση σε σχέση με τον ανιχνευτή, ορίζοντας μια συγκεκριμένη γεωμετρία «πηγής-ανιχνευτή».

Διάφορα μεγέθη χρησιμοποιούνται για να εκφράσουν την απόδοση του ανιχνευτή, όπως η απόδοση φωτοκορυφής, η ολική απόδοση, η εσωτερική απόδοση, η σχετική απόδοση κ.α. Καθεμία από αυτές τις έννοιες εξαρτάται από μια σειρά παραμέτρων όπως αναλύεται ακολούθως.

3.3.1.1 Απόδοση φωτοκορυφής

Η απόδοση φωτοκορυφής ή απόλυτη απόδοση φωτοκορυφής (full energy peak efficiency) ορίζεται ως ο λόγος του πλήθους των φωτονίων τα οποία ανιχνεύονται, έχοντας αποθέσει όλη τους την αρχική ενέργεια στον κρύσταλλο, προς τα συνολικά φωτόνια της ενέργειας αυτής που εκπέμπονται από την πηγή. Το μέγεθος αυτό πρακτικά εκφράζει την ικανότητα ενός ανιχνευτή να ανιχνεύει πλήρως την ενέργεια ενός φωτονίου. Στο ενεργειακό φάσμα καταγράφονται τα φωτόνια των οποίων η ενέργεια ανιχνεύεται πλήρως, δημιουργώντας τις φωτοκορυφές ή «αιχμές» πλήρους απορρόφησης. Η φωτοκορυφή έχει μορφή κανονικής κατανομής, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3. Το γραμμοσκιασμένο τμήμα αποτελεί την επιφάνεια της φωτοκορυφής και τα σημεία B1 και B2 τα όρια της. Στο σχήμα αυτό διακρίνεται και το συνεχές υπόστρωμα το οποίο πρέπει να αφαιρείται κατάλληλα. Η επιφάνεια της φωτοκορυφής (area) αντιστοιχεί στο πλήθος των πλήρως ανιχνευόμενων φωτονίων. Συνεπώς, ο λόγος της επιφάνειας της φωτοκορυφής προς το πλήθος των φωτονίων που εκπέμπονται από την πηγή εκφράζει την απόδοση αιχμής. Με το μέγεθος αυτό γίνεται δυνατός ο ποσοτικός προσδιορισμός ενός ραδιενεργού ισότοπου που ανιχνεύεται στο δείγμα, μέσω της ανάλυσης του ενεργειακού φάσματος των ακτίνων-γ.



Σχήμα 3.3: Σχηματική απεικόνιση φωτοκορυφής

3.3.1.2 Ολική απόδοση

Ως ολική απόδοση ορίζεται ο λόγος του συνολικού αριθμού κρούσεων που παράγει ο ανιχνευτής από φωτόνια συγκεκριμένης αρχικής ενέργειας, προς το πλήθος των εκπεμπόμενων φωτονίων αυτής της ενέργειας από την πηγή. Το μέγεθος αυτό εκφράζει την ικανότητα μιας ανιχνευτικής διάταξης να ανιχνεύσει έστω και ένα κλάσμα της αρχικής ενέργειας ενός φωτονίου που προσπίπτει σε αυτόν, όταν για παράδειγμα ένα φωτόνιο πριν αλληλεπιδράσει με τον ανιχνευτή έχει υποστεί σκέδαση Compton στη θωράκιση ή στην πηγή. Σε αυτή την περίπτωση, το φωτόνιο θα καταγραφεί στον ανιχνευτή αλλά με μικρότερη ενέργεια από την ενέργεια εκπομπής. Συμπεραίνουμε ότι για δεδομένη ενέργεια φωτονίου, γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή και ανιχνευτικής διάταξης, η απόδοση φωτοκορυφής είναι πάντα μικρότερη από την ολική απόδοση. Η ολική απόδοση ανιχνευτικής διάταξης δε χρησιμοποιείται για τον ποσοτικό προσδιορισμό της ραδιενέργειας, χρησιμοποιείται όμως έμμεσα για τον υπολογισμό συντελεστών διόρθωσης ως προς το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Ο πειραματικός προσδιορισμός της ολικής απόδοσης είναι μια δύσκολη διαδικασία, ειδικά στην περίπτωση πολυενεργειακής πηγής.

3.3.1.3 Σχετική απόδοση

Ως σχετική απόδοση ορίζεται η απόδοση φωτοκορυφής ενός ανιχνευτή σε σχέση με κάποιον άλλο, ο οποίος χρησιμοποιείται ως αναφορά. Ο ανιχνευτής αναφοράς είναι ένας ανιχνευτής ιωδιούχου νατρίου NaI(Tl) διαστάσεων 3"×3". Για τον υπολογισμό της απόδοσης φωτοκορυφής «αναφοράς» χρησιμοποιούνται φωτόνια ενέργειας 1.33 MeV πηγής ^{60}Co τοποθετημένης σε απόσταση 25 cm από το παράθυρο του ανιχνευτή.

3.3.1.4 Εσωτερική απόδοση

Η εσωτερική απόδοση ορίζεται ως ο λόγος του πλήθους των φωτονίων που καταγράφει ο ανιχνευτής προς τον αριθμό των προσπιπτόντων σε αυτόν φωτονίων, τα οποία δεν έχουν υποστεί προηγουμένως σκέδαση.

3.3.2 Η διαδικασία βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής

Η διαδικασία βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής είναι μια διαδικασία υπολογισμού της συσχέτισης της απόδοσης του ανιχνευτή και της ενέργειας εκπομπής των

φωτονίων. Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, η απόδοση ενός ανιχνευτή εξαρτάται από την ενέργεια των φωτονίων, τη γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή, το προς ανάλυση δείγμα και την ανιχνευτική διάταξη. Θα μπορούσαμε, λοιπόν, να εκφράσουμε σε απλοποιημένη μορφή την απόδοση (eff) ως γινόμενο τριών παραγόντων, δηλαδή:

$$eff = f_g * f_s * f_d \quad (3.1)$$

Όπου:

f_g : Παράγοντας γεωμετρίας πηγής-ανιχνευτή που εκφράζει τη στερεά γωνία Ω , η οποία προσδιορίζεται από τη σχετική θέση δείγματος-ανιχνευτή και αντιστοιχεί στο ποσοστό των εκπεμπόμενων φωτονίων που κατευθύνονται προς τον ανιχνευτή.

f_s : Παράγοντας δείγματος που εκφράζει την αυτοαπορρόφηση των φωτονίων μέσα στο δείγμα. Για τον προσδιορισμό του έχουν αναπτυχθεί πολλές μέθοδοι, πειραματικές (Chouak, et al., 1978), ημιεμπειρικές (Coles, et al., 1976), αναλυτικές (Sima, 1992), αριθμητικές (Debertin K. & Helmer R.G., 1988), έπειτα από προσομοίωση Monte Carlo (Sima O., 1996), (Sima & Arnold, 1996), (Haase, et al., 1993), καθώς και πειραματική-υπολογιστική μέθοδος όπως αυτή που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ (Anagnostakis & S.E., 1995).

f_d : Παράγοντας ανιχνευτή που εκφράζει την εσωτερική απόδοση του ανιχνευτή, την πιθανότητα δηλαδή τα φωτόνια που φτάνουν στον ανιχνευτή να εναποθέσουν όλη τους την ενέργεια σε αυτόν. Ο παράγοντας αυτός εξαρτάται από την ενέργεια των φωτονίων που εξετάζονται, τα ηλεκτρόνια της ανιχνευτικής διάταξης και την μορφή του ανιχνευτή.

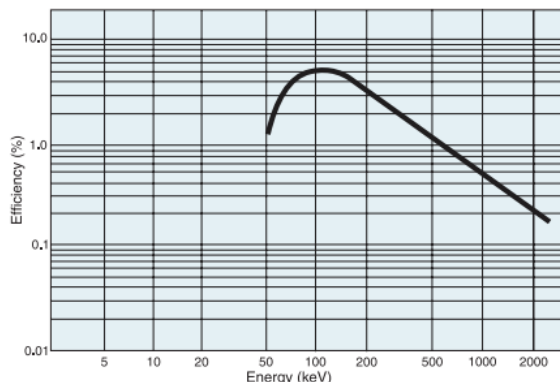
Συχνά, αντί για την παραπάνω σχέση (3.1) χρησιμοποιείται μία άλλη προσέγγιση, όπως περιγράφεται σε επόμενη παράγραφο. Με τη χρήση μίας μεθόδου βαθμονόμησης (υπολογιστικής ή πειραματικής) επιτυγχάνεται η διατύπωση μιας σχέσης που συνδέει την απόδοση φωτοκορυφής (eff), με την ενέργεια των φωτονίων (E) για συγκεκριμένη γεωμετρία δείγματος-ανιχνευτή. Η σχέση αυτή προκύπτει με προσαρμογή κατάλληλης συνάρτησης αναδρομής $eff=f(E)$ στα ζεύγη (E , eff) των πειραματικών σημείων που διατίθενται κάθε φορά. Στη βιβλιογραφία απαντώνται διάφορες μορφές της συνάρτησης αναδρομής, οι οποίες εξαρτώνται από το είδος του ανιχνευτή και την ενεργειακή περιοχή βαθμονόμησης. Συνηθίζεται, ωστόσο, να γίνεται συσχέτιση των λογαρίθμων των μεγεθών, δηλαδή συναρτήσεις της μορφής $\ln(eff) = f(\ln(E))$, και μάλιστα, με χρήση πολυωνυμικών συναρτήσεων ($2^{\text{ου}}$ βαθμού κυρίως), οι οποίες εξασφαλίζουν ικανοποιητική προσαρμογή στα σημεία ($\ln(E)$, $\ln(eff)$). Μια τυπική καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής ανιχνευτή γερμανίου στην ενεργειακή περιοχή 0-2000 keV απεικονίζεται στο σχήμα 3.4.

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, στο ΕΠΤ-ΕΜΠ χρησιμοποιείται πειραματική και υπολογιστική μέθοδος βαθμονόμησης ανιχνευτικών διατάξεων. Η σχέση που χαρακτηρίζει τη βαθμονόμηση απόδοσης είναι ένα πολυώνυμο $2^{\text{ου}}$ βαθμού της μορφής:

$$\ln(eff) = a_0 + a_1 * \ln(E) + a_2 * (\ln(E))^2 \quad (3.2)$$

όπου για τον υπολογισμό των συντελεστών a_i χρησιμοποιείται η μέθοδος των ελαχίστων τετραγώνων (Montgomery & Runger, 2003). Προκειμένου να επιτυγχάνεται η καλύτερη προσαρμογή στα σημεία ($\ln(E)$, $\ln(eff)$), συνηθίζεται να διαιρείται η ενεργειακή περιοχή σε υποπεριοχές, με διαφορετική σχέση να περιγράφει την καμπύλη βαθμονόμησης σε κάθε

περιοχή. Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, η ενεργειακή περιοχή ενδιαφέροντος είναι από 0-2000keV και διαιρείται σε δύο περιοχές, περιοχή χαμηλών και μέσων ενεργειών και περιοχή υψηλών ενεργειών. Συνήθως, ως όριο μεταξύ των δύο περιοχών επιλέγεται η ενέργεια των 279.2 keV, του ισοτόπου ^{203}Hg , το οποίο περιέχεται στις πρότυπες πηγές βαθμονόμησης που συνήθως χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ.



Σχήμα 3.4: Σχηματική απεικόνιση καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης ανιχνευτή HPGe της εταιρίας Canberra Industries.

3.3.3 Προσδιορισμός της καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης με πειραματικές μεθόδους

Για τον πειραματικό προσδιορισμό της συνάρτησης βαθμονόμησης απαιτείται η χρήση πιστοποιημένων πηγών γνωστής ραδιενέργειας (Certified Reference Sources). Η διαδικασία του πειραματικού προσδιορισμού ξεκινάει με την προετοιμασία εργαστηριακών πρότυπων πηγών κατάλληλης γεωμετρίας με χρήση των πιστοποιημένων πηγών. Στόχος είναι οι πηγές να εκπέμπουν φωτόνια στην ενεργειακή περιοχή ενδιαφέροντος (π.χ. 0-2000 keV), και μάλιστα, να γίνεται όσο το δυνατόν πληρέστερη κάλυψη της ενεργειακής περιοχής. Στη συνέχεια, η πρότυπη πηγή τοποθετείται σε συγκεκριμένη θέση σε σχέση με τον ανιχνευτή, προκειμένου να γίνει βαθμονόμηση μιας γεωμετρίας πηγής-ανιχνευτή. Στην ίδια ακριβώς θέση θα τοποθετηθεί και το προς ανάλυση δείγμα. Τέλος, γίνεται συλλογή του φάσματος για επαρκές χρονικό διάστημα, έτσι ώστε να επιτευχθεί ικανοποιητική στατιστική (π.χ. αβεβαιότητα μικρότερη του 1%).

3.3.3.1 Απόδοση φωτοκορυφής

Για τον εν συνεχεία προσδιορισμό της απόδοσης φωτοκορυφής (peak efficiency, eff_{peak}) για συγκεκριμένη ενέργεια φωτονίων, χρησιμοποιείται ο τύπος:

$$eff_{peak} = \frac{cps}{gps} \quad (3.3)$$

όπου:

cps: Οι κρούσεις των φωτονίων συγκεκριμένης ενέργειας τα οποία εναποθέτουν ολόκληρη την ενέργειά τους στον ανιχνευτή στη μονάδα του χρόνου (counts per second).

gps: Το πλήθος των φωτονίων της συγκεκριμένης ενέργειας, τα οποία εκπέμπονται από την πηγή στη μονάδα του χρόνου (gammas per second).

Σύμφωνα με όσα προαναφέρθηκαν, οι ανιχνευόμενες κρούσεις των φωτονίων μιας ενέργειας καταγράφονται στην φωτοκορυφή της ανίστοιχης ενέργειας και διαμορφώνουν

την επιφάνειά της. Ο συνολικός αριθμός των κρούσεων αποτελεί το εμβαδόν της φωτοκορυφής και επομένως, ο ρυθμός των ανιχνευόμενων κρούσεων υπολογίζεται ως:

$$cps = \frac{N}{t} \quad (3.4)$$

όπου:

N: Η καθαρή επιφάνεια της φωτοκορυφής (Net Area), η οποία αποτελεί το εμβαδόν της φωτοκορυφής μετά την αφαίρεση του υποστρώματος.

t: Η διάρκεια συλλογής του ενεργειακού φάσματος σε sec.

Ο ρυθμός εκπομπής φωτονίων από την πηγή ακτίνων-γ εξαρτάται από την ενεργότητα, ή αλλιώς ραδιενέργεια, του ραδιοϊσοτόπου που εκπέμπει τα φωτόνια. Έτσι, ο υπολογισμός του ρυθμού εκπομπής φωτονίων συγκεκριμένης ενέργειας υπολογίζεται ως:

$$gps = A * y_i \quad (3.5)$$

όπου:

A: Η ενεργότητα του συγκεκριμένου ραδιοϊσοτόπου της πηγής (Activity), σε Bq.

y_i: Το ποσοστό εκπομπής των φωτονίων της συγκεκριμένης ενέργειας (yield). Εκφράζει το πλήθος των ακτίνων-γ της ενέργειας αυτής που εκπέμπονται ανά διάσπαση πυρήνα.

Από τις σχέσεις (3.3), (3.4) και (3.5) προκύπτει ο τελικός τύπος (3.6) που μπορεί να χρησιμοποιείται για τον πειραματικό προσδιορισμό της απόδοσης φωτοκορυφής.

$$eff = \frac{N}{t * A * y_i} \quad (3.6)$$

Τα δεδομένα της επιφάνειας και της διάρκειας λήψης του φάσματος, στο ΕΠΤ-ΕΜΠ παρέχονται απευθείας από τον κώδικα SPUNAL που χρησιμοποιείται για την επεξεργασία του φάσματος.

3.3.3.2 Ολική απόδοση

Η ολική απόδοση είναι ένα μέγεθος που δύσκολα προσδιορίζεται πειραματικά. Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, τα φωτόνια που εναποθέτουν ένα μέρος της ενέργειάς τους στον ανιχνευτή καταγράφονται σε τυχαίες θέσεις στο ενεργειακό φάσμα. Έτσι, ο υπολογισμός των συνολικών γεγονότων που παράγονται εξαιτίας ακτίνων-γ συγκεκριμένης ενέργειας μπορεί να έχει δυσκολίες. Ειδικότερα, όσον αφορά σε πολυενεργειακές πηγές, πηγές δηλαδή που εκπέμπουν φωτόνια σε περισσότερες από μία ενέργειες και ακτίνες-Χ, ο υπολογισμός αυτός είναι ανέφικτος. Για μονοενεργειακές πηγές φωτονίων, θεωρώντας προσεγγιστικά ότι όλο το ενεργειακό φάσμα οφείλεται στα φωτόνια της μίας αυτής ενέργειας, μπορεί να χρησιμοποιηθεί η σχέση (3.6), όπου η επιφάνεια N θα αντιστοιχεί στη συνολική επιφάνεια του φάσματος. Για λόγους ακρίβειας θα πρέπει από την επιφάνεια αυτή να αφαιρεθεί το συνεχές υπόστρωμα της ανιχνευτικής διάταξης, το οποίο θα πρέπει να έχει εκτιμηθεί με ισόχρονη μέτρηση χωρίς τη χρήση της πηγής. Στην περίπτωση ανιχνευτών όπου το παράθυρό τους δεν επιτρέπει την ανίχνευση ακτίνων-Χ, τουλάχιστον με καλή απόδοση, ο υπολογισμός της ολικής απόδοσης μονοενεργειακής πηγής με την παραπάνω μεθοδολογία γίνεται με βελτιωμένη ακρίβεια. Ένας τέτοιος ανιχνευτής είναι και ο ανιχνευτής HPGe 40% του ΕΠΤ-ΕΜΠ που θα χρησιμοποιηθεί στην παρούσα ΔΕ.

3.3.3.3 Υπολογισμός αβεβαιοτήτων

Η τιμή ενός μεγέθους που προκύπτει από μια μέτρηση συνήθως διαφέρει από την πραγματική του τιμή και η διαφορά αυτή ορίζεται ως σφάλμα της μέτρησης. Η πραγματική τιμή, όμως, του μεγέθους δεν είναι σχεδόν ποτέ γνωστή, οπότε είναι δυνατή μόνο η εκτίμηση του σφάλματος με βάση ορισμένες υποθέσεις. Η εκτίμηση του σφάλματος, ή αλλιώς της αβεβαιότητας ενός μεγέθους, είναι απαραίτητη προκειμένου το μέγεθος αυτό να είναι χρηστικό. Μέσω της αβεβαιότητας επιτυγχάνεται ποιοτική εκτίμηση των αποτελεσμάτων μιας μέτρησης και στατιστική σύγκριση μεταξύ δύο τιμών, δηλαδή μέσω στατιστικών τεστ εξετάζεται αν οι δύο τιμές διαφέρουν ή όχι. Οι βασικότερες μορφές έκφρασης της αβεβαιότητας ενός μεγέθους x είναι:

- Η απόλυτη αβεβαιότητα, $\delta(x)$, που εκφράζεται στις μονάδες του μεγέθους x
- Η σχετική αβεβαιότητα, η οποία είναι καθαρός αριθμός:

$$\sigma(x) = \frac{\delta(x)}{x} \quad (3.7)$$

- Η επί τοις εκατό σχετική αβεβαιότητα, η οποία εκφράζεται ως ποσοστό (%):

$$\sigma(x)\% = \sigma(x) * 100 = \frac{\delta(x)}{x} * 100 \quad (3.8)$$

Η έκφραση της αβεβαιότητας γίνεται σε ένα επίπεδο εμπιστοσύνης. Έτσι, η αβεβαιότητα σε ένα επίπεδο εμπιστοσύνης προκύπτει ως το γινόμενο της αβεβαιότητας σε επίπεδο $1 \cdot \sigma(x)$ (standards uncertainty) που αντιστοιχεί σε επίπεδο εμπιστοσύνης 68%, επί έναν συντελεστή k (coverage factor). Παραδείγματος χάριν, για μέγιστο επίπεδο εμπιστοσύνης 99.7% (expanded uncertainty) η αβεβαιότητα προκύπτει ως $3 \cdot \sigma(x)$. Ο κώδικας SPUNAL που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ για τη γ-φασματοσκοπική ανάλυση, παρέχει τα αποτελέσματα με αβεβαιότητα σε επίπεδο εμπιστοσύνης 90% που αντιστοιχεί σε $1.65 \cdot \sigma(x)$. Δεδομένου ότι στην παρούσα ΔΕ αναφερόμαστε σε αβεβαιότητες επιπέδου $1 \cdot \sigma(x)$, τα αποτελέσματα του κώδικα SPUNAL πρέπει να ανάγονται με χρήση του τύπου:

$$\sigma(x)_{68\%} = \frac{\sigma(x)_{90\%}}{1.65} \quad (3.9)$$

Στην περίπτωση που ένα μέγεθος εξαρτάται από περισσότερες της μίας μεταβλητές, καθεμιά από τις οποίες έχει τη δική της αβεβαιότητα, στον υπολογισμό της αβεβαιότητας πρέπει να λαμβάνονται όλες υπόψη. Για παράδειγμα, στην απόδοση φωτοκορυφής (σχέση (3.6)) παρατηρείται ότι εμπλέκονται οι αβεβαιότητες της επιφάνειας φωτοκορυφής (N) και της ραδιενέργειας της πηγής (A). Έτσι, ο υπολογισμός της σχετικής αβεβαιότητας γίνεται σύμφωνα με τον τύπο:

$$\sigma(ef) = \sqrt{(\sigma(N))^2 + (\sigma(A))^2} \quad (3.10)$$

Ενώ για την απόλυτη αβεβαιότητα, σύμφωνα με τη σχέση (3.7) έχουμε:

$$\delta(ef) = ef * \sqrt{\left(\frac{\delta(N)}{N}\right)^2 + \left(\frac{\delta(A)}{A}\right)^2} \quad (3.11)$$

3.3.3.4 Στατιστικός έλεγχος με U-test

Το U-test αποτελεί ένα δίπλευρο στατιστικό τεστ που στηρίζεται στην τιμή της μεταβλητής U και είναι ένας συνήθης και ασφαλής τρόπος σύγκρισης δύο τιμών, ως προς το κατά πόσο διαφέρουν στατιστικά σημαντικά. Έστω, λοιπόν, δύο τιμές με γνωστές

απόλυτες αβεβαιότητες ($x_1, \delta(x_1)$) και ($x_2, \delta(x_2)$). Ορίζεται η μηδενική και η εναλλακτική υπόθεση H_0 και H_1 , όπου:

$$H_0: x_1 = x_2$$

$$H_1: x_1 \neq x_2$$

Ορίζεται η μεταβλητή U , η οποία ακολουθεί την κανονική κατανομή, ως:

$$U = \frac{x_1 - x_2}{\sqrt{(\delta(x_1))^2 + (\delta(x_2))^2}} \quad (3.12)$$

Σύμφωνα με το U-test:

- Εάν $|U| \leq 1.64$ οι δύο τιμές δε διαφέρουν στατιστικά σημαντικά άρα θεωρούνται ίσες και ισχύει η μηδενική υπόθεση
- Εάν $1.64 < |U| \leq 1.96$ οι δύο τιμές πιθανώς δεν διαφέρουν σημαντικά
- Εάν $1.96 < |U| \leq 2.58$ δεν είναι σαφές αν οι δύο τιμές διαφέρουν στατιστικά σημαντικά
- Εάν $2.58 < |U| \leq 3.29$ οι δύο τιμές πιθανώς να διαφέρουν σημαντικά
- Εάν $|U| > 3.29$ οι δύο τιμές διαφέρουν στατιστικά σημαντικά και απορρίπτεται η μηδενική υπόθεση

Πρακτικά, στο ΕΠΤ-ΕΜΠ το U-test χρησιμοποιείται με έναν πιο αυστηρό τρόπο. Τιμή $|U| \leq 1.96$ αποδεικνύει με βαθμό εμπιστοσύνης 95% ότι οι δύο τιμές δε διαφέρουν στατιστικά, ενώ τιμή $|U| > 2.58$ υποδεικνύει στατιστική διαφορά μεταξύ των τιμών x_1 και x_2 . Για ενδιάμεσες τιμές της παραμέτρου $|U|$ δεν μπορούν να εξαχθούν ασφαλή συμπεράσματα (περιοχή αβεβαιότητας).

3.3.4 Προσδιορισμός της καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης με υπολογιστικές μεθόδους

3.3.4.1 Μέθοδος προσομοίωσης Monte Carlo

Η ονομασία «Monte Carlo» αποδόθηκε κατά τη δεκαετία του 1940 στο πλαίσιο του πυρηνικού προγράμματος του Los Alamos, σε μια κατηγορία αριθμητικών μεθόδων βασισμένων στη χρήση τυχαίων αριθμών. Το όνομα «Monte Carlo» προήλθε από την πόλη του Μονακό εξαιτίας των καζίνο που διαθέτει. Στα τέλη της δεκαετίας του 50, με την εμφάνιση ηλεκτρονικών υπολογιστών αναπτύχθηκε μια νέα βελτιωμένη μέθοδος μελέτης των προβλημάτων μετάδοσης της σωματιδιακής και φωτονιακής ακτινοβολίας, η προσομοίωση με τη μέθοδο Monte Carlo. Σήμερα, οι μέθοδοι Monte Carlo χρησιμοποιούνται ευρέως για την επίλυση σύνθετων φυσικών και μαθηματικών προβλημάτων (James F., 1980), (Rubinstein, 1981), (Kalos & Whitlock, 1986), ιδιαίτερα εκείνων που περιλαμβάνουν πολλές ανεξάρτητες μεταβλητές όπου οι συμβατικές αριθμητικές μέθοδοι θα απαιτούσαν τεράστια ποσά μνήμης και υπολογιστικούς χρόνους.

Γενικά, στη μέθοδο προσομοίωσης Monte Carlo επιλέγεται με τυχαίο τρόπο (μέσω γεννητριών τυχαίων αριθμών) μια τιμή ενός μεγέθους που ενδιαφέρει, και στη συνέχεια,

μετά από μια σειρά υπολογισμών προκύπτει το τελικό ζητούμενο μέγεθος το οποίο και καταγράφεται. Με την επανάληψη της διαδικασίας αυτής πολλές φορές, το μέσο αποτέλεσμα προσεγγίζει την πραγματική τιμή της ποσότητας που ενδιαφέρει. Ειδικότερα, κατά την προσομοίωση της μετάδοσης της ακτινοβολίας, η ιστορία ενός σωματιδίου (ή φωτονίου) αντιμετωπίζεται ως μια τυχαία ακολουθία από ελεύθερες διαδρομές του, όπου κάθε μια ολοκληρώνεται με μια αλληλεπίδραση του σωματιδίου, κατά την οποία το σωματίδιο είτε αλλάζει κατεύθυνση μετακίνησής του, είτε χάνει ένα μέρος της ενέργειάς του, είτε παράγει δευτερογενή σωματίδια. Αυτό επαναλαμβάνεται μέχρι το σωματίδιο να χάσει όλη την ενέργειά του, να απορροφηθεί, ή να εξέλθει των ορίων του συστήματος. Με την ολοκλήρωση κάθε ιστορίας καταγράφονται τα αποτελέσματα, δηλαδή διάφορα φυσικά μεγέθη που σχετίζονται με τη διάδοση του σωματιδίου. Η επίτευξη αρκετά μεγάλου αριθμού παραγόμενων ιστοριών εξασφαλίζει ότι οι μέσες τιμές των φυσικών μεγεθών που καταγράφονται ως αποτελέσματα προσεγγίζουν τις αντίστοιχες πραγματικές τιμές με ικανοποιητική ακρίβεια.

Η μέθοδος Monte Carlo αναπαριστά με ρεαλιστικό τρόπο την πορεία της ακτινοβολίας στην ύλη, λαμβάνοντας υπόψη τους φυσικούς νόμους και μηχανισμούς που διέπουν μια αλληλεπίδραση. Κατ' επέκταση, η χρήση της μπορεί να θεωρηθεί ως ένα θεωρητικό πείραμα. Ένα βασικό της μειονέκτημα συναντάται στη φύση της τυχαιότητας, καθώς τα αποτελέσματα που προκύπτουν επηρεάζονται από στατιστικές αβεβαιότητες, οι οποίες μπορούν να μειωθούν μόνο με την αύξηση του πληθυσμού της δειγματοληψίας και, κατά συνέπεια, του υπολογιστικού χρόνου. Η ανάπτυξη και χρήση ταχύτατων υπολογιστικών συστημάτων συμβάλλει στον περιορισμό του υπολογιστικού χρόνου. Επιπλέον, η μείωση των στατιστικών αβεβαιοτήτων μπορεί να επιτευχθεί, κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες, μέσω της χρήσης τεχνικών Variance Reduction (Rubinstein, 1981), (Bielaiew & Rogers, 1986).

Για την προσομοίωση της μετάδοσης ιοντίζουσας ακτινοβολίας μέσα από την ύλη έχουν αναπτυχθεί αρκετοί κώδικες βασιζόμενοι στη μέθοδο Monte Carlo. Οι περισσότεροι μάλιστα βελτιώνονται συνεχώς και συνεχώς κυκλοφορούν με νέες εκδόσεις. Μερικοί από τους κώδικες αυτούς είναι:

- EGS4 (Nelson, et al., 1985)
- GEANT3 (Brun, et al., 1987)
- ETRAN (Berger & Seltzer, 1988)
- ITS3 (Halbleib, et al., 1992)
- PENELOPE (Salvat, et al., 1996)
- MCNP4B (Briesmeister, 1997)
- EGSnrc (Kawakow & Rogers, 2000)
- EFFTRAN (Vidmar, 2005)

Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ για προσομοιώσεις προβλημάτων αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας και ύλης συνήθως χρησιμοποιείται ο κώδικας PENELOPE.

3.3.4.2 Ο κώδικας PENELOPE

Ο κώδικας PENELOPE που αναπτύχθηκε για πρώτη φορά στο πανεπιστήμιο της Βαρκελώνης, πήρε την ονομασία του από τα αρχικά των λέξεων PENetration and Energy

Loss of Positrons and Electrons. Αποτελεί εργαλείο προσομοίωσης της διάδοσης των ηλεκτρονίων, των ποζιτρονίων και των φωτονίων (κομμάτι που προστέθηκε αργότερα και για αυτό δεν βρίσκεται στον τίτλο) μέσα σε σύνθετες κατασκευές από διάφορα υλικά. Ο αλγόριθμος της προσομοίωσης βασίζεται σε ένα μοντέλο διασκορπισμού (scattering model), το οποίο συνδυάζει αριθμητικές βάσεις δεδομένων με αναλυτικά μοντέλα ενεργών διατομών για τους διαφορετικούς μηχανισμούς αλληλεπιδράσεων. Εφαρμόζεται σε μία ευρεία ενεργειακή περιοχή 50eV έως περίπου 1GeV. Όσον αφορά τα φωτόνια, ο κώδικας λαμβάνει υπόψη τις εξής αλληλεπιδράσεις:

- Σκέδαση Compton
- Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο
- Δίδυμη γένεση
- Μη ελαστική σκέδαση

Υπάρχουν πολλές διαθέσιμες εκδόσεις του κώδικα PENELOPE (1996, 2000, 2001, 2003, 2005, 2006, 2008, 2011, 2014). Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ έχουν χρησιμοποιηθεί οι εκδόσεις 2005, 2008 και 2011, η οποία και επιλέχθηκε για αυτήν την ΔΕ. Στα πλαίσια της ΔΕ που εκπονήθηκε στο ΕΠΤ-ΕΜΠ (Αθανασίου, 2006) δημιουργήθηκε εγχειρίδιο χρήσης του κώδικα για την έκδοση 2005, ωστόσο αναλυτική περιγραφή της έκδοσης 2011 μπορεί να αναζητηθεί στο αντίστοιχο Manual του κώδικα (Salvat, et al., 2011). Η συνεχής εξέλιξη στη μορφή του κώδικα έχει ως αποτέλεσμα τη βελτίωση της αξιοπιστίας και της εφαρμογής του προγράμματος. Ο κώδικας είναι γραμμένος σε γλώσσα FORTRAN 77 και αποτελείται από διάφορες συνιστώσες, κυρίως προγράμματα, υπορουτίνες, αρχεία εισόδου και εξόδου. Ο κώδικας δομείται πάνω σε ένα κυρίως πρόγραμμα. Για την προσομοίωση χρησιμοποιούνται μία σειρά από πηγαίους κώδικες (penelope.f, pengeom.f, penvared.f, material.f, timer.f), οι οποίοι περιλαμβάνουν το σύνολο των υπορουτίνων προσομοίωσης των φυσικών φαινομένων και μηχανισμών που εμφανίζονται στα προβλήματα αλληλεπίδρασης των σωματιδίων και των φωτονίων με την ύλη. Οι συγκεκριμένες υπορουτίνες αποτελούν το σύνολο του κώδικα. Ο κυρίως κώδικας αναλαμβάνει τη σύνδεση και επικοινωνία με τις υπορουτίνες που περιέχονται στον κώδικα προσομοίωσης PENELOPE, την πραγματοποίηση της προσομοίωσης σύμφωνα με τη βούληση του χρήστη και την εξαγωγή αποτελεσμάτων μέσω των αρχείων εξόδου. Ο χρήστης είναι κατά βάση υπεύθυνος για τη σύνταξη του κυρίως προγράμματος. Παρόλα αυτά ο κώδικας περιλαμβάνει δύο παραδείγματα κυρίως προγραμμάτων, τα PENCYL και PENMAIN, με το PENCYL να εφαρμόζεται σε συγκεκριμένες κυλινδρικές γεωμετρίες, ενώ το PENMAIN που είναι γενικής μορφής, να μπορεί να εφαρμοστεί σε πληθώρα γεωμετριών και προβλημάτων. Παρά το γεγονός ότι τα προγράμματα αυτά έχουν βελτιωθεί σημαντικά σε σχέση με παλαιότερα, αξίζει να σημειωθεί ότι ο κώδικας PENELOPE είναι ανοιχτός, δηλαδή ο κώδικας PENMAIN και όλοι οι πηγαίοι κώδικες επιδέχονται βελτιώσεις ή προσθήκες από τον χρήστη, έτσι ώστε να επεκτείνεται το εύρος λειτουργίας τους. Στην παρούσα ΔΕ χρησιμοποιήθηκε το κυρίως πρόγραμμα PENMAIN χωρίς κάποια τροποποίηση. Στο σχήμα (3.5) που ακολουθεί, απεικονίζεται η δομή του κώδικα.



Σχήμα 3.5: Απεικόνιση δομής λειτουργίας κώδικα PENELOPE

3.3.4.3 Αρχεία εισόδου δεδομένων

Σε περίπτωση που ο χρήστης χρησιμοποιεί κάποιο από τα κύρια προγράμματα, π.χ. PENMAIN, τα αρχεία εισόδου είναι ο μόνος τρόπος επικοινωνίας με το πρόγραμμα και ορισμού των παραμέτρων της προσομοίωσης. Τα αρχεία εισόδου πρέπει να έχουν συγκεκριμένη δομή και διάρθρωση προκειμένου να μπορούν να διαβαστούν σωστά από το κυρίως πρόγραμμα, αλλιώς ο κώδικας θα εντοπίζει σφάλμα και δεν θα εκτελείται η προσομοίωση. Τα απαραίτητα αρχεία για μία προσομοίωση είναι:

1. Το αρχείο εισόδου γεωμετρίας τύπου .GEO. Κατασκευάζεται από το χρήστη σε ASCII μορφή. Το αρχείο αυτό περιγράφει με τυποποιημένο τρόπο τη γεωμετρία του συστήματος που προσομοιώνεται, δηλαδή την ανιχνευτική διάταξη και το προς εξέταση δείγμα. Η λογική της συγκεκριμένης κωδικοποίησης είναι η επί μέρους ανάλυση όλων των τμημάτων της διάταξης σε απλούστερα γεωμετρικά σώματα (bodies) τα οποία ορίζονται από επιφάνειες (surfaces) και αντιστοιχίζονται σε υλικά (materials). Τα σώματα αυτά αποτελούν ένα σύνολο (module) με συγκεκριμένες ιδιότητες. Μέσω της διαδικασίας αυτής, ο χρήστης έχει τη δυνατότητα να κατασκευάσει πολύπλοκες γεωμετρίες, τις οποίες δύναται να εμποτεύει με τη χρήση των προγραμμάτων απεικόνισης GVIEW2D και GVIEW3D.
2. Το αρχείο εισόδου τύπου .IN. Συντάσσεται από το χρήστη σε ASCII μορφή και καθορίζει τα χαρακτηριστικά της προσομοίωσης μέσα από ένα μεγάλο φάσμα επιλογών. Αρχικά ορίζεται η μορφή της πηγής ακτινοβολίας, δηλαδή το είδος των σωματιδίων (ηλεκτρόνια, ποζιτρόνια, φωτόνια), η ενέργειά τους (πολυενεργειακό φάσμα ή μονοενεργειακή πηγή), οι συντεταγμένες της πηγής και η ακτίνα εκπομπής. Στις νεότερες εκδόσεις, υπάρχει η δυνατότητα ορισμού πηγής όγκου, κάτι το οποίο σε παλαιότερη έκδοση έπρεπε να εισαχθεί στον κώδικα από το χρήστη. Μια ακόμη προσθήκη των νεότερων εκδόσεων είναι η δήλωση των υλικών του συστήματος μέσω του αρχείου .IN και καταγραφή τους με τη σειρά που έχει οριστεί στο αρχείο γεωμετρίας .GEO. Ακολουθεί η επιλογή των cut-off energies για κάθε υλικό, δηλαδή των ενεργειών εκείνων πέρα από τις οποίες ο κώδικας παύει να παρακολουθεί το εν λόγω σωματίδιο, και έπειτα, δηλώνεται το αρχείο γεωμετρίας.

Στη συνέχεια δηλώνεται το συνολικό εύρος του ενεργειακού πεδίου το οποίο αποτελεί το εικονικό φάσμα και τον αριθμό των ενεργειακών καναλιών (bins) που το αποτελούν, και ακολουθεί ο ορισμός των εικονικών ανιχνευτών (θα αναλυθούν εκτενέστερα αργότερα) με την δήλωση του αύξοντος αριθμού που αντιστοιχεί στα σώματα (bodies) που αποτελούν τον ανιχνευτή στο αρχείο γεωμετρίας. Έπειτα ορίζεται το αρχείο όπου ο κώδικας θα καταγράφει προσωρινά τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων (showers), καθώς και το χρονικό βήμα της προσωρινής αποθήκευσης. Τελικό στάδιο είναι ο καθορισμός του επιθυμητού μέγιστου χρόνου διάρκειας της προσομοίωσης και του αντίστοιχου μέγιστου αριθμού ιστοριών. Η προσομοίωση θα σταματήσει όταν επιτευχθεί ένα από τα δύο μέγιστα όρια, καθώς πολύ συχνά οι αριθμοί αυτοί διαφέρουν. Αναλυτική περιγραφή του αρχείου .IN μπορεί να αναζητηθεί σε παλαιότερη ΔΕ (Αθανασίου, 2006) για παλαιότερη έκδοση του PENELOPE, αλλά με ίδιους βασικούς πυρήνες, αλλά και στο manual της έκδοσης του 2011.

3. Το αρχείο εξόδου τύπου .MAT που περιέχει φυσικές σταθερές και παραμέτρους (μικροσκοπικές ενεργές διατομές κλπ.) των υλικών τα οποία εμπλέκονται στο σύστημα. Τα αρχεία αυτά κατασκευάζονται μέσω του προγράμματος MATERIAL.EXE είτε χρησιμοποιώντας τα υλικά που υπάρχουν καταγεγραμμένα ήδη στη βιβλιοθήκη του PENELOPE, είτε με κατευθείαν ορισμό της σύστασής τους από τον χρήστη.

3.3.4.4 Εικονικοί ανιχνευτές

Εικονικός ανιχνευτής ορίζεται ένα σύνολο εντολών εντός του κυρίως προγράμματος προσομοίωσης, το οποίο καθορίζει τις παραμέτρους οι οποίες πρέπει να καταγραφούν αναφορικά με τα σωματίδια ή τα φωτόνια τα οποία προσπίπτουν ή αλληλεπιδρούν σε ένα συγκεκριμένο σώμα ή ομάδα σωμάτων της γεωμετρίας. Η επιλογή του είδους του ανιχνευτή γίνεται μέσω του αρχείου .IN, όπου επιλέγεται ακόμη και το σύνολο των σωμάτων που τον απαρτίζουν. Διακρίνονται τρία είδη εικονικών ανιχνευτών, ο ανιχνευτής αλληλεπίδρασης (impact detector), ο ανιχνευτής δόσης (dose enclosure) και ο ανιχνευτής αποτιθέμενης ενέργειας (energy deposition detector). Συγκεκριμένα, στο αρχείο εισόδου, για την έκδοση του 2011, μπορούν να οριστούν μέχρι 25 σώματα ως ανιχνευτές αλληλεπίδρασης και το ίδιο πλήθος είναι διαθέσιμο για ανιχνευτές αποτιθέμενης ενέργειας. Ο μέγιστος αυτός αριθμός διαφορετικών ανιχνευτών έχει αυξηθεί κατά πολύ σε σχέση με παλαιότερες εκδόσεις του κώδικα. Πιο αναλυτικά:

- Τα σώματα που απαρτίζουν τον ανιχνευτή αλληλεπίδρασης περιγράφονται αναλυτικά στο αρχείο .GEO, όπου έχουν οριστεί ως σώματα, και ορίζονται στο αρχείο .IN από το χρήστη. Στον ανιχνευτή αλληλεπίδρασης καταγράφεται η ενέργεια σωματιδίων και φωτονίων κατά την είσοδό τους σε αυτόν. Στο αρχείο εξόδου που δημιουργείται κατά την προσομοίωση είναι καταγεγραμμένο το φάσμα της ενέργειας εισόδου των σωματιδίων και των φωτονίων που προσπίπτουν στον ανιχνευτή. Δίνεται, ακόμη, η δυνατότητα στον χρήστη να δημιουργήσει επιπλέον αρχείο με πληροφορίες σχετικά με το είδος, την ενέργεια, τη θέση, την κατεύθυνση, τον παράγοντα βαρύτητας και την προέλευση του συνόλου των σωματιδίων που εισέρχονται στον ανιχνευτή.

- Ο ανιχνευτής δόσης αποτελεί ένα ορθογώνιο παραλληλόγραμμο πλέγμα, το οποίο ορίζεται στο αρχείο .IN αποκλειστικά. Στον ανιχνευτή αυτό καταγράφεται η επιπλέον δόση που προσδίδει το σωματίδιο ή το φωτόνιο σε κάποια θέση εντός του ορισμένου χώρου του ανιχνευτή. Το αρχείο εξόδου που προκύπτει από την προσομοίωση περιλαμβάνει την κατανομή δόσης στο χώρο που ορίστηκε ως ανιχνευτής.
- Το σύνολο των σωμάτων που απαρτίζουν τον ανιχνευτή αποτιθέμενης ενέργειας ορίζονται πλήρως στο αρχείο γεωμετρίας .GEO και αναφέρονται στο αρχείο .IN από το χρήστη. Στον ανιχνευτή αυτόν καταγράφεται η ενέργεια που αποτίθεται από τα εισερχόμενα φωτόνια ή σωματίδια. Το αρχείο εξόδου που δημιουργείται περιλαμβάνει το φάσμα της ενέργειας που αποτέθηκε στον ανιχνευτή. Ο ανιχνευτής αυτός αποτελεί την καλύτερη αναπαράσταση ενός ανιχνευτή γερμανίου, καθώς όπως ήδη αναφέρθηκε, οι παλμοί που δημιουργούνται σε έναν ανιχνευτή γερμανίου είναι ανάλογοι της ενέργειας που εναποθέτει το προσπίπτον φωτόνιο σε αυτούς. Έτσι, το πειραματικό ενεργειακό φάσμα του ανιχνευτή γερμανίου συσχετίζεται με το ενεργειακό φάσμα της προσομοίωσης για το συγκεκριμένο ανιχνευτή αποτιθέμενης ενέργειας.

3.3.4.5 Αρχεία αποτελεσμάτων

Στην παρούσα ΔΕ χρησιμοποιήθηκε το κυρίως πρόγραμμα PENMAIN και το ενδιαφέρον συγκεντρώθηκε στη χρήση ανιχνευτή αποτιθέμενης ενέργειας. Περισσότερες πληροφορίες για τα αρχεία εξόδου και τη μορφή τους μπορούν να αναζητηθούν στη ΔΕ (Αθανασίου Ν., 2006) και στο manual της έκδοσης PENELOPE 2011. Αρχεία αποτελεσμάτων δημιουργούνται κατά τη διάρκεια και μετά το πέρας της προσομοίωσης. Τα σημαντικότερα από αυτά είναι:

- Αρχείο dump.dump: Καταχώρηση των τρέχουσων τιμών των μεταβλητών κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης. Εάν διακοπεί η προσομοίωση και, στη συνέχεια, επιθυμείται να συνεχιστεί από το σημείο που σταμάτησε, ο κώδικας διαβάζει το αρχείο dump για να συνεχίσει.
- Αρχείο geometry.rep: Περιέχει τη γεωμετρική περιγραφή της κατασκευής, όπως ορίζεται από το χρήστη στο αρχείο .GEO. Δημιουργείται από την υπορουτίνα GEOMIN.
- Αρχείο material.dat: Περιέχει τις απαραίτητες πληροφορίες για τα χαρακτηριστικά και τις ιδιότητες των υλικών της προσομοίωσης. Δημιουργείται από την υπορουτίνα PEINIT.
- Αρχείο penmain.dat: Περιέχει τις βασικές παραμέτρους της προσομοίωσης όπως ορίστηκαν από το χρήστη στο αρχείο .IN. Πιο αναλυτικά, περιλαμβάνει την ημερομηνία και ώρα της προσομοίωσης, τον τίτλο της εργασίας, την περιγραφή της πηγής, παραμέτρους των υλικών κατασκευής, το όνομα του αρχείου γεωμετρίας που χρησιμοποιείται (.GEO), το μέγιστο μήκος βήματος για κάθε σώμα, τις διαστάσεις των καναλιών (bins), χαρακτηριστικά των ανιχνευτών, τις ονομασίες των αρχείων dump, το χρονικό βήμα της προσομοίωσης (dump time) στον οποίο ανανεώνονται τα αρχεία εξόδου, τον αριθμό των ιστοριών (showers) και τέλος, την επιθυμητή χρονική διάρκεια της προσομοίωσης.

- Αρχείο `renmain-res.dat`: Το αρχείο αυτό ανανεώνεται κάθε φορά που γίνεται dump με νέες τιμές αποτελεσμάτων και κατά συνέπεια το μέγεθός του είναι μεγαλύτερο όσο συχνότερα γίνεται dump. Περιλαμβάνει πληροφορίες όπως ο χρόνος και η ταχύτητα της προσομοίωσης, ο συνολικός αριθμός των πρωτογενών σωματιδίων της προσομοίωσης και όσων διέφυγαν της διάταξης, οπισθοσκεδάστηκαν ή απορροφήθηκαν, το ποσοστό αυτών προς το συνολικό αριθμό των ιστοριών, οι πιθανότητες εκπομπής, οπισθοσκέδασης ή απορρόφησης των δευτερογενών σωματιδίων ή φωτονίων, η μέση τιμή της αποτιθέμενης ενέργειας σε κάθε σώμα (body) και σε κάθε ανιχνευτή αποτιθέμενης ενέργειας, και τέλος, οι τιμές που προέκυψαν από τις γεννήτριες τυχαίων αριθμών.
- Αρχείο `src-enddet-01.dat`: Περιέχει την κατανομή της αποτιθέμενης ενέργειας στον πρώτο ανιχνευτή πασιθιμένης ενέργεια που ορίζεται και μπορούν να δημιουργηθούν μέχρι πέντε τέτοια αρχεία, καθένα από τα οποία θα αντιστοιχεί σε έναν ανιχνευτή αποτιθέμενης ενέργειας, καθώς ο κώδικας PENELOPE επιτρέπει τη δήλωση μέχρι πέντε ανιχνευτών. Το αρχείο αυτό είναι μεγάλης σημασίας, καθώς οδηγεί στον υπολογισμό της απόδοσης του ανιχνευτή. Κάθε γραμμή αντιστοιχεί σε ένα ενεργειακό κανάλι (bin). . Το αρχείο διαθέτει τρεις στήλες. Η πρώτη αναφέρεται στην αποτιθέμενη ενέργεια, μετρούμενη σε eV. Η δεύτερη αναγράφει την πυκνότητα της πιθανότητας ύπαρξης σωματιδίου ή φωτονίου με την αντίστοιχη εναπόθεση ενέργειας μέσα στον ανιχνευτή. Μετράται σε $1/(eV \cdot particle)$ και υπολογίζεται ως:

$$\frac{bin_particles}{total_particles \cdot bin_width} \quad (3.13)$$

Όπου:

`bin_particles`: Ο αριθμός των σωματιδίων ή φωτονίων που απέθεσαν ενέργεια στον ανιχνευτή εντός των ορίων ενέργειας του καναλιού.

`total_particles`: Το πλήθος των σωματιδίων ή φωτονίων που προσομοιώθηκαν.

`bin_width`: Το εύρος του ενεργειακού καναλιού (eV). Ορίζεται με έμμεσο τρόπο στο αρχείο `.IN` από τον χρήστη.

Η τρίτη στήλη περιέχει την αβεβαιότητα της πυκνότητας της πιθανότητας σε επίπεδο 3σ. Η γραφική απεικόνιση του περιεχομένου του αρχείου αυτού αποτελεί το ενεργειακό φάσμα που προκύπτει μέσω προσομοίωσης και μπορεί να παρασταθεί γραφικά με τη χρήση του προγράμματος GNUPLOT ή με μεταφορά των δεδομένων σε αρχείο excel.

3.3.4.6 Υπολογισμός της απόδοσης μέσω των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης του κώδικα PENELOPE

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, προκειμένου να υπολογιστεί η απόδοση ενός ανιχνευτή μέσω του κώδικα PENELOPE, χρησιμοποιούνται τα αποτελέσματα που καταγράφονται στο αρχείο εξόδου `src-enddet-01.dat` και αφορούν τον ανιχνευτή αποτιθέμενης ενέργειας. Το αρχείο αυτό αποτελεί πρακτικά την περιγραφή του ενεργειακού φάσματος, μέσω του οποίου μπορεί να γίνει εκτίμηση, τόσο της απόδοσης φωτοκορυφής, όσο και της ολικής απόδοσης.

3.3.4.6.1 Υπολογισμός της απόδοσης φωτοκορυφής

Μία πρώτη και γενική εκτίμηση της απόδοσης φωτοκορυφής βασίζεται στην τιμή της πιθανότητας απόθεσης ενέργειας που καταγράφεται στο ενεργειακό παράθυρο το οποίο αντιστοιχεί στην ενέργεια εκπομπής των φωτονίων E . Πολλαπλασιάζοντας την πυκνότητα πιθανότητας ($1/(eV \cdot particle)$) με το εύρος της ενεργειακής διαμέρισης (eV) μπορεί να εκφραστεί η πιθανότητα ανά αρχικά εκπεμπόμενο φωτόνιο να αποτεθεί όλη η αρχική ενέργειά του, ή αλλιώς η απόδοση φωτοκορυφής για την ενέργεια αυτή. Δηλαδή:

$$eff_{peak} = pdf_E * bin_width \quad (3.14)$$

Όπου:

eff_{peak} : Η απόδοση φωτοκορυφής για την ενέργεια εκπομπής των φωτονίων

pdf_E : Η πιθανότητα εναπόθεσης ενέργειας που αντιστοιχεί στο κανάλι της ενέργειας εκπομπής των φωτονίων E . (Τιμή δεύτερης στήλης αρχείου `src-enddet-01.dat` για την ενέργεια E)

bin_width : Ενεργειακό εύρος καναλιών που υπολογίζεται με την αφαίρεση δύο διαδοχικών ενεργειακών επιπέδων, δηλαδή:

$$bin_width = E_n - E_{n-1} \quad (3.15)$$

Για την περιοχή υψηλών ενεργειών, η σχέση (3.14) οδηγεί στην εκτίμηση της απόδοσης με ικανοποιητική ακρίβεια. Επειδή μια φωτοκορυφή σε ένα πειραματικό φάσμα έχει ένα ορισμένο πλάτος, το οποίο καθορίζεται από τη διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή και εκφράζεται από το εύρος ημίσεως ύψους FWHM, είναι αναγκαίο να εξεταστούν επιπλέον παράγοντες που θα εξασφαλίσουν καλύτερη προσέγγιση. Στην περίπτωση που ο ανιχνευτής ήταν ιδανικός και όλα τα φωτόνια της ίδιας ενέργειας απέδιδαν σήμα ακριβώς του ίδιου πλάτους, το εύρος της φωτοκορυφής θα ήταν απειροστό και η σχέση (3.14) θα ήταν επαρκής. Ωστόσο, στην πραγματικότητα καταγράφονται μέσα στα όρια της φωτοκορυφής και ορισμένα φωτόνια που αποθέτουν στον ανιχνευτή ελαφρά μειωμένη ενέργεια, π.χ. εξαιτίας προηγούμενης σκέδασης με τα υλικά που παρεμβάλλονται μεταξύ της πηγής και του κρυστάλλου (Sima & Arnold, 2009), (Karforoulou & Anagnostakis, 2009). Με τη χρήση πηγών όγκου αυξάνεται το πλήθος των φωτονίων που υφίστανται σκέδαση και συνεισφέρουν με μειωμένη ενέργεια στο σχηματισμό της φωτοκορυφής. Αυτό έχει ιδιαίτερη σημασία για φωτόνια χαμηλών ενεργειών. Προκειμένου να λαμβάνονται υπόψη τα φωτόνια αυτά, ενδείκνυται ο υπολογισμός της συνεισφοράς στην απόδοση και των καναλιών έως το κάτω όριο της φωτοκορυφής. Για τον υπολογισμό του κάτω ορίου φωτοκορυφής ακολουθείται η διαδικασία: Από την ενεργειακή βαθμονόμηση του ανιχνευτή που πρέπει να έχει προηγηθεί, διατίθεται η συσχέτιση $FW.1M_E = f(E)$ και με γνωστό το $FW.1M$ για την ενέργεια αιχμής υπολογίζεται το FWHM:

$$FWHM_E = \frac{FW.1M_E}{1.81} \quad (3.16)$$

Τότε το κάτω όριο της φωτοκορυφής ορίζεται με καλή ακρίβεια ως:

$$E - 1.5 * FWHM_E \quad (3.17)$$

Έτσι, συνδυάζοντας τα ανωτέρω με τη σχέση (3.14) προκύπτει η ακριβέστερη σχέση (3.18) που έχει μεγαλύτερη σημασία στις χαμηλές ενέργειες και είναι ακριβέστερη όσο μικρότερο είναι το ενεργειακό εύρος.

$$eff_{peak} = bin_width * \sum_{E-1.5*FWHM_E}^E pdf_i \quad (3.18)$$

3.3.4.6.2 Υπολογισμός της ολικής απόδοσης

Η ολική απόδοση για ενέργεια εκπομπής φωτονίων E αντιστοιχεί στην πιθανότητα να αποτεθεί οποιοδήποτε ποσοστό ενέργειας στον ανιχνευτή από τα φωτόνια της εν λόγω αρχικής ενέργειας. Άρα, ισούται με το συνολικό άθροισμα των πιθανοτήτων της δεύτερης στήλης του αρχείου src-enddet-01.dat πολλαπλασιασμένο με το ενεργειακό εύρος των καναλιών:

$$eff_{total} = bin_width * \sum_1^N pdf_i \quad (3.19)$$

Όπου:

eff_{total} : Η ολική απόδοση της ενέργειας εκπομπής φωτονίων E.

N : Ο συνολικός αριθμός των καναλιών του αρχείου src-enddet-01.dat, ο οποίος ορίζεται στο αρχείο .IN.

3.3.4.6.3 Υπολογισμός αβεβαιότητας απόδοσης φωτοκορυφής και ολικής απόδοσης

Το αποτέλεσμα της απόδοσης δεν είναι αξιοποιήσιμο εάν δεν συνοδεύεται από την τιμή της αβεβαιότητάς του. Στην τρίτη στήλη του αρχείου src-enddet-01.dat αναγράφεται η απόλυτη αβεβαιότητα της πιθανότητας εναπόθεσης ενέργειας στα όρια του συγκεκριμένου καναλιού $\delta(pdf_i)_i$ ανά eV, σε επίπεδο 3σ. Έτσι, σύμφωνα με τις σχέσεις (3.10) και (3.14) προκύπτει η αβεβαιότητα της απόδοσης φωτοκορυφής, η οποία αντιστοιχεί στη σχετική αβεβαιότητα επί τοις εκατό της απόδοσης:

$$\sigma(eff_{peak})\% = \frac{\left(\sqrt{(\delta(pdf_E)_E)^2 + (\delta(bin_width))^2}\right) * bin_width}{eff_{peak}} * \frac{100}{3} = \frac{\delta(pdf_E)_E}{pdf_E} * \frac{100}{3} \quad (3.20)$$

Καθώς το εύρος της ενεργειακής διαμέρισης δεν έχει αβεβαιότητα.

Αντίστοιχα προκύπτουν οι ακόλουθες σχέσεις σύμφωνα με τους τύπους (3.18) και (3.19):

$$\begin{aligned} \sigma(eff_{peak})\% &= \frac{\left(\sqrt{\sum_{E-1.5*FWHM}^E (\delta(pdf_i)_i)^2}\right) * bin_width}{eff_{peak}} * \frac{100}{3} \rightarrow \\ \sigma(eff_{peak})\% &= \frac{\left(\sqrt{\sum_{E-1.5*FWHM}^E (\delta(pdf_i)_i)^2}\right)}{\sum_{E-1.5*FWHM}^E pdf_i} * \frac{100}{3} \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} \sigma(eff_{total})\% &= \frac{\left(\sqrt{\sum_1^N (\delta(pdf_i)_i)^2}\right) * bin_width}{eff_{total}} * \frac{100}{3} \rightarrow \\ \sigma(eff_{total})\% &= \frac{\left(\sqrt{\sum_1^N (\delta(pdf_i)_i)^2}\right)}{\sum_1^N pdf_i} * \frac{100}{3} \end{aligned} \quad (3.22)$$

3.4 Το υπόστρωμα στη γ-φασματοσκοπία

Στη γ-φασματοσκοπία, ως υπόστρωμα ορίζεται το τμήμα του φάσματος το οποίο οφείλεται σε φωτόνια τα οποία δεν μπορούν, ή δεν πρέπει να αξιοποιηθούν για τον ποιοτικό ή ποσοτικό προσδιορισμό των ραδιενεργών ισοτόπων που υπάρχουν στο δείγμα. Υπάρχουν δύο κατηγορίες υποστρώματος, το συνεχές και το διακριτό. Το συνεχές υπόστρωμα αποτελεί θόρυβο που εκτείνεται σε όλο το ενεργειακό εύρος του φάσματος και ο οποίος μειώνεται εν γένει με την αύξηση της ενέργειας. Έτσι, κρίνεται απαραίτητο να λαμβάνεται υπόψη στον υπολογισμό της απόδοσης φωτοκορυφής και της ολικής απόδοσης. Το διακριτό υπόστρωμα αναφέρεται σε ανεξάρτητες φωτοκορυφές οι οποίες δημιουργούνται στο φάσμα από ισότοπα που δεν ανήκουν στην υπό εξέταση πηγή. Μία τέτοια περίπτωση είναι οι φωτοκορυφές από φωτόνια τα οποία οφείλονται στη φυσική ραδιενέργεια του χώρου στον οποίο είναι εγκατεστημένος ο ανιχνευτής.

Μία άλλη διάκριση του υποστρώματος είναι στο υπόστρωμα της διάταξης το οποίο ανιχνεύεται όταν δεν υπάρχει πηγή στον ανιχνευτή και το υπόστρωμα το οποίο παράγεται εξαιτίας της ύπαρξης της πηγής.

3.4.1 Πηγές υποστρώματος

Η ακτινοβολία υποστρώματος που συλλέγεται όταν δεν βρίσκεται πηγή ακτινοβολίας στον ανιχνευτή μπορεί να οφείλεται στους ακόλουθους πέντε παράγοντες:

1. Η φυσική ραδιενέργεια των συστατικών υλικών του ίδιου του ανιχνευτή.
2. Η φυσική ραδιενέργεια των υλικών του βοηθητικού εξοπλισμού, των στηριγμάτων και της θωράκισης που είναι τοποθετημένα στον άμεσο περιβάλλοντα χώρο του ανιχνευτή.
3. Η ραδιενέργεια (φυσική –ή τεχνητή) που προέρχεται από την επιφάνεια της γης (terrestrial radiation), τα οικοδομικά υλικά και άλλες πιο μακρινές δομές.
4. Η ακτινοβολία λόγω ισοτόπων που βρίσκονται στον αέρα (π.χ. θυγατρικά του ραδονίου).
5. Η κοσμική ακτινοβολία.

Γενικά, θα μπορούσαν να θεωρηθούν τρεις ως οι σημαντικότερες πηγές του υποστρώματος, η ραδιενέργεια των υλικών [δομικών, κατασκευής ανιχνευτικής διάταξης και θωράκισης], η ραδιενέργεια του αέρα και κοσμική ακτινοβολία. (Knoll, 2000)

Η ραδιενέργεια που προέρχεται από δείγματα/πηγές που βρίσκονται/φυλάσσονται στο χώρο του εργαστηρίου θα μπορούσε να αποτελεί μια ακόμη πηγή υποστρώματος. Ωστόσο, σε εργαστήρια περιβαλλοντικών αναλύσεων, όπως το ΕΠΤ-ΕΜΠ, λαμβάνονται κατάλληλα μέτρα ώστε να μην αποτελεί σημαντικό παράγοντα.

Ραδιενέργεια των υλικών

Η ραδιενέργεια των σύνηθων οικοδομικών υλικών οφείλεται στη χαμηλή περιεκτικότητά τους σε ραδιενεργά στοιχεία φυσικής προέλευσης. Τα σημαντικότερα στοιχεία που εμφανίζονται είναι το ^{40}K και τα ισότοπα των ραδιενεργών σειρών ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U . Παράλληλα, προϊόντα σχάσης προερχόμενα από ραδιενεργό νέφος (atmospheric fallout) που έχει προκληθεί από πυρηνικό ατύχημα ή χρήση πυρηνικών όπλων μπορεί να

επικαθίσουν στα διάφορα δομικά υλικά, συμβάλλοντας και αυτά στη δημιουργία διακριτού υποστρώματος.

Όπως αναφέρθηκε, στο υπόστρωμα συμβάλλουν και ορισμένα υλικά που χρησιμοποιούνται για την κατασκευή της ανιχνευτικής διάταξης. Μερικά υλικά, όπως το γυαλί πυρέξ (pyrex glass) περιέχει σε σημαντικές ποσότητες κάλιο, θόριο ή/και ουράνιο και, κατά συνέπεια, ενισχύει το υπόστρωμα. Τα περισσότερα όμως υλικά περιέχουν ραδιενεργά στοιχεία μόνο ως ακαθαρσίες. Επομένως, η ενεργότητά τους μπορεί να ελαχιστοποιηθεί με επιλογή υλικών υψηλής καθαρότητας. Για τα υλικά που χρησιμοποιούνται στην κατασκευή ηλεκτρικών κυκλωμάτων, απαραίτητη είναι η σωστή επιλογή αλλά και η μελέτη της συνεισφοράς τους στη δημιουργία του υποστρώματος. Επιπλέον, οι επιφάνειες της θωράκισης μπορούν να συμβάλλουν στη δημιουργία του υποστρώματος ως αποτέλεσμα εναποθέσεων αερομεταφερόμενων σωματιδίων ή ακόμη και τυχαίας επιφανειακής παρουσίας ραδιενεργών σωματιδίων. Για το λόγο αυτό, ακολουθείται μια διαδικασία επεξεργασίας της εσωτερικής επιφάνειας της θωράκισης πριν την εγκατάστασή της ώστε να απομακρυνθεί η επιφανειακή ραδιενέργεια. Οι ανιχνευτικές διατάξεις που έχουν κατασκευαστεί από υλικά υψηλής καθαρότητας, με αποτέλεσμα να μην συνεισφέρουν στο υπόστρωμα, χαρακτηρίζονται ως συστήματα χαμηλού υποστρώματος (low background systems) (Knoll, 2000).

Ραδιενέργεια του αέρα

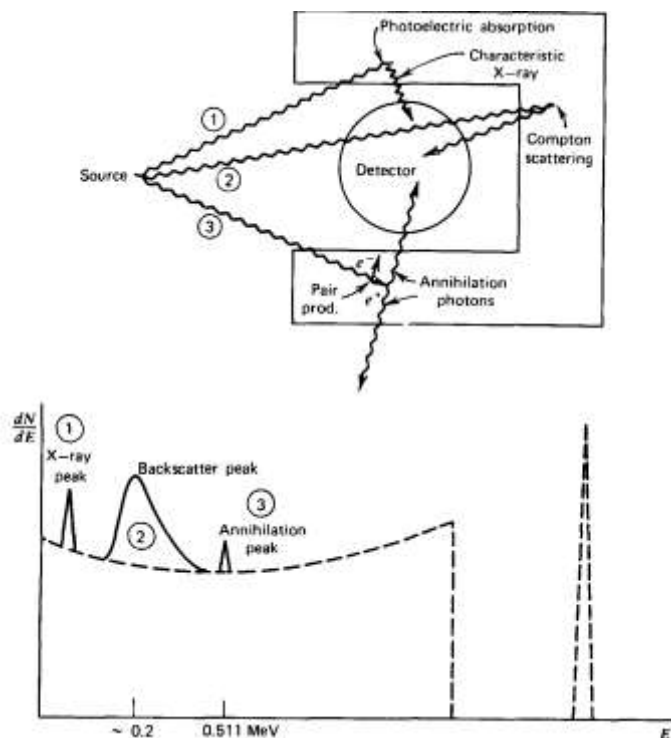
Η ραδιενέργεια στον αέρα οφείλεται στα ισότοπα του ραδονίου (^{222}Rn ^{220}Rn) και στα στερεά θυγατρικά τους τα οποία προσκολλώνται στο ατμοσφαιρικό αεροζόλ, παραμένουν σε αιώρηση και είναι δυνατό να εισέρχονται μέσα στην θωράκιση του ανιχνευτή. Τα ισότοπα του ραδονίου ^{222}Rn (ραδόνιο) και ^{220}Rn (θορόνιο) είναι βραχύβια και παράγονται μέσα στο έδαφος και τα οικοδομικά υλικά από τα οποία και εκκρέουν. Παρά το γεγονός ότι δεν εκπέμπουν τα ίδια ακτίνες-γ, τα θυγατρικά τους (από το ραδόνιο: ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{210}Pb και από το θορόνιο: ^{212}Pb , ^{212}Bi , ^{208}Tl) εκπέμπουν μεγάλο πλήθος φωτονίων υψηλής ενέργειας και με αξιόλογα ποσοστά εκπομπής και αποτελούν σημαντικές πηγές υποστρώματος (Knoll, 2000).

Κοσμική ακτινοβολία

Ένας από τους σημαντικότερους παράγοντες που συμβάλλουν στην δημιουργία του υποστρώματος είναι η δευτερογενής κοσμική ακτινοβολία. Η διέλευση της πρωτογενούς ακτινοβολίας από την ατμόσφαιρα συνοδεύεται από την παραγωγή δευτερευόντων σωματιδίων, ορισμένα από τα οποία προσεγγίζουν την επιφάνεια της γης και αλληλεπιδρούν με την ανιχνευτική διάταξη. Παράλληλα, υψηλές ενέργειες κοσμικής ακτινοβολίας μπορούν να αλληλεπιδράσουν με τη θωράκιση που περιβάλλει τον ανιχνευτή, παράγοντας ηλεκτρόνια και ακτινοβολία πέδησης (Bremsstrahlung). Αυτή η δευτερογενής ακτινοβολία θέτει ορισμένους περιορισμούς στο μέγιστο πάχος της θωράκισης. Για παράδειγμα, μια αύξηση του πάχους του μολύβδου στη θωράκιση πάνω από 10-15cm επιφέρει ελάχιστη επίδραση στην περαιτέρω μείωση του υποστρώματος από εξωτερικές ακτίνες-γ, αυξάνει όμως τελικά το υπόστρωμα εξαιτίας της δευτερογενούς κοσμικής ακτινοβολίας. Μια ακόμη πηγή παραγωγής δευτερογενούς ακτινοβολίας-γ είναι τα ταχεία νετρόνια που παράγονται από αλληλεπιδράσεις της κοσμικής ακτινοβολίας (Knoll, 2000).

3.4.2 Υπόστρωμα που οφείλεται στην πηγή

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, μια συνιστώσα που συμβάλλει στη δημιουργία υποστρώματος είναι η αλληλεπίδραση των φωτονίων της πηγής με την ανιχνευτική διάταξη (υλικά θωράκισης, υλικά που περιβάλλουν τον ανιχνευτή) ή και την ίδια την πηγή. Στο σχήμα (3.6) που ακολουθεί, παρουσιάζονται τα φαινόμενα που συμβάλλουν στη διαμόρφωση του υποστρώματος λόγω της ακτινοβολίας αυτής: φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, σκέδαση Compton και δίδυμη γένεση.



Σχήμα 3.6: Επίδραση της ακτινοβολίας της πηγής στο ενεργειακό φάσμα.
(Knoll, 2000)

Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο μπορεί να οδηγήσει στην παραγωγή σημαντικών φωτοκορυφών στο ενεργειακό φάσμα. Τα φωτόνια της πηγής αλληλεπιδρούν με τα υλικά που περιβάλλουν τον ανιχνευτή και παράγονται χαρακτηριστικές ακτίνες-X, οι οποίες μπορούν να φτάσουν τον ανιχνευτή και να ανιχνεύονται στο φάσμα, ιδιαίτερα αυτές που προέρχονται από υλικά με μεγάλο ατομικό αριθμό και έχουν αξιόλογη ενέργεια. Επομένως, η χρήση τέτοιων υλικών πρέπει να αποφεύγεται στην άμεση περίμετρο του ανιχνευτή. Ωστόσο, τα υλικά με μεγάλο ατομικό αριθμό είναι τα πιο αποτελεσματικά για τη θωράκιση των ανιχνευτών, όπως το μολύβι. Έτσι, επιλέγονται σύνθετες θωρακίσεις, κατασκευασμένες κατά το μεγαλύτερο όγκο τους από υλικό υψηλού ατομικού αριθμού και εσωτερικά καλυμμένες από υλικά χαμηλότερου ατομικού αριθμού. Το εσωτερικό «κάλυμμα» απορροφά τις ακτίνες-X που εκπέμπονται από τον κύριο όγκο της θωράκισης και εκπέμπει ταυτόχρονα τις δικές του χαρακτηριστικές ακτίνες-X, οι οποίες είναι χαμηλότερης ενέργειας.

Σκέδαση και οπισθοσκέδαση Compton

Τα φωτόνια τα οποία, είτε αλληλεπιδρούν με τη θωράκιση πριν αποθέσουν την ενέργεια στον ανιχνευτή, είτε αλληλεπιδρούν με τον ανιχνευτή με σκέδαση Compton, καταγράφονται στο συνεχές ενεργειακό φάσμα το οποίο αυξάνεται κυρίως στην περιοχή χαμηλών και μέσων ενεργειών. Στο φάσμα αυτό διακρίνεται σχετικά εύκολα ή αιχμή Compton, σε ενέργεια λίγο χαμηλότερη από την αρχική ενέργεια των φωτονίων. Σύνηθες φαινόμενο στη γ-φασματοσκοπία είναι η εμφάνιση και της αιχμής οπισθοσκέδασης. Πρόκειται για μια αιχμή στην ενεργειακή περιοχή των 150-250keV, η οποία παρουσιάζει αρκετά μεγάλο εύρος και δεν είναι εν γένει συμμετρική. Η αιχμή οπισθοσκέδασης οφείλεται στα φωτόνια που μετά την εκπομπή τους πραγματοποιούν οπισθοσκέδαση Compton σε υλικά που περιβάλλουν τον ανιχνευτή και στη συνέχεια αποθέτουν την απομένουσα ενέργειά τους σε αυτόν. Αυτό είναι ιδιαίτερα εμφανές όταν η θωράκιση είναι πολύ κοντά στον ανιχνευτή και στην περίπτωση πηγών ακτινοβολίας μεγάλου όγκου και πυκνότητας, όπου η σκέδαση μέσα στην ίδια την πηγή είναι σημαντική. Όπως γίνεται φανερό και από το σχήμα (3.6), τα φωτόνια που σκεδάζονται με αρκετά μεγάλες γωνίες είναι υπεύθυνα για την αιχμή αυτή. Διαπιστώνεται, μάλιστα, ότι η σκέδαση σε γωνίες μεγαλύτερες των 110°-120° εκπέμπει φωτόνια με παραπλήσιες ενέργειες. Η ενέργεια της αιχμής οπισθοσκέδασης για γωνία 180° δίνεται από τη σχέση:

$$E_{\text{οπισθ},180} = \frac{E}{1+2*\frac{E}{m_0*c^2}} \quad (3.23)$$

Στην περίπτωση που η αρχική ενέργεια εκπομπής φωτονίων E είναι πολύ μεγάλη ($E \gg m_0*c^2/2$), η σχέση (3.23) απλοποιείται σε:

$$E_{\text{οπισθ},180} \cong \frac{m_0*c^2}{2} = \frac{511}{2} \quad (3.24)$$

Επομένως, γίνεται εμφανές ότι ανεξάρτητα από την αρχική ενέργεια των φωτονίων η αιχμή οπισθοσκέδασης βρίσκεται στην περιοχή έως περίπου 250keV.

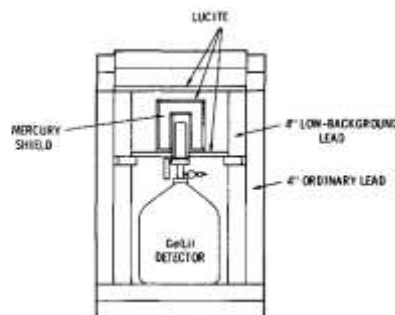
Δίδυμη γένεση

Φωτόνια υψηλής ενέργειας μπορούν να αλληλεπιδράσουν με δίδυμη γένεση με τον ανιχνευτή ή υλικά υψηλού ατομικού αριθμού που περιβάλλουν τον ανιχνευτή όπως η θωράκιση. Από την αλληλεπίδραση αυτή εκπέμπονται ποζιτρόνια, τα οποία εξαϋλώνονται με εκπομπή ζεύγους φωτονίων 511keV. Υπάρχει, βέβαια, η πιθανότητα να παράγονται ποζιτρόνια από την ίδια την πηγή, τα οποία να εξαϋλώνονται αμέσως με εκπομπή των αντίστοιχων φωτονίων. Υπάρχουν λοιπόν αρκετοί λόγοι για τους οποίους ανιχνεύονται φωτόνια ενέργειας 511keV στο φάσμα και για το λόγο αυτό δεν μπορούν να αξιοποιηθούν με συμβατικές διατάξεις για την ανίχνευση συγκεκριμένων ισοτόπων.

3.4.3 Τεχνικές μείωσης υποστρώματος

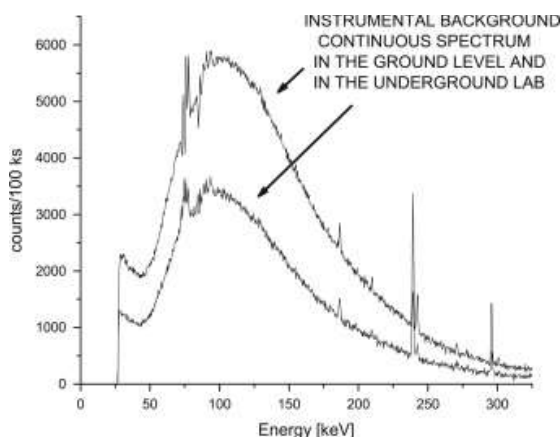
Προκειμένου να επιτευχθούν καλύτερα αποτελέσματα από τη γ-φασματοσκοπική ανάλυση, σε όρους ακρίβειας και κατωτέρου επιπέδου ανίχνευσης, απαραίτητη είναι η μείωση του υποστρώματος. Η παρουσία της θωράκισης μειώνει τη συμβολή της κοσμικής ακτινοβολίας και των ατμοσφαιρικών πηγών που περιβάλλουν τον ανιχνευτή. Παρόλα αυτά, η επιλογή των υλικών της θωράκισης απαιτεί προσεκτική μελέτη προκειμένου να εμποδίζονται τα φαινόμενα που αναφέρθηκαν στην παράγραφο (3.4.2). Για αυτό

επιλέγονται διαφορετικά στρώματα υλικών. Η ενεργότητα των υλικών της διάταξης και της θωράκισης παραμένει ως κύρια πλέον πηγή υποστρώματος. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η μελέτη (Kaye, et al., 1973), όπου χρησιμοποιήθηκε ανιχνευτής Ge(Li) με θωράκιση όπως στο σχήμα (3.7). Το τυπικό υπόστρωμα του ανιχνευτή εκτιμήθηκε ότι οφείλεται: κατά 30% στην κοσμική ακτινοβολία, 60% στην ενεργότητα των υλικών της θωράκισης και 10% από την ακτινοβολία εντός ανιχνευτή και από μη αναγνωρισμένες πηγές.



Σχήμα 3.7: Σύστημα θωράκισης χαμηλού υποστρώματος για ανιχνευτή γερμανίου (Kaye, et al., 1973)

Για περαιτέρω μείωση της συνεισφοράς της κοσμικής ακτινοβολίας στη διαμόρφωση του υποστρώματος, συνηθίζεται η τοποθέτηση των ανιχνευτών γ-φασματοσκοπίας να γίνεται σε υπόγειους χώρους. Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ όλοι οι ανιχνευτές που χρησιμοποιούνται στη γ-φασματοσκοπία είναι τοποθετημένοι στον υπόγειο χώρο του κτιρίου. Στο σχήμα (3.8) που ακολουθεί παρουσιάζεται η διαφορά στο υπόστρωμα ενός HPGe ανιχνευτή όταν αυτός βρίσκεται τοποθετημένος σε εργαστήριο στο επίπεδο του εδάφους (άνω φάσμα) και σε υπόγειο εργαστήριο (κάτω φάσμα). Η μείωση του υποστρώματος είναι αξιοσημείωτη.



Σχήμα 3.8: Εξάρτηση του υποστρώματος από το βάθος τοποθέτησης του ανιχνευτή (Banjanac, et al., 2014)

Σε περιπτώσεις όπου κρίνεται αναγκαία η περαιτέρω μείωση του υποστρώματος, λαμβάνεται υπόψη η εξάρτηση του από τον όγκο του ανιχνευτή. Υπάρχει βέλτιστη επιλογή μεγέθους ανιχνευτή, η οποία σύμφωνα με τη βιβλιογραφία σχετίζεται με τη μεγιστοποίηση

του λόγου S^2/B , όπου S είναι ο ρυθμός κρούσεων που οφείλεται στην πηγή και B είναι ο ρυθμός κρούσεων του υποστρώματος (Knoll, 2000).

Ένας ακόμη τρόπος μείωσης του συνεχούς υποστρώματος είναι η χρήση ενεργητικών θωρακίσεων (συστήματα Compton Suppression ή veto-shield). Στις θωρακίσεις αυτές περιλαμβάνεται ένας ακόμη ανιχνευτής για την καταγραφή των σκεδαζόμενων φωτονίων. Με τη χρήση κατάλληλων ηλεκτρονικών, όταν ένα φωτόνιο αποθέτει μέρος της ενέργειάς του στον ανιχνευτή HPGe και το υπόλοιπο στον άλλο ανιχνευτή, δηλαδή όταν καταγράφεται σήμα στους δύο ανιχνευτές, δεν επιτρέπεται η καταγραφή του σήματος στον HPGe.

3.4.4 Διακυμάνσεις του υποστρώματος

Ο ρυθμός κρούσεων του υποστρώματος σε έναν ανιχνευτή παρουσιάζει κύμανση με το χρόνο. Για δείγματα που παρουσιάζουν υψηλό ρυθμό κρούσεων, οι διακυμάνσεις στο υπόστρωμα είναι μικρότερες από την ήδη υπάρχουσα στατιστική διακύμανση της μέτρησης, και επομένως δεν θεωρούνται σημαντικές. Αντίθετα, για δείγματα με χαμηλό ρυθμό κρούσεων, όπως τα περιβαλλοντικά δείγματα, οι διακυμάνσεις στο υπόστρωμα μπορεί να είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με τη ραδιενέργεια της πηγής, οπότε και δεν μπορούν να αγνοηθούν. Η συνεισφορά στο υπόστρωμα από τα υλικά του ανιχνευτή είναι πρακτικά σταθερή, με μικρές διακυμάνσεις σε βάθος χρόνου που σχετίζονται με τη ραδιενεργό ισορροπία και τον υποδιπλασιασμό βραχύβιων ισotόπων, όπως το ^{137}Cs . Οι διακυμάνσεις του υποστρώματος οφείλονται κυρίως σε αλλαγές στην ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας και στη ραδιενέργεια του αέρα. Μετεωρολογικές συνθήκες επηρεάζουν την εκροή ραδονίου (^{222}Rn) από το έδαφος και τα οικοδομικά υλικά που περιβάλλουν τον ανιχνευτή. Η σημαντικότερη μεταβολή του υποστρώματος οφείλεται συνεπώς στις διακυμάνσεις των θυγατρικών του ραδονίου στον αέρα. Επομένως, για ακριβείς μετρήσεις δειγμάτων χαμηλής ραδιενέργειας, συνίσταται η λήψη του υποστρώματος όσο το δυνατόν πλησιέστερα χρονικά με το πείραμα.

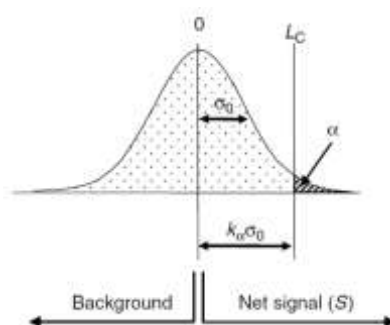
3.5 Κατώτερα όρια ανίχνευσης στη γ-φασματοσκοπία

Οι μετρήσεις ραδιενέργειας περιβάλλοντος περιλαμβάνουν την ανίχνευση ισotόπων πολύ χαμηλής συγκέντρωσης και με μεγάλες αβεβαιότητες, με συνέπεια τη δυσκολία διάκρισής τους από το υπόστρωμα. Ως ελάχιστη ραδιενέργεια που μπορεί να ανιχνεύσει μια διάταξη ορίζεται η συγκέντρωση εκείνη που μπορεί να θεωρηθεί στατιστικά διάφορη του υποστρώματος για ένα συγκεκριμένο επίπεδο εμπιστοσύνης. Το μέγεθος αυτό εξαρτάται από την ανιχνευτική διάταξη και την υπό εξέταση πηγή. Έτσι, το ελάχιστο επίπεδο ραδιενέργειας μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως κριτήριο σύγκρισης ανιχνευτικών διατάξεων ή και τεχνικών ανάλυσης, υποδεικνύοντας την καταλληλότερη για το υπό εξέταση δείγμα. Τα όρια ανίχνευσης αποτελούν εκτιμήσεις των οριακών τιμών που μπορεί να λάβει η ραδιενέργεια μιας πηγής σε μια ανιχνευτική διάταξη. Στη συνέχεια παρουσιάζονται ορισμένες σημαντικές έννοιες που σχετίζονται με τα επίπεδα ανίχνευσης, όπως: το Κρίσιμο Όριο (Critical Limit, L_c), το Όριο Ανίχνευσης (Detection Limit, L_d) και η Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ραδιενέργεια (Minimum Detectable Activity, MDA). Οι έννοιες αυτές εισήχθησαν στην εργασία (Curie, 1968), και αναλύονται με λεπτομέρεια στις δημοσιεύσεις (Gilmore & Hemingway, 1995) και (ISO 11929-3, 2000).

3.5.1 Κρίσιμο Όριο (Critical Limit, L_C)

Το κρίσιμο όριο αποτελεί κριτήριο για το στατιστικό έλεγχο της προέλευσης μιας φωτοκορυφής, δηλαδή του κατά πόσο αυτή προέρχεται από την πηγή ή είναι απλά μια κύμανση του υποστρώματος. Μετά τη μέτρηση και τον προσδιορισμό της στατιστικής σημασίας μιας φωτοκορυφής, για να χαρακτηριστεί αυτή ως στατιστικά μη σημαντική πρέπει να ληφθεί υπόψη η επιφάνειά της αλλά και η αβεβαιότητα του υποστρώματος. Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, το υπόστρωμα μπορεί να διαφέρει για κάθε εξεταζόμενο δείγμα, επομένως το κρίσιμο όριο ανίχνευσης πρέπει να υπολογίζεται σε κάθε περίπτωση ξεχωριστά.

Έστω ότι εξετάζεται δείγμα με μηδενική ραδιενέργεια σε ανιχνευτή N φορές, όπου N πολύ μεγάλο. Για κάθε διαφορετική μέτρηση, στην οποία πρακτικά ανιχνεύεται μόνο υπόστρωμα, λαμβάνεται εν γένει διαφορετικός αριθμός κρούσεων A για μια «ψευδοκορυφή¹» του δείγματος. Εφόσον το N είναι αρκετά μεγάλο, η τιμή A ακολουθεί κανονική κατανομή, με μέση τιμή μηδέν και τυπική απόκλιση σ_0 . Για να καθοριστεί εάν στο δείγμα ανιχνεύεται ραδιενέργεια, ορίζεται ένα όριο για την τιμή του μεγέθους A και για ένα συγκεκριμένο επίπεδο εμπιστοσύνης, πάνω από το οποίο μπορεί να θεωρηθεί ότι η επιφάνεια A διαφέρει σημαντικά από το 0 για το συγκεκριμένο επίπεδο εμπιστοσύνης. Το όριο αυτό είναι το κρίσιμο όριο L_C , το οποίο παρουσιάζεται και γραφικά στο ακόλουθο σχήμα:



Σχήμα 3.9: Γραφική αναπαράσταση του κρίσιμου ορίου L_C για επίπεδο αβεβαιότητας α (Gilmore, 2008)

Ο υπολογισμός του κρίσιμου ορίου γίνεται σύμφωνα με τον τύπο:

$$L_C = k_\alpha * \sigma_0 \quad (3.29)$$

Όπου:

k_α : Ο συντελεστής πολλαπλασιασμού της τυπικής απόκλισης (coverage factor), ο οποίος εξαρτάται από το επίπεδο εμπιστοσύνης που επιλέγεται. Για επίπεδο εμπιστοσύνης 95%, $k_\alpha=1.645$.

σ_0 : Η τυπική απόκλιση της κατανομής που μπορεί να εκτιμηθεί μέσω των διακυμάνσεων του συνεχούς υποστρώματος. Από (Gilmore & Hemingway, 1995) και (ISO 11929-3, 2000) διατυπώνεται η σχέση:

¹ Ουσιαστικά πρόκειται για την περιοχή εκείνη του φάσματος όπου θα ανιχνεύετο η φωτοκορυφή αν το δείγμα είχε ραδιενέργεια.

$$\sigma_0^2 = B * \left(1 + \frac{n}{2*m}\right) \quad (3.30)$$

- n: Το πλήθος των καναλιών στα οποία κατανέμεται η φωτοκορυφή στο φάσμα του δείγματος.
- m: Το πλήθος των καναλιών στα οποία κατανέμεται η φωτοκορυφή του υποστρώματος στο φάσμα του δείγματος.
- B: Ο αριθμός των κρούσεων που καταγράφονται στο συνεχές υπόστρωμα κάτω από τη φωτοκορυφή στο φάσμα του δείγματος. Υπολογίζεται με τη μέθοδο του τραπεζίου, σύμφωνα με την οποία, το συνεχές υπόστρωμα ορίζεται ως το τραπέζιο που βρίσκεται κάτω από τη φωτοκορυφή.

Εντέλει, προκύπτει η σχέση (3.31) για το κρίσιμο όριο σε επίπεδο εμπιστοσύνης 95%:

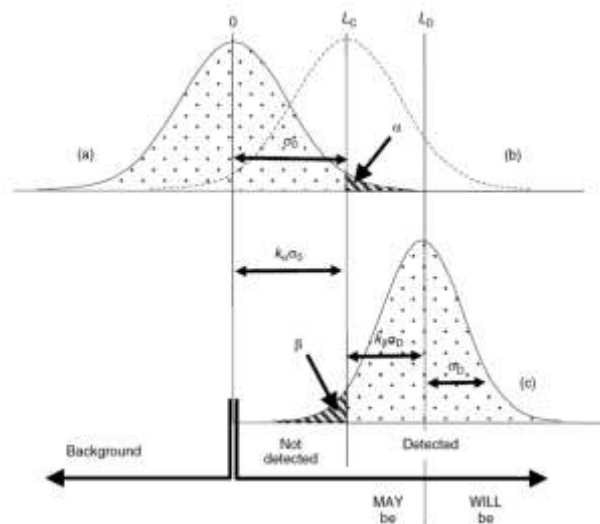
$$L_C = 1.645 * \sqrt{B * \left(1 + \frac{n}{2*m}\right)} \quad (3.31)$$

3.5.2 Όριο Ανίχνευσης (Detection Limit, L_D)

Το όριο ανίχνευσης αποτελεί τον ελάχιστο αριθμό κρούσεων από τον οποίο προσδιορίζεται η ελάχιστη ραδιενέργεια που μπορεί να ανιχνευτεί από τη διάταξη, με συγκεκριμένη βεβαιότητα. Αξίζει να αναφερθεί ότι το κρίσιμο όριο L_C είναι μια εκτίμηση που προσδιορίζεται μετά τη λήψη του φάσματος και βασίζεται στις πραγματικές και καταγεγραμμένες κρούσεις, εκφράζοντας αυτό το συγκεκριμένο φάσμα. Αντίθετα, το όριο ανίχνευσης L_D εκφράζει τον αριθμό κρούσεων που θα ήταν απαραίτητο να καταγραφούν σε μια φωτοκορυφή ώστε να υπάρχει βεβαιότητα ότι ανιχνεύεται κάτι εκεί, κατά ένα συγκεκριμένο επίπεδο εμπιστοσύνης.

Έστω δείγμα, το οποίο μετρημένο στην ανιχνευτική διάταξη N φορές, όπου N πολύ μεγάλο, αποδίδει φωτοκορυφή καθαρής επιφάνειας A ίση με το κρίσιμο όριο L_C . Οι τιμές για το μέγεθος A ακολουθούν κανονική κατανομή με μέση τιμή L_C . Σύμφωνα με τον ορισμό του κρίσιμου ορίου, οι μισές τιμές του A , για $A < L_C$, θεωρούνται στατιστικά ίσες με το 0 και δεν ανιχνεύονται, ενώ το υπόλοιπο 50% των τιμών, για $A > L_C$, είναι ανιχνεύσιμες. Προκειμένου να επιτευχθεί βεβαιότητα ανίχνευσης σε υψηλότερο επίπεδο εμπιστοσύνης από το 50% που προσφέρει το κρίσιμο όριο L_C , το όριο ανίχνευσης L_D θα πρέπει να είναι μεγαλύτερο του κρίσιμου ορίου.

Έστω η περίπτωση που το δείγμα αποδίδει φωτοκορυφή καθαρής επιφάνειας A ίσης με το όριο ανίχνευσης L_D . Για πολλαπλές μετρήσεις του δείγματος, το μέγεθος A ακολουθεί κανονική κατανομή με μέση τιμή L_D και τυπική απόκλιση σ_D . Όπως φαίνεται και στο σχήμα που ακολουθεί, ένα κομμάτι της καμπύλης (β) είναι μικρότερο από το κρίσιμο όριο L_C και άρα δεν ανιχνεύεται. Με κατάλληλη επιλογή του L_D , το ποσοστό αυτό (β) θα αντιπροσωπεύει την επιθυμητή αβεβαιότητα.



Σχήμα 3.10: Γραφική αναπαράσταση του ορίου ανίχνευσης L_D για επίπεδο αβεβαιότητας β (Gilmore, 2008)

Από το σχήμα αυτό γίνεται φανερό ότι εάν η επιφάνεια μιας φωτοκορυφής ήταν κάτω από το κρίσιμο όριο, η ραδιενέργεια αυτής κατά πάσα πιθανότητα δεν θα ήταν ανιχνεύσιμη. Εάν η επιφάνεια ήταν πάνω από το κρίσιμο όριο και κάτω από το όριο ανίχνευσης, τότε *μπορεί* να ήταν ανιχνεύσιμη. Εάν ήταν πάνω από το όριο ανίχνευσης, τότε είναι *σχεδόν βέβαιο* (με πιθανότητα $1-\beta$) ότι θα ήταν ανιχνεύσιμη.

Για τον υπολογισμό του ορίου ανίχνευσης προκύπτει:

$$L_D = L_C + k_\beta * \sigma_D \quad (3.32)$$

Όπου:

k_β : Ο συντελεστής πολλαπλασιασμού της τυπικής απόκλισης, εξαρτάται από το επίπεδο εμπιστοσύνης που επιλέγεται. Για επίπεδο εμπιστοσύνης 95%, $k_\beta=1.645$.

σ_D : Η τυπική απόκλιση, για την οποία υπάρχουν δύο προσεγγίσεις.

1. Σύμφωνα με την πρώτη, (Gilmore & Hemingway, 1995), ισχύει:

$$\sigma_D^2 = L_D + \sigma_0^2 \quad (3.33)$$

Οπότε το όριο ανίχνευσης υπολογίζεται:

$$L_D = 2.71 + 3.29 * \sqrt{B * \left(1 + \frac{n}{2*m}\right)} \quad (3.34)$$

2. Σύμφωνα με την δεύτερη, (ISO 11929-3, 2000), οι τυπικές αποκλίσεις σ_0 και σ_D είναι ίσες οπότε ισχύει:

$$L_D = 3.29 * \sqrt{B * \left(1 + \frac{n}{2*m}\right)} \quad (3.35)$$

Η διαφορά στο αποτέλεσμα που δίνουν οι παραπάνω δύο σχέσεις είναι ασήμαντη.

Το σημαντικότερο μειονέκτημα της παραπάνω μεθοδολογίας εύρεσης του L_D είναι ότι αγνοείται η συνεισφορά του διακριτού υποστρώματος, η οποία πολλές φορές είναι σημαντική, όπως για παράδειγμα στην περίπτωση φυσικών ραδιενεργών ισοτόπων, ιδιαίτερα που ανιχνεύονται στο υπόστρωμα. Στην παρούσα ΔΕ για τον υπολογισμό των

ορίων ανίχνευσης χρησιμοποιείται μία μεθοδολογία η οποία παρουσιάστηκε στο πλαίσιο του “17th International Conference on Radionuclide Metrology and its Applications” (Slovakia, 2009) και συμπεριλαμβάνεται στο (ISO 11929-3, 2000). Σύμφωνα με τη μέθοδο αυτή, λαμβάνεται ένα φάσμα υποστρώματος και για το υπολογισμό του ορίου ανίχνευσης L_D (counts) χρησιμοποιείται η παρακάτω σχέση:

$$L_D = 2 * k_a * \sqrt{B_s * \left(1 + \frac{n_s}{2 * m_s}\right) + A_b * \left(\frac{t_s}{t_b} + 1\right) + B_b * \left(1 + \frac{n_b}{2 * m_b}\right)} \quad (3.36)$$

όπου:

- k_a : Για επίπεδο εμπιστοσύνης 95% ισούται με 1.645.
- t_s : Η διάρκεια λήψης του φάσματος του δείγματος.
- t_b : Η διάρκεια λήψης του φάσματος του υποστρώματος.
- n_s : Ο αριθμός των καναλιών που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό της φωτοκορυφής στο φάσμα του δείγματος.
- n_b : Ο αριθμός των καναλιών που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό της φωτοκορυφής στο φάσμα του υποστρώματος.
- m_s : Το πλήθος των καναλιών εκατέρωθεν της φωτοκορυφής που χρησιμοποιούνται στο φάσμα του δείγματος για τον υπολογισμό του συνεχούς υποστρώματος με τη μέθοδο του τραπεζίου.
- m_b : Το πλήθος των καναλιών εκατέρωθεν της φωτοκορυφής που χρησιμοποιούνται στο φάσμα του υποστρώματος για τον υπολογισμό του συνεχούς υποστρώματος με τη μέθοδο του τραπεζίου.
- B_s : Ο ρυθμός των κρούσεων που καταγράφονται στο συνεχές υπόστρωμα κάτω από τη φωτοκορυφή στο φάσμα του δείγματος.
- B_b : Ο ρυθμός των κρούσεων που καταγράφονται στο συνεχές υπόστρωμα κάτω από τη φωτοκορυφή στο φάσμα του υποστρώματος.
- A_b : Ο ρυθμός κρούσεων της καθαρής επιφάνειας της φωτοκορυφής στο φάσμα του υποστρώματος.

3.5.3 Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ραδιενέργεια (Minimum Detectable Activity, MDA)

Η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια είναι ένα μέγεθος που εκφράζει σε Bq ότι το όριο ανίχνευσης εκφράζει σε αριθμό κρούσεων. Πρόκειται για μια εκτίμηση του απαιτούμενου ποσού ραδιενέργειας που πρέπει να έχει το δείγμα για να ανιχνευθεί σε μια συγκεκριμένη ανιχνευτική διάταξη, με δεδομένη βεβαιότητα για το επίπεδο εμπιστοσύνης. Αποτελεί και αυτή ένα μέτρο σύγκρισης μεταξύ διαφορετικών τεχνικών μέτρησης ή και ανιχνευτικών διατάξεων, όπως και το όριο ανίχνευσης.

Ο υπολογισμός της MDA γίνεται σύμφωνα με τον τύπο:

$$MDA = \frac{L_D}{time * yield * eff} \quad (3.37)$$

3.6 Διορθώσεις αυτοαπορρόφησης στον ανιχνευτή HPGe

Ένα σημαντικό φαινόμενο που εμφανίζεται στην περιοχή χαμηλών ενεργειών και μπορεί να επηρεάσει σημαντικά τα αποτελέσματα της γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης είναι η αυτοαπορρόφηση των φωτονίων εντός του δείγματος. Όταν αναλύεται ένα άγνωστο δείγμα, το οποίο έχει την ίδια σύσταση με εκείνη της πηγής βαθμονόμησης, η αυτοαπορρόφηση δεν αποτελεί πρόβλημα, καθώς είναι η ίδια στο δείγμα και το πρότυπο βαθμονόμησης. Στις περισσότερες περιπτώσεις, όμως, το εξεταζόμενο δείγμα αποτελείται από διαφορετικό υλικό από την πηγή βαθμονόμησης, με αποτέλεσμα η διαφορετική αυτοαπορρόφηση των φωτονίων να εισάγει συστηματική αβεβαιότητα. Για την αντιμετώπιση του φαινομένου αυτού, είναι δυνατή η αναγωγή (διόρθωση) της απόδοσης φωτοκορυφής από το ένα υλικό στο άλλο μέσω κατάλληλου συντελεστή, ο οποίος εξαρτάται από το γραμμικό συντελεστή εξασθένησης μ κάθε υλικού. Για τις συνήθεις γεωμετρίες δείγματος και υλικά, το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης είναι ιδιαίτερα σημαντικό στην περιοχή χαμηλών ενεργειών και εξασθενεί όσο η ενέργεια των φωτονίων μεγαλώνει.

Ως περιοχή χαμηλών ενεργειών στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, θεωρείται η περιοχή 0-200keV (Αναγνωστάκης, 1998). Πρόκειται για μια περιοχή όπου λαμβάνουν χώρα διάφορα φαινόμενα, μερικά από τα οποία έχουν ήδη αναφερθεί. Αρχικά, τα φωτόνια χαμηλών ενεργειών εξασθενούν κατά τη διέλευσή τους από την ύλη, είτε αυτό αφορά την διαδρομή τους εντός της πηγής και καλείται αυτοαπορρόφηση, είτε αφορά τη διαδρομή τους εντός του περιβάλλοντα χώρου του ανιχνευτή έως ότου φθάσουν στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή (αέρας, υλικά κρυοστάτη, dead layer). Στην περιοχή χαμηλών ενεργειών ανιχνεύονται, επιπλέον, χαρακτηριστικές ακτίνες-Χ και αιχμές Compton εξαιτίας φωτονίων υψηλότερων ενεργειών, όπως έχει ήδη αναφερθεί αναλυτικά και δεν θα σχολιαστούν περαιτέρω.

Για την αντιμετώπιση του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης έχουν αναπτυχθεί διάφορες μέθοδοι. Η πιο αποτελεσματική από αυτές αφορά τον υπολογισμό κατάλληλων συντελεστών αναγωγής της απόδοσης, με αναλυτικούς τρόπους ώστε να λαμβάνεται υπόψη η διαφορετική αυτοαπορρόφηση στο υλικό του δείγματος από εκείνη της πηγής βαθμονόμησης. Η μέθοδος αυτή, όπως εφαρμόζεται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ περιγράφεται στη συνέχεια.

Αρχικά, για συγκεκριμένη γεωμετρία πηγής-ανιχνευτή, η διαδικασία βαθμονόμησης της απόδοσης ξεκινάει με τη χρήση προτύπου πηγής βαθμονόμησης, για την οποία η απόδοση φωτοκορυφής για ενέργεια E υπολογίζεται σύμφωνα με όσα έχουν αναφερθεί ως:

$$eff_{source} = \frac{area_{source}}{time * yield * activity} \quad (3.38)$$

Όπου: $area_{source}$ είναι η επιφάνεια της φωτοκορυφής που λαμβάνεται από το ενεργειακό φάσμα του δείγματος. Στην πειραματική αυτή μέτρηση συνυπολογίζεται η επίδραση του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης μέσα στην πηγή βαθμονόμησης. Η ραδιενέργεια που αντιστοιχεί στη συγκεκριμένη φωτοκορυφή, ενέργειας φωτονίων E, υπολογίζεται:

$$activity = \frac{area_{source}}{time * yield * eff_{source}} \quad (3.39)$$

Στην ιδανική περίπτωση που το φαινόμενο αυτό δεν συνέβαινε, η επιφάνεια της φωτοκορυφής που θα δημιουργείτο στο φάσμα θα ήταν μεγαλύτερη, καθώς περισσότερα

φωτόνια θα έφταναν στον ανιχνευτή. Τότε η ιδανική απόδοση φωτοκορυφής υπολογίζεται ως:

$$eff_{ideal} = \frac{area_{ideal}}{time * yield * activity} \quad (3.40)$$

Ο λόγος των σχέσεων (3.38) και (3.40) εκφράζει το ποσοστό των φωτονίων που δεν υφίστανται αυτοαπορρόφηση και ανιχνεύονται. Προκύπτει, λοιπόν, ο συντελεστής ϕ , με $0 < \phi < 1$, ως:

$$\phi = \frac{area_{source}}{area_{ideal}} = \frac{eff_{source}}{eff_{ideal}} \quad (3.41)$$

Στην περίπτωση που εξετάζεται δείγμα ίδιας γεωμετρίας αλλά διαφορετικής σύστασης από την πηγή βαθμονόμησης, ο προσδιορισμός της ενεργότητας του δείγματος μέσω της φωτοκορυφής ενέργειας E γίνεται χρησιμοποιώντας την επιφάνεια $area_{spectrum}$, η οποία λαμβάνεται από το φάσμα και διαφέρει από την $area_{source}$ λόγω διαφορετικής έντασης της αυτοαπορρόφησης στο υλικό του δείγματος από το υλικό της πηγής. Ο λόγος των επιφανειών αυτών εκφράζει το ποσοστό των φωτονίων που καταφέρνουν να φτάσουν στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή, ορίζοντας έτσι τον συντελεστή ω ως:

$$\omega = \frac{area_{spectrum}}{area_{source}} \quad (3.42)$$

Τότε, η διορθωμένη εκτίμηση της ραδιενέργειας του δείγματος ορίζεται ως:

$$activity_{real} = \frac{area_{source}}{time * yield * eff_{ideal}} = \frac{\phi}{\omega} * \frac{area_{spectrum}}{time * yield * eff_{source}} \quad (3.43)$$

Ορίζεται, επομένως, ο συντελεστής αναγωγής της απόδοσης η μεταξύ της δεδομένης πηγής βαθμονόμησης και του δεδομένου δείγματος, για τα συγκεκριμένα υλικά και τη συγκεκριμένη ενέργεια φωτονίων E , ως:

$$\eta = \frac{\phi}{\omega} \quad (3.44)$$

Σύμφωνα με την τιμή που λαμβάνει ο συντελεστής αναγωγής η χαρακτηρίζεται η αυτοαπορρόφηση στο δείγμα, όπως αναφέρεται ακολούθως:

- $\eta=1 \rightarrow \omega=\phi$: Το δείγμα και η πηγή βαθμονόμησης έχουν τις ίδιες ιδιότητες αυτοαπορρόφησης.
- $\eta<1 \rightarrow \omega<\phi$: Το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης είναι ισχυρότερο στο δείγμα από ότι στην πηγή βαθμονόμησης.
- $\eta>1 \rightarrow \omega>\phi$: Το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης είναι ισχυρότερο στην πηγή βαθμονόμησης από ότι στο δείγμα.

Η ενεργότητα του δείγματος υπολογίζεται τότε, συμπεριλαμβανομένης της αυτοαπορρόφησης του δείγματος και της πηγής βαθμονόμησης, από τη σχέση:

$$activity_{real} = \frac{area_{source}}{time * yield * eff_{ideal}} = \eta * \frac{area_{spectrum}}{time * yield * eff_{source}} \quad (3.45)$$

Η μεθοδολογία εκτίμησης του συντελεστή διόρθωσης λόγω αυτοαπορρόφησης περιγράφεται με λεπτομέρεια στη δημοσίευση (Anagnostakis & Simopoulos, 1996).

Κεφάλαιο 4^ο: Βαθμονόμηση απόδοσης ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ για γεωμετρία Marinelli

4.1 Εισαγωγή

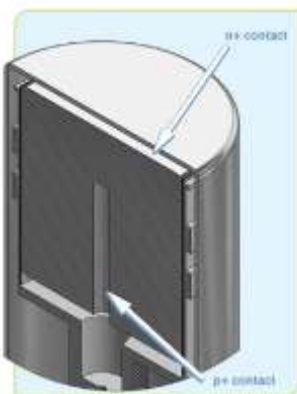
Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η διαδικασία βαθμονόμησης απόδοσης του ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ με σχετική απόδοση 40%. Όπως αναφέρθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, η καμπύλη βαθμονόμησης είναι διαφορετική για κάθε ανιχνευτική διάταξη και για κάθε γεωμετρία δείγματος, δηλαδή για κάθε σχετική θέση δείγματος-ανιχνευτή. Στη συγκεκριμένη ΔΕ εξετάζεται η γεωμετρία δείγματος Marinelli. Η διαδικασία βαθμονόμησης που ακολουθήθηκε, στηρίχθηκε στη χρήση υπολογιστικών μεθόδων. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας PENELOPE 2011. Αρχικά προσδιορίζονται τα ακριβή γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή HPGe και, στη συνέχεια, μέσω προσομοίωσης, η καμπύλη βαθμονόμησης για τη συγκεκριμένη γεωμετρία δείγματος.

4.2 Η ανιχνευτική διάταξη με ανιχνευτή HPGe σχετικής απόδοσης 40% του ΕΠΤ-ΕΜΠ

Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ εγκαταστάθηκε το 2012 η ανιχνευτική διάταξη με τον ανιχνευτή HPGe σχετικής απόδοσης 40%, με την κωδικοποιημένη ονομασία ανιχνευτή «15». Η διάταξη αυτή έχει βαθμονομηθεί ενεργειακά, για την ανίχνευση φωτονίων στην ενεργειακή περιοχή από 0-2000 keV. Σε παλαιότερη ΔΕ που είχε εκπονηθεί στο ΕΠΤ-ΕΜΠ έχει γίνει βαθμονόμηση απόδοσης για τις κυλινδρικές γεωμετρίες «2», «5» και «8» (Παπαδιονυσίου, 2015). Στην παρούσα ΔΕ, ο ανιχνευτής θα βαθμονομηθεί για απόδοση για τη γεωμετρία Marinelli.

Ο ανιχνευτής που χρησιμοποιείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ είναι της εταιρίας Canberra Industries, μοντέλο GC4018 με σειριακό αριθμό b12099. Το πιστοποιητικό του δίνεται στο παράρτημα Α.1. Πρόκειται για έναν ομοαξονικό ανιχνευτή γερμανίου υψηλής καθαρότητας με εσωτερική οπή, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.1. Ο ανιχνευτής είναι τύπου-p, διαθέτει δηλαδή επαφή τύπου-p (εμφύτευση ιόντων Β) στην εξωτερική επιφάνεια και επαφή τύπου-n (διάχυση ιόντων Li) στην επιφάνεια της αξονικής οπής. Το επίπεδο των προσμίξεων στον κρύσταλλο του γερμανίου είναι περίπου 10^{10} atoms/cm³, προκειμένου να επιτυγχάνεται μεγάλη ενεργός περιοχή με μέτρια αντίστροφη πόλωση. Οι γεωμετρικές διαστάσεις που δίνονται από τον κατασκευαστή είναι: η εξωτερική διάμετρος 59.5mm, το μήκος 61mm και η απόσταση της άνω επιφάνειας του ανιχνευτή από τον κρυοστάτη 6mm. Η συνιστώμενη τάση λειτουργίας είναι τα 3500V. Σύμφωνα με το πιστοποιητικό του ανιχνευτή, η σχετική απόδοσή του είναι 40% και η διακριτική του ικανότητα είναι:

- FWHM: 821 eV για ενέργεια φωτονίων 122keV
- FWHM: 1770 eV και FWTM: 3280 eV για ενέργεια φωτονίων 1332keV



Σχήμα 4.1: Απεικόνιση της διάταξης του «ανιχνευτή 15».

Ο κρυοστάτης του ανιχνευτή, μοντέλο 7500SL της Canberra Industries, είναι κατακόρυφος και πλήρως κατασκευασμένος από αλουμίνιο. Σύμφωνα με τα φύλλα προϊόντος του ανιχνευτή, το παράθυρο του είναι κατασκευασμένο από αλουμίνιο, έχει πάχος 0.5mm και επιτρέπει τη διέλευση του ~60% των φωτονίων ενέργειας 20 keV και το ~2% των φωτονίων ενέργειας 6 keV. Ωστόσο, το γεγονός αυτό δεν επηρεάζει τη χρησιμότητα του ανιχνευτή, καθώς αυτός προορίζεται για ανίχνευση κυρίως φωτονίων υψηλών ενεργειών ($E > 200$ keV). Η χρήση κατάλληλων υλικών και σχεδιασμού για την κατασκευή του κρυοστάτη εξασφαλίζει τη μείωση του υπόβαθρου που παράγεται από το ανιχνευτικό σύστημα. Στο εσωτερικό του κρυοστάτη, εκτός από τον ανιχνευτή, βρίσκεται και ο προενισχυτής, μοντέλο 2002CSL της Canberra Industries. Με την ψύξη του προενισχυτή επιτυγχάνεται η βέλτιστη λειτουργία του. Ο κρυοστάτης είναι βυθισμένος σε δοχείο υγρού αζώτου Dewar χωρητικότητας 30 lt, το οποίο πληρούται με υγρό άζωτο κάθε 7 ημέρες.

Όλες οι υπόλοιπες μονάδες πυρηνικών ηλεκτρονικών που απαιτούνται για την επεξεργασία του σήματος που παράγει ο ανιχνευτής περιλαμβάνονται στο σύστημα Lynx DSA (Digital Signal Analyzer) της εταιρίας Canberra Industries, με σειριακό αριθμό 13000406. Πρόκειται για ένα ολοκληρωμένο σύστημα λήψης και επεξεργασίας δεδομένων που αποτελείται από προγραμματιζόμενο ενισχυτή, αναλογοψηφιακό μετατροπέα, πολυκαναλικό αναλυτή, αυτόματο σύστημα ρύθμισης του pole/zero και σταθεροποιητή της baseline του συστήματος, δύο ομάδες των 32000 καναλιών μνήμης, ψηφιακό σταθεροποιητή, τροφοδοτικό υψηλής τάσης HVPS μέγιστης τάσης 3500 V. Ο έλεγχος της μονάδας γίνεται μέσω του προγράμματος GENIE 2000 της Canberra.

4.2.1 Η Θωράκιση του ανιχνευτή

Η επίδραση της θωράκισης στην ανάλυση ενός δείγματος είναι πολύ σημαντική, ιδιαίτερα όταν πρόκειται για δείγματα χαμηλής ραδιενέργειας και φωτόνια χαμηλής ενέργειας. Σκοπός της θωράκισης είναι να προστατεύσει τον ανιχνευτή από φωτόνια που προέρχονται από τον περιβάλλοντα χώρο και αποτελούν το φυσικό υπόστρωμα, δηλαδή την κοσμική ακτινοβολία, τη ραδιενέργεια των οικοδομικών υλικών και του αέρα. Ιδανικά, ο ανιχνευτής θα έπρεπε να προσβάλλεται μόνο από τα φωτόνια που προέρχονται απευθείας από το δείγμα. Ωστόσο, με την παρουσία της θωράκισης πραγματοποιείται αύξηση των φωτονίων που προσβάλλουν τον ανιχνευτή, καθώς αλληλεπιδρούν με την θωράκιση και

«επιστρέφουν» στον ανιχνευτή. Παράλληλα, με την αλληλεπίδραση με το υλικό της θωράκισης παράγονται ακτίνες-Χ. Στην πραγματικότητα, δεν είναι εφικτή η πλήρης εξάλειψη του υποστρώματος, καθώς σε αυτό συνεισφέρουν και διάφορα ραδιενεργά ιχνοστοιχεία που περιέχονται στην ίδια τη θωράκιση. Με προσεκτική σχεδίαση, κατασκευή της θωράκισης και χρήση κατάλληλων υλικών επιτυγχάνεται σημαντική μείωση του υποστρώματος.

Η θωράκιση του ανιχνευτή «15» του ΕΠΤ-ΕΜΠ έχει σχεδιαστεί και κατασκευαστεί από την εταιρία ITECO Engineering, με εσωτερικές διαστάσεις: διάμετρος $D=246\text{mm}$ και ύψος $H=400\text{mm}$. Αποτελείται από μόλυβδο (Pb) πάχους 100.5mm , με εσωτερική επένδυση από φύλλα κασσίτερου (Sn) και χαλκού (Cu), πάχους 1.5mm και 1mm αντίστοιχα. Η επιλογή πολλαπλών φύλλων από διαφορετικά, κατάλληλα υλικά στοχεύει στην ελαχιστοποίηση των ακτίνων-Χ που προέρχονται από την θωράκιση. Έτσι, ο κασσίτερος έχει την ιδιότητα να απορροφά τις K_{α} και K_{β} ακτίνες-Χ του μολύβδου, ενώ ο χαλκός απορροφά τις ακτίνες-Χ που προέρχονται από τον κασσίτερο.

4.2.2 Ο κώδικας γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης SPUNAL

Για την επεξεργασία του φάσματος που συλλέγεται από τον πολυκαναλικό αναλυτή και την περαιτέρω ανάλυση, στο ΕΠΤ-ΕΜΠ χρησιμοποιείται ο κώδικας γ-φασματοσκοπικής ανάλυσης SPUNAL (Spectrum Unix AnaLysis). Ο κώδικας αυτός αναπτύχθηκε εξ' ολοκλήρου στο ΕΠΤ-ΕΜΠ σε γλώσσα Fortran 77 υπό το λειτουργικό σύστημα UNIX. Πρόκειται για «ανοιχτό» κώδικα, δηλαδή επιδέχεται τροποποιήσεις και βελτιώσεις από το χρήστη ανάλογα με τις ανάγκες των αναλύσεων. Η λειτουργία του στηρίζεται στα δεδομένα του φάσματος που λαμβάνει από τον πολυκαναλικό αναλυτή, τα οποία επεξεργάζεται και, μετά από ανάλυση, δίνει πληροφορίες για τις φωτοκορυφές που εντοπίζονται στο φάσμα. Πιο αναλυτικά, εξετάζει την ύπαρξη απλών και πολλαπλών φωτοκορυφών, προσδιορίζει την επιφάνεια τους (area) και την αβεβαιότητα που τη συνοδεύει σε επίπεδο $1.65 \cdot \sigma$. Με την προϋπόθεση της ενεργειακής βαθμονόμησης και της βαθμονόμησης απόδοσης, είναι εφικτός ο ποιοτικός (αντιστοίχιση φωτοκορυφής σε συγκεκριμένο ισότοπο) και ο ποσοτικός προσδιορισμός (εκτίμηση της ραδιενέργειας των ισοτόπων που ανιχνεύονται).

4.3 Γεωμετρίες πηγών όγκου

4.3.1 Εισαγωγή

Κατά τη γ-φασματοσκοπική ανάλυση, η επιλογή της γεωμετρίας του δείγματος έχει ιδιαίτερα μεγάλη σημασία για τα αποτελέσματα της ανάλυσης και την επίτευξη καλής ακρίβειας και επιπέδων ανίχνευσης. Δείγματα μικρού όγκου χρησιμοποιούνται συνήθως όταν η ραδιενέργεια του δείγματος είναι υψηλή, ή όταν η ποσότητα υλικού που διατίθεται είναι μικρή. Από την άλλη πλευρά, όταν η ειδική ραδιενέργεια (Bq/kg) του δείγματος είναι χαμηλή, είναι επιθυμητό να αναλύεται όσο γίνεται μεγαλύτερη ποσότητα υλικού ώστε τελικά η συνολική ραδιενέργεια (Bq) του δείγματος να είναι όσο γίνεται υψηλότερη. Ειδικότερα κατά την ανάλυση ισοτόπων που εκπέμπουν φωτόνια χαμηλών ενεργειών, πρέπει να λαμβάνεται υπόψη το γεγονός της υψηλής αυτοαπορρόφησης που παρουσιάζεται σε δείγματα μεγάλου πάχους. Γιαυτά τα ισότοπα, η αύξηση του πάχους του δείγματος δεν βοηθάει σημαντικά στην ανίχνευσή του, αντίθετα μπορεί να τη δυσκολεύει καθώς αυξάνεται το συνεχές υπόστρωμα λόγω της σκέδασης των υψηλής ενέργειας

φωτονίων στο δείγμα. Σε κάθε περίπτωση ο χρήστης λαμβάνοντας υπόψη τα παραπάνω και ενδεχομένως και άλλες παραμέτρους επιλέγει την καταλληλότερη για κάθε περίπτωση γεωμετρία δείγματος.

4.3.2 Γεωμετρία Marinelli

Η γεωμετρία Marinelli πήρε το όνομά της από τον Αμερικανό ακτινολόγο, φυσικό και εφευρέτη Leonidas D. Marinelli. Χρησιμοποιήθηκε πρώτη φορά το 1943 από τον ίδιο όπως παρουσιάζεται στην δημοσίευση των (Hill R.F., Hine G.J. & Marinelli L.D., 1950). Πρόκειται για μια γεωμετρία που χρησιμοποιείται κυρίως για τη μέτρηση δειγμάτων μεγάλου όγκου. Το γεγονός ότι η υπόψη γεωμετρία δείγματος φέρει μεγάλη ποσότητα υλικού πολύ κοντά στον ανιχνευτή, καθώς ουσιαστικά αυτός περιβάλλεται από το δείγμα, έχει ως συνέπεια την αυξημένη απόδοση ανίχνευσης. Διαθέσιμα στην αγορά κυκλοφορούν σε διάφορα μεγέθη, με τα σύνηθη να είναι τα 0.5lt και 1lt. Το κόστος απόκτησης των δοχείων είναι κάτι που δεν μπορεί να παραβλέπεται, ενώ επιπλέον εξαιτίας του μεγάλου τους όγκου, υπάρχει πρόβλημα αποθήκευσης των δειγμάτων μετά την ανάλυσή τους. Συνεπώς, συχνά παρουσιάζεται η ανάγκη επανάχρησης του ίδιου δοχείου για διαφορετικές μετρήσεις. Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ παρόλο που δεν χρησιμοποιείται στις συνήθεις αναλύσεις, διατίθενται δοχεία Marinelli 0.5lt κατασκευασμένα από πολυπροπυλένιο, τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των οποίων προέκυψαν ύστερα από μετρήσεις και παρουσιάζονται Παράρτημα Β.



Σχήμα 4.2: Δοχείο Marinelli

Στο πλαίσιο της παρούσας ΔΕ χρησιμοποιήθηκε το υπάρχον δοχείο το οποίο, μετά την μετάγγιση του δείγματος σε δοχείο αποθήκευσης, υφίστατο προσεκτική πλύση με καθαριστικό και στη συνέχεια με ασθενές διάλυμα οξέως. Η ανάγκη επανάχρησης απαιτεί και προσεκτική στεγάνωση του δοχείου πριν την είσοδό του στον ανιχνευτή. Σε άλλες πηγές όγκου που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ συνηθίζεται η στεγάνωση του δοχείου με σιλικόνη, πρακτική που επιφέρει μόνιμα αποτελέσματα. Για προσωρινό σφράγισμα των δοχείων Marinelli προτιμάται η χρήση κολλητικής ταινίας με σκοπό να συγκρατεί το καπάκι στη θέση του. Ειδικά στην περίπτωση δείγματος νερού, όπου ο κίνδυνος διαρροής και καταστροφής του ανιχνευτή πρέπει να εξαληφθεί, επιλέγεται και η χρήση προστατευτικής πλαστικής σακούλας που περιβάλλει το δοχείο. Όσον αφορά την επίδραση της προστατευτικής σακούλας στα αποτελέσματα της μέτρησης, θεωρείται αμελητέα.

Λόγω του μεγαλύτερου όγκου της γεωμετρίας Marinelli αναμένεται υπεροχή της σε όρους απόδοσης στην περιοχή μεσαίων και υψηλών ενεργειών, έναντι των υπόλοιπων γεωμετριών όγκου που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ και παρουσιάζονται στη συνέχεια.

Για τα φωτόνια χαμηλών ενεργειών δεν υπάρχει τόσο ξεκάθαρη εκτίμηση, καθώς τα φωτόνια που εισέρχονται από παράπλευρο ή την κάτω επιφάνεια εξασθενούν έντονα εντός του κρυοστάτη. Σε κάθε περίπτωση οι παραπάνω εκτιμήσεις ελέγχθηκαν με λεπτομέρεια στην ΔΕ, όπως παρατίθεται στις παραγράφους που ακολουθούν.

4.3.3 Οι συνήθως χρησιμοποιούμενες γεωμετρίες όγκου στο ΕΠΤ-ΕΜΠ

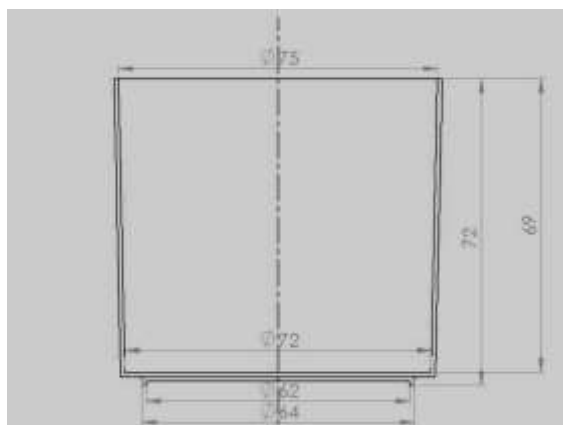
Το μεγαλύτερο μέρος των δειγμάτων που αναλύονται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ είναι δείγματα όγκου. Τα δείγματα αυτά εμπεριέχονται σε τυποποιημένο κυλινδρικό δοχείο, όγκου 282cm³, στο οποίο συσκευάζονται στερεά και υγρά δείγματα. Το δοχείο αυτό δεν είναι απόλυτα κυλινδρικό αλλά ελαφρώς κωνικό και σύμφωνα με παλαιότερες εργασίες (Αναγνωστάκης, 1998) περιγράφεται από την εξίσωση:

$$R = 0.029 * h + 3.54 \quad (4.1)$$

Όπου:

R: Η ακτίνα του δοχείου.

h: Το ύψος του δοχείου.



Σχήμα 4.3: Σκαρίφημα τυποποιημένου δοχείου πηγών όγκου

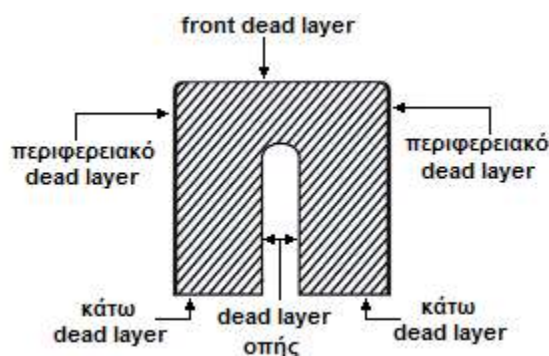
Το δοχείο είναι κατασκευασμένο από πλαστικό, στο οποίο παρουσιάζεται αρκετά χαμηλή εξασθένιση των φωτονίων χαμηλών ενεργειών, κυρίως για ενέργειες μεγαλύτερες των 50keV. Τα τοιχώματα του δοχείου - περιφερειακά και στη βάση - έχουν πάχος περίπου 1mm. Με το συγκεκριμένο δοχείο έχουν ορισθεί και χρησιμοποιούνται οι ακόλουθες γεωμετρίες:

- Γεωμετρία «2»: Αντιστοιχεί σε πλήρωση του δοχείου, με όγκο 282cm³.
- Γεωμετρία «5»: Αντιστοιχεί σε πλήρωση του δοχείου μέχρι ύψους 2.2cm, με όγκο δείγματος 97.2cm³.
- Γεωμετρία «8»: Αντιστοιχεί σε πλήρωση του δοχείου μέχρι ύψους 1.0cm, με όγκο δείγματος 40.0cm³.

Για καθεμία από τις παραπάνω γεωμετρίες, το δείγμα τοποθετείται ακριβώς πάνω από τον ανιχνευτή.

4.4 Εκτίμηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή HPGe του ΕΠΤ-ΕΜΠ

Όπως έχει ήδη αναφερθεί στο πλαίσιο της ΔΕ έγινε η βαθμονόμηση απόδοσης της διάταξης του ανιχνευτή Ge, για γεωμετρία Marinelli, με χρήση τεχνικών προσομοίωσης Monte-Carlo. Για την πραγματοποίηση των προσομοιώσεων μέσω του κώδικα PENELOPE είναι απαραίτητη η λεπτομερής περιγραφή των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της ανιχνευτικής διάταξης, σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν στο 3^ο Κεφάλαιο. Η περιγραφή της διάταξης περιλαμβάνει τον ανιχνευτή, τη θωράκιση και το δείγμα. Όσον αφορά τη θωράκιση και το αναλυόμενο δείγμα, οι διαστάσεις τους μπορούν να μετρηθούν με ευκολία. Ομοίως και για τις εξωτερικές διαστάσεις του ανιχνευτή, όπως η εξωτερική διάμετρος του κρυστάτη. Στο εσωτερικό του κρυστάτη, διαστάσεις όπως η διάμετρος και το ύψος του κρυστάλλου και η σχετική θέση του κρυστάλλου εντός του κρυστάτη, είτε παρέχονται από τον κατασκευαστή, είτε πρέπει να μετρηθούν ή να προσεγγιστούν μέσω της μεθόδου της ραδιογραφίας. Το πρόβλημα της λεπτομερούς περιγραφής εντοπίζεται κυρίως στον προσδιορισμό της νεκρής περιοχής (dead layer), δηλαδή της ανενεργού ζώνης περιμετρικά της ευαίσθητης (ενεργού) περιοχής του ανιχνευτή. Φωτόνια τα οποία αλληλεπιδρούν εντός της ζώνης αυτής δεν καταγράφονται στον ανιχνευτή. Το πάχος του dead layer εξαρτάται από τη γεωμετρία του ανιχνευτή, το βάθος και το είδος της επαφής που έχει σχηματισθεί από τον κατασκευαστή στην επιφάνειά του και την υψηλή τάση πόλωσης που εφαρμόζεται. Το μέγεθος αυτό συνήθως δεν δίνεται από τον κατασκευαστή, ή δίνεται κατ' εκτίμηση και πρέπει να προσδιορίζεται, συνήθως πειραματικά. Για έναν ομοαξονικό κρύσταλλο γερμανίου, όπως ο HPGe, οι τυπικές νεκρές ζώνες παρουσιάζονται στο ακόλουθο σχήμα:



Σχήμα 4.4: Νεκρές ζώνες κρυστάλλου γερμανίου (dead layers)

Στη βιβλιογραφία υπάρχει σειρά από δημοσιεύσεις στις οποίες δίνονται ιδέες και κατευθύνσεις για το πώς πρέπει να γίνεται η εκτίμηση του πάχους του dead layer (Rodenas, et al., 2003), (Liye, et al., 2006), (Schlager, 2007).

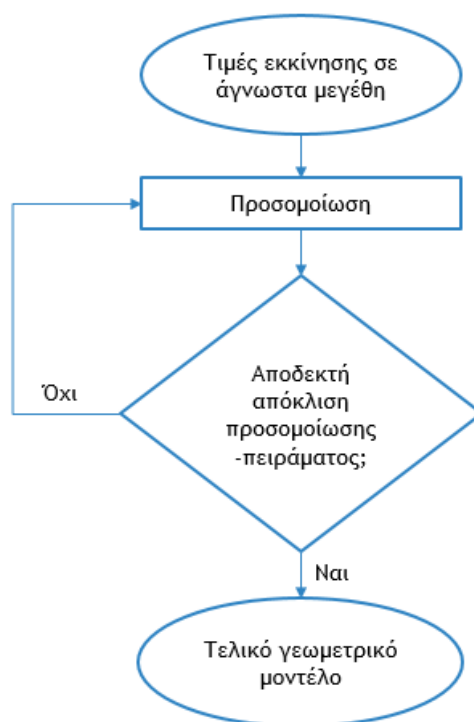
4.4.1 Μεθοδολογία εκτίμησης διαστάσεων ανιχνευτή

Η μεθοδολογία που ακολουθείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ για τον προσδιορισμό των γεωμετρικών χαρακτηριστικών ενός ανιχνευτή, ο οποίος πρόκειται να προσομοιωθεί με την τεχνική Monte-Carlo, είναι μία επαναληπτική διαδικασία. Η διαδικασία στηρίζεται στη σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων τα οποία λαμβάνονται με χρήση γνωστών ραδιενεργών πηγών και αποτελεσμάτων προσομοίωσης της απόδοσης της ανιχνευτικής

διάταξης. Με αρχικές εκτιμήσεις των γεωμετρικών χαρακτηριστικών υπολογίζεται η απόδοση μέσω της προσομοίωσης και γίνεται σύγκριση με τα αντίστοιχα πειραματικά σημεία. Ανάλογα με το αποτέλεσμα της σύγκρισης τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά τροποποιούνται και επαναλαμβάνεται η προσομοίωση και η σύγκριση. Η διαδικασία επαναλαμβάνεται μέχρι να επιτευχθεί ικανοποιητική σύγκλιση πειραματικών αποτελεσμάτων και αποτελεσμάτων της προσομοίωσης. Οι πηγές επιλέγονται κατάλληλα έτσι ώστε να εκπέμπουν φωτόνια σε ενέργειες που να καλύπτουν όσο το δυνατόν καλύτερα το ενεργειακό φάσμα λειτουργίας του ανιχνευτή (Rodenas, et al., 2003).

Το τελικό γεωμετρικό μοντέλο που θα προκύψει από την επαναληπτική διαδικασία, δηλαδή το σύνολο των γεωμετρικών χαρακτηριστικών πηγής και ανιχνευτή δεν θεωρείται σε καμία περίπτωση ότι περιγράφει ακριβώς τη γεωμετρία που προσομοιώνεται. Οι διαστάσεις που προκύπτουν δεν είναι απαραίτητα οι πραγματικές, αλλά ένας συνδυασμός διαστάσεων που δίνει αποτελέσματα κοντά στα πειραματικά, λαμβάνοντας υπόψη και φαινόμενα τα οποία ενδεχομένως δεν μπορούν να προσομοιωθούν, όπως για παράδειγμα το φαινόμενο της ανεπαρκούς συλλογής σήματος στον ανιχνευτή κλπ (Παπαδιουνού, 2015). Επομένως, υπάρχουν περισσότερα από ένα γεωμετρικό μοντέλο που θα μπορούσε να περιγράφει ικανοποιητικά τον ανιχνευτή και να δίνει αντίστοιχα αποτελέσματα με αυτά των πειραματικών. Η παραπάνω μεθοδολογία εκτίμησης διαστάσεων έχει εφαρμοστεί στο ΕΠΤ-ΕΜΠ για πηγές διαφόρων γεωμετριών και ενεργειών προκειμένου να επιτυγχάνεται η καλύτερη αντιμετώπιση του προβλήματος. Η χρήση σημειακών πηγών, για παράδειγμα, είχε οδηγήσει σε μία πρώτη εκτίμηση του γεωμετρικού μοντέλου για το συγκεκριμένο ανιχνευτή. Στη συνέχεια, με χρήση πηγών όγκου στις γεωμετρίες «2», «5» και «8» που αναφέρθηκαν προηγουμένως, οδήγησαν σε διαφορετικά μοντέλα που ικανοποιούσαν τα εκάστοτε πειραματικά αποτελέσματα. Στην παρούσα ΔΕ, η χρήση της γεωμετρίας Marinelli αναμένεται ότι θα οδηγήσει σε ένα διαφορετικό γεωμετρικό μοντέλο από τα προηγούμενα. Ένας τουλάχιστον λόγος για αυτό οφείλεται στη μεγάλη σημασία που έχει για την προσομοίωση της γεωμετρίας Marinelli η τιμή του περιφερειακού dead layer του ανιχνευτή. Επισημαίνεται ότι για τις προηγούμενες βαθμονομήσεις που αφορούσαν κυλινδρικές γεωμετρίες, όπου τα φωτόνια έφταναν στον ανιχνευτή από την άνω πλευρά του, το πάχος του περιφερειακού dead layer είχε μικρή σημασία.

Στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, το μέγεθος που επιλέγεται για τη σύγκριση μεταξύ υπολογιστικών και πειραματικών τιμών είναι η απόδοση φωτοκορυφής (peak efficiency). Απαραίτητος είναι και ο προσδιορισμός των αβεβαιοτήτων των πειραματικών τιμών και των τιμών της προσομοίωσης, ώστε να είναι δυνατός ο στατιστικός έλεγχος κατά τη σύγκριση. Η επαναληπτική διαδικασία των προσομοιώσεων τερματίζεται όταν επιτευχθεί ένα όριο απόκλισης που θεωρείται αποδεκτό. Στη βιβλιογραφία βρέθηκε ότι θεωρούνται αποδεκτές αποκλίσεις της τάξεως του 1-3% (Schlager, 2007) και, σε ορισμένες περιπτώσεις, γίνονται αποδεκτές και μεγαλύτερες αποκλίσεις, της τάξεως του 5% (Liye, et al., 2006). Σε κάθε περίπτωση, το επίπεδο της αποδεκτής απόκλισης ανάμεσα στα πειραματικά δεδομένα και εκείνα της προσομοίωσης επιλέγεται από το χρήστη.



Σχήμα 4.5: Σχηματική αναπαράσταση της επαναληπτικής διαδικασίας προσδιορισμού των γεωμετρικών διαστάσεων ανιχνευτή HPGe

4.4.2 Αρχική εκτίμηση διαστάσεων του ανιχνευτή HPGe

Σύμφωνα με το πιστοποιητικό του κατασκευαστή (Παράρτημα Α.1), ο ανιχνευτής HPGe που εξετάζεται έχει τα ακόλουθα γεωμετρικά χαρακτηριστικά:

- Διάμετρος: 59.5mm
- Μήκος: 61.0mm
- Απόσταση από παράθυρο κρυστάτη: 6.0mm

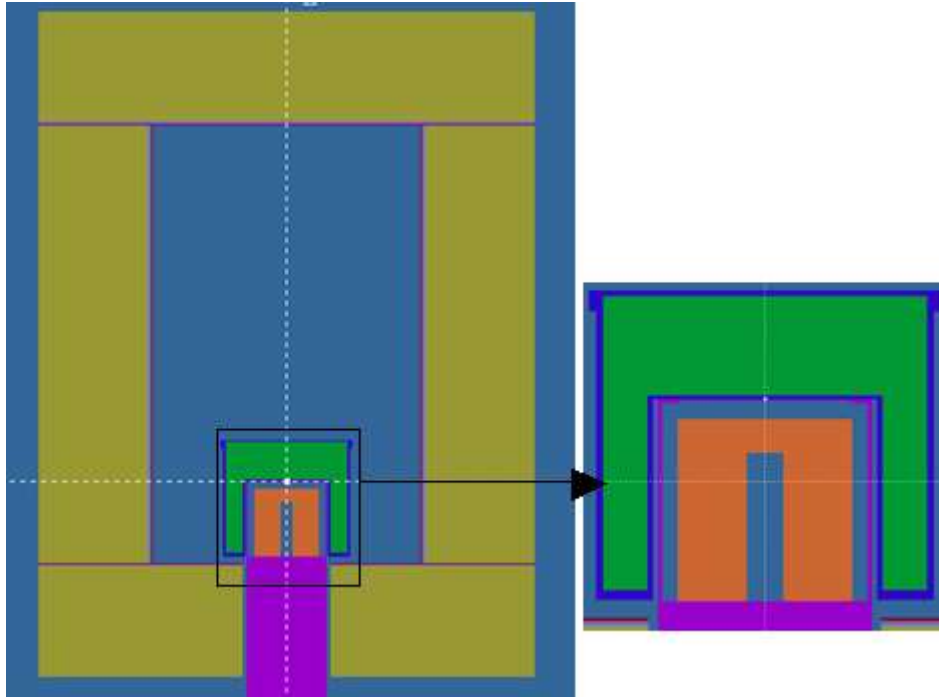
Γνωστό είναι επίσης ότι το παράθυρο του ανιχνευτή είναι κατασκευασμένο από αλουμίνιο (Al), όπως και το περίβλημα του κρυστάτη. Το πάχος του παραθύρου βρέθηκε από τη βιβλιογραφία και τα πιστοποιητικά του κρυστάτη ίσο με 0.5mm. Όσον αφορά στο πάχος του περιβλήματος του κρυστάτη, δεν ανευρέθη καμμία τιμή στα πιστοποιητικά του ανιχνευτή και για το λόγο αυτό θα θεωρηθεί η τιμή 1.5mm από τη βιβλιογραφία (Rodenas, et al., 2003). Η περιφερειακή απόσταση του κρυστάλλου από τον κρυστάτη θα θεωρηθεί ίση με την απόσταση από το παράθυρο, δηλαδή 6mm. Οι διαστάσεις της οπής του ανιχνευτή και τα πάχη των dead layers αποτελούν τις αγνώστες παραμέτρους που πρέπει να εκτιμηθούν για να ξεκινήσει η προσομοίωση.

Ως τιμές εκκίνησης για τις όλες τις διαστάσεις θα χρησιμοποιηθούν τα αποτελέσματα που προκύπτουν από παλαιότερη ΔΕ που εκπονήθηκε στο ΕΠΤ-ΕΜΠ (Παπαδιουσίου, 2015) και αφορούσε στη βαθμονόμηση του ίδιου ανιχνευτή HPGe σχετικής απόδοσης 40%, για γεωμετρία σημειακής πηγής και για τις πηγές όγκου γεωμετρίας «2», «5» και «8». Όπως έχει αναφερθεί, το γεωμετρικό μοντέλο που προκύπτει από τη επαναληπτική διαδικασία αποτελεί μια προσέγγιση που έρχεται σε συμφωνία όσο το δυνατόν περισσότερο με τα πειραματικά δεδομένα. Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά που προσδιορίζονται μέσω μιας συγκεκριμένης γεωμετρίας δείγματος-ανιχνευτή μπορούν να

οδηγούν σε μεγάλες αποκλίσεις μεταξύ πειραμάτων και προσομοιώσεων μιας διαφορετικής γεωμετρίας. Επομένως, το μοντέλο που προτάθηκε στη ΔΕ Παπαδιονυσίου ήταν μια προσέγγιση που τώρα θα πρέπει ενδεχομένως να αναθεωρηθεί, καθώς η γεωμετρία Marinelli, σε αντίθεση με τις άλλες πηγές όγκου, περιβάλλει και περιμετρικά τον ανιχνευτή. Αξίζει να σημειωθεί ότι κατά την εκπόνηση της ΔΕ Παπαδιονυσίου είχαν προκύψει αμφιβολίες για το κατά πόσον οι παράμετροι που θεωρήθηκαν σταθερές κατά την επαναληπτική διαδικασία είχαν εκτιμηθεί σωστά, καθώς δεν είναι απίθανο οι διαστάσεις που εκτιμούνται από την βιβλιογραφία, αλλά ακόμα και για αυτές που δίνονται από τον κατασκευαστή να αποκλίνουν ελαφρά από τις πραγματικές. Έτσι, οι τιμές εκκίνησης για την παρούσα ΔΕ που παρουσιάζονται στον ακόλουθο πίνακα είναι τα τελικά αποτελέσματα της εργασίας εκείνης.

Εξωτερική διάμετρος ανιχνευτή	58.5mm
Μήκος ανιχνευτή	61.0mm
Απόσταση κρυστάλλου από παράθυρο	7.0mm
Πάχος παραθύρου	0.5mm
Πάχος τοιχώματος κρυστάτη	1.5mm
Απόσταση κρυστάλλου από τοίχωμα	6.0mm
Άνω dead layer	550μm
Περιφερειακό dead layer	700μm
Κάτω dead layer	700μm
Εσωτερική διάμετρος οπής	12.6mm
Μήκος οπής	50.0mm

Πίνακας 4.1: Τιμές εκκίνησης γεωμετρικών χαρακτηριστικών ανιχνευτή HPGe (Παπαδιονυσίου, 2015)



Σχήμα 4.6: Απεικόνιση ανιχνευτικής διάταξης μέσω του προγράμματος GVIEW2D.

4.4.3 Μελέτη της επίδρασης του φαινομένου της αυτοαπορρόφησης για ενέργεια 661.6keV.

Στην παρούσα ΔΕ, αρχικός στόχος ήταν ο υπολογισμός της απόδοσης του ανιχνευτή HPGe για δείγμα νερού και για ενέργεια φωτονίων 661.6keV, με τη χρήση γεωμετρίας Marinelli. Καθώς σε όλη τη διαδικασία πρόκειται να χρησιμοποιηθούν δείγματα σε γεωμετρία Marinelli από διάφορα υλικά, τα οποία διατίθενται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, ως ένα πρώτο βήμα θεωρήθηκε ότι θα πρέπει να ελεγχθεί το κατά πόσον η διαφορετική σύσταση του δείγματος επιδρά σημαντικά στην απόδοση. Για το λόγο αυτό, διερευνήθηκε η ενδεχόμενη επίδραση της φαινομένου της αυτοαπορρόφησης στα δείγματα νερού και το κατά πόσον είναι αναγκία διόρθωση λόγω αυτοαπορρόφησης από το υλικό «νερό» στο υλικό «διάλυμα 4M HCl», από το οποίο συνήθως είναι κατασκευασμένες οι πηγές βαθμονόμησης που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ. Η διερεύνηση αυτή έγινε μέσω προσομοιώσεων με τον κώδικα PENELOPE. Η γεωμετρία του ανιχνευτή λήφθηκε σύμφωνα με τις τιμές εκκίνησης του Πίνακα 4.1. Επισημαίνεται ότι σε αυτή τη φάση δεν παίζει σημαντικό ρόλο να χρησιμοποιηθούν τα ακριβή γεωμετρικά χαρακτηριστικά, καθώς αυτό που ενδιαφέρει είναι η σύγκριση της απόδοσης για την ίδια γεωμετρία με τα δύο υλικά. Πρώτα προσομοιώθηκε το δείγμα με 4M HCl και ενέργεια φωτονίων 661.6keV σε γεωμετρία Marinelli, το οποίο αποτελεί την πηγή βαθμονόμησης. Ο υπολογισμός της απόδοσης για την ενέργεια αυτή έγινε σύμφωνα με τη σχέση (3.14):

$$eff_{HCl_{4M}} = pdf_{661.6keV} * bin_width = 0.021388 \quad (4.2)$$

Στη συνέχεια προσομοιώθηκε δείγμα νερού και ενέργειας φωτονίων 661.6 keV στην ίδια γεωμετρία. Ο υπολογισμός της απόδοσης έγινε ομοίως:

$$eff_{H2O} = pdf_{661.6keV} * bin_width = 0.021418 \quad (4.3)$$

Τότε, ο συντελεστής αναγωγής της απόδοσης λόγω αυτοαπορρόφησης για τα 661.6 keV ισούται με το λόγο των (4.3) προς (4.2):

$$\eta = \frac{eff_{H_2O}}{eff_{HCL_{4M}}} = 1.0014 \quad (4.4)$$

Πρακτικά $\eta \approx 1$ άρα το δείγμα του νερού και η πηγή βαθμονόμησης 4M HCl έχουν ίδιες ιδιότητες αυτοαπορρόφησης και δεν χρειάζεται διόρθωση της απόδοσης στους μετέπειτα υπολογισμούς. Το αποτέλεσμα αυτό ήταν αναμενόμενο, λαμβάνοντας υπόψη τη εμπειρία από τις βαθμονομήσεις των κυλινδρικών γεωμετριών «2», «5» και «8».

4.4.4 Διαδικασία προσδιορισμού γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή με χρήση δείγματος νερού χαμηλής ραδιενέργειας

Κατά την περίοδο Ιανουαρίου-Φεβρουαρίου 2017, το ΕΠΤ-ΕΜΠ συμμετείχε σε Άσκηση Διασύγκρισης “IAEA-TC-7008/9002/01-TEL-2016-02” που διοργανώθηκε από το Διεθνή Οργανισμό Ατομικής Ενέργειας (ΔΟΑΕ). Ένα από τα δείγματα που είχαν σταλεί προς ανάλυση ήταν και πόσιμο νερό εμπλουτισμένο με ^{134}Cs και ^{137}Cs , γνωστής ραδιενέργειας, (Sample 3), το οποίο αποτελούσε το δείγμα ποιοτικού ελέγχου των μετρήσεων (Quality Control Sample). Για το δείγμα αυτό ήταν γνωστό με ημερομηνία αναφοράς 1/1/2017 περιείχε $0.5 \pm 0.011 \text{ Bq/kg } ^{134}\text{Cs}$ και $0.5 \pm 0.005 \text{ Bq/kg } ^{137}\text{Cs}$. Στο δείγμα δεν είχε προστεθεί οξύ ή κάποιο άλλο υλικό.

Ποσότητα από το δείγμα αυτό αποφασίσθηκε να χρησιμοποιηθεί στα πλαίσια της παρούσας ΔΕ. Πριν τις όποιες αναλύσεις σε γεωμετρία Marinelli, το δείγμα αναλύθηκε σε μία από τις συνήθως χρησιμοποιούμενες στο ΕΠΤ-ΕΜΠ γεωμετρίες (γεωμετρία «2»). Ο λόγος της διερεύνησης αυτής ήταν για να αποκλειστεί εντελώς το ενδεχόμενο να έχει προσροφηθεί ^{137}Cs στο πλαστικό δοχείο φύλαξης του δείγματος, με συνακόλουθη μείωση της ειδικής του ραδιενέργειας του δείγματος. Η ανάλυση έγινε στον ανιχνευτή XtRa του ΕΠΤ-ΕΜΠ, ο οποίος διαθέτει και σύστημα Compton Suppression (CSS) για μείωση του συνεχούς υποστρώματος. Λαμβάνονται έτσι δύο ενεργειακά φάσματα, το πρώτο με ονομασία **WT109A**, χωρίς τη χρήση του CSS, και το δεύτερο με ονομασία **WT109B**, με τη χρήση του CSS.

Ενεργειακό φάσμα	Ενέργεια (keV)	Activity (Bq/kg)	$\sigma(\%)$
WT109A	661.6	0.475188	8.485
WT109B	661.6	0.489841	4.727

Πίνακας 4.2: Τιμές ραδιενέργειας που λήφθηκαν αναλύοντας δείγμα γεωμετρίας «2» σε ανιχνευτή XtRa χωρίς και με τη χρήση CSS.

Καθώς διατίθενται δύο τιμές για τη ραδιενέργεια του ^{137}Cs , υπολογίζεται η σταθμισμένη μέση τιμή της ραδιενέργειας σύμφωνα με τον τύπο:

$$\overline{Activity} = \frac{activity_1 \cdot \sigma_1^{-2} + activity_2 \cdot \sigma_2^{-2}}{\sigma_1^{-2} + \sigma_2^{-2}} = 0.48637 \text{ Bq/kg} \quad (4.5)$$

Και η αβεβαιότητα υπολογίζεται:

$$\sigma(activity)\% = \sqrt{\frac{1}{\sigma_1^{-2} + \sigma_2^{-2}}} * 100 = 4.13\% \quad (4.6)$$

Για την αναγωγή της ραδιενέργειας του ^{137}Cs στην ημερομηνία αναφοράς (decay correction), χρησιμοποιείται η σχέση:

$$R(t) = R(t = 0) * e^{-\lambda * t} \quad (4.7)$$

Το δείγμα αναλύθηκε στις 17/5/2017 και με ημερομηνία αναφοράς για decay correction την 1/1/2017 το χρονικό διάστημα που μεσολάβησε είναι $t=137$ ημέρες. Επίσης, ο χρόνος ημιζωής του ^{137}Cs είναι $T_{1/2}=11018.3$ ημέρες, οπότε $\lambda=\ln 2/T_{1/2}=6.29087*10^{-5}$ ημέρες $^{-1}$. Έτσι η ραδιενέργεια του ^{137}Cs στην ημερομηνία αναφοράς είναι $R_{137} = 0.4957 \pm 0.02$ Bq/kg. Όπως εύκολα διαπιστώνεται με στατιστικό τεστ, η ραδιενέργεια που μετράται δεν παρουσιάζει σημαντική διαφορά από την θεωρητικά αναμενόμενη 0.5 ± 0.005 Bq/kg.

4.4.5 Μέτρηση δείγματος νερού γνωστής ραδιενέργειας στον ανιχνευτή HPGe με γεωμετρία Marinelli

Προκειμένου να ληφθούν πειραματικά δεδομένα για την βαθμονόμηση της γεωμετρίας Marinelli στον ανιχνευτή HPGe, το δοχείο Marinelli πληρούται με νερό από το παραπάνω δείγμα γνωστής ραδιενέργειας. Η μέτρηση δειγμάτων νερού με τη συγκεκριμένη γεωμετρία απαιτεί προσοχή για τους λόγους που αναφέρθηκαν στην αρχή του παρόντος κεφαλαίου. Καθώς το δοχείο Marinelli πρόκειται να επαναχρησιμοποιηθεί και δεν μπορεί να σφραγιστεί με μεγάλη ασφάλεια, το δοχείο γεμίζεται μέχρι ύψους 9.8cm, δηλαδή παραμένει κενό 0.6cm. Το δείγμα με ονομασία **WT110A** και καθαρή μάζα νερού 561.5gr αναλύεται για χρόνο $t=767745\text{sec}$. Μέση ημερομηνία για τον υπολογισμό της απομείωσης λόγω decay για το δείγμα WT110A λαμβάνεται η 7/6/2017, οπότε και η ραδιενέργεια του δείγματος αναμένεται να είναι **$R_{Cs-137}=0.4951$ Bq/kg**. Το δεδομένο που ενδιαφέρει από το ενεργειακό φάσμα του δείγματος είναι η επιφάνεια της φωτοκορυφής, η οποία είναι $area=3020 \pm 7.4\%$. Από το σημείο αυτό και στο εξής ως ημερομηνία υπολογισμού της απομείωσης λόγω decay λαμβάνεται η 7/6/2017.

Παράλληλα με το πείραμα, έγινε και η προσομοίωση της ανάλυσης του δείγματος νερού γεωμετρίας Marinelli για ενέργεια φωτονίων 661.6keV στον ανιχνευτή HPGe, με γεωμετρικά χαρακτηριστικά τις τιμές εκκίνησης. Από το αρχείο εξόδου spc-enddet-01.dat και μέσω της σχέσης (3.14) υπολογίζεται η απόδοση του ανιχνευτή για την δεδομένη ενέργεια: $eff_{661.6}=0.02244$. Η ραδιενέργεια του δείγματος υπολογίζεται σύμφωνα με τη σχέση (3.6):

$$Activity = \frac{area}{time * yield * eff} = \frac{3020}{767745 * 0.85 * 0.02244} = 0.206 \text{ Bq} \quad (4.8)$$

Και, τελικά η ειδική ραδιενέργεια του δείγματος υπολογίζεται από τη σχέση: $activity = 0.206/0.5615=0.3673$ Bq/kg.

Αναμενόμενη ραδιενέργεια δείγματος μετά από decay correction (7/6/2017)	0.4951 ± 0.02 Bq/kg
Υπολογισμός ραδιενέργειας μέσω προσομοίωσης για τιμές εκκίνησης	0.3673 ± 4.81 Bq/kg

Πίνακας 4.3: Ειδική ραδιενέργεια για το δείγμα νερού που αναλύθηκε με Marinelli σε ανιχνευτή HPGe

Είναι εμφανές ότι οι τιμές αποκλίνουν στατιστικά σημαντικά, πιθανότατα εξαιτίας του ακατάλληλου γεωμετρικού μοντέλου του ανιχνευτή. Μέσω επαναληπτικής διαδικασίας θα αναζητηθεί το αποδεκτό γεωμετρικό μοντέλο.

Δοκιμή νέων γεωμετρικών χαρακτηριστικών ανιχνευτή – Αύξηση περιφερειακού dead layer

Όπως έχει αναφερθεί, οι τιμές εκκίνησης συμφωνούν με ένα γεωμετρικό μοντέλο που προέκυψε από τη χρήση σημειακών πηγών και πηγών όγκου, οι οποίες ήταν τοποθετημένες πάνω στον ανιχνευτή. Τα φωτόνια προσβάλλουν τον ανιχνευτή από την άνω πλευρά. Η γεωμετρία Marinelli περιβάλλει τον ανιχνευτή και από το πλάι. Επομένως τα μεγέθη που βρίσκονται περιφερειακά του ανιχνευτή πρέπει να επανεξεταστούν. Στοχεύοντας σε αύξηση της υπολογιζόμενης ραδιενέργειας, η οποία επιτυγχάνεται με μείωση της απόδοσης για τη συγκεκριμένη ενέργεια, ένα πρώτο βήμα είναι η αύξηση του περιφερειακού dead layer του ανιχνευτή. Δοκιμάζονται προσομοιώσεις με δύο διαφορετικές τιμές και συγκρίνονται με την τιμή εκκίνησης, των 700μm. Ο υπολογισμός γίνεται με τη σχέση (4.8) και κάθε φορά αλλάζει μόνο η τιμή της απόδοσης που λαμβάνεται από τα αποτελέσματα της προσομοίωσης για τα συγκεκριμένα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στον ακόλουθο πίνακα 4.4. Όπως γίνεται εμφανές, η επίδραση του περιφερειακού dead layer στον υπολογισμό της ραδιενέργειας του δείγματος δεν είναι αρκετή.

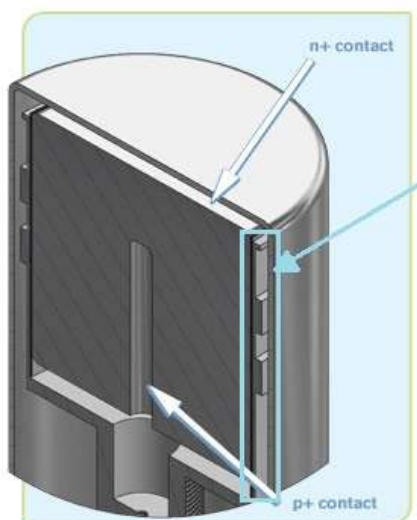
Περιφερειακό dead layer (μm)	Απόδοση ανιχνευτή για 661.6keV(eff)	Αβεβαιότητα απόδοσης σ(eff)%	Υπολογιζόμενη ραδιενέργεια δείγματος (Bq/kg)	Αβεβαιότητα ραδιενέργειας σ(activity)%
700	0.02244	1.73	0.3673	4.81
900	0.02209	1.66	0.3731	4.78
1100	0.02245	1.71	0.3671	4.80

Πίνακας 4.4: Παρουσίαση αποτελεσμάτων προσομοιώσεων για αύξηση του περιφερειακού dead layer.

Δοκιμή νέων γεωμετρικών χαρακτηριστικών ανιχνευτή – Προσθήκη διάταξης συγκράτησης

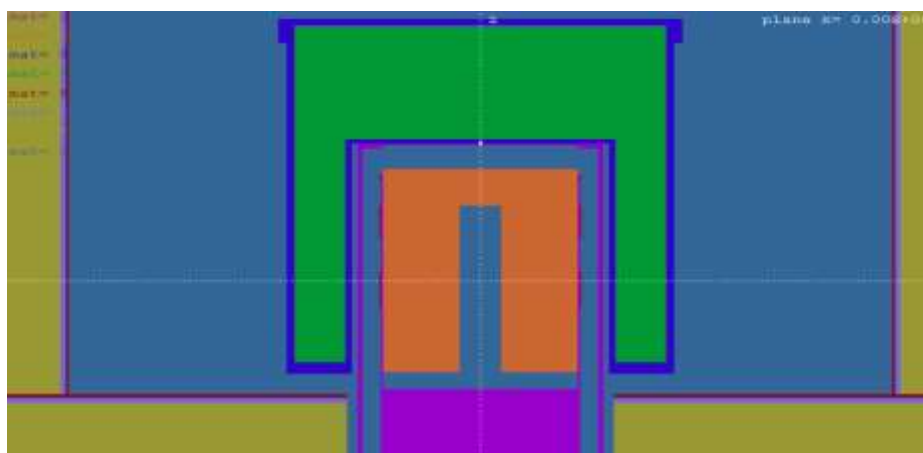
Μέσω καλύτερης παρατήρησης της απεικόνισης του ανιχνευτή, οδηγούμαστε στο συμπέρασμα ότι στις αρχικές προσομοιώσεις υπήρχαν ορισμένα γεωμετρικά στοιχεία τα οποία δεν είχαν περιληφθεί στην περιγραφή του ανιχνευτή στο αρχείο γεωμετρίας. Πρόκειται για τη διάταξη συγκράτησης του ανιχνευτή μέσα στον κρυοστάτη, η οποία βρίσκεται περιμετρικά του ανιχνευτή και παρουσιάζεται στο σχήμα (4.7) εντός πλαισίου. Στη μελέτη γεωμετριών όπως οι «2», «5» και «8», η συμβολή της διάταξης αυτής είναι ελάχιστη και για το λόγο αυτό είχε αγνοηθεί. Για τη γεωμετρία Marinelli, όμως, είναι μια σημαντική παράμετρος που επηρεάζει την απόδοση της ανιχνευτικής διάταξης. Δεδομένα για τις διαστάσεις της διάταξης συγκράτησης δεν δίνονται από τον κατασκευαστή. Σε βιβλιογραφική αναζήτηση βρέθηκαν πληροφορίες μόνο για τα υλικά που χρησιμοποιούνται, αλλά όχι για τις διαστάσεις. Συγκεκριμένα, αποτελείται από τρεις

κυλινδρικές διαμορφώσεις από χαλκό (Cu), οι οποίες στηρίζονται σε φύλλο αλουμινίου (Al), και συγκρατούν τον ανιχνευτή σε συγκεκριμένη θέση εντός του κρυοστάτη. Οι διαστάσεις τους λαμβάνονται κατ' εκτίμηση, ενώ όσον αφορά στη θέση τους θεωρείται ότι η άνω επιφάνεια του ανιχνευτή υπερέχει της διάταξης συγκράτησης κατά 2mm.



Σχήμα 4.7: Απεικόνιση ανιχνευτικής διάταξης HPGe. Επισημαίνεται με γαλάζιο χρώμα η διάταξη συγκράτησης του ανιχνευτή.

Επιπλέον, γίνεται η παραδοχή ότι το φύλλο αλουμινίου εκτείνεται από το σημείο αυτό και για όλο το ύψος του ανιχνευτή, τον οποίο και συγκρατεί 0.5cm πάνω από την εσωτερική επιφάνεια του κρυοστάτη. Το πλάτος του πρώτου δακτυλίου χαλκού είναι 1.5mm. Ενώ το πλάτος του δεύτερου και του τρίτου είναι 1cm. Το πάχος του φύλλου αλουμινίου και το πάχος των δακτυλίων χαλκού λαμβάνονται ίσα με 0.5mm. Με τα γεωμετρικά αυτά χαρακτηριστικά να συμπληρώνουν τη γεωμετρία της διάταξης, έγιναν τρεις προσομοιώσεις με διαφορετικά περιφερειακά dead layer, όπως παρουσιάζονται και στον πίνακα 4.5. Γίνεται εμφανές ότι η προσθήκη της διάταξης αυτής συνέβαλε στην καλύτερη προσέγγιση της υπολογιζόμενης ραδιενέργειας, χωρίς όμως και πάλι τα αποτελέσματα να είναι αποδεκτά.



Σχήμα 4.8: Απεικόνιση ανιχνευτικής διάταξης, συμπεριλαμβανομένης διάταξης συγκράτησης ανιχνευτή από Al και Cu μέσω του προγράμματος GVIEW2D.

Περιφερειακό dead layer (μm)	Απόδοση ανιχνευτή για 661.6keV (eff)	Αβεβαιότητα απόδοσης $\sigma(\text{eff})\%$	Υπολογιζόμενη ραδιενέργεια δείγματος (Bq/kg)	Αβεβαιότητα ραδιενέργειας $\sigma(\text{activity})\%$
700	0.02038	1.74	0.4044	4.81
900	0.02055	1.82	0.4010	4.84
1100	0.01935	1.65	0.4258	4.78

Πίνακας 4.5: Αποτελέσματα προσομοιώσεων, με διάταξη συγκράτησης ανιχνευτή για διάφορες τιμές του περιφερειακού dead layer.

Ακολούθησε δοκιμή με αύξηση του πάχους των στοιχείων της διάταξης συγκράτησης. Το πάχος του φύλλου αλουμινίου λαμβάνεται ίσο με 0.7mm και το πάχος των διαμορφώσεων χαλκού ίσο με 1.4mm. Τα αποτελέσματα αποτυπώνονται αναλυτικά στον πίνακα 4.6.

Περιφερειακό dead layer (μm)	Άνω dead layer (μm)	Απόδοση ανιχνευτή για 661.6keV(eff)	Αβεβαιότητα απόδοσης $\sigma(\text{eff})\%$	Υπολογιζόμενη ραδιενέργεια δείγματος (Bq/kg)	Αβεβαιότητα ραδιενέργειας $\sigma(\text{activity})\%$
700	550	0.0199	1.02	0.4141	4.60
900	550	0.01911	1.06	0.4312	4.61
1100	550	0.01906	0.66	0.4325	4.53

Πίνακας 4.6: Αποτελεσμάτων προσομοιώσεων με αύξηση του πάχους της διάταξης συγκράτησης του ανιχνευτή για διάφορες τιμές του dead layer

Παρά το γεγονός ότι παρατηρείται αύξηση της υπολογιζόμενης ραδιενέργειας, όπως ήταν άλλωστε αναμενόμενο μετά τις αλλαγές, κάτι που σημαίνει ότι το τελευταίο γεωμετρικό μοντέλο της προσομοίωσης είναι καλύτερο από το αρχικό, αποφασίσθηκε ότι η όποια επιπλέον τροποποίηση του γεωμετρικού μοντέλου θα πρέπει να γίνει λαμβάνοντας υπόψη και άλλες ενέργειες φωτονίων, δηλαδή με χρήση και άλλων πηγών.

4.4.6 Μέτρηση δείγματος υπτάμενης τέφρας γνωστής ραδιενέργειας στον ανιχνευτή HPGe σε γεωμετρία Marinelli

Όπως έχει αναφερθεί και προηγουμένως, κατά τη διάρκεια της ΔΕ χρησιμοποιήθηκε ένα δοχείο Marinelli στο οποίο κάθε φορά τοποθετείτο το αντίστοιχο ραδιενεργό παρασκεύασμα που χρησιμοποιείται για βαθμονόμηση ή ανάλυση.

Διερεύνηση δυνατότητας επανάχρησης δοχείου Marinelli

Για να είναι δυνατή η εκ νέου χρήση δοχείου, ειδικά για την ανάλυση δειγμάτων χαμηλής ραδιενέργειας, πρέπει πρώτα να εξασφαλισθεί ότι μετά τον καθαρισμό τους δεν ανιχνεύεται σε αυτά παραμένονσα ραδιενέργεια από το δείγμα που έχει αναλυθεί. Για το

λόγο αυτό, το δοχείο αφού άδειασε και καθαρίστηκε με νερό και σαπούνι, ξεπλύθηκε με ελαφρύ διάλυμα οξέως και πληρώθηκε με αποσταγμένο νερό, μάζας 576.1gr, μέχρι ύψους 9.8 cm. Στη συνέχεια αναλύθηκε στον ανιχνευτή HPGe. Καθώς το ^{137}Cs είναι στοιχείο που δεν υπάρχει στο υπόστρωμα του ανιχνευτή, η ενδεχόμενη παρουσία του στο φάσμα θα οφείλεται αποκλειστικά σε ^{137}Cs που παραμένει στα τοιχώματα του δοχείου ακόμα και μετά τον καθαρισμό με οξύ. Το γεγονός αυτό θα καθιστά αδύνατη την επανάχρηση των δοχείων για μετρήσεις πολύ χαμηλής ραδιενέργειας.

Στο ενεργειακό φάσμα με την ονομασία **WT110B** που ελήφθη κατά την ανάλυση του δείγματος αποσταγμένου νερού, με διάρκεια ανάλυσης $t = 869021 \text{ sec}$, δεν ανιχνεύεται φωτοκορυφή του ^{137}Cs . Δηλαδή η ποσότητα του ^{137}Cs που περιέχεται είναι χαμηλότερη από το κατώτερο όριο ανίχνευσης, το οποίο θα υπολογιστεί σε επόμενη παράγραφο. Επομένως, το δοχείο μπορεί να χρησιμοποιηθεί ξανά. Το φάσμα **WT110B** θα αποτελεί και στο εξής το φάσμα υποστρώματος του ανιχνευτή HPGe για την ανάλυση δειγμάτων νερού σε γεωμετρία Marinelli. Η επιλογή του συγκεκριμένου φάσματος ως φάσμα υποστρώματος της διάταξης, έγινε ώστε να λαμβάνεται υπόψη και η επιπλέον θωράκιση έναντι κοσμικής ακτινοβολίας που παρέχει στον ανιχνευτή η υπόψη γεωμετρία, καθώς περιβάλλει τον ανιχνευτή.

Μέτρηση ραδιενέργειας δείγματος υπτάμενης τέφρας

Καθώς κατά την περίοδο εκπόνησης της ΔΕ δεν διετίθετο στο ΕΠΤ-ΕΜΠ δείγμα νερού με αξιοποιήσιμες ενέργειες φωτονίων σε επαρκή ποσότητα, η μόνη λύση ήταν να χρησιμοποιηθεί δείγμα διαφορετικού υλικού. Έτσι επιλέχθηκε δείγμα υπτάμενης τέφρας από ΑΗΣ της Μεγαλόπολης, καλά αναμεμειγμένης, το οποίο τοποθετείται σε δοχείο γεωμετρίας «2» και αναλύθηκε σε ανιχνευτή Ge, βαθμονομημένο για τη συγκεκριμένη γεωμετρία. Το δείγμα έχει την κωδική ονομασία **TEFRA3**, μάζα 263.6gr και αναλύθηκε για χρόνο $t=350461\text{sec}$. Το ενδιαφέρον κατά την ανάλυση του δείγματος επικεντρώθηκε σε ισότοπα, των οποίων η συγκέντρωση δεν εξαρτάται από τη ραδιενεργό ισορροπία του ραδονίου με τα θυγατρικά του. Όπως έχει αναφερθεί, το ραδόνιο ανήκει στη ραδιενεργό σειρά του ^{238}U και είναι αέριο. Σε περιπτώσεις όπου δεν μπορεί να εξασφαλιστεί η παραμονή του ραδονίου μέσα στο δείγμα που αναλύεται, όπως συμβαίνει και με τα δείγματα που συσκευάζονται σε γεωμετρία Marinelli, εφόσον αυτά δεν σφραγίζονται, πρέπει να αποφεύγεται η επεξεργασία δεδομένων που επηρεάζονται από τη ραδιενεργό ισορροπία της σειράς αυτής. Στο συγκεκριμένο δείγμα θα εξεταστούν τα ισότοπα: ^{40}K , που εκπέμπει φωτόνια ενέργειας 1460.8keV, και του ^{228}Ac , που εκπέμπει φωτόνια σε ενέργειες 338.3keV και 911.1keV. Από την ανάλυση του δείγματος TEFRA3 εκτιμάται η ραδιενέργεια, όπως εκτιμάται από τα φωτόνια της κάθε ενέργειας, ως Net Activity, δηλαδή ειδική ραδιενέργεια από την οποία έχει αφαιρεθεί η συμβολή του υποστρώματος. Στον πίνακα 4.7 παρουσιάζονται οι τιμές της ειδικής ραδιενέργειας για κάθε ενέργεια φωτονίων και η αβεβαιότητά τους.

Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	Net Activity (Bq/kg)	$\sigma(\%)$
^{228}Ac	338.3	57.1	11.8
^{228}Ac	911.1	50.4	5.21

⁴⁰ K	1460.8	496.3	1.09
-----------------	--------	-------	------

Πίνακας 4.7: Ειδική ραδιενέργεια για το δείγμα ιπτάμενης τέφρας,TEFRA3, όπως αναλύθηκε στον ανιχνευτή Ge.

Το ²²⁸Ac εκπέμπει φωτόνια σε δύο ενέργειες και για το λόγο αυτό η ραδιενέργειά του υπολογίζεται ως η σταθμισμένη μέση τιμή των τιμών που εκτιμώνται από καθεμιά από τις ενέργειες αυτές. Ο υπολογισμός γίνεται σύμφωνα με τους τύπους (4.5) για τη ραδιενέργεια και (4.6) για την αβεβαιότητα και δίνει ως αποτέλεσμα:

$$Activity_{Ac-228} = 51.5 \text{ Bq/kg} \pm 4.76 \%$$

Για το ⁴⁰K, η ραδιενέργεια οφείλεται στα φωτόνια ενέργειας 1460.8keV και εκτιμήθηκε σε:

$$Activity_{K-40} = 496.3 \text{ Bq/kg} \pm 1.09 \%$$

Πειραματικός προσδιορισμός της απόδοσης ανιχνευτή HPGe για δείγμα ιπτάμενης τέφρας γεωμετρίας Marinelli

Γνωρίζοντας πλέον τη ραδιενέργεια του δείγματος της ιπτάμενης τέφρας, και θεωρώντας την ως υλικό που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την κατασκευή πηγής βαθμονόμησης, υπολογίσθηκε πειραματικά η τιμή απόδοσης του ανιχνευτή HPGe για τη γεωμετρία Marinelli. Για το σκοπό αυτό δημιουργήθηκε δείγμα ιπτάμενης τέφρας σε γεωμετρία Marinelli, μάζας 609.3gr, με ονομασία **MARINTEFR1**. Το δείγμα αναλύθηκε για χρονικό διάστημα $t=676175\text{sec}$. Από το ενεργειακό φάσμα που συλλέχθηκε χρησιμοποιήθηκαν τα δεδομένα $\text{Area} \pm \sigma(\%)$ και χρόνος, έτσι ώστε με γνωστή την ενεργότητα να υπολογιστεί η απόδοση από τη σχέση (3.6) και η αβεβαιότητά της από τη σχέση (3.10). Ακολουθεί ο πίνακας 4.8 με τις πειραματικές τιμές της απόδοσης, όπως αυτές υπολογίζονται από το δείγμα MARINTEFR1.

Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	Activity (Bq)	$\sigma(\text{act})$ %	Area (counts)	$\sigma(\text{area})$ %	Yield %	Απόδοση (eff)	$\sigma(\text{eff})$ %
²²⁸ Ac	338.3	31.37	4.76	90246	0.97	11.4	0.037319	4.86
²²⁸ Ac	911.1	31.37	4.76	90291	1.39	27.7	0.015366	4.96
⁴⁰ K	1460.8	302.39	1.09	231767	0.30	11	0.010305	1.13

Πίνακας 4.8: Πειραματικές τιμές απόδοσης όπως υπολογίσθηκαν από τα δεδομένα του δείγματος MARINTEFR1.

Αξίζει να σημειωθεί ότι κατά τη δημιουργία του δείγματος ιπτάμενης τέφρας σε δοχείο Marinelli επιτεύχθηκε πλήρης πλήρωση του δοχείου, σε αντίθεση με τα δείγματα νερού όπου, για λόγους προστασίας του ανιχνευτή, διατηρεί το κενό ύψους 6mm. Η διαφορά αυτή πιθανώς να εισάγει συστηματική αβεβαιότητα στην ανάλυση δειγμάτων νερού. Σε κάθε περίπτωση, η επίδραση του κενού ύψους 6mm θα διερευνηθεί στη συνέχεια μέσω προσομοιώσεων.

Με στόχο τη μελέτη της επίδρασης που μπορεί να έχει η ενδεχόμενη ανομοιογένεια του δείγματος παρασκευάσθηκε και αναλύθηκε και δεύτερο δείγμα από την ίδια ιπτάμενη

τέφρα σε δοχείο Marinelli. Το δείγμα ονομάζεται **MARINTEFR2** και έχει μάζα 620.8gr. Η ανάλυση του δείγματος διαρκεί $t=348542\text{sec}$. Η διαδικασία υπολογισμού της απόδοσης και της αβεβαιότητάς της για τις επιλεγμένες ενέργειες είναι ίδια με αυτή που ακολουθήθηκε στο δείγμα MARINTEFR1. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στον πίνακα 4.9.

Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	Activity (Bq)	$\sigma(\text{act})$ %	Area (counts)	$\sigma(\text{area})$ %	Yield %	Απόδοση (eff)	$\sigma(\text{eff})$ %
^{228}Ac	338.3	31.96	4.76	48019	4.18	11.4	0.037809	6.34
^{228}Ac	911.1	31.96	4.76	49897	1.82	27.7	0.016169	5.10
^{40}K	1460.8	308.1	1.09	127793	0.42	11	0.010819	1.17

Πίνακας 4.9: Πειραματικές τιμές απόδοσης όπως υπολογίσθηκαν από τα δεδομένα του δείγματος MARINTEFR2.

Η σύγκριση των τιμών της απόδοσης για τα δύο δείγματα γίνεται σύμφωνα με την παράγραφο (3.3.3.4) και τον στατιστικό έλεγχο δύο τιμών μέσω της τιμής U, η οποία υπολογίζεται από τη σχέση (3.12).

Ενέργεια (keV)	MARINTEFR1 eff_1	$\sigma(\text{eff}_1)\%$	MARINTEFR2 eff_2	$\sigma(\text{eff}_2)\%$	Διαφορά (%)	U
338.3	0.037319	4.86	0.037809	6.34	1.30	0.16
911.1	0.015366	4.96	0.016169	5.10	4.96	0.71
1460.8	0.010305	1.13	0.010819	1.17	4.75	2.99

Πίνακας 4.10: Σύγκριση πειραματικών τιμών απόδοσης δειγμάτων MARINTEFR1 & MARINTEFR2.

Από τον πίνακα 4.10 είναι εμφανές ότι οι τιμές της απόδοσης για τις ενέργειες των 338.3 και 911.1 keV δεν διαφέρουν στατιστικά σημαντικά. Για την ενέργεια των 1460.8 keV, οι τιμές πιθανώς να διαφέρουν στατιστικά σημαντικά. Παρόλο που δεν κατέστη δυνατό να διαπιστωθεί η αιτία της στατιστικά σημαντικής αυτής διαφοράς, κρίθηκε ότι δεν αποτελεί πρόβλημα, καθώς η διαφορά είναι μικρότερη του 5%. Πρέπει στο σημείο αυτό να επισημανθεί ότι σε αναλύσεις πολύ χαμηλής ραδιενέργειας, όπως αυτές για τις οποίες θα χρησιμοποιείται η γεωμετρία Marinelli, η αβεβαιότητα της φωτοκορυφής που εισάγεται κατά την ανάλυση του δείγματος είναι πολύ μεγαλύτερη και συνεπώς, συστηματικό σφάλμα της τάξης του 5% μπορεί να θεωρηθεί αμεληταίο.

4.4.7 Κατασκευή του υλικού υπτάμενης τέφρας για την προσομοίωση

Για να πραγματοποιηθεί μια προσομοίωση μέσω του κώδικα PENELOPE πρέπει να οριστούν οι παράμετροι του προβλήματος. Στα δείγματα νερού, το πρόγραμμα PENELOPE είχε στη βιβλιοθήκη υλικών έτοιμο το υλικό που αντιστοιχεί στο νερό. Για δείγματα υπτάμενης τέφρας δεν ισχύει το ίδιο, καθώς στη βιβλιοθήκη δεν υπάρχει αντίστοιχο υλικό. Έπρεπε λοιπόν να κατασκευασθεί υλικό με τη τυπική σύσταση υπτάμενης τέφρας. Στη βιβλιογραφία ανευρέθησαν οι σχετικές πληροφορίες για την σύσταση της υπτάμενης τέφρας, προέλευσης Μεγαλόπολης, από την οποία το ενδιαφέρον συγκεντρώνεται στα

βασικά στοιχεία (major elements) που υπάρχουν σε σημαντικό ποσοστό, καθώς αυτά κυρίως επηρεάζουν το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης. Δίνεται επίσης ότι η πυκνότητα της ιπτάμενης τέφρας είναι 0.8gr/cm³.

Table 4
Average chemical analyses of Ptolemais and Megalopolis fly ashes

Major elements (% w/w)			Trace elements (ppm w)		
Compound	Ptolemais	Megalopolis	Element	Ptolemais	Megalopolis
SiO ₂	33.4	47.7	As	7	20
Al ₂ O ₃	13.1	18.5	Be	2.1	1.5
Fe ₂ O ₃	5.6	7.9	Cd	0.9	1.7
CaO	31.9	14.9	Cr	199	60
MgO	4.5	2.7	Co	20	38
K ₂ O	1.2	1.7	Cu	60	32
Na ₂ O	0.8	0.8	Pb	14	20
SO ₃	6.8	3.9	Mo	6	13
			Ni	155	80
			Se	1.1	2.2
			Sr	325	76
			V	117	192
			Zn	67	83

Πίνακας 4.11α: Τυπική σύσταση ιπτάμενης τέφρας (Skordas, et al., 2007)

Η διαδικασία που ακολουθείται για την κατασκευή του αρχείου υλικού περιγράφεται αναλυτικά σε παλαιότερη ΔΕ (Μαρούδη, 2009), όπου εφαρμόζεται για τη σύσταση χρώματος. Τα ποσοστά που αναγράφονται στον πίνακα 4.11α πρέπει να αναλυθούν σε ισοτοπική σύσταση. Αρχικά, γίνεται η αναγωγή των ανωτέρω ποσοστών, που αθροίζουν σε 89%, ώστε να αθροίζουν σε 100%.

Βασικό στοιχείο	Αρχικά Ποσοστά(%)	Αναγωγή Ποσοστών(%)	Μοριακό Βάρος (gr)
SiO ₂	47.7	53.6	60.09
Al ₂ O ₃	18.5	20.79	101.96
Fe ₂ O ₃	7.9	8.87	159.68
CaO	14.9	16.74	56.08
Σύνολο	89	100	-

Πίνακας 4.11β: Αναγωγή σύστασης ιπτάμενης τέφρας σε άθροισμα 100%.

Στοιχείο	Ατομικός Αριθμός	Ατομικό Βάρος	Ισοτοπική Σύσταση (% κ.β.)
Si	14	28.09	25.06
Al	13	26.98	11
Fe	26	55.84	6.2
Ca	20	40.08	11.96
O	8	16	45.78
Σύνολο	-	-	100

Πίνακας 4.11γ: Ισοτοπική σύσταση ιπτάμενης τέφρας.

Με δεδομένα τον αριθμό των στοιχείων που απαρτίζουν το υλικό, τον ατομικό τους αριθμό και την ισοτοπική τους σύσταση, καθώς και την πυκνότητα του υλικού, κατασκευάζεται με τη χρήση του προγράμματος material.exe του κώδικα PENELOPE το υλικό τυπικής σύστασης ιπτάμενης τέφρας.

4.4.8 Διερεύνηση της επίδρασης του κενού στην κορυφή των δοχείων Marinelli στην απόδοση

Ένα ζήτημα που οφείλει να εξεταστεί είναι η επίδραση του κενού ύψους 6mm στο δείγμα. Στα υγρά δείγματα, όπως το νερό που εξετάστηκε, για λόγους ασφάλειας επιλέχθηκε να υπάρχει μικρό κενό στην κορυφή του δοχείου Marinelli κατά την πλήρωση του. Ωστόσο, στο δείγμα ιπτάμενης τέφρας ήταν δυνατή η πλήρωση ολόκληρου του δοχείου. Για να συγκριθούν οι τιμές της απόδοσης που εκτιμώνται από τα δύο υλικά, με το διαφορετικό επίπεδο πλήρωσης, έπρεπε να εξεταστεί η επίδραση του κενού αυτού.

Η διερεύνηση έγινε μέσω προσομοιώσεων με τον κώδικα PENELOPE. Αρχικά, έγιναν προσομοιώσεις για τις 3 ενέργειες φωτονίων που ανιχνεύονται στο δείγμα της ιπτάμενης τέφρας με δοχείο Marinelli που διαθέτει κενό 6.0mm (περίπτωση NOT FULL). Στη συνέχεια, θα εξεταστούν οι ίδιες ενέργειες της ιπτάμενης τέφρας για γεμάτο δοχείο (περίπτωση FULL). Το γεωμετρικό μοντέλο του ανιχνευτή είναι το τελευταίο που είχε εξεταστεί στην παράγραφο 4.4.5, με περιφερειακό dead layer 1100μm και άνω dead layer 550μm. Στον πίνακα 4.12 που ακολουθεί περιλαμβάνονται οι τιμές της απόδοσης για τις περιπτώσεις NOT FULL και FULL με τις αβεβαιότητές τους και οι υπολογιζόμενες τιμές της διαφορά τους, καθώς και η τιμή της μεταβλητής U, προκειμένου να γίνει εκτίμηση της επίδρασης του κενού ύψους 6mm στην απόδοση του ανιχνευτή.

Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	NOT FULL		FULL		Διαφορά απόδοσης(%)	U
		Απόδοση	σ(%)	Απόδοση	σ(%)		
²²⁸ Ac	338.3	0.03379	0.92	0.03172	0.10	6.12	6.59
²²⁸ Ac	911.1	0.01518	0.87	0.01462	0.23	3.72	4.15
⁴⁰ K	1460.8	0.01093	1.13	0.01022	0.32	6.50	5.55

Πίνακας 4.12: Διερεύνηση της επίδρασης κενού 6mm στο δοχείο Marinelli για δείγματα ιπτάμενης τέφρας μέσω προσομοιώσεων.

Από τον πίνακα 4.12 γίνεται φανερό ότι η παρουσία κενού στο δοχείο Marinelli επηρεάζει σημαντικά τις τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής. Η διαφορά της απόδοσης είναι κατά μέσο όρο 5% και, σύμφωνα με το U-test, είναι στατιστικά σημαντική. Συνεπώς, η τιμή της απόδοσης που υπολογίζεται μέσω προσομοίωσης για δείγμα νερού ύψους 9.8cm και ενέργεια 661.6keV αναμένεται να είναι κατά ~5% υψηλότερη από την αντίστοιχη τιμή που αφορά δείγμα πλήρους ύψους.

Επιπλέον, εξετάζεται – μέσω προσομοίωσης – και η περίπτωση μη γεμάτου δοχείου Marinelli (NOT FULL) με ιπτάμενη τέφρα για την ενέργεια των 661.6 keV προκειμένου να είναι δυνατή η σύγκριση της απόδοσης της ιπτάμενης τέφρας με αυτή του νερού, για ακριβώς την ίδια γεωμετρία δείγματος. Όπως παρουσιάστηκε σε προηγούμενη παράγραφο,

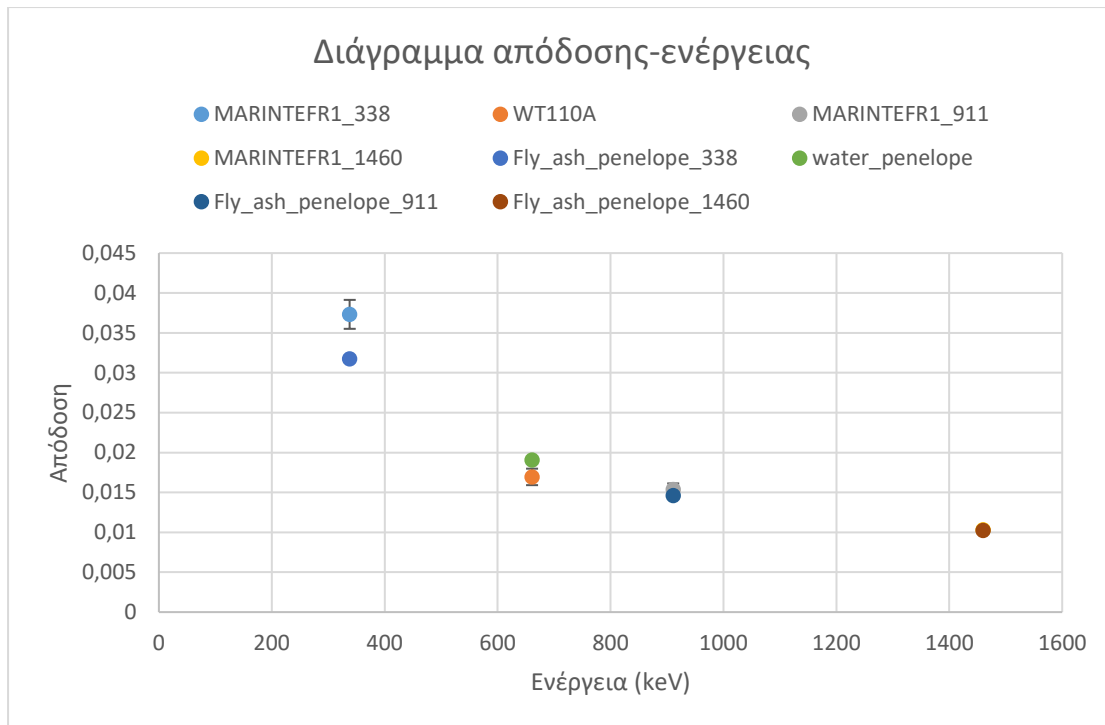
εξετάζοντας γεωμετρία ανιχνευτή με 1100μm περιφερειακό dead layer και 550μm άνω dead layer, η απόδοση για την ενέργεια αυτή ήταν $eff_{water}=0.01906$ και $\sigma=0.66\%$. Συγκρίνοντας με την τιμή $eff_{fly_ash_661.6}=0.0196$ και $\sigma=0.66\%$ της ιπτάμενης τέφρας, προκύπτει διαφορά της απόδοσης 2.76%. Από τον στατιστικό έλεγχο με U-test προκύπτει ότι οι δύο τιμές πιθανώς να διαφέρουν σημαντικά. Ωστόσο, η υψηλή τιμή της μεταβλητής U μπορεί να οφείλεται στις πολύ μικρές αβεβαιότητες των τιμών που συγκρίνονται, οι οποίες επηρεάζουν το αποτέλεσμα του U-test. Στη συνέχεια, δεν χρησιμοποιούνται ξανά οι τιμές της απόδοσης για την ενέργεια 661.6keV σε δείγμα ιπτάμενης τέφρας, αφού τα φωτόνια αυτής της ενέργειας αυτή δεν ανιχνεύονται στα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα.

4.4.9 Εκτίμηση γεωμετρικού μοντέλου ανιχνευτή μέσω γεωμετρίας Marinelli

Η εποπτική εξέταση των όλων των μέχρι στιγμής αποτελεσμάτων είναι αυτή που ενδεχομένως θα οδηγήσει σε αλλαγές του γεωμετρικού μοντέλου του ανιχνευτή. Έτσι, επιλέγονται να παρασταθούν σε κοινό διάγραμμα απόδοσης συναρτήσει της ενέργειας, τα αποτελέσματα που αφορούν στη γεωμετρία ανιχνευτή με περιφερειακό dead layer 1100μm (σχήμα 4.9). Οι πειραματικές τιμές για την ιπτάμενη τέφρα αφορούν το δείγμα MARINTEFR1, και για το νερό το δείγμα WT110A. Οι υπολογιστικές τιμές λήφθηκαν αντίστοιχα με τη γεωμετρία δείγματος που επιτεύχθηκε πειραματικά, δηλαδή για ιπτάμενη τέφρα πλήρης γεωμετρία Marinelli (FULL), ενώ για νερό γεωμετρία με κενό 6.0mm στην κορυφή (NOT FULL). Στον πίνακα 4.13 παρουσιάζονται συγκεντρωτικά οι τιμές πειραματικών και υπολογιστικών αποδόσεων και οι αβεβαιότητές του, καθώς γίνεται και η σύγκρισή τους. Σημειώνεται ότι στο σχήμα 4.9 απεικονίζονται οι τιμές της απόδοσης συνοδευόμενες από την αντίστοιχη αβεβαιότητα τους (error bars). Σε ορισμένες τιμές απόδοσης δεν είναι εμφανής η αβεβαιότητα εξαιτίας της εξαιρετικά χαμηλής τιμής της.

Ενέργειες (keV)	Πειραματική Απόδοση	$\sigma(\%)$	Υπολογιστική Απόδοση	$\sigma(\%)$	Διαφορά Απόδοσης (%)	U
338.3	0.037319	4.86	0.031720	0.10	15.00	3.09
661.6	0.016946	6.10	0.019057	0.66	11.08	2.03
911.1	0.015366	4.96	0.014616	0.23	4.89	0.98
1460.8	0.010305	1.13	0.010217	0.32	0.85	0.72

Πίνακας 4.13: Σύγκριση πειραματικών και υπολογιστικών τιμών απόδοσης για περιφερειακό dead layer 1100μm.



Σχήμα 4.9: Γραφική σύγκριση αποδόσεων για τον γεωμετρικό προσδιορισμό του ανιχνευτή HPGe.

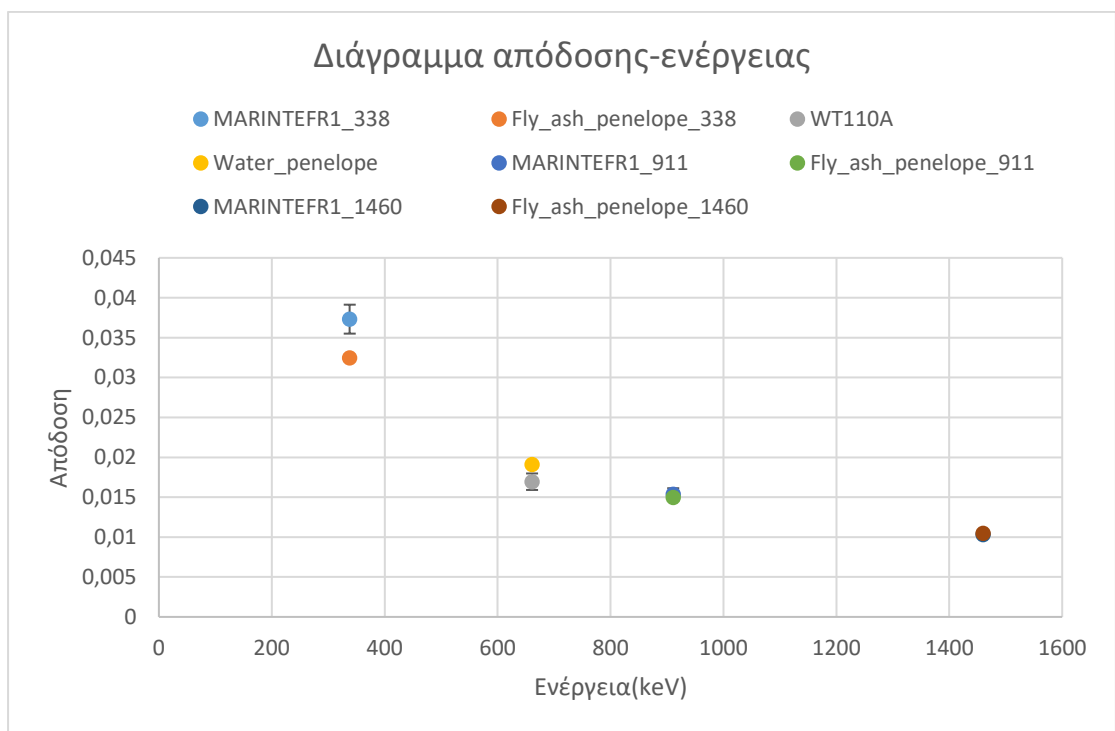
A. Τροποποίηση του περιφερειακού και του άνω dead layer

Στην παράγραφο 4.4.5, εξετάζοντας την απόδοση για την ενέργεια των 661.6keV, παρατηρήθηκε ότι η πειραματική τιμή της απόδοσης ήταν χαμηλότερη από την υπολογιστική. Επομένως, εξετάστηκε η αύξηση του περιφερειακού dead layer του ανιχνευτή, καθώς αυτή θα οδηγούσε σε μείωση της υπολογιστικής τιμής της απόδοσης ώστε να συμπίπτει στην πειραματική τιμή. Με την προσθήκη περισσότερων πειραματικών τιμών απόδοσης για διαφορετικές ενέργειες, εξετάζεται μια γενικότερη εικόνα της επίδρασης των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή στην απόδοση του. Στο παραπάνω σχήμα (4.9) απεικονίζονται 4 ζεύγη τιμών της απόδοσης του ανιχνευτή. Όσο αυξάνεται η ενέργεια, τόσο μικρότερη διαφορά μεταξύ πειραματικών και υπολογιστικών τιμών παρατηρείται. Παρατηρώντας την σημαντική διαφορά της απόδοσης, της τάξεως του 15%, για την ενέργεια των 338.3keV, με την υπολογιστική τιμή να είναι μικρότερη της πειραματικής, έπρεπε να εξετασθούν διαφορετικά γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή, τα οποία θα οδηγήσουν σε μείωση της διαφοράς αυτής. Προς την κατεύθυνση αυτή έπρεπε να εξετασθεί συνολικά η επίδραση της κάθε προτεινόμενης γεωμετρίας σε όλες τις εξεταζόμενες ενέργειες. Για να αυξηθεί, λοιπόν, η υπολογιστική τιμή της απόδοσης για την ενέργεια των 338.3keV, θα μειωθεί το περιφερειακό dead layer σε 900 μm – διατηρώντας καταρχήν – το άνω dead layer στα 550 μm και όλα τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά όπως έχουν.

Ενέργειες (keV)	Πειραματική Απόδοση	$\sigma(\%)$	Υπολογιστική Απόδοση	$\sigma(\%)$	Διαφορά Απόδοσης (%)	U

338.3	0.037319	4.86	0.032464	0.15	13.01	2.67
661.6	0.016946	6.10	0.019112	1.06	11.34	2.06
911.1	0.015366	4.96	0.014960	0.33	2.64	0.53
1460.8	0.010305	1.13	0.010476	0.33	1.63	1.41

Πίνακας 4.14: Σύγκριση πειραματικών και υπολογιστικών τιμών απόδοσης για περιφερειακό dead layer 900μm.



Σχήμα 4.10: Γραφική σύγκριση αποδόσεων για τον γεωμετρικό προσδιορισμό του ανιχνευτή HPGe.

Παρά το γεγονός ότι η διαφορά μεταξύ πειραματικής και υπολογιστικής τιμής της απόδοσης για την ενέργεια των 338.3keV μειώνεται, εξακολουθεί να είναι σημαντική και έπρεπε να εξεταστούν διαφορετικοί συνδυασμοί γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή ή πιο συγκεκριμένα διαφορετικά dead layers.

Η επίδραση του dead layer στην ικανότητα ανίχνευσης είναι εξαιρετικής σημασίας. Η αύξηση του περιφερειακού dead layer επιδρά τόσο στα φωτόνια χαμηλής ενέργειας όσο και στα υψηλής. Τα φωτόνια χαμηλής ενέργειας συναντούν δυσκολία κατά την είσοδό τους περιφερειακά στον ανιχνευτή, επομένως σε χαμηλές ενέργειες η απόδοση θα μειώνεται. Παράλληλα, η ενεργός περιοχή του ανιχνευτή μειώνεται σε πάχος, με αποτέλεσμα τα φωτόνια υψηλής ενέργειας που εισέρχονται από την περιφέρεια του ανιχνευτή να μην έχουν τον απαιτούμενο όγκο ώστε να αλληλεπιδράσουν με το υλικό του ανιχνευτή και να καταγραφούν. Από την άλλη μεριά, η αύξηση του άνω dead layer επηρεάζει την ανίχνευση των φωτονίων χαμηλής ενέργειας, αλλά όχι αυτή των φωτονίων υψηλής ενέργειας. Η είσοδος των φωτονίων χαμηλής ενέργειας από το άνω μέρος του ανιχνευτή εμποδίζεται από ένα παχύ dead layer, με αποτέλεσμα τη μείωση της τιμής της απόδοσης για τις ενέργειες αυτές. Αντίθετα, τα φωτόνια υψηλής ενέργειας εισέρχονται στον ανιχνευτή και

αλληλεπιδρούν στην ενεργό περιοχή, η οποία είναι επαρκώς μεγάλη (αντιστοιχία με το βάθος του ανιχνευτή).

Από την πειραματική εμπειρία και τις παρατηρήσεις που έγιναν κατά τη χρήση του συγκεκριμένου ανιχνευτή HPGe στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, είναι γνωστό ότι η ανίχνευση φωτονίων ενέργειας 63.29 keV, δηλαδή χαμηλής ενέργειας, γίνεται με καλή ακρίβεια. Κατά συνέπεια, το άνω dead layer είναι αρκετά μικρού πάχους ώστε να επιτρέπει τη διέλευση των φωτονίων χαμηλών ενεργειών. Δοκιμάζεται, λοιπόν, να προσομοιωθεί δείγμα ιπτάμενης τέφρας για ενέργεια φωτονίων 338.3keV (η ενέργεια που παρουσιάζει πρόβλημα) με γεωμετρικά χαρακτηριστικά ανιχνευτή 900μm περιφερειακό deadlayer και 400μm άνω dead layer (Πίνακας 4.15). Καθότι η διαφορά των τιμών της απόδοσης μειώνεται ελάχιστα, με τη διαφορά να παραμένει στο 12.42%, εξετάζονται δραστικές και ίσως μη ρεαλιστικές αλλαγές, με σκοπό να παρατηρηθεί ο τρόπος με τον οποίο οι διαστάσεις επηρεάζουν την απόδοση. Κύρια ενέργεια που εξετάζεται είναι τα 338.3keV και όπου κρίνεται απαραίτητο εξετάζεται η υψηλή ενέργεια των 1460.8keV. Οι δοκιμές που έγιναν και τα αποτελέσματά τους απεικονίζονται στον πίνακα 4.15 που ακολουθεί.

Περιφερειακό dead layer (μm)	Άνω dead layer (μm)	Ενέργεια (keV)	Πειραματική απόδοση	σ(%)	Υπολογιστική απόδοση	σ(%)	Διαφορά απόδοσης (%)	U
900	400	338.3	0.03732	4.86	0.03268	0.13	12.42	2.55
900	50	338.3	0.03732	4.86	0.03347	0.81	10.32	2.10
400	400	338.3	0.03732	4.86	0.03419	1.52	8.37	1.66
40	40	338.3	0.03732	4.86	0.03595	1.86	3.67	0.71
		1460.8	0.01030	1.13	0.01184	0.70	12.95	10.71
400	40	338.3	0.03732	4.86	0.03490	1.74	6.48	1.26
		1460.8	0.01030	1.13	0.01190	3.60	13.40	3.59

Πίνακας 4.15: Σύγκριση πειραματικών και υπολογιστικών τιμών απόδοσης για διαφορετικά γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή HPGe.

Σχετικά με την επιλογή των τιμών των dead layers ακολουθήθηκε η εξής διαδικασία. Μια δραστική μείωση του άνω dead layer από 400μm σε 50μm, διατηρώντας το περιφερειακό dead layer ίδιο, απέφερε μικρή μείωση της διαφοράς. Στη συνέχεια, εξετάστηκε μια δραστική μείωση του περιφερειακού dead layer από 900μm σε 400μm, με την ίδια τιμή να επιλέγεται και για άνω dead layer. Η διαφορά της απόδοσης μειώνεται στο 8%. Εξετάζεται μια υπερβολική μείωση των dead layer σε 40μm έκαστο, η οποία δεν αποτελεί ρεαλιστική προσέγγιση. Ωστόσο, σκοπός της επιλογής αυτής είναι η επίτευξη μια ελάχιστης διαφοράς απόδοσης και η διερεύνηση της επίδρασης στις υψηλές ενέργειες όπως τα 1460.8keV. Έτσι, ενώ για τα 338.3keV επιτυγχάνεται διαφορά 3%, παρατηρείται ότι στα 1460.8keV η διαφορά είναι μεγαλύτερη από 12%, που σημαίνει ότι το πρόβλημα αντιστρέφεται στις υψηλές ενέργειες. Μια πιο ρεαλιστική επιλογή περιφερειακού deadlayer, στα 400μm, με το άνω dead layer να διατηρείται χαμηλό, στα 40μm, οδηγεί σε

διαφορά 6% στην ενέργεια των 338.3keV. Η τιμή αυτή είναι ρεαλιστική και θα μπορούσε να γίνει οριακά αποδεκτή. Δεδομένου για χαμηλής ραδιενέργειας δείγματα των οποίων ενδιαφέρει η ανάλυση η αβεβαιότητα που συνοδεύει τη σχηματιζόμενη φωτοκορυφή είναι μεγάλη – της τάξεως του 20% – μια αβεβαιότητα στη βαθμονόμηση του ανιχνευτή της τάξεως του 6-7% πολύ λίγη συνεισφέρει τελικά τη συνολική αβεβαιότητα. Παρόλα αυτά, εξετάζοντας την υψηλή ενέργεια των 1460.8keV, η διαφορά της απόδοσης παραμένει υψηλή, επομένως πρέπει να μεταβληθούν περαιτέρω τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή.

B. Μετατροπή του περιφερειακού, άνω και dead layer οπής

Ένα μέγεθος του ανιχνευτή η επίδραση του οποίου δεν έχει εξεταστεί ακόμα είναι το dead layer της οπής του ανιχνευτή. Οι τιμές εκκίνησης για την παρούσα ΔΕ λήφθηκαν από τα αποτελέσματα της ΔΕ (Παπαδιονυσίου, 2015), όπου το dead layer της οπής είχε θεωρηθεί αμελητέο. Η τιμή της διαμέτρου της οπής λήφθηκε ίση με 12,6mm και το ύψος ίσο με 50mm. Οι πηγές όγκου που είχαν εξεταστεί ήταν τοποθετημένες στο άνω μέρος του ανιχνευτή και τα φωτόνια εισέρχονταν στον ανιχνευτή κυρίως από την κάθετη κατεύθυνση. Στην παρούσα ΔΕ, λόγω της γεωμετρίας Marinelli, φωτόνια προσβάλλουν τον ανιχνευτή τόσο από την άνω κατεύθυνση, όσο και περιμετρικά. Επομένως, το μέγεθος του ύψους της οπής που συνδέεται με την κάθετη κατεύθυνση δεν απαιτεί κάποια διερεύνηση. Η διάμετρος της οπής και το dead layer, όμως, έχουν σημαντική επίδραση στην τιμή της απόδοσης του ανιχνευτή. Από τα φωτόνια που εισέρχονται στον ανιχνευτή περιμετρικά, τα χαμηλής ενέργειας θα αλληλεπιδρούν στην ενεργό διατομή, ενώ τα υψηλής ενέργειας μπορεί να «χάνονται» στο dead layer της οπής ή στην ίδια την οπή και η ανίχνευσή τους να δυσκολεύεται.

Επιλέγεται, λοιπόν, σύμφωνα με τη βιβλιογραφία, τιμή διαμέτρου της οπής ίση με 12mm. Προσομοιώνεται για ενέργειες 338.3keV και 1460.8keV γεωμετρία ανιχνευτή με περιφερειακό dead layer 400μm, άνω dead layer 40μm και dead layer οπής ίσο με 500μm. Τα αποτελέσματα που προκύπτουν περιλαμβάνονται στο πίνακα 4.16, που ακολουθεί. Η επίδραση του dead layer της οπής είναι μικρή για τις χαμηλές ενέργειες φωτονίων, με μια μείωση της διαφοράς για τα 338.3keV, και μεγάλη για τις υψηλές ενέργειες, όπου στα 1460.8keV παρατηρείται μεγάλη μείωση της διαφοράς απόδοσης. Ακολουθούν και άλλες δοκιμές στις τιμές των dead layers που περιλαμβάνονται στον πίνακα 4.16.

Περιφερειακό dead layer (μm)	Άνω dead layer (μm)	Dead layer οπής (μm)	Ενέργεια (keV)	Πειραματική απόδοση	σ(%)	Υπολογιστική απόδοση	σ(%)	Διαφορά απόδοσης (%)	U
400	40	500	338.3	0.03732	4.86	0.03530	1.21	5.42	1.08
			1460.8	0.01030	1.13	0.01101	3.75	6.37	1.64
400	40	1000	338.3	0.03732	4.86	0.03469	1.77	7.03	1.37
			1460.8	0.01030	1.13	0.01060	3.59	2.76	0.74
600	100	500	338.3	0.03732	4.86	0.03292	1.94	11.79	2.29

			1460.8	0.01030	1.13	0.01041	3.85	0.99	0.25
--	--	--	--------	---------	------	---------	------	------	------

Πίνακας 4.16: Σύγκριση πειραματικών και υπολογιστικών τιμών απόδοσης για διαφορετικά γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή HPGe.

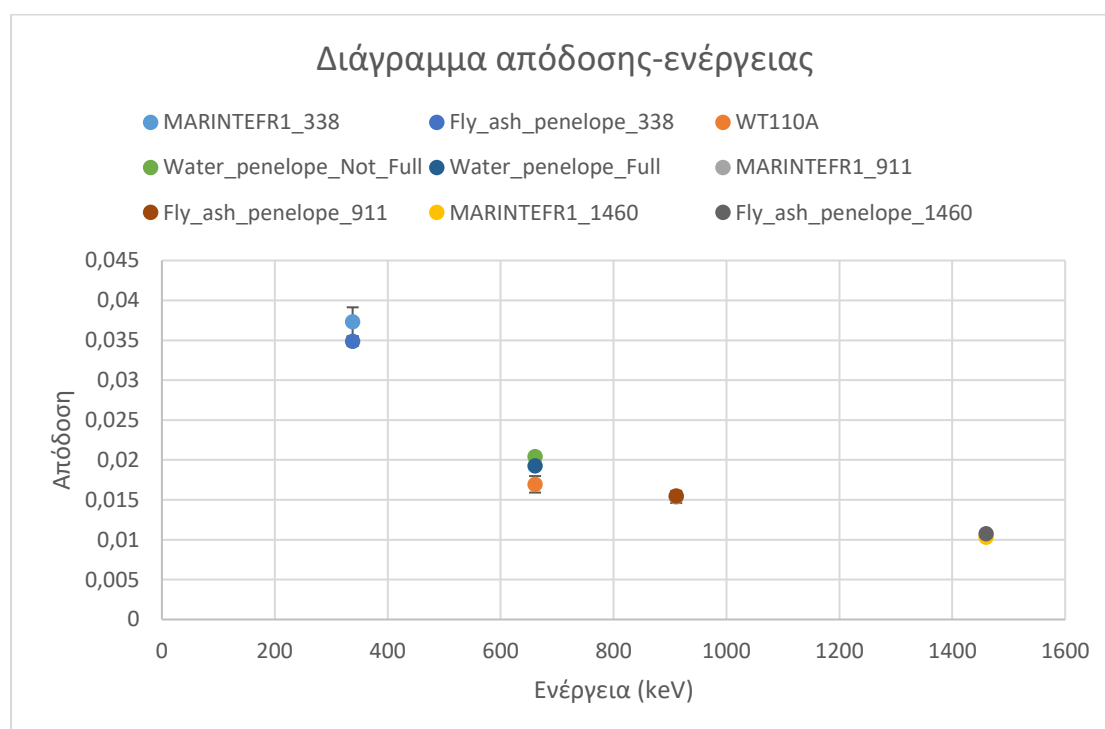
Προκειμένου να παρατηρηθεί στην πράξη η επίδραση του dead layer της οπής στα φωτόνια υψηλής και χαμηλής ενέργειας, ακολουθήθηκε δοκιμή για μία εξωπραγματική αύξηση του μεγέθους αυτού σε 1000 μm (2^η περίπτωση, πίνακας 4.18). Τα συμπεράσματα που εξάγονται συμφωνούν με τα θεωρητικά αναμενόμενα. Στην ενέργεια των 338.3keV η διαφορά της απόδοσης είναι της τάξεως του 7%, γεγονός που θα μπορούσε να γίνει απόδεκτο, ενώ στην ενέργεια των 1460.8keV παρατηρείται μεγάλη μείωση της διαφοράς απόδοσης στο 2.7%. Ωστόσο, έπρεπε να εξετασθούν ρεαλιστικότερες τιμές των dead layers και για το λόγο αυτό διερευνήθηκε η περίπτωση 3 του πίνακα 4.16. Το dead layer της οπής έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση της διαφοράς στις υψηλές ενέργειες. Η τιμή 100 μm για το άνω dead layer όμως – όπως παρατηρείται – επαναφέρει υψηλή τιμή διαφοράς στην ενέργεια των 338.3keV. Αναζητήθηκε, λοιπόν, μια μέση λύση με 500 μm περιφερειακό dead layer, 500 μm dead layer οπής και μειωμένο άνω dead layer σε 50 μm . Η συγκεκριμένη περίπτωση εξετάζεται και για τις τέσσερις ενέργειες ενδιαφέροντος, τα αποτελέσματα των οποίων παρουσιάζονται στον τελικό πίνακα 4.17. Οι τιμές της απόδοσης για τις ενέργειες 338.3, 911.1 και 1460.8 keV αντιστοιχούν σε γεμάτο δοχείο Marinelli (FULL). Όσον αφορά την ενέργεια του ¹³⁷Cs, παρουσιάζονται η πειραματική και υπολογιστική απόδοση για πλήρωση δοχείου ύψους 9.8cm (NOT FULL), καθώς και η υπολογιστική τιμή για πλήρες δοχείο Marinelli (FULL).

Ενέργειες (keV)	Πειραματική Απόδοση	$\sigma(\%)$	Υπολογιστική Απόδοση	$\sigma(\%)$	Διαφορά Απόδοσης (%)	U
338.3	0.03732	4.86	0.03487	1.66	6.56	1.28
661.6	0.01695 (NOT FULL)	6.10	0.02043 (NOT FULL)	2.29	17.05	3.07
			0.01927 (FULL)	1.97	12.08	2.11
911.1	0.01537	4.96	0.01549	2.43	0.83	0.15
1460.8	0.01031	1.13	0.01073	2.65	3.96	1.39

Πίνακας 4.17: Σύγκριση πειραματικών και υπολογιστικών τιμών απόδοσης για γεωμετρία ανιχνευτή με περιφερειακό deadlayer 500 μm , άνω deadlayer 50 μm και deadlayer οπής 500 μm .

Πιο συγκεκριμένα, για τις υψηλές ενέργειες των 911.1keV και 1460.8keV η διαφορά της απόδοσης μεταξύ πειραματικής και υπολογιστικής τιμής είναι αρκετά μικρή, και σύμφωνα με το U-test, οι τιμές δεν διαφέρουν στατιστικά σημαντικά. Για την ενέργεια των 338.3keV, η διαφορά είναι της τάξεως του 6%, η οποία μπορεί να γίνει αποδεκτή, όπως αναφέρθηκε, στο πλαίσιο συμβιβασμού. Επιπλέον, σύμφωνα με το U-test, οι τιμές της απόδοσης για την ενέργεια αυτή δεν διαφέρουν στατιστικά σημαντικά καθώς $U < 1.64$. Τέλος, για την ενέργεια των φωτονίων του ¹³⁷Cs, στα 661.6keV, παρατηρείται υψηλή διαφορά 17% και, σύμφωνα με το U-test, πιθανώς οι δύο τιμές να διαφέρουν στατιστικά

σημαντικά. Κατά την εξέταση της διαφοράς αυτής οφείλει να ληφθεί υπόψη το γεγονός ότι η αβεβαιότητα της πειραματικής απόδοσης είναι αρκετά υψηλή (6%), καθώς επίσης και ότι πρόκειται για ανάλυση δειγμάτων πολύ χαμηλής ραδιενέργειας, των οποίων η αβεβαιότητα της φωτοκορυφής είναι πολύ μεγάλη (της τάξεως 20%). Επιπλέον, οι τιμές της απόδοσης που αφορούν δείγματα νερού – πειραματικά και μέσω προσομοίωσης – προέκυψαν από τη χρήση δοχείου Marinelli με ύψος πλήρωσης 9.8cm, γεγονός που όπως διερευνήθηκε οδηγεί σε αυξημένες τιμές κατά περίπου 5%. Στο σημείο αυτό αποφασίσθηκε να γίνουν αποδεκτές οι τιμές αυτές και τα αντίστοιχα γεωμετρικά χαρακτηριστικά. Στο διάγραμμα του σχήματος 4.11, παρουσιάζονται οι τιμές της απόδοσης συναρτήσει της ενέργειας.



Σχήμα 4.11: Γραφική απεικόνιση των τιμών της απόδοσης για γεωμετρία ανιχνευτή με 500μm περιφερειακό deadlayer, 50μm άνω deadlayer και 500μm deadlayer οπής.

Το γεωμετρικό μοντέλο αυτό, που περιγράφεται στον ακόλουθο πίνακα 4.18, αποτελεί την περιγραφή του εικονικού ανιχνευτή HPGe και θα χρησιμοποιείται πλέον για τις προσομοιώσεις στη συνέχεια της ΔΕ.

Εξωτερική διάμετρος ανιχνευτή	58.5mm
Μήκος ανιχνευτή	61.0mm
Απόσταση κρυστάλλου από παράθυρο	7.0mm
Πάχος παραθύρου	0.5mm
Πάχος τοιχώματος κρυστάτη	1.5mm
Απόσταση κρυστάλλου από τοίχωμα	6.0mm

Άνω deadlayer	50μm
Περιφερειακό deadlayer	500μm
Dead layer οπής	500μm
Κάτω deadlayer	700μm
Εσωτερική διάμετρος οπής	12.0mm
Μήκος οπής	50.0mm

Πίνακας 4.18: Γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή HPGe που υιοθετήθηκαν για την προσομοίωση της γεωμετρίας Marinelli.

4.5 Βαθμονόμηση απόδοσης ανιχνευτή HPGe

Η γνώση της απόδοσης ανίχνευσης αποτελεί απαραίτητη πληροφορία για τον ποσοτικό προσδιορισμό ραδιοϊσοτόπων ενός δείγματος, όπως έχει ήδη αναφερθεί. Η ανιχνευτική διατάξη που εξετάζεται βαθμονομείται ως προς την απόδοση φωτοκορυφής. Ο προσδιορισμός της καμπύλης απόδοσης φωτοκορυφής μπορεί να γίνει είτε πειραματικά είτε με υπολογιστικές μεθόδους. Κατά την περίοδο εκπόνησης της ΔΕ δεν διατίθεντο στο ΕΠΤ-ΕΜΠ κατάλληλες πηγές και για το λόγο αυτό ο πειραματικός προσδιορισμός της καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης δεν είναι δυνατός. Για το λόγο αυτό επιλέγεται η χρήση υπολογιστικών μεθόδων. Συγκεκριμένα, μετά την εκτίμηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της ανιχνευτικής διάταξης που παρουσιάστηκε στην προηγούμενη παράγραφο, είναι δυνατή η χρήση του κώδικα PENELOPE για τη βαθμονόμηση απόδοσης για γεωμετρία Marinelli.

Είναι σύνηθες να λαμβάνεται ως υλικό αναφοράς για την πηγή βαθμονόμησης διάλυμα 4M HCl. Ωστόσο, επειδή ενδιαφέρει και η σύγκριση της καμπύλης βαθμονόμησης της γεωμετρίας Marinelli με αυτή της γεωμετρίας «2» που είχε πραγματοποιηθεί στη ΔΕ (Παπαδιονυσίου, 2015), προκειμένου να διευρευνηθεί η βελτίωση της απόδοσης που επιτυγχάνεται με τη γεωμετρία Marinelli, επιλέγεται το ίδιο υλικό αναφοράς, δηλαδή διάλυμα 2M HCl. Το διάλυμα αυτό είχε επιλεγεί επειδή αντιστοιχούσε στο υλικό των πηγών που είχαν κατασκευαστεί στο ΕΠΤ-ΕΜΠ από πρότυπη πηγή βαθμονόμησης που χρησιμοποιήθηκε στο πλαίσιο Άσκησης Διασύγκρισης. Οι ενέργειες φωτονίων που επιλέχθηκε να προσομοιωθούν είναι αυτές των ισοτόπων ^{241}Am , ^{109}Cd , ^{57}Co , ^{139}Ce , ^{203}Hg , ^{113}Sn , ^{85}Sr , ^{137}Cs , ^{88}Y και ^{60}Co , που συνήθως εμπεριέχονται σε πρότυπες πηγές βαθμονόμησης και καλύπτουν μεγάλο μέρος του ενεργειακού φάσματος. Σημειώνεται ότι κατά την προσομοίωση των φωτονίων ^{88}Y και ^{60}Co δεν ελήφθη υπόψη το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Για όλες τις προσομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν θεωρήθηκε ότι η πηγή είναι ισοτροπική.

Σύμφωνα με το κεφάλαιο 3, στο ΕΠΤ-ΕΜΠ χρησιμοποιείται πολυώνυμο δευτέρου βαθμού για τη βαθμονόμηση απόδοσης φωτοκορυφής για κάθε γεωμετρία, της μορφής:

$$\ln(eff) = a_0 + a_1 * \ln(E) + a_2 * (\ln(E))^2 \quad (4.9)$$

όπου για τον υπολογισμό των συντελεστών α_i χρησιμοποιείται η μέθοδος των ελαχίστων τετραγώνων (Montgomery & Runger, 2003). Η ενεργειακή περιοχή (0-2000keV) διαιρείται σε υποπεριοχές με διαφορετική σχέση που περιγράφει την καμπύλη βαθμονόμησης, την περιοχή χαμηλών και μέσων ενεργειών και την περιοχή υψηλών ενεργειών. Το όριο μεταξύ των δύο περιοχών είναι η ενέργεια των 279.2 keV, του ισότοπου ^{203}Hg .

4.5.1 Προσδιορισμός καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής για γεωμετρία Marinelli

Για τη χάραξη της καμπύλης βαθμονόμησης για τη γεωμετρία Marinelli προσομοιώθηκε μέσω του κώδικα PENELOPE δείγμα HCl 2M για διαφορετικές ενέργειες φωτονίων. Στον πίνακα 4.19 παρουσιάζονται οι ενέργειες των φωτονίων, οι υπολογιζόμενες τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής και οι αντίστοιχες αβεβαιότητες (1σ).

Ενέργεια (keV)	Απόδοση Φωτοκορυφής	$\sigma(\%)$
59.54	0.036823	0.49
88.03	0.052605	0.55
122.06	0.055289	0.49
165.86	0.053325	0.52
279.2	0.03821	0.56
391.7	0.029508	0.67
514.01	0.023395	0.45
661.66	0.019258	0.57
898.04	0.015374	0.65
1173.23	0.012447	0.85
1332.49	0.011623	0.75
1836.05	0.008905	0.93

Πίνακας 4.19: Προκύπτουσα απόδοση φωτοκορυφής από την προσομοίωση πηγής 2M HCl γεωμετρίας Marinelli.

Μετά την προσαρμογή προκύπτουν οι παρακάτω συναρτήσεις βαθμονόμησης:

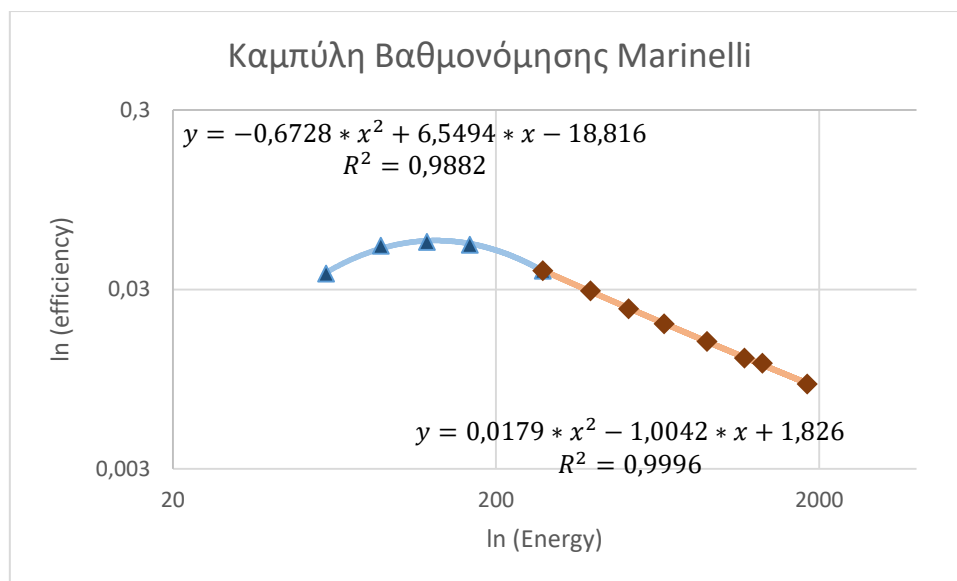
Για $0 < E < 279.19$ keV,

$$\ln(eff) = -18.816 + 6.5494 * \ln(E) - 0.6728 * \ln(E)^2 \quad (4.10)$$

Για $E > 279.19$ keV,

$$\ln(eff) = 1.826 - 1.0042 * \ln(E) + 0.0179 * \ln(E)^2 \quad (4.11)$$

Στο σχήμα 4.12 γίνεται η σχετική γραφική απεικόνιση της καμπύλης βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής.



Σχήμα 4.12: Καμπύλη βαθμονόμησης απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή HPGe για πηγή όγκου γεωμετρίας Marinelli.

4.5.2 Σύγκριση απόδοσης φωτοκορυφής για δείγματα γεωμετρίας «2»

Στο σημείο αυτό έχει ενδιαφέρον να γίνει σύγκριση της απόδοσης φωτοκορυφής για τη γεωμετρία «2», οποία υπολογίζεται με το γεωμετρικό μοντέλο του υιοθετήθηκε στο πλαίσιο της ΔΕ, με την απόδοση που εκτιμήθηκε στο πλαίσιο παλαιότερης ΔΕ (Παπαδιονυσίου, 2015), καθώς και τα τότε πειραματικά δεδομένα.

Οι πειραματικές τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής που χρησιμοποιήθηκαν κατά την εκπόνηση παλαιότερης ΔΕ παρουσιάζονται στον ακόλουθο πίνακα, όπου αναγράφεται η ενέργεια των φωτονίων, η απόδοση φωτοκορυφής και η αντίστοιχη αβεβαιότητά της (1σ).

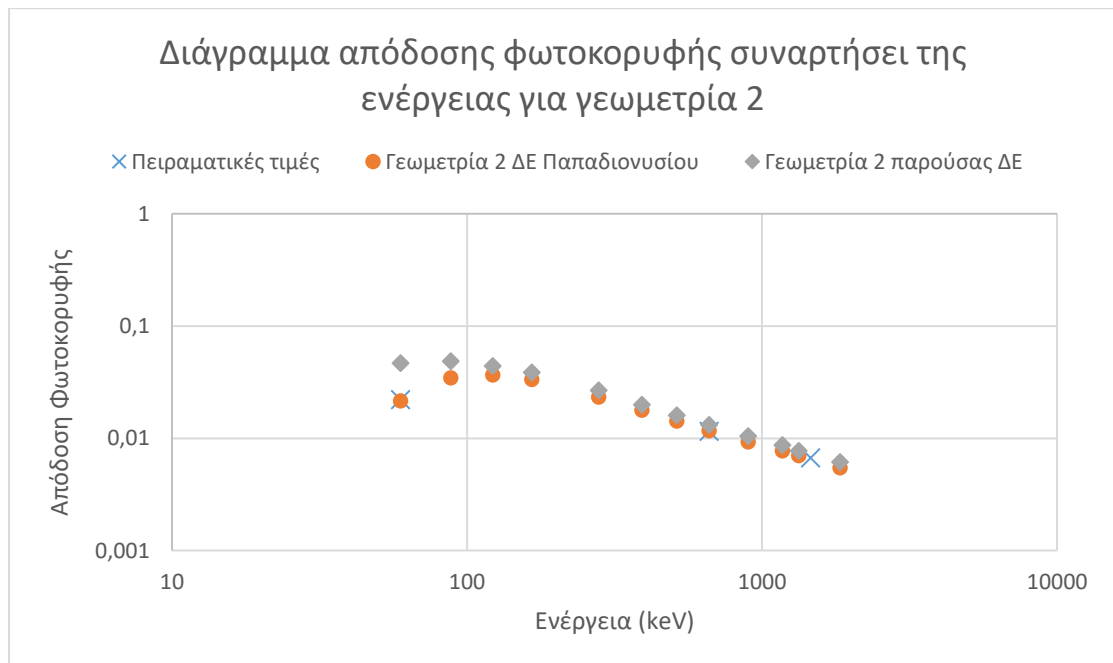
Ενέργεια (keV)	Ονομασία Δείγματος	Απόδοση Φωτοκορυφής	σ(%)
59.54	WT089	0.02209	2.05
661.66	WT089	0.01151	0.98
1460.82	MKCI2	0.00666	4.02

Πίνακας 4.20: Πειραματικές τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής για γεωμετρία δείγματος «2» σε ανιχνευτή HPGe 40% (Παπαδιονυσίου, 2015).

Στον πίνακα 4.21 παρουσιάζονται οι τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής και οι αντίστοιχες αβεβαιότητες, καθώς και οι τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής που υπολογίστηκαν σε παλαιότερη ΔΕ (Παπαδιονυσίου, 2015). Στο σχήμα 4.13 που ακολουθεί απεικονίζονται σε κοινό διάγραμμα οι τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής για την παλιά και την καινούργια βαθμονόμηση (πίνακας 4.21), καθώς και οι πειραματικές τιμές που είχαν ληφθεί.

	Πειραματικές τιμές		Γεωμετρία 2 παλαιάς ΔΕ		Γεωμετρία 2 παρούσας ΔΕ		Σύγκριση
Ενέργεια (keV)	Απόδοση Φωτοκορυφής	σ(%)	Απόδοση Φωτοκορυφής	σ(%)	Απόδοση Φωτοκορυφής	σ(%)	Διαφορά (%)
59.54	0.02209	2.05	0.02145	0.17	0.04657	0.55	53.94
88.03	-	-	0.03436	0.14	0.04854	0.58	29.22
122.06	-	-	0.03647	0.15	0.04397	0.42	17.05
165.86	-	-	0.0333	0.37	0.03849	0.52	13.48
279.2	-	-	0.0233	0.48	0.02663	0.31	12.51
391.7	-	-	0.0178	0.58	0.01992	0.42	10.66
514.01	-	-	0.0142	0.53	0.01603	0.62	11.39
661.66	0.01151	0.98	0.01165	0.54	0.01314	0.70	11.33
898.04	-	-	0.00929	0.66	0.01042	0.72	10.86
1173.23	-	-	0.0077	0.76	0.00868	0.75	11.26
1332.49	-	-	0.00698	0.77	0.00771	0.71	9.49
1460.82	0.00666	4.02	-	-	-	-	-
1836.05	-	-	0.00545	0.86	0.00613	0.92	11.14

Πίνακας 4.21: Τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή HPGe για τη γεωμετρία «2» και σύγκριση των υπολογιστικών τιμών.



Σχήμα 4.13: Απόδοση φωτοκορυφής συναρτήσει της ενέργειας του ανιχνευτή HPGe για τη γεωμετρία «2».

Από τον πίνακα 4.21 και το σχήμα 4.13 μπορούν να εξαχθούν σημαντικά συμπεράσματα. Αρχικά, οι τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής για την περιοχή υψηλών ενεργειών, η οποία και ενδιαφέρει κατά κύριο λόγο, παρουσιάζουν μια αύξηση της τάξεως του 10%. Η βαθμονόμηση που είχε γίνει στην παλαιότερη ΔΕ ήταν ακριβής και συμφωνούσε με τα πειραματικά σημεία. Επομένως, η νέα εκτίμηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή, η οποία πραγματοποιήθηκε για γεωμετρία Marinelli και για συγκεκριμένο ενεργειακό εύρος που καθορίστηκε με τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα, ευθύνεται για την παρουσίαση της απόκλισης των τιμών της απόδοσης φωτοκορυφής. Συγκεκριμένα, τα ακριβή γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή είναι άγνωστες παράμετροι, τις οποίες, στα πλαίσια κάθε διαφορετικής βαθμονόμησης, καλούμαστε να προσδιορίσουμε. Ο προσδιορισμός τους, ωστόσο, αφορά κάθε φορά το συγκεκριμένο πρόβλημα, δηλαδή μια συγκεκριμένη γεωμετρία δείγματος, σε σχέση με τον ανιχνευτή και την καλύτερη δυνατή προσέγγιση των υπολογιστικών τιμών στις πειραματικές. Ένα γεωμετρικό μοντέλο το οποίο δίνει καλά αποτελέσματα για μία συγκεκριμένη γεωμετρία, μπορεί να δώσει ικανοποιητικά αποτελέσματα και για παραπλήσιες γεωμετρίες. Στην παρούσα ΔΕ η εκτίμηση του ανιχνευτή αφορούσε μια ιδιαίτερη γεωμετρία δείγματος, τη γεωμετρία Marinelli, και προσέφερε όσο το δυνατόν καλύτερη προσέγγιση στα πειραματικά σημεία που προέκυψαν έπειτα από μέτρηση στον ανιχνευτή HPGe. Συνεπώς, η χρήση αυτής της γεωμετρικής προσέγγισης δεν ενδείκνυται για προβλήματα με πολύ διαφορετικές γεωμετρίες δειγμάτων, όπως είναι η γεωμετρία «2».

Μια ακόμη παρατήρηση που μπορεί να γίνει από το σχήμα 4.13 είναι η κλίση των σημείων της απόδοσης για την περιοχή χαμηλών ενεργειών. Στη συνήθη μορφή μιας καμπύλης βαθμονόμησης, υπάρχει μια πτωτική τάση στις τιμές της απόδοσης για τις χαμηλές ενέργειες φωτονίων. Ωστόσο, στην παρούσα καμπύλη δεν παρατηρείται κάτι τέτοιο, γεγονός που αποδίδεται στην επιλογή εξαιρετικά μικρού άνω dead layer στα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή HPGe. Το dead layer αυτό επιλέχθηκε γιατί εξυπηρετούσε βέλτιστα την προσέγγιση στα πειραματικά σημεία της γεωμετρίας Marinelli, γεωμετρία που περιβάλλει τον ανιχνευτή. Η γεωμετρία «2», όμως, έρχεται σε επαφή με τον ανιχνευτή μόνο από την άνω πλευρά του, επομένως η επιλογή του άνω dead layer είναι υψίστης σημασίας και μπορεί να μεταβάλει δραματικά τις τιμές της απόδοσης.

Προκύπτει λοιπόν το σημαντικό συμπέρασμα, ότι η περιγραφή του ανιχνευτή HPGe που γίνεται στην παρούσα ΔΕ αφορά την εξέταση δειγμάτων τοποθετημένων σε δοχείο Marinelli και δεν είναι κατάλληλη για προσομοίωση για κοινή κυλινδρική γεωμετρία δειγμάτων, όπως είναι η γεωμετρία «2».

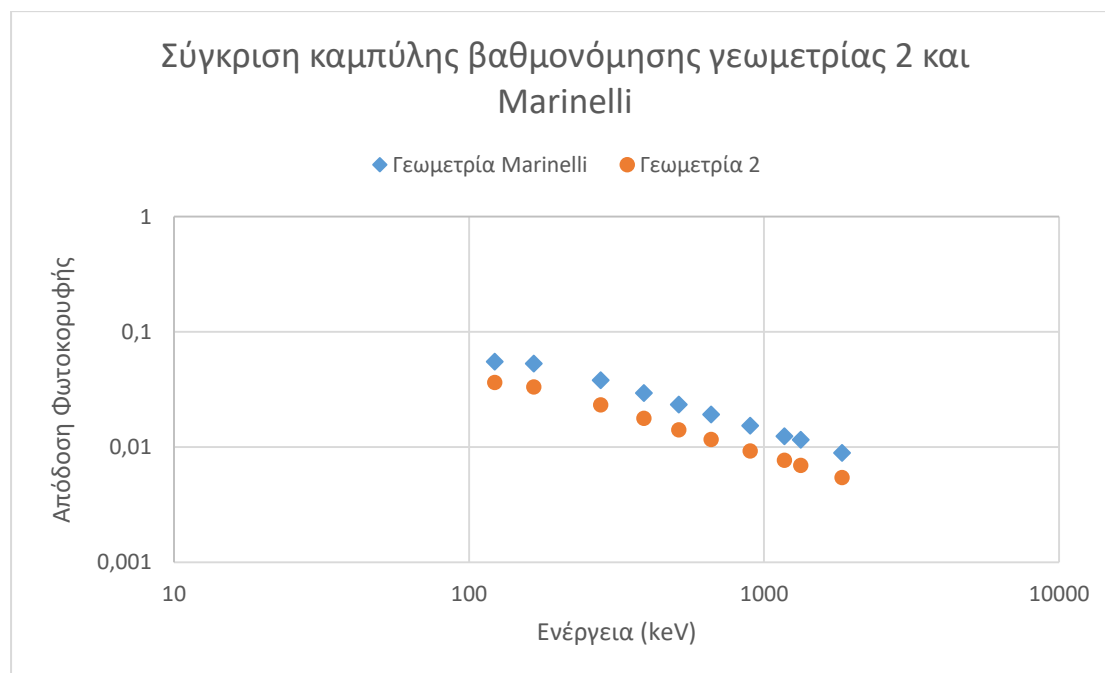
4.5.3 Σύγκριση καμπυλών βαθμονόμησης απόδοσης για γεωμετρία 2 και Marinelli – Συμπεράσματα

Μετά τον υπολογισμό της καμπύλης βαθμονόμησης για τη γεωμετρία Marinelli είναι εφικτή η σύγκριση της απόδοσης σε σχέση με την απόδοση φωτοκορυφής που προκύπτει για γεωμετρία «2», όπως εκτιμήθηκε στην ΔΕ (Παπαδιονυσίου, 2015). Σκοπός της σύγκρισης αυτής είναι να διαπιστωθεί σε τι βαθμό επιτυγχάνεται αύξηση της απόδοσης ανίχνευσης με τη χρήση της γεωμετρίας Marinelli. Στον πίνακα 4.22 παρουσιάζονται συγκεντρωμένες οι τιμές της απόδοσης φωτοκορυφής με τις αντίστοιχες αβεβαιότητές τους

για γεωμετρία «2» και Marinelli, καθώς και υπολογίζεται η επί τοις εκατό μεταξύ τους διαφορά.

	Γεωμετρία 2 παλαιάς ΔΕ		Γεωμετρία Marinelli		Σύγκριση
Ενέργεια (keV)	Απόδοση Φωτοκορυφής	$\sigma(\%)$	Απόδοση Φωτοκορυφής	$\sigma(\%)$	Διαφορά (%)
122.06	0.03647	0.15	0.05529	0.49	34.04
165.86	0.0333	0.37	0.05333	0.52	37.55
279.2	0.0233	0.48	0.03821	0.56	39.02
391.7	0.0178	0.58	0.02951	0.67	39.68
514.01	0.0142	0.53	0.02340	0.45	39.30
661.66	0.01165	0.54	0.01926	0.57	39.51
898.04	0.00929	0.66	0.01537	0.65	39.57
1173.23	0.0077	0.76	0.01245	0.85	38.14
1332.49	0.00698	0.77	0.01162	0.75	39.94
1836.05	0.00545	0.86	0.00891	0.93	38.80

Πίνακας 4.22: Σύγκριση τιμών απόδοσης φωτοκορυφής για τη γεωμετρία «2» σε σχέση με τη γεωμετρία Marinelli σε ανιχνευτή HPGe.



Σχήμα 4.14: Γραφική απεικόνιση των τιμών της απόδοσης φωτοκορυφής για γεωμετρία 2 και Marinelli συναρτήσει της ενέργειας.

Από τον πίνακα 4.22 γίνεται φανερό η αύξηση της απόδοσης φωτοκορυφής με τη χρήση της γεωμετρίας Marinelli κατά περίπου 38.5% (μέση τιμή αύξησης). Η αύξηση αυτή θα προσφέρει τη δυνατότητα μετρήσεων χαμηλότερων τιμών ραδιενέργειας σε σχέση με αυτές που είναι εφικτές μέσω της γεωμετρίας «2». Αξίζει, ωστόσο, να σημειωθεί ότι η καμπύλη βαθμονόμησης Marinelli σχηματίστηκε με πειραματικές τιμές στην περιοχή υψηλών ενεργειών και η χρήση της σε αυτή την περιοχή συγκεντρώνει το ενδιαφέρον.

Κεφάλαιο 5^ο: Αποτελέσματα της αναλύσεως δειγμάτων νερού

5.1 Υπολογισμός κατώτερων επιπέδων ανίχνευσης για γεωμετρία Marinelli

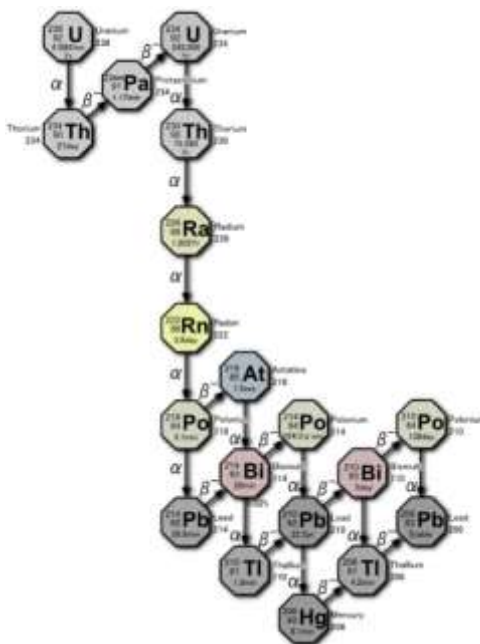
Σύμφωνα με όσα αναφέρονται στο 3^ο Κεφάλαιο, το ελάχιστο επίπεδο ραδιενέργειας που μπορεί να ανιχνευτεί, αφενός μεν είναι ένα μέτρο των δυνατοτήτων μίας ανιχνευτικής διάταξης, και αφετέρου αποτελεί κριτήριο σύγκρισης ανιχνευτικών διατάξεων ή και τεχνικών ανάλυσης, υποδεικνύοντας την καταλληλότερη για το υπό εξέταση δείγμα. Στο παρόν κεφάλαιο θα υπολογιστούν για τον υπό μελέτη ανιχνευτή HPGe τα όρια ανίχνευσης διαφόρων ισοτόπων ενδιαφέροντος και η αντίστοιχη ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια.

Η έννοια των κατώτερων επιπέδων ανίχνευσης είναι συνδεδεμένη με την ύπαρξη και τη συμβολή του υποστρώματος. Συγκεκριμένα, η ελάχιστη ραδιενέργεια που μπορεί να ανιχνευτεί από μια διάταξη ορίζεται ως η συγκέντρωση εκείνη που θεωρείται στατιστικά διάφορη του υποστρώματος. Καθώς το υπόστρωμα εξαρτάται άμεσα από την ανιχνευτική διάταξη, το χώρο στον οποίο βρίσκεται και από το υπό εξέταση δείγμα, τα χαρακτηριστικά αυτά επηρεάζουν και τον υπολογισμό των μεγεθών L_C , L_D και MDA. Σε περίπτωση, λοιπόν, που ένα ισότοπο εμφανίζεται στο φάσμα του υποστρώματος, ο υπολογισμός του κατώτερου ορίου ανίχνευσης L_D θα γίνεται σύμφωνα με τη σχέση (3.36). Σε αντίθετη περίπτωση, για τον υπολογισμό του θα χρησιμοποιείται η σχέση (3.35).

Στη συνέχεια θα υπολογισθούν οι τιμές των L_D και MDA για τον ανιχνευτή HPGe σχετικής απόδοσης 40% του ΕΠΤ-ΕΜΠ, γεωμετρία Marinelli και δείγμα νερού. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η ιδιαιτερότητα της γεωμετρίας Marinelli έγκειται στο γεγονός ότι περιβάλλει τον ανιχνευτή. Επομένως, παρέχει ενός είδους επιπλέον «θωράκισης» του ανιχνευτή από την κοσμική ακτινοβολία και την ακτινοβολία του χώρου. Για το λόγο αυτό, ως υπόστρωμα θα θεωρηθεί το ενεργειακό φάσμα **WT110B** που λήφθηκε με το δοχείο Marinelli με αποσταγμένο νερό.

Τα ραδιενεργά ισότοπα που επιλέχθηκε να εξεταστούν καλύπτουν και τις δύο περιπτώσεις, όσον αφορά την ανίχνευσή τους ή μη στο φάσμα του υποστρώματος. Αυτά είναι το ^{131}I με ενέργεια φωτονίων στα 364.5keV, το ^{214}Bi στα 609.3keV, το ^{137}Cs στα 661.6keV και το ^{40}K στα 1460.8keV. Το ^{137}Cs αποτελεί ένα ισότοπο που, όπως αναφέρθηκε, δεν θα έπρεπε να υπάρχει στο υπόστρωμα καθώς είναι ανθρωπογενούς προέλευσης και η παρουσία του συνδέεται με πυρηνικά ατυχήματα και δοκιμές πυρηνικών όπλων. Αντίστοιχα, και το ^{131}I είναι ένα ισότοπο που παρασκευάζεται, είτε μέσω ακτινοβόλησης με νετρόνια ενός φυσικού στόχου από τελλούριο, είτε ως προϊόν της σχάσης του ουρανίου και του πλουτωνίου, επομένως η παρουσία του δεν αναμένεται σε περιβαλλοντικά δείγματα. Το ^{40}K είναι ένα από τα κύρια στοιχεία που συναντώνται στα περιβαλλοντικά δείγματα. Η επιλογή του ^{214}Bi γίνεται σκόπιμα καθώς είναι η πιο ισχυρή φωτοκορυφή θυγατρικού ισοτόπου του ραδίου (^{226}Ra), του οποίου τα κατώτερα όρια ανίχνευσης θα καθοριστούν έμμεσα. Όπως είναι γνωστό, λόγω της αέριας φύσης του ^{222}Rn (θυγατρικού ισοτόπου του

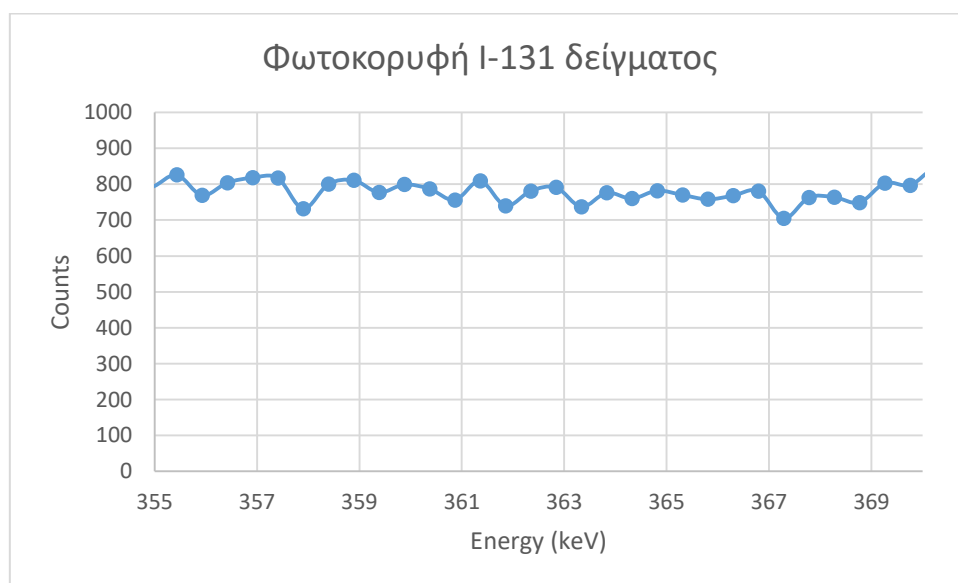
²²⁶Ra) η ραδιενεργός ισορροπία της σειράς του ουρανίου συχνά διαταράσσεται με αποτέλεσμα να δημιουργούνται δυσκολίες στην ανίχνευση ορισμένων ισοτόπων.



Σχήμα 5.1: Η ραδιενεργός σειρά του ουρανίου.

5.1.1 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{131}I

Από την επεξεργασία των ενεργειακών φασμάτων **WT110A** και **WT110B** μπορούν να υπολογιστούν και τα κατώτερα όρια ανίχνευσης για τα ισότοπα ενδιαφέροντος. Ο υπολογισμός των κατώτερων επιπέδων ανίχνευσης γίνεται, όπως αναφέρθηκε, με χρήση διαφορετικού τύπου, λόγω της συμβολής ή μη του υποστρώματος. Για το ^{131}I , με ενέργεια φωτονίων 364.5keV, χρησιμοποιείται ο τύπος (3.35), καθώς το συγκεκριμένο ισότοπο δεν ανιχνεύεται σε κανένα από τα δύο φάσματα υποστρώματος. Είναι επομένως σημαντικό να είναι γνωστό το κατώτερο επίπεδο ανίχνευσης, για τον υπολογισμό του οποίου θα ληφθούν δεδομένα μόνο από το φάσμα του δείγματος **WT110A**.



Σχήμα 5.2: Απεικόνιση της περιοχής ενδιαφέροντος για την φωτοκορυφή ^{131}I το οποίο δεν ανιχνεύεται στο φάσμα του δείγματος WT110A.

Για τον υπολογισμό των μεγεθών που σχετίζονται με τα κατώτερα όρια ανίχνευσης ακολουθήθηκε η διαδικασία που περιγράφεται στην αντίστοιχη παράγραφο στο κεφάλαιο 3. Το πλήθος των καναλιών που λαμβάνεται εκατέρωθεν της φωτοκορυφής λαμβάνεται ίσο σε κάθε περίπτωση με 2, καθώς συνήθως τιμή του σύμφωνα με τη βιβλιογραφία είναι 2-3. Έτσι, γνωρίζοντας ότι για μια Gaussian κορυφή ισχύει $\text{FWHM} \approx 1.81 \cdot \text{FWHM}$ και τα όρια της λαμβάνονται συνήθως $\pm 1.5 \cdot \text{FWHM}$ από το κεντροειδές, έχουμε:

- $n_s = 2 \cdot 1.5 \cdot \text{FWHM} = 6$
- $m_s = 2$
- $B_s = 781 \cdot (366.7933352 - 362.3469265) = 3472.645$

Και άρα

$$L_{D,I} = 3.29 \cdot \sqrt{B \cdot \left(1 + \frac{n}{2 \cdot m}\right)} = 316.7082 \text{ counts}$$

Η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια για το ^{131}I υπολογίζεται σύμφωνα με τον τύπο (3.37) για χρόνο $t = 767745 \text{ sec}$, ποσοστό εκπομπής 81% και απόδοση που προκύπτει από τη συνάρτηση αναδρομής για την καμπύλη βαθμονόμησης ίση με 0.03098, υπολογίστηκε σε:

$$MDA_{I-131} = 0.016 \text{ Bq/kg}$$

5.1.2 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{214}Bi

Ένα ισότοπο ενδιαφέροντος, όπως αναφέρθηκε, είναι το ^{214}Bi και συγκεκριμένα τα φωτόνια ενέργειας 609.3 keV που εκπέμπει. Η παρουσία του ραδιοϊσοτόπου αυτού στο φάσμα **WT110B** του υποστρώματος καθιστά αναγκαία τη χρήση του τύπου (3.36), ενώ ως δείγμα εξετάζεται το φάσμα **WT110A**.

$$L_D = 2 \cdot k_a \cdot \sqrt{B_s \cdot \left(1 + \frac{n_s}{2 \cdot m_s}\right) + A_b \cdot \left(\frac{t_s}{t_b} + 1\right) + B_b \cdot \left(1 + \frac{n_b}{2 \cdot m_b}\right)} \quad (3.36)$$

Όπου:

- $k_a = 1.645$ για επίπεδο εμπιστοσύνης 95%
- $t_b = 869020 \text{ sec}$
- $n_b = 2 \cdot 1.5 \cdot \text{FWHM} = 7,78$
- $m_b = 2$
- $B_b = (272 + 271) / 2 \cdot (612.3378611 - 606.9031899) = 1475.513 \text{ counts}$
- Από το φάσμα του υποστρώματος, η φωτοκορυφή του ^{214}Bi αποτελείται από $0.373 \cdot 10^{-2} \text{ cps}$, τα οποία πολλαπλασιασμένα με το χρόνο δειγματοληψίας μετατρέπονται σε 3241.448 counts. Επομένως, ο ρυθμός κρούσεων της καθαρής επιφάνειας της φωτοκορυφής στο φάσμα του υποστρώματος είναι $A_b = 3241.448 - B_b = 1765.935 \text{ counts}$.
- $t_s = 767745 \text{ sec}$
- $n_s = 2 \cdot 1.5 \cdot \text{FWHM} = 7.78$
- $m_s = 2$

- $B_s = (231+234)/2 \cdot (612.3378611 - 606.9031899) = 1263.561 \text{ counts}$

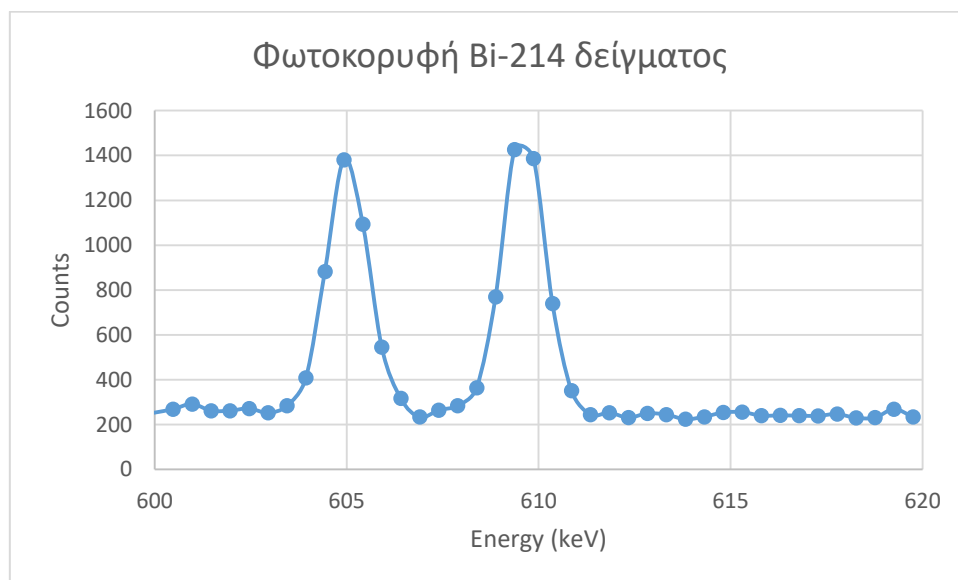
Έτσι το όριο ανίχνευσης υπολογίζεται:

$$L_{D,Bi} = 351.146 \text{ counts}$$

Για τον υπολογισμό της ελάχιστης ανιχνεύσιμης ραδιενέργειας, σύμφωνα με τη σχέση (3.37), για $t=767745 \text{ sec}$, ποσοστό εκπομπής 46,3% και απόδοση φωτοκορυφής ίση με 0.02071, ισχύει:

$$MDA_{Bi-214} = 0.0477 \text{ Bq/kg}$$

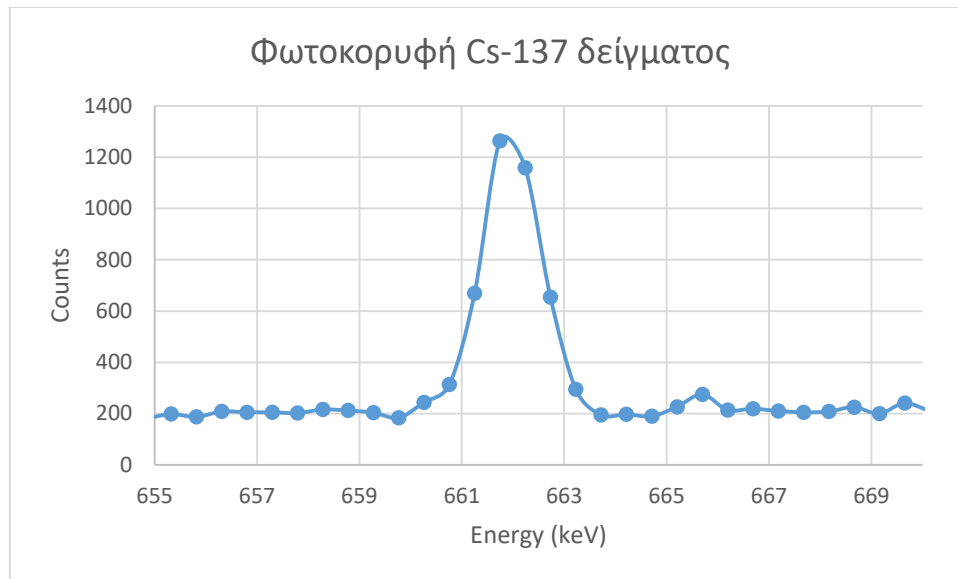
Στη συνέχεια απεικονίζεται η φωτοκορυφή του ^{214}Bi στα 609.3keV που εντοπίζονται στο δείγμα WT110A (σχήμα 5.3). Αξίζει να σημειωθεί ότι στο φάσμα παρατηρείται μια ακόμη φωτοκορυφή στα 604.9keV, ενέργεια αρκετά κοντινή σε αυτή του ^{214}Bi . Πρόκειται για φωτοκορυφή που οφείλεται στο ^{134}Cs που υπάρχει στο δείγμα από την Άσκηση Διαβαθμονόμησης. Ωστόσο, δεν υπάρχει αλληλεπικάλυψη ανάμεσα στις δύο φωτοκορυφές και η επιλογή της τιμής των καναλιών εκατέρωθεν της φωτοκορυφής επιλέχθηκε επί τούτου ίση με 2 ($m=2$).



Σχήμα 5.3: Απεικόνιση της φωτοκορυφής ^{214}Bi που δημιουργείται στο φάσμα του δείγματος WT110A.

5.1.3 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{137}Cs

Για το ^{137}Cs χρησιμοποιείται ο τύπος (3.35), καθώς δεν περιέχεται στο φάσμα του υποστρώματος παρά μόνο στο φάσμα του δείγματος **WT110A**, όπου η φωτοκορυφή που σχηματίζεται απεικονίζεται ακολούθως.



Σχήμα 5.4: Απεικόνιση της φωτοκορυφής ^{137}Cs που δημιουργείται στο φάσμα του δείγματος WT110A.

Πιο συγκεκριμένα, έχουμε:

- $n_s = 2 * 1.5 * \text{FWHM} = 8$
- $m_s = 2$
- $B_s = (204 + 190) / 2 * (664.7085244 - 659.2738165) = 1070.637$

Και άρα

$$L_{D,Cs} = 3.29 * \sqrt{B * \left(1 + \frac{n}{2 * m}\right)} = 186.4627 \text{ counts}$$

Η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια για το ^{137}Cs υπολογίζεται σύμφωνα με τον τύπο (3.37) για χρόνο $t = 767745 \text{ sec}$, ποσοστό εκπομπής 85% και απόδοση που προκύπτει από τη συνάρτηση αναδρομής για την καμπύλη βαθμονόμησης ίση με 0.01943. Είναι ίση επομένως με:

$$MDA_{Cs-137} = 0.01471 \text{ Bq/kg}$$

5.1.4 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{40}K

Όσον αφορά το ισότοπο του ^{40}K , η παρουσία του στο υπόστρωμα πρέπει να ληφθεί υπόψη κατά τον υπολογισμό του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης. Για αυτό το λόγο χρησιμοποιείται η σχέση (3.36) όπου τα δεδομένα για το υπόστρωμα λαμβάνονται από το φάσμα **WT110B** και ως δείγμα εξετάζεται το **WT110A**.

$$L_D = 2 * k_a * \sqrt{B_s * \left(1 + \frac{n_s}{2 * m_s}\right) + A_b * \left(\frac{t_s}{t_b} + 1\right) + B_b * \left(1 + \frac{n_b}{2 * m_b}\right)} \quad (3.36)$$

Όπου:

- $k_a = 1.645$ για επίπεδο εμπιστοσύνης 95%
- $t_b = 869020 \text{ sec}$
- $n_b = 2 * 1.5 * \text{FWHM} = 10.77$
- $m_b = 2$

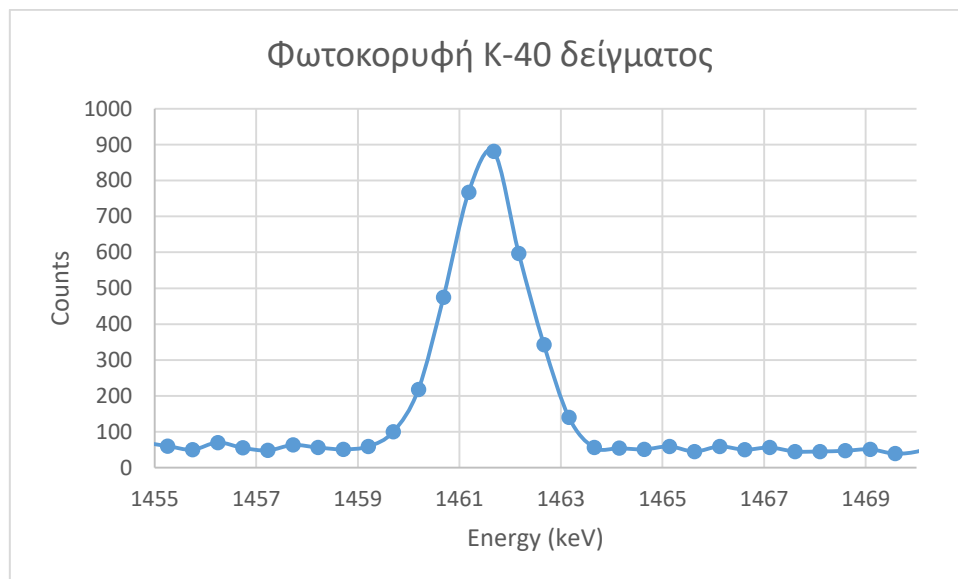
- $B_b = (46+62)/2 \cdot (1464.640241 - 1458.216743) = 346.8689 \text{ counts}$
- Από το φάσμα του υποστρώματος, η φωτοκορυφή του K-40 αποτελείται από $0.412 \cdot 10^{-2} \text{ cps}$, τα οποία πολλαπλασιασμένα με το χρόνο δειγματοληψίας μετατρέπονται σε 3580.367 counts. Επομένως, ο ρυθμός κρούσεων της καθαρής επιφάνειας της φωτοκορυφής στο φάσμα του υποστρώματος είναι $A_b = 3580.367 - B_b = 3233.498 \text{ counts}$.
- $t_s = 767745 \text{ sec}$
- $n_s = 2 \cdot 1.5 \cdot \text{FWHM} = 10.77$
- $m_s = 2$
- $B_s = (51+56)/2 \cdot (1464.640241 - 1458.216743) = 343.6571 \text{ counts}$

Έτσι το όριο ανίχνευσης υπολογίζεται ίσο με:

$$L_{D,K} = 305.828 \text{ counts}$$

Για τον υπολογισμό της ελάχιστης ανιχνεύσιμης ραδιενέργειας, ενός μεγέθους πιο εύχρηστου, σύμφωνα με τη σχέση (3.37) για χρόνο $t = 767745 \text{ sec}$, ποσοστό εκπομπής 11% και απόδοση φωτοκορυφής, σύμφωνα με την συνάρτηση αναδρομής, ίση με 0,01066. Επομένως η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια είναι:

$$MDA_{K-40} = 0.33959 \text{ Bq/kg}$$



Σχήμα 5.5: Απεικόνιση της φωτοκορυφής ^{40}K που δημιουργείται στο φάσμα του δείγματος WT110A.

5.2 Υπολογισμός κατώτερων επιπέδων ανίχνευσης για γεωμετρία «2»

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, ο υπολογισμός της ελάχιστης ανιχνεύσιμης ραδιενέργειας κρίνεται απαραίτητος για τη σύγκριση των ανιχνευτικών διατάξεων που χρησιμοποιούνται και επιλογή του πλέον καταλληλότερου. Με άλλα λόγια, το ζητούμενο πριν επιλεγεί μια ανιχνευτική διάταξη και μια γεωμετρία δείγματος είναι να επιτρέπουν την ανίχνευση όσο το δυνατόν χαμηλότερων επιπέδων ραδιενέργειας. Μετά τον υπολογισμό των κατώτερων επιπέδων ανίχνευσης για τον ανιχνευτή HPGe 40% και για τη

γεωμετρία Marinelli, ακολουθεί η σύγκριση των επιπέδων αυτών με τις αντίστοιχες τιμές για γεωμετρία «2». Στις ενότητες που ακολουθούν υπολογίζονται τα κατώτερα επίπεδα ανίχνευσης για γεωμετρία «2» για τα 4 ισότοπα που εξετάστηκαν και στην παράγραφο 5.1. Ως υπόστρωμα λαμβάνεται το φάσμα του δείγματος **WT116A**, ένα περιβαλλοντικό δείγμα εξαιρετικά χαμηλής ραδιενέργειας, που περιγράφεται αναλυτικά στην συνέχεια, ενώ ως δείγμα εξετάζεται το **WT109C**, δείγμα γεωμετρίας «2» που έχει παρασκευασθεί με βάση το δείγμα «Sample 3» της Διεθνούς Άσκησης Διασύγκρισης.

5.2.1 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{131}I

Για τον υπολογισμό της ελάχιστης ανιχνεύσιμης ραδιενέργειας του ισότοπου ^{131}I με ενέργεια φωτονίων 364.5keV χρησιμοποιείται ο τύπος 3.35, καθώς το ισότοπο αυτό δεν ανιχνεύεται στο υπόστρωμα. Συγκεκριμένα πρόκειται για ένα ισότοπο η συγκέντρωση του οποίου είναι χαμηλότερη από το κατώτερο επίπεδο ανίχνευσης και κατά συνέπεια δεν ανιχνεύεται ούτε στο δείγμα WT109C. Ο υπολογισμός της οριακής αυτής τιμής γίνεται σύμφωνα με όσα έχουν ήδη αναφερθεί. Επομένως, έχουμε:

- $n_s = 2 * 1.5 * \text{FWHM} = 6.67$
- $m_s = 2$
- $B_s = (453 + 518) / 2 * (366.7933352 - 362.3469265) = 2158.731$

Και άρα

$$L_{D,I} = 3.29 * \sqrt{B * \left(1 + \frac{n}{2 * m}\right)} = 249.7057 \text{ counts}$$



Σχήμα 5.6: Απεικόνιση της περιοχής ενδιαφέροντος για την φωτοκορυφή ^{131}I που δεν ανιχνεύεται στο φάσμα του δείγματος WT109C.

Η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια για το ^{131}I υπολογίζεται σύμφωνα με τον τύπο (3.37) για χρόνο $t=513866\text{sec}$, ποσοστό εκπομπής 81% και απόδοση που προκύπτει από τη συνάρτηση αναδρομής για την καμπύλη βαθμονόμησης ίση με 0,01877. Είναι ίση επομένως με:

$$MDA_{I-131} = 0.03197 \text{ Bq/kg}$$

5.2.2 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{214}Bi

Όσον αφορά το ισότοπο ^{214}Bi με ενέργεια φωτονίων 609.3keV, η παρουσία του στο υπόστρωμα οδηγεί στη χρήση του τύπου (3.36) για τον υπολογισμό του κατώτερου επιπέδου ραδιενέργειας. Όπου:

- $k_a=1.645$ για επίπεδο εμπιστοσύνης 95%
- $t_b=253422 \text{ sec}$
- $n_b=2*1.5*FWHM=7.78$
- $m_b=2$
- $B_b=(93+85)/2*(612.3378611-606.9031899)=483.6857\text{counts}$
- Από το φάσμα του υποστρώματος, η φωτοκορυφή του Bi-214 αποτελείται από $0.211*10^{-2} \text{ cps}$. Επομένως, ο ρυθμός κρούσεων της καθαρής επιφάνειας της φωτοκορυφής στο φάσμα του υποστρώματος είναι $A_b=51.03468\text{counts}$.
- $t_s=513866 \text{ sec}$
- $n_s=2*1.5*FWHM=7.78$
- $m_s=2$
- $B_s=(170+150)/2*(612.3378611-606.9031899)=869.5474\text{counts}$

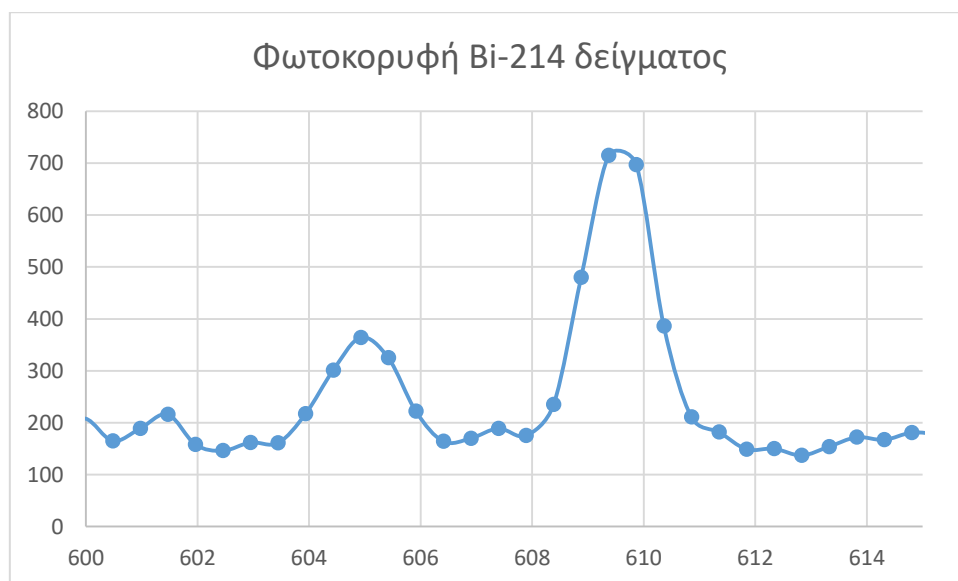
Έτσι το όριο ανίχνευσης υπολογίζεται ίσο με:

$$L_{D,Bi} = 211.669 \text{ counts}$$

Για τον υπολογισμό της ελάχιστης ανιχνεύσιμης ραδιενέργειας, ενός μεγέθους πιο εύχρηστου, σύμφωνα με τη σχέση (3.37) για χρόνο $t=513866 \text{ sec}$, ποσοστό εκπομπής 46.3% και απόδοση φωτοκορυφής, σύμφωνα με την συνάρτηση αναδρομής, ίση με 0,01252. Επομένως η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια είναι:

$$MDA_{Bi-214} = 0.07105 \text{ Bq/kg}$$

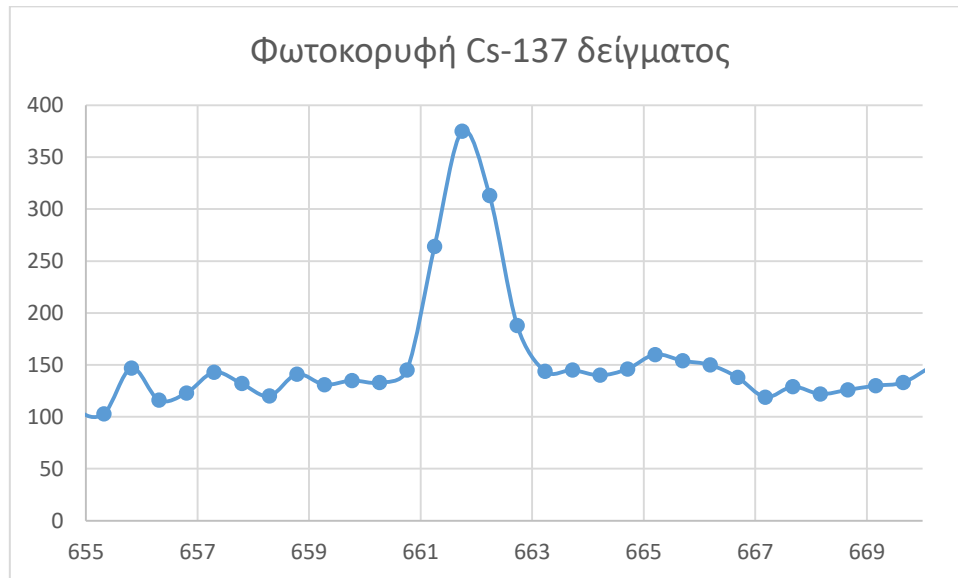
Στο σχήμα 5.7 που ακολουθεί παρουσιάζεται η σχηματική αναπαράσταση της φωτοκορυφής του ισοτόπου αυτού στο φάσμα του δείγματος.



Σχήμα 5.7: Απεικόνιση της φωτοκορυφής ^{214}Bi που δημιουργείται στο φάσμα του δείγματος WT109C.

5.2.3 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{137}Cs

Για τον υπολογισμό του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης του ισότοπου ^{137}Cs χρησιμοποιείται ο τύπος (3.35), καθώς δεν περιέχεται στο φάσμα του υποστρώματος παρά μόνο στο φάσμα του δείγματος **WT109C**, όπου η φωτοκορυφή που σχηματίζεται απεικονίζεται ακολούθως.



Σχήμα 5.8: Απεικόνιση της φωτοκορυφής ^{137}Cs που δημιουργείται στο φάσμα του δείγματος WT109C.

Πιο συγκεκριμένα, έχουμε:

- $n_s = 2 * 1.5 * \text{FWHM} = 8$
- $m_s = 2$
- $B_s = (131 + 146) / 2 * (664.7085244 - 659.2738165) = 869.5474$

Και άρα

$$L_{D,Cs} = 3.29 * \sqrt{B * \left(1 + \frac{n}{2 * m}\right)} = 307.396 \text{ counts}$$

Η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια για το ^{137}Cs υπολογίζεται σύμφωνα με τον τύπο (3.37) για χρόνο $t = 513866 \text{ sec}$, ποσοστό εκπομπής 85% και απόδοση που προκύπτει από τη συνάρτηση αναδρομής για την καμπύλη βαθμονόμησης ίση με 0,01175. Είναι ίση επομένως με:

$$MDA_{Cs-137} = 0.03046 \text{ Bq/kg}$$

5.2.4 Υπολογισμός του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης για το ^{40}K

Όσον αφορά το ισότοπο του ^{40}K , με φωτόνια ενέργειας 1460.8 keV, η παρουσία του στο υπόστρωμα πρέπει να ληφθεί υπόψη κατά τον υπολογισμό του κατώτερου επιπέδου ανίχνευσης. Επομένως, χρησιμοποιείται η σχέση (3.36) όπου:

- $k_\alpha = 1.645$ για επίπεδο εμπιστοσύνης 95%

- $t_b=253422 \text{ sec}$
- $n_b=2*1.5*FWHM=10.78$
- $m_b=2$
- $B_b=(18+14)/2*(1464.640241-1458.216743)=346.8689 \text{ counts}$
- Από το φάσμα του υποστρώματος, η φωτοκορυφή του K-40 αποτελείται από $0.59*10^{-2} \text{ cps}$. Επομένως, ο ρυθμός κρούσεων της καθαρής επιφάνειας της φωτοκορυφής στο φάσμα του υποστρώματος είναι $A_b=1392.414 \text{ counts}$.
- $t_s=513866 \text{ sec}$
- $n_s=2*1.5*FWHM=10.78$
- $m_s=2$
- $B_s=(31+32)/2*(1464.640241-1458.216743)=202.3402 \text{ counts}$

Έτσι το όριο ανίχνευσης υπολογίζεται ίσο με:

$$L_{D,K} = 240.482 \text{ counts}$$

Για τον υπολογισμό της ελάχιστης ανιχνεύσιμης ραδιενέργειας, σύμφωνα με τη σχέση (3.37) για χρόνο $t=513866 \text{ sec}$, ποσοστό εκπομπής 11% και απόδοση φωτοκορυφής, σύμφωνα με την συνάρτηση αναδρομής, ίση με 0,00649. Επομένως η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια είναι:

$$MDA_{K-40} = 0.6555 \text{ Bq/kg}$$



Σχήμα 5.9: Απεικόνιση της φωτοκορυφής ^{40}K που δημιουργείται στο φάσμα του δείγματος WT109C.

5.2.5 Σύγκριση των τιμών της ελάχιστης ανιχνεύσιμης ραδιενέργειας για τις γεωμετρίες «2» και Marinelli

Οι τιμές που υπολογίστηκαν στις παραπάνω παραγράφους συνοψίζονται στον πίνακα 5.1, όπου παρουσιάζονται για τις 4 εξεταζόμενες ενέργειες φωτονίων οι τιμές της ελάχιστης ανιχνεύσιμης ραδιενέργειας (MDA) σε μονάδες Bq/kg, τόσο για γεωμετρία «2» όσο και για Marinelli. Επιπλέον, δεδομένου ότι παρατηρούνται υψηλότερες τιμές όσον αφορά τη γεωμετρία «2», παρουσιάζεται και η μεταξύ τους διαφορά επί τοις εκατό. Από

την τελευταία στήλη του πίνακα αυτού γίνεται εμφανές ότι η χρήση της γεωμετρίας Marinelli καθιστά εφικτή την ανίχνευση χαμηλότερων επιπέδων ραδιενέργειας, από ότι ήταν δυνατό μέσω της γεωμετρίας «2». Η διαφορά αυτή μάλιστα είναι ιδιαίτερα σημαντική καθώς είναι περίπου της τάξεως του 45%.

Ενέργεια (keV)	Ισότοπο	MDA γεωμετρία «2» (Bq/kg)	MDA γεωμετρία Marinelli (Bq/kg)	Διαφορά (%)
364.5	I-131	0.03197	0.01644	48.57
609.3	Bi-214	0.07105	0.04770	32.86
661.6	Cs-137	0.03046	0.01471	51.72
1460.8	K-40	0.65552	0.33959	48.20

Πίνακας 5.1: Σύγκριση των τιμών ελάχιστης ανιχνεύσιμης ραδιενέργειας (MDA) για γεωμετρία «2» και Marinelli.

5.3 Αποτελέσματα αναλύσεων δειγμάτων νερού χαμηλής ραδιενέργειας

Στα πλαίσια της παρούσας ΔΕ συλλέχθηκε μία σειρά από δείγματα νερού, τα οποία και αναλύθηκαν στον ανιχνευτή HPGe 40% με τη χρήση του δοχείου Marinelli. Συγκεκριμένα, έγιναν τρεις δειγματοληψίες, μια θαλασσινού νερού από το Αίγιο του Νομού Αχαΐας στις 24/9/2017, μια θαλασσινού νερού από το Σούνιο Αττικής στις 30/9/2017 και, τέλος, μια από τα ιαματικά λουτρά στην περιοχή των Θερμοπυλών στις 17/10/2017. Η περιοχή αυτή βρίσκεται σε απόσταση 15χλμ από την πόλη της Λαμίας και παρουσιάζει ενδιαφέρον καθώς πρόκειται για νερό ιαματικής πηγής και η θερμοκρασία του νερού είναι 40°C.



Εικόνα 5.1: Ιαματικές πηγές Θερμοπυλών.

Τη δειγματοληψία ακολούθησε η παρασκευή δειγμάτων συγκεκριμένων γεωμετριών με καθορισμένες ονομασίες, σύμφωνα με την τυποποιημένη διαδικασία που ακολουθείται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ. Αρχικά, συσκευάστηκε δείγμα με θαλασσινό νερό από το Αίγιο σε δοχείο Marinelli με την ονομασία **WT115**. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, το γεγονός ότι δεν είναι δυνατή η σφράγιση του δοχείου Marinelli καθιστά αδύνατη τη διασφάλιση της ραδιενεργούς ισορροπίας των θυγατρικών ισοτόπων του ραδίου. Στη συνέχεια συσκευάστηκε δείγμα γεωμετρίας «2» με νερό ίδιας προέλευσης, ονομασίας **WT116**, και εξετάστηκε στον ανιχνευτή HPGe για το ίδιο χρονικό διάστημα με σκοπό τη σύγκριση των

αποτελεσμάτων για τις δύο γεωμετρίες. Για το δείγμα νερού από την περιοχή του Σουνίου δημιουργήθηκε μόνο δείγμα σε δοχείο Marinelli με ονομασία **WT117**. Τέλος, από το δείγμα που λήφθηκε στις Θερμοπύλες δημιουργήθηκαν δύο δείγματα, ένα Marinelli με ονομασία **WT118**, και ένα γεωμετρίας «2», το οποίο σφραγίστηκε και τοποθετήθηκε στον ανιχνευτή Ge για μεγάλο χρονικό διάστημα με σκοπό την ανίχνευση ισοτόπων ραδίου.

Σε όλα τα παραπάνω δείγματα το μόνο ραδιοϊσότοπο που ανιχνεύτηκε ήταν το ^{40}K με ενέργεια φωτονίων 1460.8keV. Αρχικά, αξίζει να αναφερθούν οι τυπικές τιμές της συγκέντρωσης ραδιενέργειας του ^{40}K που έχουν μετρηθεί σε θαλάσσια ύδατα – και μια τιμή που αναφέρεται σε γλυκό νερό λίμνης και παρουσιάζεται με αστερίσκο καθώς τιμή της ραδιενέργειας είναι εμφανώς μικρότερη – και παρουσιάζονται σε διάφορες δημοσιεύσεις. Οι τιμές αυτές παρατίθενται στον πίνακα 5.2.

Τοποθεσία	Ραδιενέργεια ^{40}K (Bq/lt)	Αναφορά
Κωνσταντινούπολη	5.25	(Karahan, et al., 2000)
Μαύρη Θάλασσα	5.5	(Karahan, et al., 2000)
Μαρμαρά Θάλασσα	5.56	(Karahan, et al., 2000)
Βόσπορος, Μαύρη Θάλασσα	5.55	(Karahan, et al., 2000)
Κ. Cekmece Lake*	3.2*	(Karahan, et al., 2000)
Μήλος θαλασσινό νερό	9.8 – 11.8	(Florou, et al., 2007)
Ικαρία θαλασσινό νερό	19 – 20	(Florou, et al., 2007)
Ικαρία ιαματικά νερά	19 – 24	(Florou, et al., 2007)
Λουτράκι θαλασσινό νερό	6 – 13	(Florou, et al., 2007)
Λουτράκι ιαματικά νερά	4 – 13	(Florou, et al., 2007)

Πίνακας 5.2: Τυπικές τιμές ραδιενέργειας ^{40}K σε δείγματα νερού

Προκειμένου να παρουσιαστούν οι τιμές της ραδιενέργειας που αντιστοιχούν στα εξεταζόμενα δείγματα, ακολουθείται η προβλεπόμενη διαδικασία κατά την οποία υπολογίζονται και οι αβεβαιότητες των μεγεθών. Για τον σωστό υπολογισμό χρησιμοποιείται ο τύπος:

$$activity_{K-40} = \frac{cps_{Net}}{yield*eff} \quad (5.1)$$

Όπου:

- Yield για το ισότοπο του καλίου είναι 11% ή 0,11
- Απόδοση φωτοκορυφής για την ενέργεια των 1460.8keV λαμβάνεται σύμφωνα από την εκάστοτε καμπύλη βαθμονόμησης που χρησιμοποιείται και η αβεβαιότητα της υπολογίζεται σε επόμενη παράγραφο αναλυτικά

- Counts per second που αντιστοιχούν στη επιφάνεια της φωτοκορυφής διαιρεμένη με το χρόνο ανίχνευσης και λαμβάνουν υπόψη τη συμβολή του υποστρώματος. Για τον υπολογισμό του μεγέθους χρησιμοποιείται η σχέση:

$$cps_{net} = cps_{Total} - cps_{Bg} \quad (5.2)$$

Όπου:

- cps_{Total} : είναι ο συνολικός ρυθμός καταμετρουμένων γεγονότων για μια συγκεκριμένη ενέργεια φωτονίων
- cps_{Bg} : είναι ο ρυθμός καταμετρουμένων γεγονότων που οφείλονται στη παρουσία του συγκεκριμένου ισότοπου στο υπόστρωμα της διάταξης. Συγκεκριμένα, το ^{40}K ανιχνεύεται στο υπόστρωμα της χρησιμοποιούμενης διάταξης και πρέπει να ληφθεί υπόψη. Για τη γεωμετρία «2» ως υπόστρωμα λαμβάνεται το **BG1505**. Για τη γεωμετρία Marinelli, όπως έχει αναφερθεί, λόγω της ιδιαίτερης γεωμετρίας του δοχείου που περιβάλλει τον ανιχνευτή και εξαιτίας της απορρόφησης που δέχεται η ακτινοβολία εντός του δείγματος νερού, ως υπόστρωμα λαμβάνεται το δείγμα **WT110B** με αποσταγμένο νερό σε δοχείο Marinelli.

Τέλος, για την αβεβαιότητα του μεγέθους της υπολογιζόμενης ραδιενέργειας χρησιμοποιείται ο τύπος:

$$\sigma(activity) = \sqrt{\sigma(cps_{net})^2 + \sigma(eff)^2} \quad (5.3)$$

Και αντίστοιχα για την αβεβαιότητα του μεγέθους cps_{Net} ισχύει:

$$\sigma(cps_{Net}) = \sqrt{\sigma(cps_{Total})^2 + \sigma(cps_{Bg})^2} \quad (5.4)$$

5.3.1 Υπολογισμός αβεβαιότητας για την απόδοση φωτοκορυφής

Το μέγεθος της απόδοσης φωτοκορυφής προέκυψε έπειτα από σύνθετους υπολογισμούς. Τα πειραματικά σημεία που λήφθηκαν για μία συγκεκριμένη γεωμετρία δείγματος και μια συγκεκριμένη ενέργεια φωτονίων περιλαμβάνουν μια αβεβαιότητα, η οποία πρέπει να ληφθεί υπόψη. Επιπλέον, η τιμή της απόδοσης που χρησιμοποιείται προέκυψε υπολογιστικά μέσω του κώδικα PENELOPE και απείχε από την πειραματική τιμή κατά μια απόσταση που αποτελεί τη μέγιστη τιμή αβεβαιότητας και αντιστοιχεί σε 3·σ. Επομένως, για τον υπολογισμό της αβεβαιότητας της απόδοσης φωτοκορυφής που προκύπτει υπολογιστικά, και χαρακτηρίζεται ως αβεβαιότητα τύπου B, πρέπει να εξεταστεί ο συνδυασμός των αβεβαιοτήτων του πειραματικού σημείου και της απόστασης του από το υπολογιστικού. Όπως γίνεται αντιληπτό, η εξέταση αυτή πρέπει να πραγματοποιηθεί ξεχωριστά για την κάθε εξεταζόμενη γεωμετρία, στην προκειμένη περίπτωση για τις γεωμετρίες «2» και Marinelli.

Αβεβαιότητα απόδοσης για γεωμετρία Marinelli

Κατά την διαδικασία υπολογισμού της απόδοσης για τη γεωμετρία Marinelli λήφθηκαν διάφορα πειραματικά σημεία και συγκρίθηκαν με τα υπολογιστικά σημεία για τις αντίστοιχες ενέργειες φωτονίων. Εστιάζοντας το ενδιαφέρον στο ισότοπο του ^{40}K με

ενέργεια 1460.8keV, η πειραματική τιμή της απόδοσης για την ενέργεια αυτή ήταν $eff_{exp}=0.0103$ με αβεβαιότητα $\sigma_{πειραματικής}=1.13\%$. Η αντίστοιχη τιμή που προέκυψε έπειτα από προσομοίωση ήταν $eff_{Penelope}=0.01073$ με αβεβαιότητα $\sigma_{υπολογιστικής}=2.65\%$, επομένως η διαφορά τους που εκφράζεται ως 3·σ ισούται με 0.00043, και άρα $\sigma_{διαφοράς}=0.01\%$. Η αβεβαιότητα της απόδοσης δίνεται από την άθροιση τους ως:

$$\sigma(eff_{Marinelli}) = \sqrt{\sigma(πειρ)^2 + \sigma(διαφοράς)^2} = 1.13\% \quad (5.5)$$

Αβεβαιότητα απόδοσης για γεωμετρία 2

Ομοίως με όσα αναφέρθηκαν και εφαρμόστηκαν για τη γεωμετρία Marinelli εργαζόμαστε και όσον αφορά τη γεωμετρία 2. Στην προκείμενη περίπτωση τα πειραματικά και υπολογιστικά σημεία λαμβάνονται από τη ΔΕ Παπαδιονυσίου όπου είχε γίνει η διαδικασία βαθμονόμησης του ανιχνευτή HPGe για την συγκεκριμένη γεωμετρία. Έτσι, έχουμε ότι η πειραματική τιμή απόδοσης του ^{40}K είναι $eff_{exp}=0.00666$ με αβεβαιότητα $\sigma_{πειραματικής}=0.67\%$. Η αντίστοιχη τιμή που προέκυψε έπειτα από προσομοίωση ήταν $eff_{Penelope}=0.00653$ με αβεβαιότητα $\sigma_{υπολογιστικής}=0.72\%$, επομένως η διαφορά τους που εκφράζεται ως 3·σ ισούται με 0.00013, και άρα $\sigma_{διαφοράς}=0.0143\%$. Η αβεβαιότητα της απόδοσης δίνεται από την άθροισή τους ως:

$$\sigma(eff_2) = \sqrt{\sigma(πειρ)^2 + \sigma(διαφοράς)^2} = 0.67\% \quad (5.6)$$

5.3.2 Παρουσίαση αποτελεσμάτων

Στον πίνακα 5.4 που παρατίθεται στη συνέχεια παρουσιάζονται τα στοιχεία που αφορούν τον υπολογισμό της ραδιενέργειας του ^{40}K σε μονάδες Bq/kg, στα τέσσερα δείγματα που εξετάστηκαν. Συγκεκριμένα, αναγράφονται η μάζα σε (gr), τα cps_{Net} με την αβεβαιότητά τους, όπως προκύπτουν από τον πίνακα 5.3, η απόδοση φωτοκορυφής με την αβεβαιότητά της, η ραδιενέργεια υπολογισμένη αρχικά σε (Bq) και εν συνεχεία σε (Bq/kg) με την αβεβαιότητά της.

Οι τιμές των cps που αντιστοιχούν στο υπόστρωμα, όπως αναφέρθηκε λαμβάνονται από τα φάσματα BG1505 για γεωμετρία «2» και είναι ίση με $0.368 \cdot 10^{-2} \pm 7.0\%$ σε επίπεδο αβεβαιότητας 1.65·σ, ενώ για γεωμετρία Marinelli από το φάσμα WT110B, και είναι ίση με $0.412 \cdot 10^{-2} \pm 4.8\%$ σε επίπεδο 1.65·σ. Έτσι, με τη χρήση των σχέσεων (5.2) και (5.4) συμπληρώνεται ο πίνακας 5.3.

Δείγμα	cps_{Total}	$\sigma(\%)$	cps_{Bg}	$\sigma(\%)$	cps_{Net}	$\sigma(\%)$
WT115A	0.0122	2.36	0.00412	2.91	0.00808	3.75
WT116A	0.0059	4.12	0.00368	4.24	0.00222	5.91
WT117A	0.0129	2.12	0.00412	2.91	0.00878	3.60
WT118A	0.00619	2.79	0.00412	2.91	0.00207	4.03

Πίνακας 5.3: Ρυθμός καταγραφής φωτονίων του ^{40}K για τα δείγματα που αναλύθηκαν

Στον πίνακα 5.4 λαμβάνεται υπόψη η τιμή του ποσοστού εκπομπής $yield=11\%$ για τον υπολογισμό της ραδιενέργειας του ^{40}K , σύμφωνα με τις σχέσεις 5.1 και 5.3. Θεωρώντας μια τυπική πυκνότητα του θαλασσινού νερού 1.025gr/cm^3 (Anon., 2018), μετατρέπονται οι τιμές της ραδιενέργειας από Bq/kg σε Bq/lt, ώστε να είναι εφικτή η σύγκριση των τιμών με αυτές που εντοπίζονται στη βιβλιογραφία (πίνακας 5.2).

Δείγμα	Μάζα (gr)	cps _{Net}	σ_{CPS} (%)	eff	σ_{eff} (%)	Activity (Bq)	Activity (Bq/kg)	Activity (Bq/lt)	σ_{Act} (%)
WT115A	623.9	0.00808	3.75	0.010664	1.13	6.8881	11.0405	11.3165	3.92
WT116A	289	0.00222	5.91	0.00649	0.67	3.1096	10.7599	11.0289	5.95
WT117A	626.9	0.00878	3.60	0.010664	1.13	7.4849	11.9395	12.238	3.77
WT118A	620.4	0.00207	4.03	0.010664	1.13	1.7647	2.8444	2.9155	4.19

Πίνακας 5.4: Ραδιενέργεια ^{40}K για τα δείγματα που αναλύθηκαν

Από τα παραπάνω αποτελέσματα μπορούν να εξαχθούν σημαντικά συμπεράσματα. Αρχικά, παρατηρώντας τις τιμές της ραδιενέργειας σε Bq/kg μπορούμε να συγκρίνουμε αυτές που αντιστοιχούν σε θαλασσινό νερό, δηλαδή των δειγμάτων WT115A, WT116A και WT117A, με αυτές του πίνακα 5.1 που αντιστοιχούν σε βιβλιογραφικά ευρήματα για τις συνήθεις τιμές ^{40}K σε θαλάσσια ύδατα. Οι τιμές αυτές συμφωνούν με τις βιβλιογραφικές με μία μέση τιμή περίπου 11Bq/lt να εντοπίζεται στα νότια Ελληνικά θαλάσσια ύδατα (Florou, et al., 2007). Όσον αφορά την τιμή του WT118A που αφορά νερό από ιαματικές πηγές, η τιμή της ραδιενέργειας που ανιχνεύεται είναι εμφανώς μειωμένη, καθώς η περιεκτικότητά του σε άλατα διαφέρει σημαντικά από τα θαλάσσια ύδατα.

Η σύγκριση των τιμών ραδιενέργειας των δειγμάτων WT115A και WT116A παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον, καθώς πρόκειται για δείγματα κοινής προελεύσεως που εξετάστηκαν σε διαφορετικές γεωμετρίες, Marinelli και γεωμετρία «2» αντίστοιχα. Η διαφορά των τιμών της ραδιενέργειας είναι 2.5% και, πραγματοποιώντας U-test, η τιμή U ισούται με $U=0.36$, γεγονός που σημαίνει ότι οι δύο τιμές ραδιενέργειας δεν διαφέρουν στατιστικά σημαντικά. Επομένως, η βαθμονόμηση της γεωμετρίας Marinelli απέδωσε ορθά αποτελέσματα προκειμένου να ανιχνεύεται η ίδια ποσότητα ραδιενέργειας στις δύο διαφορετικές γεωμετρίες.

Μια τελευταία παρατήρηση συγκρίνοντας τα δείγματα WT115A και WT116A αφορά τις τιμές της αβεβαιότητας που συνοδεύουν την ραδιενέργεια. Η αβεβαιότητα που συνοδεύει τη μέτρηση με τη γεωμετρία «2» είναι 5.95%, ενώ η αντίστοιχη που αφορά γεωμετρία Marinelli είναι εμφανώς μικρότερη και ίση με 3.92%. Συνεπώς, το πλεονέκτημα της χρήσης μιας γεωμετρίας μεγάλου όγκου, όπως η Marinelli εντοπίζεται και στην επίτευξη καλύτερης αβεβαιότητας στην ανίχνευση ισοτόπων.

Κεφάλαιο 6^ο: Συμπεράσματα

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται μια σύνοψη της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας με επίκεντρο τα βασικά συμπεράσματα που εξάγονται από αυτή.

Στόχος της παρούσας ΔΕ ήταν η μέτρηση περιβαλλοντικών δειγμάτων χαμηλής ραδιενέργειας, τόσο φυσικής όσο και τεχνητής προέλευσης, χρησιμοποιώντας ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου σχετικής απόδοσης 40% και γεωμετρία δείγματος Marinelli. Η βαθμονόμηση απόδοσης του ανιχνευτή για τη συγκεκριμένη γεωμετρία δείγματος πραγματοποιήθηκε μέσω συνδυασμού πειραματικών μεθόδων και προσομοίωσης Monte Carlo, λαμβάνοντας υπόψη παράγοντες όπως το υπόστρωμα και το φαινόμενο της αυτοαπορρόφησης που επηρεάζουν τη γ-φασματοσκοπία.

Για την μέτρηση περιβαλλοντικών δειγμάτων χαμηλής ραδιενέργειας απαιτείται η ανάλυση δειγμάτων μεγάλου όγκου. Σε ορισμένες περιπτώσεις, όπως για παράδειγμα σε δείγματα που περιέχουν ισότοπα του καυσίου, είναι δυνατή η επεξεργασία των δειγμάτων με μεθόδους ραδιοχημείας, ώστε να μειωθεί σημαντικά ο όγκος του εξεταζόμενου δείγματος και να διευκολυνθεί η μέτρηση του με μεθόδους γ-φασματοσκοπίας. Ωστόσο, μια διαδικασία προσυγκέντρωσης μπορεί να χαρακτηριστεί χρονοβόρα όταν απαιτείται άμεση μέτρηση του δείγματος. Η απευθείας μέτρηση δειγμάτων μεγάλου όγκου γίνεται εφικτή με τη χρήση δοχείων Marinelli, τα οποία διατίθενται σε διάφορα μεγέθη και χαρακτηρίζονται από τη μεγάλη χωρητικότητά τους. Η χρήση του δοχείου Marinelli εξετάστηκε και ως προς τη δυνατότητα επανάχρησής του, η οποία είναι εφικτή μετά από προσεκτική πλύση του δοχείου με οξύ.

Για την προσομοίωση Monte Carlo της διάταξης που χρειάστηκε να γίνει προκειμένου να εκτιμηθεί η απόδοση φωτοκορυφής για γεωμετρία Marinelli χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας PENELOPE 2011. Η χρήση του κώδικα PENELOPE απαιτεί τη λεπτομερή περιγραφή της ανιχνευτικής διάταξης και τον υπολογισμό των ακριβών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή. Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων που αφορούν την απόδοση φωτοκορυφής με τα αντίστοιχα πειραματικά γίνεται ο προσδιορισμός των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή και πιο συγκεκριμένα, ο προσδιορισμός της νεκρής περιοχής του ανιχνευτή. Σε σχέση με άλλες τυποποιημένες κυλινδρικές γεωμετρίες δειγμάτων που χρησιμοποιούνται στο ΕΠΤ-ΕΜΠ, οι οποίες τοποθετούνται ακριβώς πάνω από τον ανιχνευτή, το δοχείο Marinelli περιβάλλει περιμετρικά τον ανιχνευτή και επομένως μεταβάλλει τη συνεισφορά των dead layers, αυξάνοντας τη σημασία του περιφερειακού dead layer και του dead layer της κεντρικής αξονικής οπής. Το τελικό γεωμετρικό μοντέλο δεν θεωρείται σε καμία περίπτωση ακριβές αντίγραφο του ανιχνευτή. Οι διαστάσεις αποτελούν μια καλή προσέγγιση στα πειραματικά δεδομένα που λαμβάνονται από την εκάστωτε γεωμετρία δείγματος. Το επίπεδο της αποδεκτής απόκλισης ανάμεσα στα πειραματικά δεδομένα και εκείνα της προσομοίωσης επιλέγεται από τον χρήστη. Στο πλαίσιο της παρούσας ΔΕ, η μέγιστη απόκλιση που θεωρήθηκε αποδεκτή είναι της τάξεως του 17% και αφορά την ενέργεια του ^{137}Cs σε δείγμα νερού, το οποίο δίνεται να πληρωθεί μέχρι ύψους 9.8cm. Η τιμή αυτή έγινε αποδεκτή εξαιτίας της υψηλής αβεβαιότητας που συνοδεύει την φωτοκορυφή στα δείγματα πολύ χαμηλής ραδιενέργειας (της τάξεως του 20%), καθώς επίσης και του υψηλού σφάλματος

της πειραματικής απόδοσης (6%). Επιπλέον, η πλήρωση του δοχείου Marinelli μέχρι ύψους 9.8cm οδηγεί σε αυξημένες τιμές απόδοσης κατά 5%.

Η καμπύλη βαθμονόμησης για τη γεωμετρία Marinelli υπολογίστηκε εξ ολοκλήρου μέσω του κώδικα προσομοίωσης Monte Carlo. Μπορεί η αντικατάσταση των πειραματικών διεργασιών βαθμονόμησης με υπολογιστικές να διευκολύνει τη μελέτη και να εξασφαλίζει εξίσου ακριβή αποτελέσματα, ωστόσο τα δεδομένα που προκύπτουν από τις προσομοιώσεις συνοδεύονται από κάποια απόκλιση από την πραγματική ιδανική κατάσταση. Γενικά, η καμπύλη βαθμονόμησης διαφέρει για κάθε ανιχνευτική διάταξη και για κάθε γεωμετρία δείγματος. Επιπλέον, τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά που προσδιορίζονται μέσω μιας γεωμετρίας δείγματος-ανιχνευτή μπορούν να οδηγούν σε μεγάλες αποκλίσεις μεταξύ πειραμάτων και προσομοιώσεων μιας διαφορετικής γεωμετρίας. Το συμπέρασμα αυτό επιβεβαιώνεται και από τη σύγκριση και απόκλιση των καμπυλών βαθμονόμησης για γεωμετρία «2», χρησιμοποιώντας το γεωμετρικό μοντέλο αυτής της ΔΕ για τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή και την ορθή εκτίμηση – όσον αφορά τη γεωμετρία «2» – που δίνεται στην ΔΕ (Παπαδιονυσίου, 2015).

Ενδιαφέρουσα κρίθηκε η σύγκριση της καμπύλης βαθμονόμησης για γεωμετρία Marinelli με την καμπύλη βαθμονόμησης για γεωμετρία «2» που παρουσιάζεται σε παλαιότερη ΔΕ (Παπαδιονυσίου, 2015). Από την σύγκριση αυτή προκύπτει ότι επιτυγχάνεται αύξηση της απόδοσης μέσω της χρήσης δοχείου Marinelli κατά μέσο όρο 38.5% στην ενεργειακή περιοχή άνω των 100keV. Αξίζει να αναφερθεί ακόμη ότι η χρήση της γεωμετρίας Marinelli ενδείκνυται για την περιοχή μέσων και υψηλών ενεργειών, καθώς τα πειραματικά δεδομένα τα οποία οδήγησαν στο σχηματισμό της καμπύλης περιλάμβαναν υψηλές ενέργειες. Τέλος, η αύξηση της απόδοσης που επιτυγχάνεται καθιστά εφικτή τη μέτρηση δειγμάτων με χαμηλότερες τιμές ραδιενέργειας.

Στη συνέχεια της εργασίας υπολογίστηκαν τα κατώτερα επίπεδα ανίχνευσης που μπορούν να επιτευχθούν με τη χρήση γεωμετρίας «2» και Marinelli, τα οποία αποτελούν κριτήριο σύγκρισης των ανιχνευτικών διατάξεων και υποδεικνύουν την καταλληλότερη γεωμετρία για το υπό εξέταση δείγμα νερού χαμηλής ραδιενέργειας. Η εξέταση τεσσάρων ισοτόπων (^{131}I , ^{214}Bi , ^{137}Cs , ^{40}K) με ενέργειες φωτονίων 364.5, 609.3, 661.6 και 1460.8 keV αντίστοιχα, υπέδειξε ότι η ελάχιστη ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια σε μονάδες Bq/kg για δείγμα γεωμετρίας «2» είναι κατά μέσο όρο 45% μεγαλύτερη της αντίστοιχης για γεωμετρία Marinelli. Το γεγονός αυτό καθιστά τη χρήση της γεωμετρίας Marinelli ιδανική για την ανίχνευση χαμηλότερων επιπέδων ραδιενέργειας από ότι ήταν δυνατό να επιτευχθεί μέσω της γεωμετρίας «2».

Τέλος, στα πλαίσια της παρούσας ΔΕ έγιναν μετρήσεις δειγμάτων νερού – θαλασσινού και ιαματικών πηγών – με τη χρήση δοχείου Marinelli στον ανιχνευτή HPGe 40%. Καθώς δεν ήταν δυνατή η διασφάλιση της ραδιενεργούς ισορροπίας του ^{226}Ra με τα βραχύβια θυγατρικά του στα δείγματα αυτά, το ενδιαφέρον εστιάσθηκε στην ανίχνευση του ^{40}K , η οποία έρχεται σε συμφωνία με τις καταγεγραμμένες τιμές ραδιενέργειας ^{40}K που εντοπίζονται στη βιβλιογραφία για τα θαλάσσια ύδατα στο κεντρικό και νότιο τμήμα της Ελλάδας (Activity ~ 11 Bq/lit) (Florou, et al., 2007). Ακόμη, μετρήθηκε το ίδιο δείγμα θαλασσινού νερού σε γεωμετρίες «2» και Marinelli προκειμένου να επιβεβαιωθεί η ορθότητα της βαθμονόμησης της γεωμετρίας Marinelli και να εξεταστεί η πρακτική

επίδραση στην αβεβαιότητα που συνοδεύει το μέγεθος της ραδιενέργειας. Όπως αποδείχθηκε, η χρήση μιας γεωμετρίας δείγματος μεγάλου όγκου, όπως η γεωμετρία Marinelli, πλεονεκτεί έναντι της τυποποιημένης γεωμετρίας «2», καθώς καθιστά εφικτή την επίτευξη καλύτερης αβεβαιότητας στην ανίχνευση ραδιοϊσοτόπων που εντοπίζονται σε δείγματα περιβαλλοντικού ενδιαφέροντος.


Η μέθοδος της γ-φασματοσκοπίας με τον ανιχνευτή HPGe και τη χρήση δοχείου Marinelli μπορεί να επεκταθεί περαιτέρω σε μελλοντικές εργασίες εξετάζοντας περισσότερες παραμέτρους. Ενδιαφέρουσα κρίνεται η διερεύνηση της συμπεριφοράς της καμπύλης βαθμονόμησης για χαμηλές ενέργειες φωτονίων με τη χρήση πειραματικών τιμών απόδοσης που θα προκύψουν από δείγματα μεγάλου όγκου. Επιπλέον, η σφράγιση του δοχείου Marinelli θα μπορούσε να εξεταστεί προκειμένου να επιτευχθεί ραδιενεργός ισορροπία στα θυγατρικά ισότοπα του ^{222}Rn και μέτρηση κατά συνέπεια μέτρηση των ισωτόπων αυτών. Επίσης, το γεγονός της διασφάλισης στεγάνωσης μέσω της σφράγισης θα επιτρέψει την πλήρωση του δοχείου με δείγμα νερού. Μια ακόμη διερεύνηση θα μπορούσε να πραγματοποιηθεί χρησιμοποιώντας δοχείο Marinelli μεγαλύτερης χωρητικότητας (1 lt) για το οποίο θα έπρεπε να ακολουθηθεί η ίδια διαδικασία βαθμονόμησης. Η σύγκριση της καμπύλης βαθμονόμησης και της ελάχιστης ανιχνεύσιμης ραδιενέργειας για τα ίδια ισότοπα ενδιαφέροντος μεταξύ των δύο διαφορετικών δοχείων Marinelli – 0.5 lt και 1 lt – έχει αρκετό ενδιαφέρον.

Όσον αφορά δείγματα νερού και την μέτρηση του ισωτόπου ^{137}Cs σκόπιμο θα ήταν να εξεταστούν διαφορετικές μέθοδοι προσυγκέντρωσης (εξάτμιση, καθίζηση με τη χρήση AMP, φιλτράρισμα, χρωματογραφία ανταλλαγής ιόντων) για την ανάλυση του ίδιου δείγματος νερού. Η σύγκριση των αποτελεσμάτων των μεθόδων αυτών τόσο μεταξύ τους όσο και με τα αποτελέσματα της απευθείας μέτρησης του δείγματος με γ-φασματοσκοπία σε ανιχνευτή HPGe και δοχείο Marinelli θα οδηγήσει σε χρήσιμα συμπεράσματα. Για την συγκεκριμένη πρόταση, βέβαια, απαιτείται αρκετά μεγάλος όγκος δείγματος, που θα επιτρέπει την ίση κατανομή του σε κάθεμία από τις μεθόδους που θα χρησιμοποιηθούν.

Παραρτήματα

Παράρτημα Α: Πιστοποιητικά ανιχνευτή/πηγών

Α.1 Πιστοποιητικό ανιχνευτή HPGe σχετικής απόδοσης 40%


CANBERRA

DETECTOR SPECIFICATION AND PERFORMANCE DATA

Specifications

Detector Model GC4018 Serial number b 12099
Cryostat Model 7500SL
Preamplifier Model 2002CSL

The purchase specifications and therefore the warranted performance of this detector are as follows :

Nominal volume cc Relative efficiency 40 %
Resolution 1.8 keV (FWHM) at 1.33 MeV
 keV (FWTM) at 1.33 MeV
.875 keV (FWHM) at 122 keV
 keV (FWTM) at

Peak/Compton 63:1 Cryostat well diameter mm Well depth mm
Cryostat description or Drawing Number if special 7500SL

Physical Characteristics

Geometry Coaxial one open end, closed end facing window
Diameter 59.5 mm Active volume cc
Length 61 mm Crystal well depth mm
Distance from window (outside) 6 mm Crystal well diameter mm

Electrical Characteristics



Depletion voltage (+)3000 Vdc
Recommended bias voltage Vdc (+)3500 Vdc
Leakage current at recommended bias 0.01 nA
Preamplifier test point voltage at recommended voltage -1.1 Vdc

Resolution and Efficiency

With amp time constant of 4 μ s

Isotope	⁵⁷ Co	⁶⁰ Co			
Energy (keV)	122	1332			
FWHM (keV)	.821	1.77			
FWTM (keV)		3.28			
Peak/Compton		69.3:1			
Rel. Efficiency		40.9%			

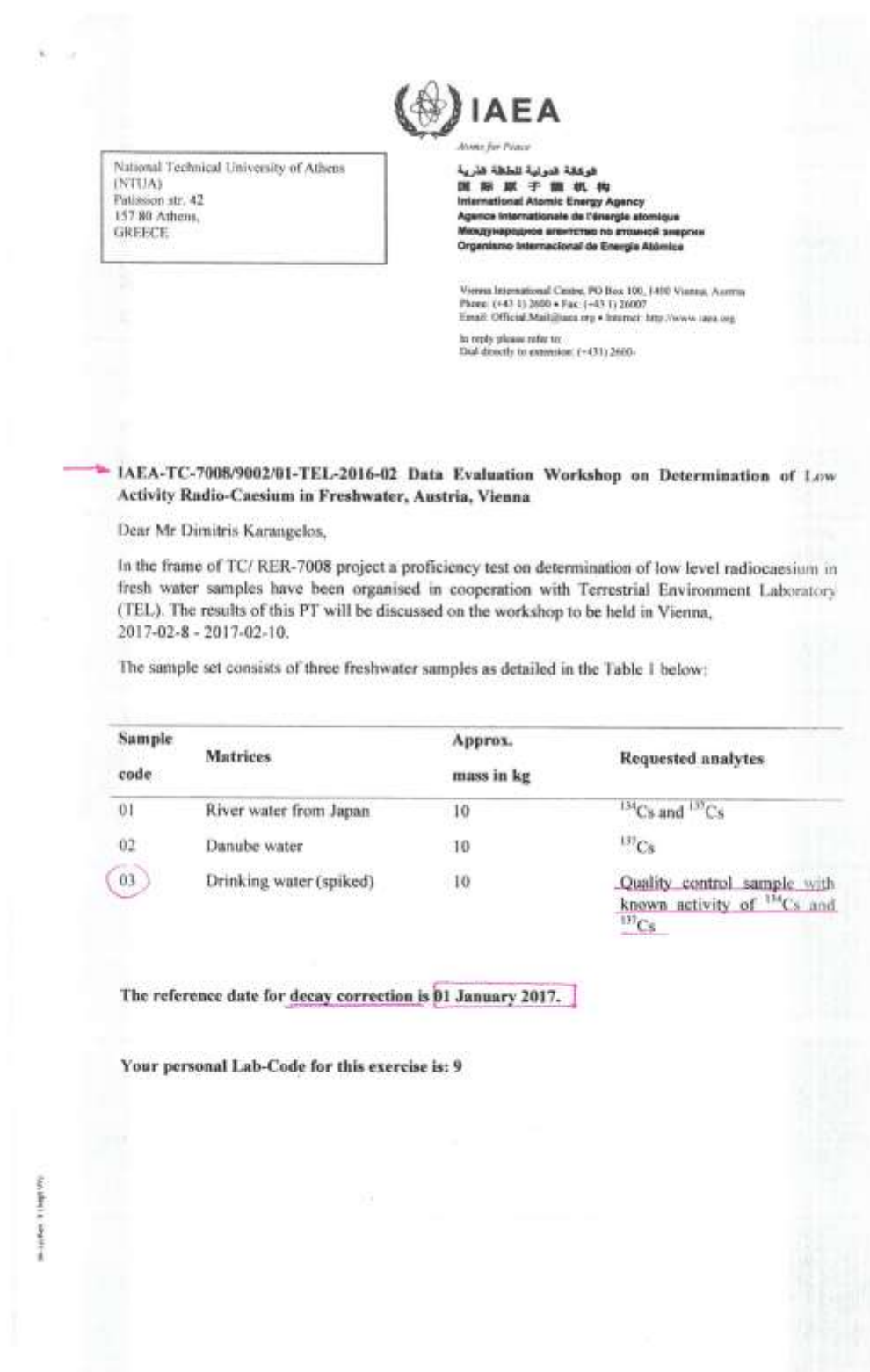
- Tests are performed following IEEE standard test ANSI/IEEE std325-1996
- Standard Canberra electronics used - See Germanium detector manual Section 7

Tested by :  Date : January 12, 2012
Approved by :  Date : January 12, 2012

GDAME001/F12/03/20071/1

18

A.2 Πιστοποιητικό πηγής Sample 3 – Άσκηση Διασύγκρισης



Εικόνα Α.2.1: Άσκηση Διασύγκρισης IAEA

The radionuclides and their massic activities in the QC material (Sample 03)

Isotope	Massic activity, Bq/kg	Uncertainty, Bq/kg
^{134}Cs	0.500	0.011
^{137}Cs	0.500	0.005

The uncertainty is the combined uncertainty at coverage factor $k=1$.

Before returning the enclosed acknowledgment receipt form and carrying out the analyses please read the instructions to the participants. For the comprehensive evaluation and enhanced understanding of the reported results each participant kindly requested to complete the short questionnaire which available on the website of the proficiency test.

The results of the analysis and estimated standard combined uncertainties should be reported using the on-line reporting forms, accessible also via the website of the proficiency test.

The online Proficiency Test Reporting System can be reached at:

http://nucleus.iaea.org/rpst/ReferenceProducts/Proficiency_Tests/PT_Reporting/index.htm

Your username and password will be sent you by e-mail and will remain valid for all IAEA-TEL proficiency test exercises you might be participating also in future. Please keep/store these credentials.

The reporting deadline is 06th February 2017.

Evaluation of the reported results

The participants' data will be evaluated according to the following steps:

- The relative bias between the reported and the target value (the best estimation of the true value) is expressed by the following equation:

$$Bias_{relative} = \frac{Value_{reported} - Value_{target}}{Value_{target}} \times 100\%$$

- The relative bias will be compared to the **Maximum Acceptable Relative Bias (MARB)** which has been determined for each analyte, considering the physical background of radioanalytical methods, including the level of the radioactivity and the complexity of the task.
- If the $Bias_{relative} \leq MARB$ value the result will be "Accepted" for accuracy.
- Based on fit for purpose and the good laboratory practice principles the expanded relative combined uncertainty should cover the relative bias:

$$P = \sqrt{\left(\frac{u_{target}}{A_{target}}\right)^2 + \left(\frac{u_{reported}}{A_{reported}}\right)^2} \times 100$$

Εικόνα Α.2.2: Άσκηση Διασύγκρισης ΙΑΕΑ

$$Bias_{relative} \leq k * P$$

- Where k is the coverage factor, for the 95% confidential level. If the reported result is within the $\pm MARB$ values, but it is not overlapping with the target value within their uncertainties, this equation helps to decide whether or not they are significantly different.
- The P value will be compared to the $MARB$ also. If both the $P \leq MARB$ and $Bias_{relative} \leq k * P$ are fulfilled the reported result will be "Accepted" for the precision. If one of them is insufficient the result will be assigned the "Not accepted" status for precision.
- The final score according to the above detailed evaluation:
 - "Accepted" when both accuracy and precision achieved "Accepted" status,
 - "Not Accepted" when the accuracy is "Not accepted" and
 - "Warning" when accuracy is "Accepted", but the precision is "Not accepted".
- In this evaluation method the maximum acceptable relative bias (MARB) works as a "hard" criterion to emphasise the importance of the measurement accuracy, while the "Warning" score indicates either under- or overestimated uncertainty. According to the above the "Warning" score has a bit modified meaning:
 - 1, the result is good in terms of accuracy
 - 2, however the uncertainty estimation should be revised only.

The tentative target MARB value for this exercise is 30%.

S. O.
Sincerely yours
Sandor TARJAN

Εικόνα Α.2.3: Άσκηση Διασύγκρισης ΙΑΕΑ

Instructions to Participants

For IAEA-TC-7008/9002/01-TEL-2016-0X proficiency test

Important - before you start to process these samples.

- Please check the inventory of the package and compare its contents with the items listed in the "Acknowledgment of receipt of materials".
- Sign and date the "Acknowledgment of receipt of materials", and send it back to the Reference Materials Group by fax: (+43 1) 2600 728 226, regular mail or e-mail to a.trinkl@iaea.org directly after receiving the samples!

1. Choice of method/procedure.

Participants may use any routine method of their choice, however the followings should be considered:

- The radioactive concentration of the radiocaesium cannot detectable easily without enrichment.
- Any enrichment procedure can be used as precipitation on AMP, total evaporation, absorption special cartridge developed for this purpose
- The suggested counting time of the enriched samples is 160000 s (of course depending on the efficiency of the detector and the sample geometry)
- For the perfect evaluation of the ^{137}Cs the true coincidence summing correction or the calibration with exactly the same isotope is required.

2. Description of the samples.

Matrix origin Natural water from Japan.

Sample preparation

The water was collected in Japan by the Institute of AIST. Filtered on 0.45 MF size filter and preserved by storage on cool temperature. No acid and harmful material was added.

Matrix origin Danube water

The water from Danube was collected and filtered on 5 micron size multi compartment filter and homogenised in a 600 L plastic vessel. No acid and harmful material was added.

Εικόνα Α.2.4: Άσκηση Διασύγκρισης ΙΑΕΑ

Matrix origin QC sample

The tap water from Seibersdorf filtered on 5 micron size multi compartment filter and homogenised in a 600 L plastic vessel. It was spiked with low activity ^{134}Cs and ^{137}Cs . No acid and harmful material was added.

3. Reporting requirements.

Results should be reported on-line using the web page detailed in the cover letter.

The determined massic activity and its standard combined uncertainty must be expressed in Bq/kg.

All results should be decay corrected back to the reference date 01 January 2017.

The measurement result uncertainty should be reported as a standard combined uncertainty at coverage factor $k=1$, taking into account all known uncertainty components, but at least the main contributors detailed below:

- uncertainty of the calibration source (specified by the metrological institute),
- uncertainty of the efficiency calibration (in case of the mathematical model),
- uncertainty of the peak area detection,
- uncertainty of the applied corrections (if they are),
- uncertainty coming from the sample preparation e.g. enrichment of radiocaesium (by control chart if it is conducted),
- uncertainty from the background subtraction,
- uncertainty from the reproducibility of the geometry (positioning),

The deadline for result reporting is: 6th February 2017.

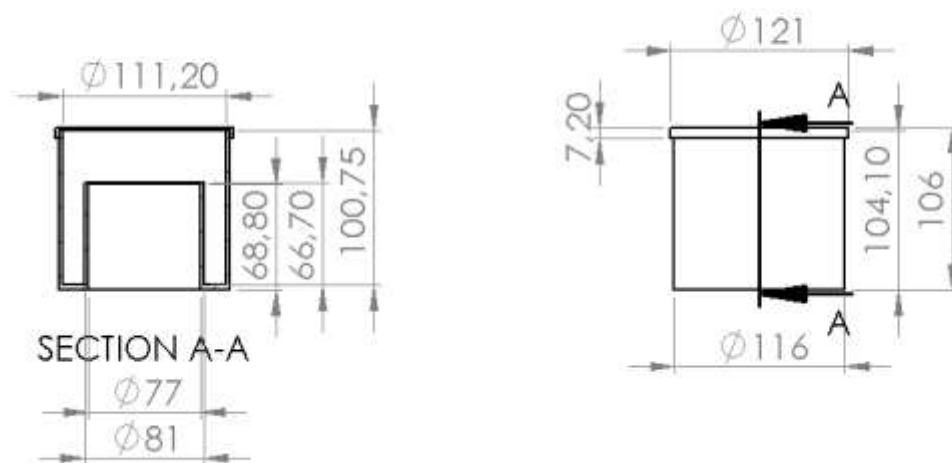
General

The amounts of the radioactive material in all of these samples are much less than the exemption level both in terms of radioactive concentrations and absolute activity value.

Εικόνα Α.2.5: Άσκηση Διασύγκρισης ΙΑΕΑ

Παράρτημα Β: Διαστασιολόγηση δοχείου Marinelli

Στο σκαρίφημα που ακολουθεί παρουσιάζονται οι διαστάσεις σε mm του δοχείου Marinelli που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα ΔΕ. Το σκαρίφημα δημιουργήθηκε στο πρόγραμμα Solidworks έκδοση 2016 και απεικονίζει την μπροστινή (front) όψη και την τομή A-A (section A-A) που υποδεικνύεται.



Τμήμα Γ.1.3: Αρχείο .GEO για δοχείο Marinelli και ανιχνευτή HPGe

Τμήμα Γ.1.4: Αρχείο .GEO για δοχείο Marinelli και ανιχνευτή HPGe

Τμήμα Γ.1.5: Αρχείο .GEO για δοχείο Marinelli και ανιχνευτή HPGe

Τμήμα Γ.1.8: Αρχείο .GEO για δοχείο Marinelli και ανιχνευτή HPGe

Τμήμα Γ.1.9: Αρχείο .GEO για δοχείο Marinelli και ανιχνευτή HPGe

Τμήμα Γ.1.10: Αρχείο .GEO για δοχείο Marinelli και ανιχνευτή HPGe

Γ.2 Αρχείο γεωμετρίας 2, ανιχνευτής HPGe

[illegible]

Τμήμα Γ.2.1: Αρχείο .GEO για γεωμετρία «2» και ανιχνευτή HPGe

Τμήμα Γ.2.2: Αρχείο .GEO για γεωμετρία «2» και ανιχνευτή HPGe

Τμήμα Γ.2.3: Αρχείο .GEO για γεωμετρία «2» και ανιχνευτή HPGe

Τμήμα Γ.2.5: Αρχείο .GEO για γεωμετρία «2» και ανιχνευτή HPGe

Τμήμα Γ.2.6: Αρχείο .GEO για γεωμετρία «2» και ανιχνευτή HPGe

Τμήμα Γ.2.7: Αρχείο .GEO για γεωμετρία «2» και ανιχνευτή HPGe

Τμήμα Γ.2.8: Αρχείο .GEO για γεωμετρία «2» και ανιχνευτή HPGe

Τμήμα Γ.2.9: Αρχείο .GEO για γεωμετρία «2» και ανιχνευτή HPGe

Γ.3 Αρχείο εισόδου για γεωμετρία Marinelli

Για τις ανάγκες της παρούσας ΔΕ έγιναν αρκετές προσομοιώσεις διαφορετικών ενεργειών. Η παρουσίαση όλων των αρχείων .IN που χρησιμοποιήθηκε κρίνεται περιττή. Ακολουθεί ένα χαρακτηριστικό αρχείο .IN και, στη συνέχεια, γίνεται σχολιασμός σημαντικών παραμέτρων. Περισσότερες πληροφορίες για τις εντολές που περιέχονται σε αρχείο .IN και τη χρήση τους μπορούν να αναζητηθούν στο manual της έκδοσης 2011 του κώδικα PENELOPE.

```
TITLE  Marinelli full of HCl 2M & HPGe detector
.
>>>>>>> Source definition.
SKPAR  2          [Primary particles: 1=electron, 2=photon, 3=positron]
SENERG 6.6166e5   [Initial energy (monoenergetic sources only)]
SPOSIT 0 0 -1.5075 [Coordinates of the source]
SBOX   12 12 11   [Source box dimensions]
SBODY  16          [Active source body; one line for each body] *
SBODY  17          [Active source body; one line for each body] *
SCONE  0 0 180    [Conical beam; angles in deg]
.
>>>>>>> Material data and simulation parameters.
MFNAME Al.mat      [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Ge.mat      [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME polypropylene.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME HCl2M.mat   [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Cu.mat      [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Sn.mat      [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Pb.mat      [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Air.mat     [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
.
>>>>>>> Geometry definition file.
GEOMFN cmarinelli.geo [Geometry file, up to 20 chars]
.
>>>>>>> Impact detector.
IPSF=0; no psf is created.
IPSF=1; the psf is created.
IDCUT=0; tracking is discontinued at the detector entrance.
```

Εικόνα Γ.3.1: Αρχείο .IN για γεωμετρία Marinelli, ανιχνευτή HPGe και ενέργεια φωτονίων 661,6keV

```

IDCUT=1; the detector does not affect the tracking.
IDCUT=2; the detector does not affect tracking, the energy
         distribution of particle fluence (averaged over the
         volume of the detector) is calculated.
IMPDET 1e4 7e5 140 0 2      [E-window, no. of bins, IPSF, IDCUT]
IDBODY 2                    [Active body; one line for each body]
IDBODY 3                    [Active body; one line for each body]
IDKPAR 1                    [Kind of detected particles, one line each]
IDKPAR 2                    [Kind of detected particles, one line each]
IDKPAR 3                    [Kind of detected particles, one line each]
.
>>>>>>> Energy-deposition detector.
ENDETC 0 7e5 140           [Energy window and number of bins]
EDBODY 2                   [Active body; one line for each body]
EDBODY 3                   [Active body; one line for each body]
.
>>>>>>> Job properties
RESUME dump.dmp            [Resume from this dump file, 20 chars]
DUMPTO dump.dmp           [Generate this dump file, 20 chars]
DUMPP 120                 [Dumping period, in sec]
.
NSIMSH 2e9                [Desired number of simulated showers]
TIME 2e9                  [Allotted simulation time, in sec]
.
END                        [Ends the reading of input data]

```

Εικόνα Γ.3.1: Αρχείο .IN για γεωμετρία Marinelli, ανιχνευτή HPGe και ενέργεια φωτονίων 661,6keV

- Με την εντολή SENERG εισάγεται μονοενεργειακή πηγή σε μονάδες eV, η τιμή της οποίας διαφέρει σε κάθε προσομοίωση εξαρτώμενη από το ισότοπο που εξετάζεται.
- Με τις εντολές που ακολουθούν ορίζεται η γεωμετρία όγκου. Σε παλαιότερες εκδόσεις, η γεωμετρία όγκου έπρεπε να οριστεί μέσω τροποποιήσεων στον κώδικα “renmain.f”, ωστόσο στην έκδοση του 2011 είναι δυνατή η περιγραφή μιας τέτοιας γεωμετρίας. Με την εντολή SPOSIT ορίζονται αρχικά τις συντεταγμένες του κέντρου της πηγής όγκου. Στη συνέχεια, η εντολή SBOX οριοθετεί ένα πλαίσιο εκτεταμένης πηγής με πλευρές οριζόμενου μήκους από το χρήστη, εντός του οποίου περιλαμβάνονται τα ενεργά σώματα. Ο ορισμός των ενεργών σωμάτων, που μπορεί να είναι περισσότερα από ένα, γίνεται ακολούθως μέσω της εντολής SBODY, η οποία χρησιμοποιείται επανειλημμένα για κάθε σώμα σε ξεχωριστή γραμμή. Η αρίθμηση τους πρέπει να έρχεται σε συμφωνία με αυτή που χρησιμοποιείται στο αρχείο γεωμετρίας. Η δραστηριότητα της πηγής θεωρείται ότι είναι ομοιόμορφη εντός του όγκου της τομής των ενεργών σωμάτων και του πλαισίου της πηγής.
- Τα υλικά ορίζονται με συγκεκριμένη σειρά που ακολουθεί την ίδια αρίθμηση με αυτή που ακολουθήθηκε κατά τον ορισμό των BODIES και MODULES στο αρχείο .GEO. Για τις προσομοιώσεις που αφορούν τη γεωμετρία Marinelli το υλικό της πηγής ήταν αυτό που μεταβαλλόταν κάθε φορά ανάλογα με τις συνθήκες του προβλήματος, από νερό (H2O.mat), υπτάμενη τέφρα (fly_ash_08.mat), μέχρι διάλυμα υδροχλωρικού οξέος 2M (HCl2M.mat) για την καμπύλη βαθμονόμησης.
- Ο ανιχνευτής γερμανίου, όπως έχει ήδη αναφερθεί, προσομοιάζεται με έναν ανιχνευτή απόθεσης ενέργειας (energy deposition detector). Στην έκδοση του 2011

επιτρέπεται η χρήση έως και 25 διαφορετικών ανιχνευτών, οι οποίοι ορίζονται ως υπάρχοντα σώματα του αρχείου .GEO. Με την εντολή ENDETC ορίζονται το ελάχιστο και το μέγιστο όριο του ενεργειακού παραθύρου που εξετάζεται, καθώς και ο αριθμός των bins που χρησιμοποιούνται στο φάσμα έξοδου και πρέπει να είναι μικρότερος ή ίσος με 1000 ($\text{bins} \leq 1000$). Συνηθίζεται να επιλέγεται το μέγιστο όριο ενεργειακού παραθύρου να μην απέχει κατά πολύ από την ενέργεια των φωτονίων που προσομοιάζεται προκειμένου να αυξάνεται η ταχύτητα της προσομοίωσης.

- Τέλος, με την εντολή DUMPP γίνεται η επιλογή του χρόνου στον οποίο θα αποθηκεύονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης στο αρχείο dump.dump, η οποία είναι σημαντική τόσο για τον έλεγχο της προόδου μεγάλων προσομοιώσεων, όσο και για να διακόπτεται μια προσομοίωση με μεγάλο χρόνο εκτέλεσης όταν επιτευχθεί η απαιτούμενη στατιστική αβεβαιότητα. Όταν όμως είναι επιθυμητή η μείωση του χρόνου της προσομοίωσης, η αύξηση του χρόνου dump είναι απαραίτητη.

Γ.4 Αρχείο εισόδου για γεωμετρία 2

```

|TITLE  geo2 full of HCl 2M & HPGe detector
.
>>>>>> Source definition.
SKPAR  2          [Primary particles: 1=electron, 2=photon, 3=positron]
SENERG 6.6166e5   [Initial energy (monoenergetic sources only)]
SPOSIT 0 0 3.54995 [Coordinates of the source]
SBOX   8 8 8      [Source box dimensions]
SBODY  27         [Active source body; one line for each body] *
SCONE  0 0 180    [Conical beam; angles in deg]
.
>>>>>> Material data and simulation parameters.
MFNAME Al.mat      [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Ge.mat      [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Plexiglas.mat [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME HCl2M.mat    [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Cu.mat       [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Sn.mat       [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Pb.mat       [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
MFNAME Air.mat      [Material file, up to 20 chars]
MSIMPA 7e2 7e2 7e2 0.1 0.1 7e2 7e2 [EABS(1:3),C1,C2,WCC,WCR]
.
>>>>>> Geometry definition file.
GEOMFN cgeometry2.geo [Geometry file, up to 20 chars]
.
>>>>>> Impact detector.
IPSF=0; no psf is created.
IPSF=1; the psf is created.
IDCUT=0; tracking is discontinued at the detector entrance.
IDCUT=1; the detector does not affect the tracking.

```

Εικόνα Γ.4.1: Αρχείο .IN για γεωμετρία 2, ανιχνευτή HPGe και ενέργεια φωτονίων 661,6keV


```

IDCUT=2; the detector does not affect tracking, the energy
distribution of particle fluence (averaged over the
volume of the detector) is calculated.
IMPDET 1e4 7e5 140 0 2      [E-window, no. of bins, IPSF, IDCUT]
IDBODY 1                    [Active body; one line for each body]
IDBODY 2                    [Active body; one line for each body]
IDKPAR 1                    [Kind of detected particles, one line each]
IDKPAR 2                    [Kind of detected particles, one line each]
IDKPAR 3                    [Kind of detected particles, one line each]
.
>>>>>>> Energy-deposition detector.
ENDETC 0 7e5 140           [Energy window and number of bins]
EDBODY 1                   [Active body; one line for each body]
EDBODY 2                   [Active body; one line for each body]
.
>>>>>>> Job properties
RESUME dump.dmp            [Resume from this dump file, 20 chars]
DUMPTO dump.dmp           [Generate this dump file, 20 chars]
DUMPP 120                 [Dumping period, in sec]
.
NSIMSH 2e9                [Desired number of simulated showers]
TIME 2e9                  [Allotted simulation time, in sec]
.
END                        [Ends the reading of input data]

```

Εικόνα Γ.4.1: Αρχείο .IN για γεωμετρία 2, ανιχνευτή HPGe και ενέργεια φωτονίων 661,6keV

Από τη μορφή του παραπάνω αρχείου διακρίνουμε οι εντολές SPOSIT, SBOX και SBODY διαφέρουν, καθώς η γεωμετρία 2 είναι τοποθετημένη πάνω στον ανιχνευτή, χωρίς να τον περιβάλλει. Έτσι, οι διαστάσεις του SBOX δύναται να είναι μικρότερες, περιβάλλοντας το ένα ενεργό σώμα που αποτελεί το δείγμα της πηγής, όσο το δυνατόν καλύτερα. Η υπερβολική αύξηση του SBOX επιφέρει μείωση της ταχύτητας της προσομοίωσης, καθώς πρέπει να εξεταστεί με βάση τη θεωρία των πιθανοτήτων μεγαλύτερος χώρος δειγματοληψίας.

Παράρτημα Δ: Συγκεντρώσεις ραδιονουκλιδίων σε τρόφιμα και νερό

Δ.1 Συγκεντρώσεις ραδιονουκλιδίων των σειρών ουρανίου και θορίου σε τρόφιμα και πόσιμο νερό

Στον πίνακα που ακολουθεί παρουσιάζονται μετρήσεις της συγκέντρωσης διαφόρων ραδιοϊσοτόπων σε τρόφιμα και πόσιμο νερό σε μονάδες mBq/kg. Στην αναφορά της Επιστημονικής Επιτροπής των Ηνωμένων Εθνών για τις επιπτώσεις της ιονίζουσας ακτινοβολίας (UNSCEAR) εξετάζονται προϊόντα από διαφορετικές χώρες ανά τον κόσμο (UNSCEAR, 2000).

Region / country	Concentration (mBq kg ⁻¹)									Ref.
	²³⁸ U	²³⁵ U	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²³⁵ Th	²³² Th	²³² Th	²³² Th	
Milk products										
North America United States	0.7	0.4	5.7	11		0.27			0.05	[F3, M16]
Asia China India Japan	13 17 0.55		6 12	16	13 15	1.2 0.29	21		0.6	[Z1] [D6, K6] [S22]
Europe Italy Germany Poland Romania U.K.	 2.6 0.1-4.9	 1.2	3-19 2-130 10 0.9-44 0.4-200	5-280 18 11-15 35-88	2-80 16 13-140 20-220	1.2 			56	[M17] [B3, J4, M18] [P3, P7] [B20, R20] [B2]
Reference value	1	0.5	5	15 (40) *	15 (60)	0.3	5	0.3	0.05	
Meat products										
North America United States	0.8-2.3	0.5-3	20	18		0.3-2			0.02	[F3, M16]
Asia China India Japan	10 13		41 36	140	120 440	4.3 2.3	120		0.5	[Z1] [K6] [S22]
Europe Germany Poland Romania U.K.	1-20 1.6-5.6 4.9	 0.7-3.0	30-220 11-19 2-30 2.6-74	100-1000 98-105 15-19 40-3700	37-4000 99-102 38-110 62-67000	0.5-3.6 			22-93	[B3, G5, M18] [P3, P7] [B20, R20] [B2]
Reference value	2	2	15	80	60	1	10	1	0.05	
Grain products										
North America United States	3-23	0.9-10	7-100	33-81		0.1-2.8			0.1-1.3	[F3, M16]
Asia China India Japan	9.8 7.4-67 1.2		17 14	34	42 15-120	13 1.2	38		0.5	[Z1] [D6, K6] [S22]
Europe Germany Poland Romania U.K.	20-400 4.7-11 6.1-85 6.2-35	1.4-17	20-2900 80-110 30-90 0.7-5200	40-4000 110-160 49-59 56-120	37-1900 90-140 20-360 27-260	20-21 1.6-33 12		180-2000		[B3, G5] [P3, P7] [B20, R20] [B2]
Reference value	20	10	80	50 (100)	60 (100)	3	60	3	1	
Leafy vegetables										
North America United States	24	20	56	41		18			1.2	[F3, M16]
Asia China India	16 61-72		75	360	430 320	23	220		0.7	[Z1] [D6, K6]

Region / country	Concentration (mBq kg ⁻¹)									Ref.
	²³² U	²³² Th	²³² Ra	²³² Pb	²³² Po	²³² Th	²³² Ra	²³² Th	²³² U	
Europe Germany Italy Poland U.K.	6-2 200 14-15 9.8-400		6-1 150 27-44 37-43 2.2-170	4-4 100 43-51 16-3 300	4-7 400 40-67 37-3 300					[B3, G5,M18] [D9] [P3, P7] [B2]
Reference value	20	20	50	80 (30)	100 (30)	15	40	15	1	
Root vegetables and fruits										
North America United States	0.9-7.7	0.2-1.1	7-47	8-150		0.08-1.4			0.1	[P3,M16]
Asia China India Japan	13 0.4-77 26		63 11	27	29 16-140	4.7 2.3	110		0.6	[Z1] [D6, K6] [S22]
Europe Germany Italy Poland Romania U.K.	10-2 900 14-25 0.9-10 6-120 6	0.7-7.5	5-9 400 14-25 11-215 9-190 9.0-41	20-4 900 24-93 19-44 18-76	22-5 200 28-210 12-140	0.7-7.1 0.4-2.1		22		[B3, G5,M18] [D9] [P3, P7] [B20,R20] [B2]
Reference value	3	0.5	30	30 (25)	40 (30)	0.5	20	0.5	0.1	
Fish products										
North America United States	13-1 900	1.2-29	30-59	14-1 800	150-55 000	1.2-30			0.4-90	[P3, M16, S23]
Asia China	12		39	3 500	4 900	1.3	320		0.5	[Z1]
Europe France Germany Poland Portugal U.K.			37 100-7 400 28-43	20-4 400 81-93	50-5 200 3 100-3 800 80 020 000					[P6] [G5,M18] [P7] [C14] [B2]
Reference value	30	10	100	200	2 000	10		100		
Drinking water										
North America United States	0.3-77	0.1	0.4-1.8	0.1-1.5		0.05	0-0.5		0.04	[C15, F3, H11,M20]
Asia China India	0.1-700 0.09-1.5		0.2-120			0.04-12				[N3] [D6]
Europe Finland France Germany Italy Poland Romania Switzerland Spain U.K.	0.5- 150 000 4.4-930 0.4-600 0.5-130 7.3 0.4-37 0-1 000 3.7-4.4	1.4	10- 49 000 7-700 1-1 800 0.2-1200 1.7-4.5 0.7-21 0-1500 <204 000 0-180	0.2- 21 000 0.2-200 0.1-200 1.6 7-44 40-200	0.2-7 600 0.1-200	0-4.2 0.06 0.04-9.3	18-570 0-200		0-50	[A16,S11] [D8, P6] [B3, G5, G6] [S55] [P3, P7] [B20,R20] [S51] [S24] [B2]
Reference value	1	0.1	0.5	10	5	0.05	0.5	0.05	0.04	

Δ.2 Συγκεντρώσεις ^{137}Cs σε θαλάσσια ύδατα

Ο πίνακας που παρουσιάζεται στη συνέχεια περιλαμβάνεται στην εργασία (Μπόκωρος, 2006) και συνοψίζει τις τιμές της συγκέντρωσης του ^{137}Cs σε θαλάσσιες περιοχές όπως αυτές εμφανίζονται σε πληθώρα ερευνητικού έργου. Οι βιβλιογραφικές αναφορές για την κάθε τιμή του πίνακα αναφέρονται για λόγους πληρότητας.

A/A	Έτος	Περιοχή	Μέση συγκέντρωση ενεργότητας ^{137}Cs και τυπική απόκλιση (Bq/m ³)	Αναφορά
1	1984-85	Αιγαίο	$2,6 \pm 0,3$	Kritidis and Florou, 1990
2	1993	Αιγαίο	$20,7 \pm 14,7$	Florou et al., 2003
3	1999	Βόρειο Αιγαίο	$13,3 \pm 1,3$	Φλώρου και συν, 2001
4	1993	Ιόνιο	$9,2 \pm 2,5$	Florou, 1996
5	2002	Νότιο Ιόνιο	$1,96 \pm 0,26$	Gulin and Stokozov, 2005
6	2005	Πατραϊκός κόλπος	$2,8 \pm 0,7$	Ευαγγελίου, 2005
7	2005	Κρισσαίος κόλπος	$4,0 \pm 1,0$	Ευαγγελίου, 2005
8	1991	Μεσόγειος πλησίον Συρίας	$8,4 \pm 1,6$	Othman et al., 1994
9	1996	Μαύρη Θάλασσα	$30 \pm 2,14$	Egorov et al., 1999
10	2002	Μαύρη Θάλασσα	$18,29 \pm 2,14$	Gulin and Stokozov, 2005
11	2002	Νότιος Ατλαντικός	$0,95 \pm 0,22$	Gulin and Stokozov, 2005
12	2002	Βόρειος Ατλαντικός	$1,25 \pm 0,24$	Gulin and Stokozov, 2005
13	1999	Στενά Γιβραλτάρ	$2,28 \pm 0,29$	Gasco et al., 2002
14	1996	Κόλπος Βεγγάλης	$0,39 \pm 0,12$	Alam et al., 1996
15	1986	Θάλασσα Ιαπωνίας	$9,9 \pm 1,2$	Aoyama and Hirose, 1995
16	1999	Θάλασσα Ισλανδίας	$2,8 \pm 0,1$	Dahlgaard et al., 2004
17	1994	Βόρειος Ειρηνικός	$3,2 \pm 0,4$	Hirose et al., 1999
18	1986	Βαλτική Θάλασσα	86	Knapinska-Skiba et al., 2003
19	1988	Βαλτική Θάλασσα	67	Knapinska-Skiba et al., 2003
20	1996	Βαλτική Θάλασσα	$75,5 \pm 15,5$	Styro et al., 2001
21	1993	Θάλασσα Κάρα	$5,5 \pm 1,5$	Livingston and Povinec, 2000
22	1985	Αζοφική Θάλασσα	22	Maderich, 1999
23	1986	Αζοφική Θάλασσα	280	Maderich, 1999
24	1987	Αζοφική Θάλασσα	38	Maderich, 1999
25	2003	Αζοφική Θάλασσα	19,6	Matishov et al., 2004
26	1991	Θάλασσα Καταλονίας	$4,4 \pm 0,2$	Molero et al., 1995
27	1990	Περιοχή Vandellos Ισπανίας	$20,7 \pm 0,8$	Molero et al., 1999
28	1991	Περιοχή Vandellos Ισπανίας	$8,4 \pm 0,4$	Molero et al., 1999
29	1989	Αδριατική Θάλασσα	$8,44 \pm 1,41$	Nonnis-Marzano and Triulzi, 1994
30	1998	Ινδικός	$1,95 \pm 0,35$	Povinec et al., 2003b
31	1992	Θάλασσα Μπάρεντς	20,4	Strand et al., 1994

Δ.3 Συγκεντρώσεις ^{137}Cs σε μύδια *Mytilus galloprovincialis*

Οι άμεσες μετρήσεις ουσιών που εντοπίζονται στο θαλασσινό νερό μπορούν να αποδειχτούν συχνά τεχνικά δύσκολες και δαπανηρές. Για το σκοπό αυτό εξετάστηκε η χρήση μυδιών που εντοπίζονται στην παράκτια ζώνη, η συλλογή των οποίων είναι εξαιρετικά εύκολη. Με την μέτρηση της συγκέντρωσης ^{137}Cs στους οργανισμούς αυτούς καθίσταται δυνατή η χαρτογράφηση των θαλάσσιων περιοχών. Στον πίνακα που ακολουθεί παρουσιάζονται τα αποτελέσματα μετρήσεων που προέκυψαν από τη συλλογή του συγκεκριμένου είδους κατά τη χρονική περίοδο 2004-2006 σε Bq/kg wet wt $\pm 1\sigma$ (Thebault, et al., 2008).

Country	Station	^{137}Cs (Bq kg ⁻¹ wet wt)	Longitude	Latitude
Algeria	Arzew	<0.01	-0.32511	35.86343
Algeria	Bouharoun	<0.01	3.24168	36.67626
Algeria	El kala	<0.01	6.95715	36.89710
Algeria	Oran	0.007 \pm 0.003	-0.61097	35.72707
Algeria	Alger	0.010 \pm 0.005	3.15457	36.76072
Algeria	Djijel	0.010 \pm 0.004	5.80333	36.82798
Algeria	Annaba	0.011 \pm 0.004	7.82058	36.89942
Croatia	Strobec	0.08 \pm 0.03	15.90029	43.73756
Croatia	Vranjic	0.07 \pm 0.03	16.61151	43.46136
Cyprus	Zygi, fish farm	0.11 \pm 0.06	33.40166	34.70800
France	Nice	0.02 \pm 0.01	7.28937	43.66719
France	Toulon	0.02 \pm 0.01	5.93691	43.07646
France	Carteau	0.02 \pm 0.01	4.95754	43.35628
France	Faraman	0.03 \pm 0.01	4.61554	43.34074
France	Saintes maries	0.02 \pm 0.01	4.33572	43.46510
France	Sete	0.02 \pm 0.01	3.57399	43.18528
France	Banyuls	0.02 \pm 0.01	3.32526	42.50128
France	Bonifacio	0.01 \pm 0.01	9.43465	41.41309
Greece	Preveza	0.20 \pm 0.01	20.75056	39.01070
Greece	Lemnos	0.12 \pm 0.05	25.24913	39.91612
Greece	Thessaloniki	0.10 \pm 0.03	22.84312	40.56909
Greece	Galaxeidi	0.15 \pm 0.04	22.40572	38.40915
Italy	Maddalena	0.010 \pm 0.004	9.43968	41.20349
Italy	Banco di Pantelleria	0.008 \pm 0.003	12.09727	37.16510
Italy	Napoli	<0.05	14.24972	40.82611
Italy	Bagnoli	<0.05	14.16389	40.81416
Italy	S. Benedetto del Tronto	<0.05	13.95472	42.95306
Morocco	M'diq	0.020 \pm 0.012	-5.29239	35.72221
Morocco	Nador	0.040 \pm 0.015	-2.95248	35.21534
Morocco/Spain	Ceuta	0.016 \pm 0.004	-5.33330	35.90378
Morocco/Spain	Mellila	0.026 \pm 0.004	-2.92492	35.30912
Romania	Constantza	0.28 \pm 0.04	28.70866	44.22925
Romania	Eforie	0.27 \pm 0.03	28.70894	44.04105
Romania	Vama veche	0.32 \pm 0.03	28.65987	43.73691
Romania	Mangalia	0.28 \pm 0.04	28.68211	43.85896
Spain	Cartagena-El Portus	0.010 \pm 0.005	-1.04092	37.56756
Spain	Cabo de Gata	0.010 \pm 0.005	-2.20269	36.71504
Spain	Cala Trebeluja-Menorca	0.010 \pm 0.005	3.98231	39.91805
Spain	Palma de Mallorca	0.020 \pm 0.005	2.63228	39.54290
Spain	Alcudia	0.010 \pm 0.005	3.19141	39.80098
Spain	Valencia	0.010 \pm 0.005	-0.22257	39.27232
Spain	Santa Eulalia-Ibiza	0.010 \pm 0.005	1.54890	38.96663
Spain	Almeria	0.010 \pm 0.004	-2.43079	36.80213
Spain	Málaga-El Candado	0.077 \pm 0.008	-4.34607	36.70655
Tunisia	Bizerte	0.012 \pm 0.003	9.91907	37.26940
Tunisia	Korbous	0.012 \pm 0.005	10.53598	36.80728
Turkey	Igneada	0.32 \pm 0.07	28.23704	41.85873
Turkey	Kilyos	0.25 \pm 0.07	29.12371	41.30091
Turkey	R.feneri	0.24 \pm 0.04	29.25281	41.24976
Turkey	Sinop	0.16 \pm 0.12	35.31911	41.93896
Turkey	Unye	0.22 \pm 0.13	37.44878	41.10645
Turkey	Yomra	0.23 \pm 0.04	39.73335	41.10645
Turkey	Rize	0.23 \pm 0.03	41.45645	41.37750
Turkey	Antalya	0.03 \pm 0.01	30.94450	36.75677
Turkey	Botas	0.06 \pm 0.02	36.06653	36.70341
Turkey	Akkuyu	0.030 \pm 0.014	33.56729	35.96795
Turkey	Fethiye bay	0.020 \pm 0.011	29.19216	36.58535
Ukraine	Cape tarkanhut	0.7 \pm 0.2	32.77635	45.34573
Ukraine	Cara-dag	1.0 \pm 0.2	35.41115	44.92717
Ukraine	Streletskay bay	1.5 \pm 0.3	33.47149	44.58735

Βιβλιογραφία

- Aarkrog, A., 1994. Radioactivity in polar regions-main sources. *Journal of Environmental Radioactivity*, pp. 21-35.
- Anagnostakis, M. & S.E., S., 1995. An experimental numerical method for the efficiency calibration of Low Energy Germanium detectors. *Environmental International* 22, pp. S93-S99.
- Anagnostakis, M. & Simopoulos, S., 1996. An experimental/numerical method for the efficiency calibration of low-energy germanium detectors. *Environmental International*, Τόμος 22, pp. S93-S99.
- Anon., 2017. [Ηλεκτρονικό]
Available at:
http://www.bfs.de/EN/topics/ion/environment/foodstuffs/introduction/introduction.html;jsessionid=98CEA65693113B9CED6BECB7F641D99D.2_cid349
- Anon., 2018. [Ηλεκτρονικό]
Available at:
https://el.wikipedia.org/wiki/%CE%98%CE%B1%CE%BB%CE%AC%CF%83%CF%83%CE%B9%CE%BF_%CE%BD%CE%B5%CF%81%CF%8C
- Anon., n.d. [Ηλεκτρονικό]
Available at: <https://www.fmf.uni-lj.si/~jazbinsek/Praktikum5/gammaenergies.pdf>
- AREVA, L. H., 2014. [Ηλεκτρονικό]
Available at: <http://www.areva.com/EN/operations-1118/areva-lahague-recycling-used-fuel.html>
- Banjanac, R. και συν., 2014. On the omnipresent background gamma radiation of the continuous spectrum. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 745, pp. 7-11.
- Berger, M. & Seltzer, S., 1988. *Monte Carlo Transport of Electrons and Photons*. s.l.:s.n.
- Bielajew, A. & Rogers, D., 1986. The parameter reduced electron-step transport algorithm for electron monte carlo transport. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, pp. 165-171,174-181.
- Briesmeister, J., 1997. *MCNP - A general Monte Carlo N-particle transport code*, s.l.: Los Alamos National Laboratory.
- Brun, R. και συν., 1987. *GEANT 3*, Geneva: CERN.
- Chouak, A. και συν., 1978. Determination of U and Ra in rock samples by Gamma-Spectrometric method. *Journal of Radioanalytical Chemistry*, pp. 445-451.
- Coles, D., Meandowns, J. & Lindeken, C., 1976. The direct measurement of ppm levels of uranium in soils using high-resolution Ge(Li) gamma-ray spectroscopy. *The Science of The Total Environment*, pp. 171-179.
- Curie, L., 1968. Limits for Qualitative Detection and Quantitative determination: Application to Radiochemistry. *Analytical Chemistry* 40(3), pp. 586-593.
- Dahlgaard, H., 1995. Transfer of European coastal pollution to the Arctic: radioactive tracers. *Marine Pollution Bulletin*, pp. 3-7.

- Evaggeliou, N. και συν., 2005. *A comparative study of Caesium-137 in central and northeastern marine environment in Greece*, s.l.: s.n.
- Florou, H., Trabidou, G. & Nicolaou, G., 2007. An assessment of the external radiological impact in areas of Greece with elevated natural radioactivity. *Journal of Environmental Radioactivity* 93, pp. 74-83.
- Gilmore, G., 2008. *Practical Gamma-Ray Spectrometry-2nd Edition*. s.l.:John Wiley & Sons Ltd.
- Gilmore, G. & Hemingway, J., 1995. *Practical Gamma-Ray Spectrometry*. s.l.:John Wiley & Sons Ltd.
- Gray, J., Jones, S. & Smith, A., 1995. Discharges to the environment from the Sellafield site. *Journal of Radiological Protection*, pp. 99-131.
- Haase, G., Tait, D. & Wiechen, A., 1993. Monte Carlo simulation of several gamma-emitting source and detector coincidence summation in gamma spectrometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, pp. 483-492.
- Halbleib, J. και συν., 1992. *ITS version 3.0: The integrated TIGER series of coupled electron/photon Monte Carlo transport codes*, Albuquerque: Sandia National Laboratories.
- Heldal, H. & Varskog, P., 2002. Distribution of selected anthropogenic radionuclides(¹³⁷Cs, ²³⁸Pu, ^{239,240}Pu and ²⁴¹Am) in marine sediments with emphasis on the Spitsbergen-Bear Island area. *Science of The Total Environment*, pp. 233-245.
- Hou, X. & Roos, P., 2008. Critical comparison of radiometric and mass spectrometric methods for the determination of radionuclides in environmental, biological and nuclear waste samples. *Analytica Chimica Acta*, pp. 105-139.
- Hunt, J., Leonard, K. & Hughes, L., 2013. Artificial radionuclides in the Irish sea from Sellafield: remobilisation revisited. *Journal of Radiological Protection*, p. 261.
- Hu, Q., Weng, J. & Wang, J., 2010. Sources of anthropogenic radionuclides in the environment: a review. *Journal of Environmental Radioactivity*, pp. 426-437.
- IAEA, 2002. *Natural and induced radioactivity in food*, s.l.: s.n.
- Kalos, M. & Whitlock, P., 1986. *Monte Carlo Methods*. New York: Wiley-Interscience.
- Karahan, G., Ozturk, N. & Bayulken, A., 2000. Natural Radioactivity in Various Surface Waters in Instabul, Turkey. *Wat. Res. Vol. 34, No. 18*, pp. 4367-4370.
- Karfopoulos, K. & Anagnostakis, M., 2009. Parameters affecting full energy peak efficiency determination during Monte Carlo simulation. *Applied Radiation and Isotopes*.
- Kawekow, I. & Rogers, D., 2000. *The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport*, Ottawa: National Research Council of Canada.
- Kaye, J., Brauer, F., Fager, J. & Rieck, H., 1973. *Journal Nuclear Instrument Methods* 113, p. 5.
- Kershaw, P. & Baxter, A., 1995. The transfer of reprocessing wastes from north-west Europe to the Arctic. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, pp. 1413-1448.
- Knoll, G., 2000. *Radiation Detection and Measurement*. s.l.:John Wiley & Sons.
- Kruger, P. & Wilson, C., 1960. *Determination of neutron dosages by food irradiation devices*, s.l.: s.n.

Liye, L. και συν., 2006. Monte Carlo efficiency transfer method for full energy peak efficiency calibration of three type HPGe detectors, a coaxial N-type, a coaxial P-type and four BEGe detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A564*, pp. 608-613.

Montgomery, D. & Runger, G., 2003. *Applied Statistics and Probability for Engineers*. s.l.:John Wiley & Sons.

Nassif, F., 2017. [Ηλεκτρονικό]

Available at: <https://www.iaea.org/newscenter/news/natural-radioactivity-in-food-experts-discuss-harmonizing-international-standards>

Nelson, W., Hirayama, H. & Rogers, D., 1985. *The EGS4 Code System*, Stanford: Stanfords Linear Accelerator Center.

Nies, H. και συν., 1999. Anthropogenic radioactivity in the Arctic Ocean a review of the results from the joint German project. *Science of The Total Environment*, pp. 181-191.

Ramachandran, T. & Mishra, U., 1989. Measurement of natural radioactivity levels in Indian foodstuffs by gamma spectrometry. *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part A. Applied Radiation and Isotopes*, pp. 723-726.

Rodenas, J. και συν., 2003. Analysis of the influence of germanium dead layer on detector calibration simulation for environmental radioactive samples using the Monte Carlo method. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, pp. 390-399.

Rubinstein, R., 1981. *Simulation and the Monte Carlo Methods*. s.l.:John Wiley & Sons.

Russell, B., Croudace, I. W. & Warwick, P. E., 2015. Determination of ¹³⁵Cs and ¹³⁷Cs in environmental samples: A review. *Analytica Chimica Acta*, pp. 7-20.

Salvat, F., Fernandez Varea, J., Baro, J. & Sempau, J., 1996. *PENELOPE, an algorithm and computer code for Monte Carlo simulation of electronphoton showers*, s.l.: Centro de Investigaciones Energeticas, Medioambientales y Tecnologicas.

Salvat, F., Fernandez-Varea, J. & Sempau, J., 2011. *PENELOPE, a code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport*, s.l.: s.n.

Schlager, M., 2007. Precise modeling of coaxial germanium detectors in preparation for mathematical calibration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A580*, pp. 137-140.

SEPA, 2012. *Radioactivity in Food and the Environment (RIFE) Reports*, s.l.: s.n.

Sima, O., 1992. Photon Attenuation For Samples in Marinelli Beaker Geometry: an Analytical Computation. *Health Physics* , pp. 445-449.

Sima, O. & Arnold, D., 1996. Self-attenuation and Coincidence-summing Corrections Calculated by Monte Carlo Simulations for Gamma-spectrometry Measurements with Well-type Germanium Detectors. *Applied Radiation and Isotopes*, pp. 889-893.

Sima, O. & Arnold, D., 2009. On the Monte Carlo simulation of the HPGe gamma-spectrometry systems. *Applied Radiation and Isotopes*, pp. 701-705.

Skordas, G. και συν., 2007. Quality characteristics of Greek fly ashes and potential uses. *Fuel Processing Technology* 88, pp. 77-85.

Thebault, H. και συν., 2008. ^{137}Cs baseline levels in the Mediterranean and Black Sea: A cross-basin survey of the CIESM Mediterranean Mussel Watch programme. *Marine Pollution Bulletin*, pp. 801-806.

UNSCEAR, 2000. *Sources and effects of ionizing radiation*, New York: United Nations.

Vidmar, T., 2005. EFFTRAN - A Monte Carlo efficiency transfer code for gamma-ray spectrometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A550*, pp. 603-608.

Zheng, J. και συν., 2014. $^{135}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$ isotopic ratio as a new tracer of radiocesium released from the Fukushima nuclear accident. *Environmental Science and Technology*, pp. 5433-5438.

Αθανασίου, Ν., 2006. Προσομοίωση της Αλληλεπίδρασης Φωτονιακών Ακτινοβολιών και Υλης με χρήση του κώδικα PENELOPE -Εφαρμογή και Προβλήματα Υπολογισμού Θωρακίσεων και Βαθμονόμησης Ανιχνευτικών Διατάξεων. Αθήνα: Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π.

Αναγνωστάκης, Μ., 1998. γ-Φασματοσκοπική Ανάλυση Δειγμάτων Χαμηλών Ραδιενεργειών στην Περιοχή Χαμηλών Ενεργειών. Αθήνα: Διδακτορική Διατριβή, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π..

Μαρούδη, Α., 2009. Ανάπτυξη μεθοδολογίας προσδιορισμού του ρυθμού δόσης εξαιτίας του Cs-137 στο έδαφος, με τη μέθοδο προσομοίωσης Monte Carlo. Αθήνα: Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π..

Μπόκωρος, Π. Γ., 2006. Οριζόντια Διασπορά και Κατακόρυφη Κατανομή ^{137}Cs στην Υδάτινη Στήλη του Βορειοανατολικού Αιγαίου Πελάγους. Πάτρα: Πανεπιστήμιο Πατρών-Σχολή Θετικών επιστημών.

Παπαδιονυσίου, Μ., 2015. Μελέτη της απόκρισης ανιχνευτή γερμανίου πειραματικά και με τεχνικές προσομοίωσης Monte Carlo. Αθήνα: Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π..