



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

**ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**

ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΙ ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗ ΤΟΥ ΑΝΙΧΝΕΥΤΙΚΟΥ
ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ HPGe EURISYS MESURES ΜΕ ΧΡΗΣΗ
ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ΚΑΙ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΜΟΝΤΕ
CARLO**

ΔΗΜΗΤΡΑΚΟΠΟΥΛΟΣ ΝΙΚΟΛΑΟΣ

ΑΘΗΝΑ, ΣΕΠΤΕΜΒΡΙΟΣ 2018

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρα. Κόκκορη Μιχάλη, καθηγητή του Ε.Μ.Π. και ακαδημαϊκό υπεύθυνο αυτής της εργασίας και την Δρα. Βλαστού-Ζάννη Ρόζα , καθηγήτρια του Ε.Μ.Π. και μέλος της τριμερούς επιτροπής, για την ανάθεση της συγκεκριμένης διπλωματικής εργασίας και για την στήριξη και καθοδήγηση που μου προσέφεραν όλο αυτό το διάστημα.

Ακόμα θα ήθελα να ευχαριστήσω όλα τα μέλη της ομάδας πυρηνικής φυσικής του Ε.Μ.Π για τις πολύτιμες συμβουλές και τη βοήθειά τους όποτε και αν τους ζητήθηκε.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω ιδιαίτερα την Δρα. Ανδρουλάκη Φρόσω για τη βοήθεια και την καθοδήγηση που προσέφερε σε κάθε βήμα αυτής της εργασίας, καθώς και για το γεγονός ότι ήταν ανά πάσα στιγμή διαθέσιμη , με καλή διάθεση και πολλή υπομονή ώστε να επιλύσει τις όποιες απορίες μου.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρα. Κάλφα Κωνσταντίνο για την χορήγηση του προγράμματος ανάλυσης SpectrW, καθώς και τον κ. Χορμόβα Κωνσταντίνο για την κατασκευή της βάσης στήριξης των πηγών του ανιχνευτή.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Αντικείμενο της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η βαθμονόμηση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής ενός ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου HPGe, που διαθέτει η ομάδα πυρηνικής φυσικής στο Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο. Πιο συγκεκριμένα πρόκειται για έναν ανιχνευτή HPGe (model EGPC 20-190-R) της εταιρίας EURYSIS MESURES, με κρύσταλλο ομοαξονικής διαμόρφωσης και 20% σχετική απόδοση στην ενέργεια 1332 keV σύμφωνα με τον κατασκευαστή.

Στόχος της διπλωματικής εργασίας πέρα από την πειραματική βαθμονόμηση του ανιχνευτικού συστήματος ήταν η δημιουργία μοντέλου του ανιχνευτή μέσω του κώδικα προσομοίωσης MCNP για μελλοντικές χρήσεις, καθώς επίσης και ο έλεγχος της αξιοπιστίας του προγράμματος EFFTRAN. Μέσω της εκτέλεσης του κώδικα MCNP για το μοντέλο του ανιχνευτή που δημιουργήθηκε, βρέθηκαν θεωρητικοί συντελεστές διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης (True Coincidence Summing) και έγινε σύγκριση τους με τους αντίστοιχους συντελεστές διόρθωσης που προκύπτουν από την εκτέλεση του προγράμματος EFFTRAN.

Αναλυτικότερα, στο 1^ο κεφάλαιο περιγράφονται στοιχεία θεωρίας, η γνώση των οποίων είναι απαραίτητη για την εκτέλεση πειραμάτων φασματοσκοπίας-γ. Μελετάται το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης και δίνονται οι ορισμοί της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και της απόδοσης του ανιχνευτή. Στο 2^ο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα βασικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτικού συστήματος και της βάσης στήριξης των πηγών που κατασκευάστηκε. Επίσης αναλύεται η μεθοδολογία υπολογισμού της καμπύλης της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής και παρατίθενται τα αποτελέσματά τους. Στο 3^ο κεφάλαιο γίνεται εκτίμηση της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής του συστήματος μέσω χρήσης προσομοίωσης Monte Carlo. Παρουσιάζονται κάποια βασικά στοιχεία από τους κώδικες που χρησιμοποιήθηκαν (MCNP5 και MCNP-CP), δίνονται τα αποτελέσματα της θεωρητικής εκτίμησης της απόδοσης του συστήματος, βρίσκονται θεωρητικοί συντελεστές για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης και γίνεται σύγκριση με τους αντίστοιχους συντελεστές του προγράμματος EFFTRAN. Τέλος στο 4^ο κεφάλαιο παρουσιάζεται μια σύνοψη των κυριότερων συμπερασμάτων που προέκυψαν από τη μελέτη του ανιχνευτικού συστήματος και εξετάζονται προοπτικές βελτίωσης α) των αποτελεσμάτων που αφορούν στην πειραματική βαθμονόμηση του συστήματος και β) της αξιοποίησης των δυνατοτήτων που προφέρει ένας τέτοιος ανιχνευτής.

ABSTRACT

The subject of this diploma thesis is the energy resolution and the absolute photopeak efficiency calibration of a high-purity germanium detector HPGe. More specifically, the studied system consists of a HPGe detector (model EGPC 20-190-R) with coaxial crystal configuration, developed by EURYSIS MESURES. The detector has a 20% relative efficiency at 1332 keV, according to the manufacturer.

The goal of this thesis, apart from the experimental calibration of the detector, was to develop a detector model in MCNP for future uses as well as to investigate the credibility of the EFFTRAN program, regarding True Coincidence Summing (TCS) corrections. Through the implementation of the Monte Carlo model that was created, True Coincidence Summing correction factors were estimated and compared with the corresponding values obtained from the execution of the EFFTRAN program.

In more detail, the first chapter involves a brief theory concerning γ -spectroscopy experiments and appropriate definitions regarding several studied parameters, such as the TCS effect, the energy resolution and the efficiency of a detection system. In the second chapter a description is given regarding the basic characteristics of the detection system and the holder for the radioactive sources that was constructed. In the same chapter the methodology for calculating the energy resolution and the absolute photopeak efficiency curve along with the corresponding results are discussed. In the third Chapter, a theoretical estimation of the absolute photopeak efficiency for different source to detector distances is presented using Monte Carlo simulation, along with some basic features of the utilized codes (MCNP5, MCNP-CP) and the obtained results. In addition, the theoretical correction factors for the true coincidence summing effect are given and compared with the corresponding factors that were obtained using the EFFTRAN program. Finally, in the fourth chapter a summary of the main conclusions of this study is presented and aspects for a) improving the results concerning the experimental calibration of the detection system and b) exploiting the full potential of such a detector, are examined.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 : ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΘΕΩΡΙΑΣ.....	8
1.1 Στοιχεία ραδιενέργειας και μηχανισμός αποδιέγερσης.....	8
1.2 Νόμος ραδιενεργών διασπάσεων	11
1.3 Μηχανισμοί αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας και ύλης	13
1.4 Φασματοσκοπία ακτίνων-γ	16
1.4.1 Ανίχνευση ακτίνων-γ	18
1.4.2 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα και απόδοση ανιχνευτή.....	19
1.4.3 Φαινόμενο πραγματικής άθροισης (True Coincidence Summing).....	21
1.5 Ανιχνευτικά συστήματα φασματοσκοπίας-γ	22
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 : ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ HPGe.....	24
2.1 Περιγραφή του ανιχνευτικού συστήματος HPGe.....	24
2.2 Σχεδιασμός και κατασκευή βάσης στήριξης δειγμάτων.....	25
2.3 Βαθμονόμηση ενεργειακής διακριτικής ικανότητας	27
2.4 Βαθμονόμηση ανιχνευτικής απόδοσης για μετρήσεις με σημειακές πηγές	29
2.4.1 Ανιχνευτική απόδοση σε κοντινές αποστάσεις μέτρησης - Διόρθωση του φαινομένου της πραγματικής άθροισης μέσω του προγράμματος EFFTRAN	34
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 : ΕΚΤΙΜΗΣΗ ΤΗΣ ΑΠΟΔΟΣΗΣ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΜΕΣΩ ΧΡΗΣΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ MONTE CARLO	39
3.1 Περιγραφή προσομοίωσης Monte Carlo και των κωδίκων MCNP5 και MCNP-CP	39
3.2 Θεωρητική εκτίμηση της απόδοσης του ανιχνευτή για μετρήσεις με σημειακές πηγές...	40
3.3 Σύγκριση των αποτελεσμάτων των προγραμμάτων MCNP-CP και EFFTRAN για τη διόρθωση πραγματικής σύμπτωσης	44
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ.....	49
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α : Κώδικες input file MCNP και MCNP-CP	54
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β: Διαγράμματα αποδιέγερσης ¹⁵²Eu	60

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ66

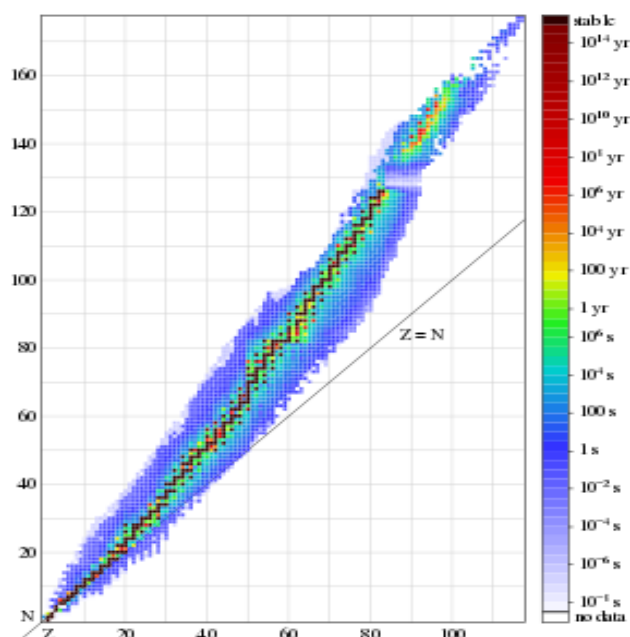
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 : ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΘΕΩΡΙΑΣ

1.1 Στοιχεία ραδιενέργειας και μηχανισμοί αποδιέγερσης

Η αποδιέγερση ενός πυρήνα είναι ένα φυσικό φαινόμενο που αναφέρεται στην εκπομπή ιοντίζουσας ακτινοβολίας από ασταθείς πυρήνες στοιχείων, τα ραδιονουκλίδια. Με τον όρο ραδιονουκλίδια αναφερόμαστε σε πυρήνες που κάποια στιγμή πρόκειται να μεταπέσουν προς κάποιον ελαφρύτερο με ταυτόχρονη εκπομπή ενέργειας. Κάθε πυρήνας συμβολίζεται A_ZX_N και αποτελείται από A συνολικά νουκλεόνια, Z πρωτόνια και N νετρόνια τα οποία συγκρατούνται μεταξύ τους υπό την επίδραση της ισχυρής πυρηνικής δύναμης, που σε επίπεδο πυρήνα εκφράζεται με την ενέργεια σύνδεσης $B(Z, N)$:

$$M(Z, N) = Zm_p + Nm_n - \frac{B(Z, N)}{c^2} \quad (1.1)$$

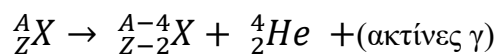
όπου M η μάζα του πυρήνα. Η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο μετρά τη σταθερότητα του πυρήνα, όσο πιο σταθερός ο πυρήνας τόσο μεγαλύτερη η ενέργεια σύνδεσης. Για ελαφρείς πυρήνες (Z μικρό) οι σταθεροί πυρήνες είναι εκείνοι που έχουν ίδιο αριθμό πρωτονίων και νετρονίων. Όσο μελετάμε βαρύτερους πυρήνες, τότε αυτοί με περισσότερα νετρόνια είναι πιο σταθεροί. Αυτό οφείλεται στο ότι η ισχυρή πυρηνική δύναμη πρέπει να μπορεί να υπερνικήσει την απωστική δύναμη Coulomb μεταξύ των πρωτονίων. Για τον λόγο αυτό δεν υπάρχουν σταθεροί πυρήνες με περισσότερα από 83 πρωτόνια [1]. Σχηματικά η επίδραση του πλήθους των νουκλεονίων ενός πυρήνα στην πυρηνική σταθερότητα αποτυπώνονται στο διάγραμμα Segrè.



Γράφημα 1.1. Το διάγραμμα Segrè, με βάση τους χρόνους ημιζωής των πυρήνων.

Στο διάγραμμα αυτό όσο πιο μακριά βρίσκονται οι πυρήνες από την κοιλάδα σταθερότητας τόσο μεγαλύτερη είναι η πιθανότητά τους να αποδιεγερθούν. Αυτή η αποδιέγερση μπορεί να γίνει με τους εξής μηχανισμούς: είτε με την μετάπτωση του συστήματος των νουκλεονίων σε χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη, είτε της μεταβολής του αριθμού των νουκλεονίων (Z,N) με τέτοιο τρόπο ώστε να προκύψουν σταθεροί πυρήνες. Οι εξώθερμες αυτές διαδικασίες συνοδεύονται πάντα από εκπομπή ακτινοβολίας, ηλεκτρομαγνητικής ή σωματιδιακής φύσης. Η ακτινοβολία αυτή ονομάζεται ραδιενέργεια. Το είδος της ραδιενεργού αποδιέγερσης καθορίζεται από την εκάστοτε φυσική διαδικασία αποδιέγερσης. Τα είδη αποδιέγερσης που παρατηρούνται είναι τα παρακάτω:

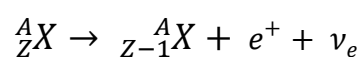
Αποδιέγερση-α (α-decay): Αποτελεί ένα είδος πυρηνικής σχάσης κατά την οποία ο μητρικός ασταθής πυρήνας εκπέμπει ένα σωματίδιο α το οποίο αποτελείται από δύο πρωτόνια και δυο νετρόνια, δηλαδή ένα άτομο ηλίου. Η εκπομπή αυτή οδηγεί στη μείωση του μαζικού και του ατομικού αριθμού του πυρήνα και έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία θυγατρικού πυρήνα. Αυτή η αποδιέγερση παρατηρείται κυρίως σε πυρήνες με πολύ μεγάλη αναλογία πρωτονίων προς νετρόνια, έτσι με την εκπομπή αυτής της ακτινοβολίας μικραίνει αυτή η αναλογία και ο αρχικός πυρήνας καθίσταται σταθερότερος. Η εξίσωση που περιγράφει την αποδιέγερση α είναι :



Σε αυτού του είδους την αποδιέγερση το σωματίδιο α διαφεύγει από το φράγμα δυναμικού Coulomb μέσω του κβαντικού φαινομένου σήραγγας (tunneling effect). Τα σωματίδια α εκπέμπονται πάντα με διακεκριμένες τιμές κινητικής ενέργειας σύμφωνα με τις αρχές διατήρησης της ορμής και ενέργειας, για τον λόγο αυτό πολλές φορές η εκπομπή του σωματιδίου α αφήνει τον πυρήνα σε μια διεγερμένη κατάσταση. Για να εξισορροπηθεί αυτή η περίσσεια ενέργεια ο πυρήνας σε αυτές τις περιπτώσεις εκπέμπει ακτινοβολία-γ.¹

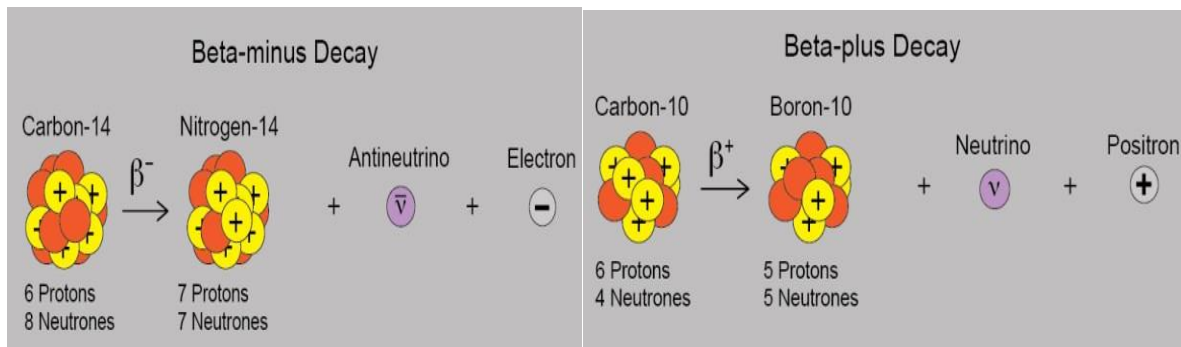
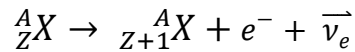
Αποδιέγερση-β (β-decay): Συμβαίνει συνήθως σε πυρήνες με πολλά πρωτόνια ή νετρόνια. Κατά τη διαδικασία της αποδιέγερσης αυτής το φορτίο του πυρήνα αλλάζει ενώ ο μαζικός αριθμός παραμένει σταθερός, δηλαδή ένα πρωτόνιο μετατρέπεται σε νετρόνιο ή το αντίστροφο. Υπάρχουν 3 είδη β διάσπασης, η β⁺, β⁻ και η σύλληψη ηλεκτρονίου:

Στην αποδιέγερση-β⁺ ένα πρωτόνιο του μητρικού πυρήνα μετατρέπεται σε νετρόνιο με ταυτόχρονη εκπομπή ενός ποζιτρονίου e⁺ και ενός νετρίνου ν_e, $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$, η μετατροπή αυτή έχει ως αποτέλεσμα την μεταστοιχείωση του μητρικού πυρήνα



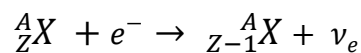
Η αντίδραση αυτή δεν μπορεί να συμβεί αυθόρμητα λόγω του ότι το νετρόνιο έχει μεγαλύτερη μάζα από το πρωτόνιο, μπορεί να συμβεί μόνο εάν ο θυγατρικός πυρήνας έχει μεγαλύτερη ενέργεια σύνδεσης από τον μητρικό.

Στην αποδιέγερση-β⁻ ένα νετρόνιο του μητρικού πυρήνα μετατρέπεται σε πρωτόνιο με ταυτόχρονη εκπομπή ενός ηλεκτρονίου e^- και ενός αντινετρίνου $\bar{\nu}_e$, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Η μετατροπή αυτή έχει ως αποτέλεσμα την μεταστοιχείωση του μητρικού πυρήνα. Αυτή η αποδιέγερση συνήθως συμβαίνει σε πυρήνες με περισσότερα νετρόνια και η γενική εξίσωση που την περιγράφει είναι:



Εικόνα 1.1 Σχηματική αναπαράσταση της διάσπασης β⁻ (αριστερά) και της διάσπασης β⁺ (δεξιά).

Αποδιέγερση με σύλληψη ηλεκτρονίου (E C): Είναι ανταγωνιστικό φαινόμενο της β⁺ διάσπασης κατά το οποίο ένα ηλεκτρόνιο της τροχιακής στοιβάδας συλλαμβάνεται από κάποιο διεγερμένο πυρήνα, $p + e^- \rightarrow n + \bar{\nu}_e$ και η γενική σχέση που περιγράφει αυτή την αποδιέγερση είναι:



Κάθε πυρήνας ο οποίος ικανοποιεί την ανίσωση:

$$M(A, Z) - M(A, Z - 1) > 2m_e \quad (1.2)$$

μπορεί να αποδιεγερθεί είτε με β⁺ διάσπαση, είτε με σύλληψη ηλεκτρονίου. Για χαμηλότερες τιμές ενέργειας η αποδιέγερση του πυρήνα γίνεται αποκλειστικά με σύλληψη ηλεκτρονίου αν η μάζα του μητρικού πυρήνα είναι μεγαλύτερη από αυτή του θυγατρικού².

Αποδιέγερση γ: Κατά τη γ-διάσπαση ο ασταθής πυρήνας αποβάλλει την περίσσεια ενέργειας με αυθόρμητη εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Θα μπορούσαμε λοιπόν να πούμε ότι είναι η ηλεκτρομαγνητική αποδιέγερση ενός πυρήνα σε μια κατώτερη ενεργειακή στάθμη του ίδιου πυρήνα, και προκύπτει όταν ένας διεγερμένος πυρήνας δεν έχει αρκετή διαθέσιμη ενέργεια ώστε να εκπέμψει ένα σωματιδίου (α ή β).

1.2 Νόμος ραδιενεργών διασπάσεων

Ο βαθμός σταθερότητας ενός πυρηνικού συστήματος μπορεί να εκφραστεί από την πιθανότητα μέσα σε ένα χρονικό διάστημα Δt να μεταπέσει σε ένα σταθερότερο σύστημα χαμηλότερης ενέργειας. Εφόσον το σύστημα παραμένει σταθερό μέχρι τη στιγμή που πραγματοποιείται η μετάπτωση, η πιθανότητα αυτή είναι μία χαρακτηριστική ιδιότητα του συστήματος, ανεξάρτητη από τον χρόνο. Έτσι για ένα συγκεκριμένο πυρήνα είναι αδύνατη η ακριβής πρόβλεψη του χρόνου της αποδιέγερσής του. Η περιγραφή της αποδιέγερσής του μπορεί να γίνει μόνο με ένα στατιστικό σύνολο όμοιων ασταθών πυρήνων. Αν N ο συνολικός αριθμός των πυρήνων στο στατιστικό αυτό σύνολο, τότε ο ρυθμός αποδιέγερσης ή η ενεργότητά τους θα είναι ίση με:

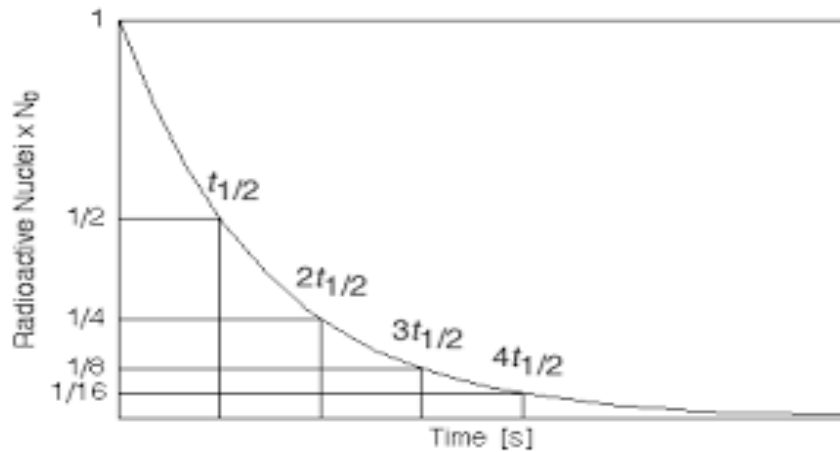
$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (1.3)$$

Όπου λ η πιθανότητα του κάθε πυρήνα να αποδιεγερθεί στην μονάδα του χρόνου. Η μονάδα εκπεμπόμενης ραδιενέργειας ή ενεργότητας (activity) σύμφωνα με το Διεθνές Σύστημα SI, είναι το Becquerel (Bq), με $1 \text{ Bq} = 1 \text{ διάσπαση/s}$. Η σταθερά λ ονομάζεται σταθερά αποδιέγερσης. Για την διευκόλυνσή μας στην παρακολούθηση της χρονικής εξέλιξης ενός δείγματος έχουμε ορίσει τον μέσο χρόνο ζωής, $\tau = \frac{1}{\lambda}$, αντικαθιστώντας στην παραπάνω σχέση και ολοκληρώνοντας, έχουμε τον αριθμό των ραδιενεργών πυρήνων που έχουν παραμείνει αδιάσπαστοι μετά από χρόνο t

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.4)$$

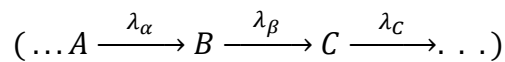
Εναλλακτικά μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τον χρόνο ημιζωής $T_{1/2}$, δηλαδή τον χρόνο που χρειάζεται για να αποδιεγερθούν οι μισοί από τους πυρήνες του δείγματος. Συνεπώς από την παραπάνω εξίσωση έχουμε:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\frac{T_{1/2}}{\tau}} \Leftrightarrow T_{1/2} = \ln 2 \tau \quad (1.5)$$



Γράφημα 1.2 : Εκθετικός νόμος ραδιενεργού αποδιέγερσης πυρήνων.

Σε πολλές περιπτώσεις, ένας πυρήνας αποδιεγείρεται με μια σειρά διαδοχικών μεταπτώσεων μέχρις ότου προκύψει ένας σταθερός πυρήνας.



Ο πληθυσμός κάθε πυρήνα συνεχώς αυξάνεται από την τροφοδοσία από τον αμέσως προηγούμενο μητρικό πυρήνα, ενώ παράλληλα μειώνεται από την αποδιέγερση στον επόμενο θυγατρικό και η κατανομή του πληθυσμού των πυρήνων εξαρτάται από τις πιθανότητες αποδιέγερσης λ_α , λ_β , λ_γ . Το αποτέλεσμα της πυρηνικής αποδιέγερσης είναι ένα θυγατρικό πυρηνικό σύστημα με χαμηλότερη συνολική ενέργεια από το αρχικό. Το θυγατρικό σύστημα όμως δεν είναι απαραίτητα σταθερό. Αν θεωρήσουμε δυο πληθυσμούς πυρήνων N_A και N_B , οι πιθανότητες να αποδιεγερθούν λ_α , λ_β εξαρτώνται από τον χρόνο ημιζωής του κάθε πυρήνα. Αυτή η διαφορά στους χρόνους ημιζωής έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία η μη, μια συνθήκης ισορροπίας μεταξύ των 2 πληθυσμών και διακρίνονται οι εξής περιπτώσεις.

Η πρώτη περίπτωση είναι ο μητρικός πυρήνας A να έχει μικρότερη πιθανότητα να διασπαστεί από τον θυγατρικό $\lambda_\alpha < \lambda_\beta$. Στην περίπτωση αυτή ο λόγος των δυο πληθυσμών θα τείνει να σταθεροποιηθεί. Η κατάσταση αυτή ονομάζεται μεταβατική ισορροπία. Στην περίπτωση που ο μητρικός πυρήνας έχει τουλάχιστον δέκα φορές μικρότερη πιθανότητα διάσπασης $\lambda_\alpha \ll \lambda_\beta$, τότε ο μητρικός και ο θυγατρικός πυρήνας έχουν την ίδια ενεργότητα. Η κατάσταση αυτή ονομάζεται μόνιμη ραδιενεργός ισορροπία. Τέλος η τρίτη περίπτωση είναι ο μητρικός πυρήνας να έχει μεγαλύτερη πιθανότητα διάσπασης από τον θυγατρικό $\lambda_\alpha > \lambda_\beta$, σε αυτή την περίπτωση δεν θα επέλθει ποτέ ισορροπία καθώς μέχρι να εξαντληθεί ο αριθμός των μητρικών πυρήνων, ο αριθμός των θυγατρικών θα αυξάνεται και μετά την εξάντληση μητρικών, ο αριθμός των θυγατρικών πυρήνων θα αρχίσει να φθίνει εκθετικά σύμφωνα με τον νόμο των ραδιενεργών διασπάσεων.¹

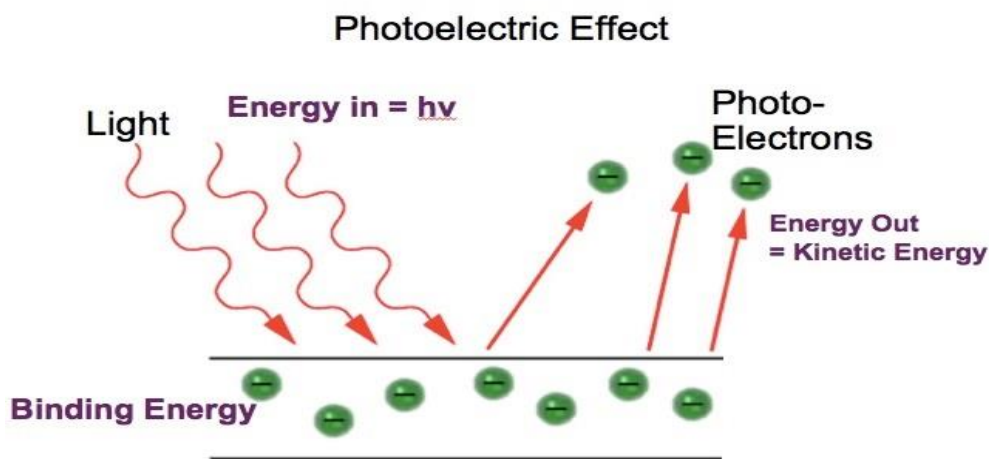
1.3 Μηχανισμοί αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας γ και ύλης

Η ακτινοβολία γάμμα, είναι ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία με πολύ υψηλές ενέργειες. Οι ακτίνες γάμμα είναι φωτόνια υψηλής ενέργειας με πολύ μικρά μήκη κύματος και επομένως πολύ υψηλή συχνότητα. Εκπέμπονται από ασταθείς πυρήνες κατά τη μετάβασή τους από μια ανώτερη ενεργειακή στάθμη σε μια κατώτερη. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται γ -αποδιέγερση. Παρόλο που είναι γνωστός ένας μεγάλος αριθμός πιθανών μηχανισμών αλληλεπίδρασης των ακτίνων γάμμα με την ύλη, μόνο τρεις κύριοι ανταγωνιστικοί μηχανισμοί παίζουν σημαντικό ρόλο στην φασματοσκοπία γ , στο υπό μελέτη ενεργειακό εύρος (100 – 3000 keV): το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, το φαινόμενο Compton και η δίδυμη γένεση.

- **Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο:** Είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός αλληλεπίδρασης σε ακτίνες γ μικρής ενέργειας. Κατά το φαινόμενο αυτό έχουμε την πλήρη απορρόφηση φωτονίου κατάλληλης συχνότητας, το οποίο φέρει επαρκή ενέργεια, όταν αλληλεπιδρά με ένα άτομο του απορροφητή. Η αλληλεπίδραση αυτή συνοδεύεται από παράλληλη εκπομπή ενός από τα δεσμευμένα ηλεκτρόνια της ηλεκτρονικής στιβάδας του ατόμου (φωτοηλεκτρόνιο). Η κινητική ενέργεια του εκπεμπόμενου φωτοηλεκτρονίου (E_e) είναι ίση με:

$$E_e = h\nu - E_b \quad (1.6)$$

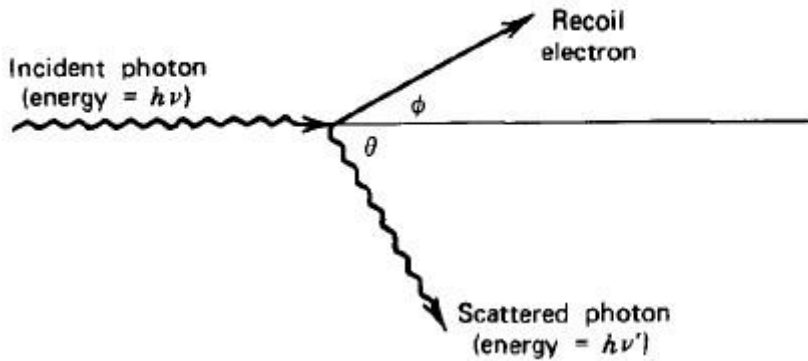
Όπου $h\nu$ η ενέργεια του αρχικού φωτονίου και E_b η ενέργεια σύνδεσης του φωτοηλεκτρονίου στον πυρήνα³.



Εικόνα 1.2 Σχηματική αναπαράσταση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου.

- **Φαινόμενο Compton ή σκέδαση Compton (Compton effect):** Ο μηχανισμός αυτός κυριαρχεί για φωτόνια με ενδιάμεσες τιμές ενέργειας. Πρόκειται για την ανελαστική σκέδαση της εισερχόμενης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με ατομικά ηλεκτρόνια. Το εισερχόμενο φωτόνιο σκεδάζεται κατά μια γωνία θ από την αρχική του κατεύθυνση και μεταφέρει μέρος της αρχικής του ενέργειας στο

ηλεκτρόνιο, γνωστό και ως ηλεκτρόνιο ανάκρουσης(recoil electron). Επειδή όλες οι γωνίες σκέδασης είναι πιθανές, η ενέργεια του ηλεκτρονίου ανάκρουσης κυμαίνεται από μηδέν έως μια μέγιστη τιμή για $\theta=180^\circ$. Η σκέδαση όπου το ηλεκτρόνιο λαμβάνει την μέγιστη τιμή ενέργειας ονομάζεται *οπισθοσκέδαση* (backscattering) Compton.⁴



Εικόνα 1.3 Σχηματική αναπαράσταση της σκέδασης Compton.³

Κατά την κρούση η ορμή των φωτονίων μειώνεται , αυτό μεταφράζεται σε αύξηση του μήκους κύματος τους. Η αύξηση αυτή του μήκους κύματος καθώς αυξάνεται η γωνία σκέδασης δίνεται από τον τύπο :

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda' = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad (1.7)$$

Όπου λ = μήκος κύματος φωτονίου πριν την κρούση

λ' = μήκος κύματος φωτονίου μετά την κρούση

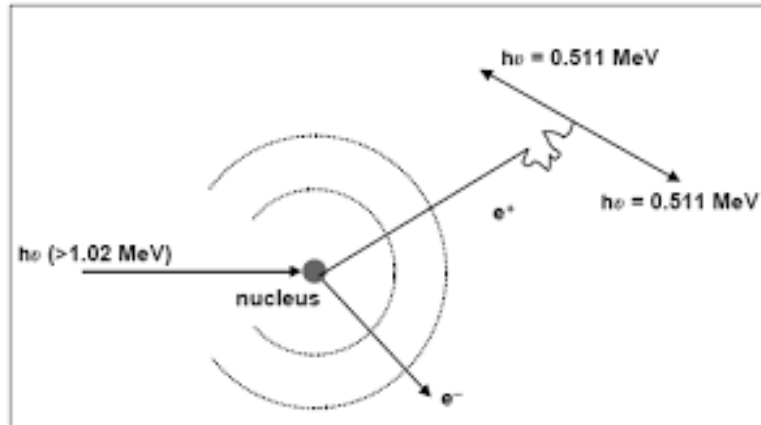
h = σταθερά του Πλανκ ($h = 6.626 \times 10^{-34} J$)

m_e = μάζα ηρεμίας ηλεκτρονίου ($m_e = 0,511 MeV$)

c = ταχύτητα του φωτός στο κενό

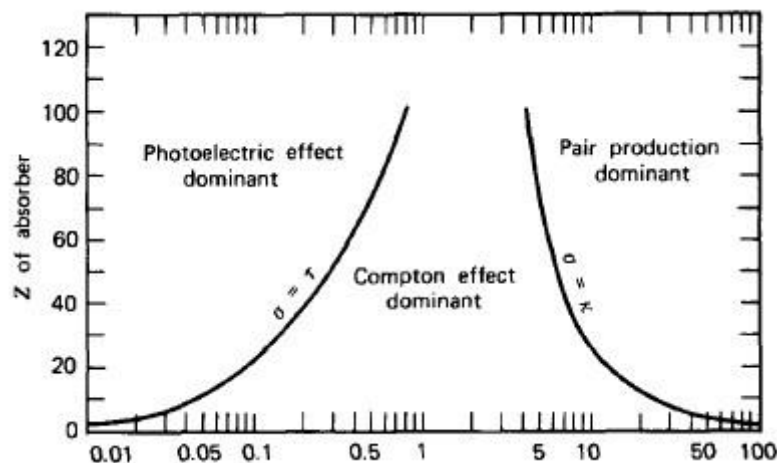
- **Δίδυμη γένεση (pair production)** : Είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός αποδιέγερσης για ακτίνες γ με ενέργεια πάνω από μερικά MeV, παρόλο που είναι ενεργειακά εφικτός όταν η ενέργεια της ακτίνας-γ υπερβαίνει δύο φορές την ενέργεια της μάζας ηρεμίας ενός ηλεκτρονίου (1.02 MeV). Στην διαδικασία της δίδυμης γένεσης ή αλλιώς παραγωγής ζεύγους, τα φωτόνια απορροφούνται πλήρως κατά την αλληλεπίδρασή τους με το πυρηνικό ηλεκτρικό πεδίο Coulomb και αντικαθίσταται από ένα ζευγάρι ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου. Όλη η πλεονάζουσα ενέργεια του φωτονίου, πάνω από τα 1.024 MeV που απαιτείται για τη δημιουργία του ζεύγους, μοιράζεται στην κινητική ενέργεια του ζεύγους των προϊόντων. Επειδή το ποζιτρόνιο στη συνέχεια θα εξαίλωθει, μετά από την επιβράδυνσή του στο

απορροφητικό μέσο, παράγονται δύο φωτόνια εξαύλωσης ως δευτερογενή προϊόντα της αλληλεπίδρασης.



Εικόνα 1.4 Σχηματική αναπαράσταση της αλληλεπίδρασης της δίδυμης γένεσης και των δευτερογενών προϊόντων της αλληλεπίδρασης.

Ο ανταγωνισμός των τριών κύριων διαδικασιών που περιγράφηκαν παραπάνω για διαφορετικούς απορροφητές και ενέργειες ακτίνων γάμμα απεικονίζεται στο γράφημα 1.3. Η γραμμή στα αριστερά αντιπροσωπεύει την ενέργεια στην οποία το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και η σκέδαση του Compton είναι ισοπίθανα, ως συνάρτηση του ατομικού αριθμού του απορροφητή. Η γραμμή στα δεξιά αντιπροσωπεύει την αντίστοιχη πιθανότητα για την σκέδαση Compton και την δίδυμη γένεση³. Επομένως, καθορίζονται τρεις περιοχές εντός των οποίων, το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η δίδυμη γένεση, κυριαρχούν αντιστοίχως.



Γράφημα 1.3 Διάγραμμα των τριών κύριων ανταγωνιστικών μηχανισμών αποδιέγερσης των ακτίνων γ. Οι γραμμές δείχνουν τις τιμές των Z και $h\nu$ για τις οποίες οι δύο μηχανισμοί είναι ισοπίθανοι.³

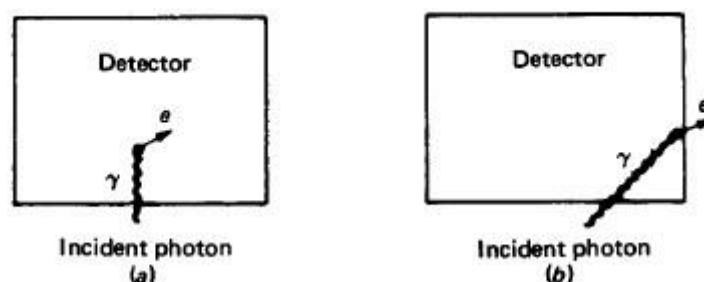
1.3 ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑ ΑΚΤΙΝΩΝ - γ

1.3.1 Ανίχνευση ακτίνων - γ

Τα φωτόνια έχουν μηδενικό φορτίο και μηδενική μάζα ηρεμίας που κινούνται με την ταχύτητα του φωτός. Για τον λόγο αυτό μπορούμε να τα ανιχνεύσουμε μόνο μέσω των ηλεκτρονίων που παράγουν όταν αλληλεπιδρούν με το υλικό που είναι κατασκευασμένος ο ανιχνευτής. Οι κύριες αλληλεπιδράσεις των φωτονίων με την ύλη όπως αναλύσαμε παραπάνω είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η δίδυμη γένεση. Τα ηλεκτρόνια (ή ποζιτρόνια) που παράγονται από αυτές τις αλληλεπιδράσεις εναποθέτουν την ενέργεια τους στον ανιχνευτή, έτσι δημιουργούν έναν παλμό τάσης που σηματοδοτεί τη διέλευση του φωτονίου. Το ύψος του παλμού αυτού είναι ανάλογο της ενέργειας που κατατίθεται στον ανιχνευτή.

Στην πραγματικότητα όμως τα ηλεκτρόνια που παράγονται από τις αλληλεπιδράσεις των φωτονίων δεν εναποθέτουν πάντα όλη τους την ενέργεια στον ανιχνευτή, θα πρέπει λοιπόν να εξετάσουμε τί συμβαίνει με την ενέργεια του φωτονίου καθώς αυτό αλληλεπιδρά με το υλικό του ανιχνευτή.

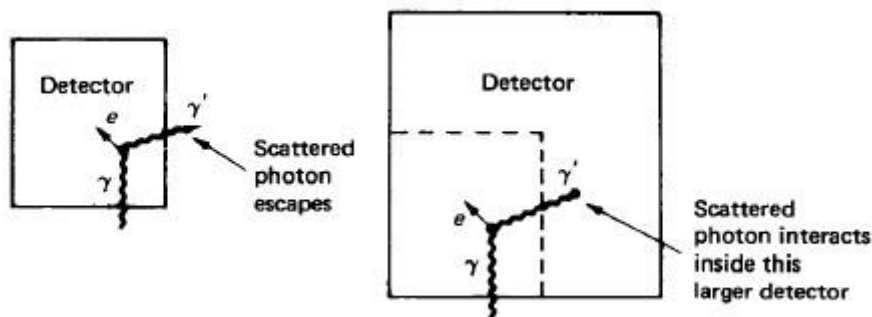
Ένα φωτόνιο με $E < 1,022 \text{ MeV}$, μπορεί να αλληλεπιδράσει μόνο μέσω του φωτοηλεκτρικού ή του φαινομένου Compton. Στην περίπτωση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, το ηλεκτρόνιο που παράγεται έχει πολύ μικρή διεισδυτικότητα και μπορούμε πρακτικά να θεωρήσουμε ότι εναποθέτει όλη του την ενέργεια στον ανιχνευτή. Υπάρχει βέβαια και μια πολύ μικρή πιθανότητα η αλληλεπίδραση να γίνει πολύ κοντά στην άκρη του ανιχνευτή και το ηλεκτρόνιο να εναποθέσει μέρος της ενέργειας του πριν διαφύγει.



Εικόνα 1.5 Ως συνέπεια του φωτοηλεκτρικού φαινομένου το φωτόνιο εξαφανίζεται. α) Όλη η ενέργεια του ηλεκτρονίου εναποτίθεται στον κρύσταλλο του ανιχνευτή β) Το ηλεκτρόνιο διαφεύγει από τον κρύσταλλο του ανιχνευτή εναποθέτοντας μόνο ένα μέρος της ενέργειάς του.⁵

Στην περίπτωση της αλληλεπίδρασης μέσω σκέδασης Compton, πρωταρχικό ρόλο παίζει ο ενεργός όγκος του ανιχνευτή διότι μετά την σκέδαση μόνο ένα μέρος της ενέργειας του

φωτονίου δίνεται στο ηλεκτρόνιο. Το σκεδασμένο φωτόνιο υπάρχει πιθανότητα να μπορεί η όχι να αλληλεπιδράσει ξανά μέσα στο ανιχνευτή. Η πιθανότητα μιας δεύτερης αλληλεπίδρασης εξαρτάται κυρίως από τον όγκο του ανιχνευτή, την εναπομένουσα ενέργεια του φωτονίου, τη θέση της πρώτης αλληλεπίδρασης και το υλικό του ανιχνευτή.



Εικόνα 1.6 Σχηματική απεικόνιση σκέδασης Compton και σημασία του ενεργού όγκου του ανιχνευτή.⁵

Εάν η ενέργεια του φωτονίου είναι $E > 1,022 \text{ MeV}$ το φωτόνιο μπορεί να αλληλεπιδράσει και με δίδυμη γένεση (pair production). Σε αυτήν την περίπτωση το φωτόνιο χάνεται και δημιουργείται ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου με συνολική κινητική ενέργεια.

$$T_{e^+} + T_{e^-} = T = (E - 1,022) \text{ MeV}$$

Όπως είδαμε η κινητική ενέργεια του ζεύγους θα εναποτεθεί στον ανιχνευτή. Για την ενέργεια της μάζας τους όμως υπάρχουν αρκετά πιθανά σενάρια. Το ποζιτρόνιο που δημιουργείται, στο τέλος της διαδρομής του εξουδετερώνεται με ένα ατομικό ηλεκτρόνιο και έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία δυο ακτίνων γ .⁵ Αυτές οι δυο ακτίνες είτε μπορούν να αφήσουν όλη τους την ενέργεια στον ανιχνευτή, είτε να διαφύγουν και οι δυο είτε μια μόνο από τις δυο.

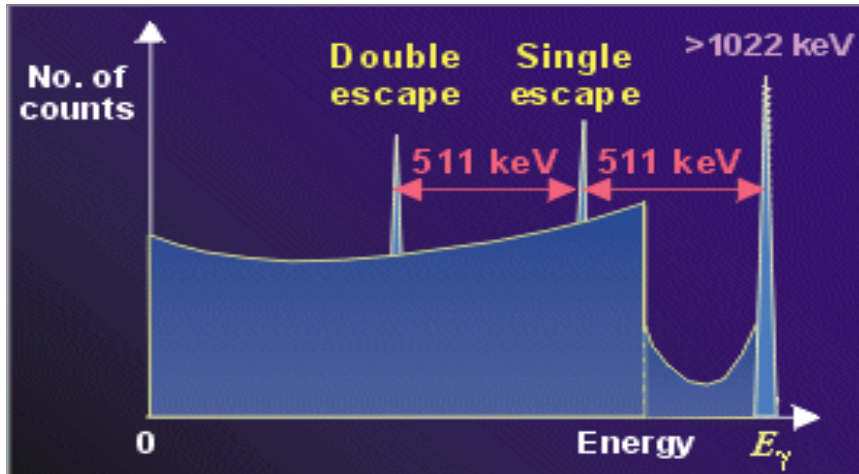
Σε ένα φάσμα λοιπόν μιας πηγής που εκπέμπει ακτίνες γ θα μπορέσουμε να παρατηρήσουμε:

- Την φωτοκορυφή (full energy peak) που αντιστοιχεί στην συνολική ενέργεια E
- Την αιχμή Compton (Compton edge) που αντιστοιχεί σε ενέργεια

$$E - \frac{E}{1 + 2E/mc^2}$$

- Την κορυφή μονής διαφυγής (single-escape peak) με ενέργεια $(E - 0.511) \text{ MeV}$
- Την κορυφή διπλής διαφυγής (double-escape peak) με ενέργεια $(E - 1.022) \text{ MeV}$

Όπως φαίνεται στο γράφημα 1.4

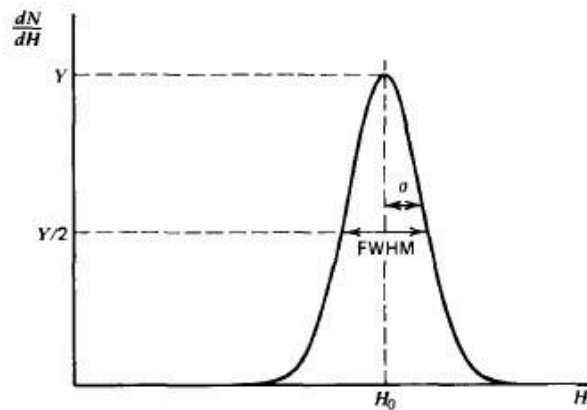


Γράφημα 1.4 Σχηματική αναπαράσταση ενός τυπικού φάσματος όπως καταγράφεται από έναν ανιχνευτή. Εμφανίζεται η φωτοκορυφή, η αιχμή Compton καθώς και οι κορυφές μονής και διπλής διαφυγής.

1.3.2 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα και απόδοση ανιχνευτή

Ενεργειακή διακριτική ικανότητα (R): εκφράζει την ικανότητα του ανιχνευτή να ανιχνεύει φωτόνια παραπλήσιων ενεργειών και εκφράζεται από το αδιάστατο κλάσμα του πλάτους της κορυφής στο μέσο της μέγιστης ενέργειας (FWHM) προς την θέση του κεντροειδούς της κορυφής (H_0)⁶.

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \quad (1.8)$$



Γράφημα 1.5 Ορισμός της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας ενός ανιχνευτή για κορυφές με γκαουσιανό σχήμα.³

Η σχέση που δίνει το FWHM μιας φωτοκορυφής, ενέργειας E από φάσμα πηγής ακτίνων γ είναι:

$$(FWHM)^2 = (FWHM_D)^2 + (FWHM_X)^2 + (FWHM_E)^2 \quad (1.9)$$

Ο πρώτος όρος $(FWHM_D)^2$ ισούται με το πλάτος της κορυφής που θα είχαμε αν υπήρχαν

μόνο φαινόμενα στατιστικής δημιουργίας. Αντιπροσωπεύει την υπάρχουσα στατιστική ροή του αριθμού των φορέων φορτίου που δημιουργούνται και δίνεται από τον τύπο

$$(FWHM_D)^2 = 2.35^2 F \varepsilon E$$

Όπου F ο fano factor, ε η ενέργεια που απαιτείται για την δημιουργία ενός ζεύγους οπής ηλεκτρονίου και E η ενέργεια των ακτίνων γ

Fano Factor (F): Παράγοντας που εισάγεται με σκοπό την διόρθωση της στατιστικής διακύμανσης Poisson ως προς την πραγματική διακύμανση του αριθμού των φορέων του φορτίου.

Ο δεύτερος όρος $(FWHM_X)^2$ ισούται με το πλάτος που θα είχε η κορυφή αν υπήρχαν μόνο φαινόμενα ελλιπούς συλλογής φορτίου. Η σχέση αυτού του όρου με την ενέργεια των ακτίνων γ είναι γραμμική.

Ο τελευταίος όρος $(FWHM_E)^2$ ισούται με το πλάτος που θα είχε η κορυφή αν υπήρχε μόνο ηλεκτρονικός θόρυβος. Η τιμή του σε σχέση με την ενέργεια των ακτίνων γ είναι σταθερή.³ Η απόδοση ενός ανιχνευτή εκφράζει την ικανότητά του να καταγράφει την ακτινοβολία που εισέρχεται σε αυτόν. Για την περιγραφή αυτής της ικανότητας χρησιμοποιούνται οι παρακάτω έννοιες:

- **Απόλυτη απόδοση ανιχνευτή ή απόλυτη απόδοση φωτοκορυφής :** δίνει το ποσοστό των φωτονίων που καταγράφει ο ανιχνευτής ($N_{\text{κορυφής}}$) σε σχέση με αυτά που εκπέμπονται από την πηγή ($N_{\text{εκπεμπόμενα}}$) στην μονάδα του χρόνου³ και εκφράζεται ως:

$$\varepsilon_{\text{απόλυτη}} = \frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα}}} \quad (1.10)$$

- **Εσωτερική απόδοση ανιχνευτή:** είναι η ικανότητα του ανιχνευτή να καταγράφει ως γεγονότα τα φωτόνια που εισέρχονται σε αυτόν και ορίζεται ως ο λόγος των γεγονότων που καταγράφει σε συγκεκριμένη κορυφή ($N_{\text{κορυφής}}$) προς τα φωτόνια της δεδομένης ενέργειας που εισήλθαν στον ανιχνευτή ($N_{\text{εισερχόμενα}}$) στην μονάδα του χρόνου.³

$$\varepsilon_{\text{εσωτερική}} = \frac{N_{\text{κορυφής}}}{N_{\text{εισερχόμενα}}} \quad (1.11)$$

Οι δυο αυτές αποδόσεις συνδέονται μεταξύ τους με την σχέση:

$$\varepsilon_{\text{εσωτερική}} = \varepsilon_{\text{απόλυτη}} \frac{4\pi}{\Omega},$$

όπου $\frac{4\pi}{\Omega}$ η στέρεα γωνία μεταξύ της πηγής και του ανιχνευτή

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

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

Ο λόγος δίνεται σε μορφή ποσοστού και κυμαίνεται από 10% έως 120 % . Οι τιμές της απόλυτης και εσωτερικής απόδοσης, εξαρτώνται και μεταβάλλονται συναρτήσει της ενέργειας και της απόστασης μεταξύ της πηγής και του ανιχνευτή. Λόγω αυτού δεν έχουν απόλυτο χαρακτήρα και δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν για το χαρακτηρισμό της ανιχνευτικής διάταξης.³ Η έννοια της σχετικής απόδοσης επιτρέπει την άμεση σύγκριση του εκάστοτε ανιχνευτικού συστήματος με μία ήδη γνωστή απόδοση. Αυτό την καθιστά καταλληλότερη για τη περιγραφή ενός ανιχνευτή.

1.3.3 Φαινόμενο πραγματικής άθροισης (True Coincidence Summing, TCS)

Φαινόμενα πραγματικής άθροισης παρουσιάζονται όταν κάποια πηγή ακτίνων γ εκπέμπει δύο ή περισσότερα φωτόνια σε σειρά (cascade) με χρονική διάρκεια εκπομπής μικρότερη από τον χρόνο που απαιτεί ο ανιχνευτής για να συλλέξει το φορτίο. Όταν συμβαίνει αυτό, το φορτίο που παράγεται από τις διάφορες αλληλεπιδράσεις των φωτονίων μέσα στον κρύσταλλο του ανιχνευτή συλλέγεται σαν να προήλθε από ένα μόνο γεγονός και ο παλμός που παράγεται αντιστοιχεί σε ένα φωτόνιο ενέργειας ίσης με το άθροισμα όλων των φωτονίων που εκπέμφθηκαν σε σειρά. Η πιθανότητα αυτή μεγιστοποιείται σε μετρήσεις όπου η πηγή είναι πολύ κοντά τοποθετημένη στο παράθυρο του ανιχνευτή και μειώνεται όσο απομακρύνεται από αυτό. Στην πραγματικότητα σε οποιαδήποτε απόσταση μέτρησης υπάρχει πιθανότητα εμφάνισης του φαινομένου, ωστόσο πέρα από κάποια απόσταση γίνεται αμελητέα.⁶

Το φαινόμενο αυτό έχει ως αποτέλεσμα την αλλοίωση του μεγέθους των φωτοκορυφών και χωρίζεται σε δυο περιπτώσεις. Η πρώτη περίπτωση που αναφέρθηκε και παραπάνω είναι όταν δύο ακτίνες- γ εισέρχονται ταυτόχρονα στον ανιχνευτή και καταγράφονται μαζί σε ένα παλμό που έχει ενέργεια το άθροισμα των δύο αρχικών ενεργειών τους. Η περίπτωση αυτή ονομάζεται summing-out και στο τελικό φάσμα από τις δύο φωτοκορυφές χάνονται γεγονότα από αυτά της πηγής, άρα στις ενέργειες αυτές τα γεγονότα που καταγράφονται στις αντίστοιχες φωτοκορυφές θα είναι υποτιμημένα. Η δεύτερη περίπτωση είναι αυτή του summing-in, κατά την οποία το αντίστοιχο μέγεθος υπερεκτιμάται. Αυτό συμβαίνει όταν δύο ακτίνες- γ εισέρχονται ταυτόχρονα στον ανιχνευτή και καταγράφονται σε έναν παλμό μαζί, ο οποίος όμως αντιστοιχεί στην ενέργεια μιας άλλης ακτίνας- γ του στοιχείου που μετράται.⁷

Ένα παράδειγμα για τις περιπτώσεις αυτές είναι το ^{152}Eu , το οποίο εκπέμπει πολλές ακτίνες- γ , οι οποίες συμμετέχουν άλλες περισσότερο και άλλες λιγότερο στο φαινόμενο της πραγματικής άθροισης, όταν η μέτρηση της πηγής γίνεται κοντά στον ανιχνευτή. Οι ακτίνες- γ με ενέργειες 121.8 keV και 244.7 keV, που εκπέμπονται σε σειρά (ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β), εισέρχονται ταυτόχρονα στον ανιχνευτή και καταγράφονται μαζί σε ενέργεια 366,5 keV, η οποία αντιστοιχεί σε άλλη ακτίνα- γ του ^{152}Eu . Επομένως, στο τελικό φάσμα από τις φωτοκορυφές με ενέργειες 121.8 keV και 244.7 keV, θα έχουν χαθεί γεγονότα (summing-

out), ενώ στην φωτοκορυφή με ενέργεια 367 keV θα έχουν προστεθεί παραπάνω γεγονότα (summing-in).

1.4 Ανιχνευτικά συστήματα φασματοσκοπίας γ

Κάθε ανιχνευτικό σύστημα που έχει αναπτυχθεί για φασματοσκοπία ακτίνων γ έχει ως σκοπό την συλλογή του φορτίου που παράγεται από τις αλληλεπιδράσεις των φωτονίων με την ύλη. Τα κύρια χαρακτηριστικά ενός ανιχνευτή είναι:

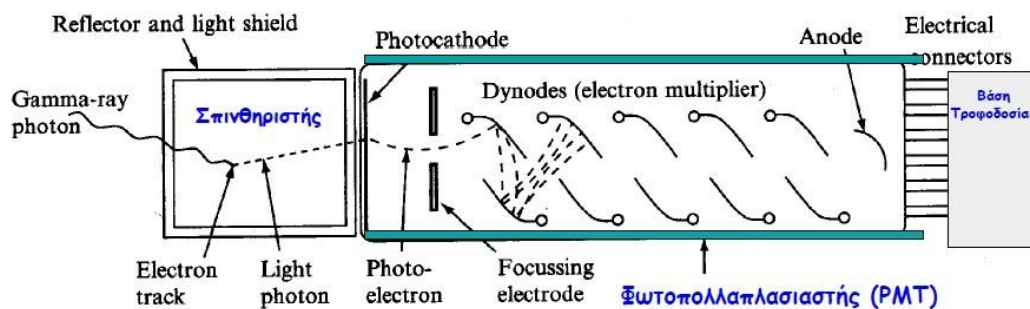
- Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα
- Η ανιχνευτική ικανότητα
- Η ευαισθησία
- Ο χρόνος απόκρισης
- Ο ανενεργός χρόνος

Τα πρώτα δυο χαρακτηριστικά τα έχουμε αναλύσει παραπάνω. Η ευαισθησία ενός ανιχνευτή είναι η ικανότητα του να δημιουργεί χρήσιμο σήμα για μια συγκεκριμένη ακτινοβολία. Οι παράγοντες που επηρεάζουν πρωτίστως την ευαισθησία ενός ανιχνευτικού συστήματος είναι ο όγκος του, ο ενδογενής ηλεκτρονικός θόρυβος και το υλικό του παραθύρου του.

Ο χρόνος απόκρισης είναι ο χρόνος που απαιτείται να αποδώσει ο ανιχνευτής το σήμα από την στιγμή που εισέρχεται η ακτινοβολία. Τέλος ανενεργός χρόνος είναι ο χρόνος που ο ανιχνευτής αδυνατεί να επεξεργαστεί ένα γεγονός γιατί είναι απασχολημένος με το προηγούμενο. Αυτό το φαινόμενο συμβαίνει στις περιπτώσεις που ο ρυθμός καταγραφής (counting rate) γεγονότων είναι πολύ μεγάλος. Όμως για την επιλογή ανιχνευτικού συστήματος για κάποια πειραματική διάταξη δεν είναι τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή το μόνο κριτήριο, σημαντικό ρόλο σαφώς παίζει το κόστος κατασκευής καθώς και ο τρόπος λειτουργίας τους (εργαστηριακή χρήση ή μετρήσεις απευθείας στο πεδίο (in situ)). Στην φασματοσκοπία γ χρησιμοποιούνται συνήθως δυο τύποι ανιχνευτών, οι σπινθηριστές και οι ανιχνευτές ημιαγωγού:

Σπινθηριστές (scintillators): είναι ένας κοινός τύπος ανιχνευτή που γνώρισε ευρεία διάδοση σε πειράματα πυρηνικής φυσικής και φυσικής υψηλών ενεργειών τα τελευταία χρόνια. Η λειτουργία των σπινθηριστών βασίζεται στην ιδιότητα ορισμένων υλικών όταν εκτεθούν σε κάποια μορφή ενέργειας (φως, θερμότητα, ραδιενέργεια), στην συγκεκριμένη περίπτωση ραδιενέργειας, να την απορροφούν και να επανεκπέμπουν την ενέργεια υπό μορφή ορατών φωτονίων. Η ιδιότητα αυτή ονομάζεται φθορισμός (fluorescence). Οι πιο κοινοί σπινθηριστές είναι οι ανόργανοι σπινθηριστές, οργανικά υγρά και πλαστικά. Οι ανόργανοι κρυσταλλικοί σπινθηριστές όπως το NaI αποτελούνται από έναν κρύσταλλο σπινθηρισμού, ο οποίος είναι μονωτής και κατασκευάζεται συνήθως από υλικά με μεγάλη πυκνότητα και ατομικό αριθμό. Περιέχουν προσμίξεις ενεργών κέντρων (π.χ. θάλλιο). Τα φωτόνια που εισέρχονται στον κρύσταλλο θα παγιδευτούν σε κάποιο ενεργό κέντρο, το

οποίο θα διεγερθεί και στην συνέχεια θα αποδιεγερθεί με την εκπομπή φωτός. Η δευτερογενής αυτή ακτινοβολία που εκπέμπει ο κρύσταλλος προσπίπτει σε ένα φωτοπολλαπλασιαστή (PMT), στην αρχή του οποίου υπάρχει η φωτοκάθοδος από την οποία μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου παράγονται ηλεκτρόνια και στην συνέχεια τα ηλεκτρόνια αυτά κινούνται προς μία σειρά από ηλεκτρόδια δευτερογενούς εκπομπής (δυνόδους) με συνεχώς αυξανόμενα δυναμικά (διαφορά δυναμικού +100 V) με αποτέλεσμα ο αριθμός των παραγόμενων ηλεκτρονίων να αυξάνεται εκθετικά σε κάθε δύνοδο. Στο τέλος υπάρχει μια άνοδος, από όπου ο παλμός που έχει δημιουργηθεί οδηγείται σε έναν ενισχυτή για να γίνει μια ακόμα ενίσχυση πριν συλλεχθεί.



Εικόνα 1.7 Σχηματική αναπαράσταση ανιχνευτή σπινθηρισμού. Εμφανίζεται αρχικά ο κρύσταλλος σπινθηρισμού, στην συνέχεια η φωτοκάθοδος και η σειρά από της δυνόδους και τέλος η άνοδος.

Το πλεονεκτήματα των σπινθηριστών είναι η πολύ καλή ανιχνευτική τους απόδοση, το κόστος κατασκευής τους, το οποίο είναι αρκετά μικρότερο έναντι άλλων ανιχνευτικών συστημάτων, και τέλος οι συνθήκες λειτουργίας τους. Αυτοί οι ανιχνευτές μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε in situ πειράματα καθώς οι ενεργειακές τους απαιτήσεις δεν είναι πολύ μεγάλες και δεν απαιτούν κάποιο σύστημα ψύξης. Από την άλλη πλευρά, το κύριο μειονέκτημα τους είναι η μικρή ενεργειακή διακριτική ικανότητα.

Ανιχνευτές ημιαγωγών:

Οι ανιχνευτές ημιαγωγών, αποτελούνται από ένα ημιαγωγικό κρύσταλλο στον οποίο έχουν γίνει προσμίξεις. Βασίζουν την λειτουργία τους στη συλλογή των προϊόντων ιονισμού που προκαλεί η διέλευση της ακτινοβολίας στο υλικό του ανιχνευτή. Οι φορείς φορτίων είναι οι οπές και τα ηλεκτρόνια. Δύο είναι κυρίως τα ημιαγωγικά υλικά από τα οποία κατασκευάζονται οι ανιχνευτές : το Γερμάνιο (Ge) και το πυρίτιο (Si). Σήμερα οι περισσότεροι ανιχνευτές που κατά σκευάζονται λειτουργούν ως ημιαγωγικές επαφές p-n. Μια δίοδος p-n, αποτελείται από δυο περιοχές ενός ημιαγωγού με αντίθετες προσμίξεις. Στην περιοχή p-τύπου (p>n), με συγκεντρώσεις αποδεκτών p, έχουν προστεθεί ιονισμένα άτομα τα οποία συμπεριφέρονται ως αποδέκτες ηλεκτρονίων. Οι κενές θέσεις που έχουν αφήσει τα ηλεκτρόνια μέσα στο κρυσταλλικό πλέγμα ονομάζονται οπές και συμπεριφέρονται όπως τα ηλεκτρόνια.

Αντίστοιχα στην περιοχή n-τύπου ($n > p$) με συγκεντρώσεις δοτών n προστίθενται ιονισμένα άτομα τα οποία λειτουργούν ως δότες ηλεκτρονίων, έτσι τα ηλεκτρόνια είναι οι φορείς πλειοψηφίας.

Στην περίπτωση που η στάθμη Fermi E_F βρίσκεται σημαντικά πιο κάτω από την στάθμη E_C , δηλαδή η ενεργειακή διαφορά της στάθμης E_F από την ενέργεια E_C στον πυθμένα της ζώνης αγωγιμότητας (ΖΑ) είναι μεγάλη, τότε:

Η συγκέντρωση των οπών (p) στη ζώνη σθένους (ΖΣ) δίνεται από την σχέση:

$$p = N_v e^{-\left(\frac{E_F - E_v}{kT}\right)} \quad (1.12)$$

Αντίστοιχα, η συγκέντρωση ηλεκτρονίων (n) στη ζώνη αγωγιμότητας (ΖΑ) δίνεται από τη σχέση:

$$n = N_c e^{-\left(\frac{E_c - E_F}{kT}\right)} \quad (1.13)$$

Όπου N_v, N_c η ενεργός πυκνότητα καταστάσεων στην άκρη της ΖΣ και ΖΑ, αντίστοιχα.⁸

Κατά την υλοποίηση της επαφής p-n, σημειώνεται μετακίνηση ηλεκτρονίων από τον ημιαγωγό-n προς τον ημιαγωγό-p. Αποτέλεσμα αυτής της μετακίνησης είναι η αλληλεξουδετέρωση των φορέων και η δημιουργία εκατέρωθεν της επαφής δύο τμημάτων «απογυμνωμένων» από τους φορείς τους, δηλ. ένα τμήμα στον ημιαγωγό-n με θετικά ιόντα μόνο, χωρίς ηλεκτρόνια και ένα τμήμα στον ημιαγωγό-p με αρνητικά ιόντα μόνο, χωρίς οπές. Η περιοχή αυτή ονομάζεται περιοχή απογύμνωσης. Ως ενεργός όγκος της ένωσης p-n ορίζεται ο όγκος της περιοχής απογύμνωσης.

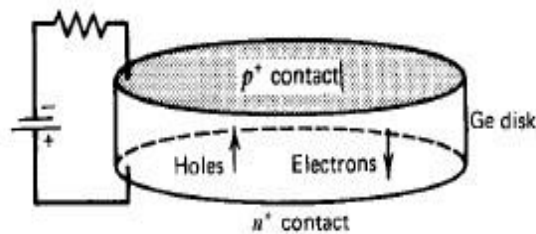
Η βασική διαδικασία στην οποία στηρίζεται η χρήση των ανιχνευτών ημιαγωγών είναι η παραγωγή ελεύθερων φορτίων μέσα στην περιοχή του ελεύθερου όγκου του κρυστάλλου. Η αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με τον ενεργό όγκο του κρυστάλλου θα οδηγήσει στην εμφάνιση ζευγών ηλεκτρονίων και οπών στην περιοχή απογύμνωσης του κρυστάλλου. Παρουσία ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου σε όλο τον ενεργό όγκο, οι ελεύθεροι φορείς αισθάνονται ηλεκτροστατική δύναμη η οποία τους αναγκάζει να ολισθαίνουν σε αντίθετες κατευθύνσεις. Τέλος οι ελεύθεροι αυτοί φορείς συλλέγονται δημιουργώντας ένα σήμα, το συλλεγόμενο σήμα έπειτα εισέρχεται στον προενισχυτή του συστήματος όπου ενισχύεται και διαμορφώνεται σε παλμό. Ο παλμός αυτός έχει σχεδόν γκαουσιανή μορφή. Την αριστερή του πλευρά την διαμορφώνουν τα ταχεία ηλεκτρόνια του σήματος ενώ τη δεξιά πλευρά του οι πιο βραδείες οπές των οποίων η ταχύτητα συλλογής είναι τάξεις μεγέθους μικρότερη από αυτή των ηλεκτρονίων.

Ανιχνευτές υπερκαθαρού γερμανίου (HPGe)

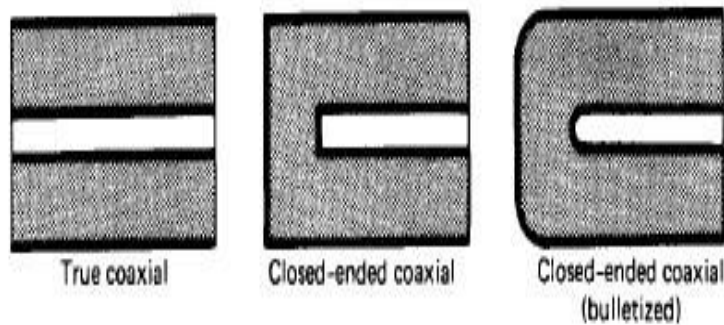
Στην συνέχεια αυτής της παραγράφου θα μελετηθούν οι ανιχνευτές υπερκαθαρού γερμανίου. Ονομάζονται ανιχνευτές υπερκαθαρού γερμανίου διότι χρησιμοποιούν κρύσταλλο γερμανίου, το επίπεδο προσμίξεων του οποίου είναι $N = 10^{16}$ άτομα/cm³ ή μικρότερο. Αυτοί οι ανιχνευτές αντικατέστησαν τους ανιχνευτές γερμανίου με προσμίξεις

λιθίου Ge(Li). Ένα πολύ σημαντικό πλεονέκτημα των ανιχνευτών υπερκαθαρού γερμανίου σε σχέση με τους προκατόχους τους είναι ότι μπορούν να αποθηκευτούν σε θερμοκρασία δωματίου και πρέπει να ψυχθούν σε θερμοκρασία υγρού αζώτου (77 K) μόνο όταν βρίσκονται σε λειτουργία, εν αντιθέσει προς τους Ge(Li) που έπρεπε να βρίσκονται πάντα σε θερμοκρασία υγρού αζώτου. Η ψύξη του ανιχνευτή, κατά την διάρκεια λειτουργίας του δεν μπορεί να αποφευχθεί διότι το γερμάνιο έχει ένα σχετικά μικρό ενεργειακό χάσμα, και σε θερμοκρασίες δωματίου ή υψηλότερες δημιουργείται ένα ρεύμα διαρροής, το οποίο προκαλεί θόρυβο που πρακτικά καταστρέφει την ενεργειακή διακριτική ικανότητα της συσκευής.³

Οι ανιχνευτές γερμανίου κατασκευάζονται σε πολλές διαφορετικές γεωμετρίες, έτσι ώστε να μπορούν να προσαρμοστούν στις εκάστοτε ανάγκες της μέτρησης. Δύο τέτοια παραδείγματα είναι η επίπεδη και η ομοαξονική διαμόρφωση.



Εικόνα 1.8 Σχηματική απεικόνιση επίπεδης γεωμετρίας ανιχνευτή γερμανίου.³



Εικόνα 1.9 Σχηματική απεικόνιση τριών κύριων τύπων ανιχνευτών γερμανίου ομοαξονικής διαμόρφωσης.³

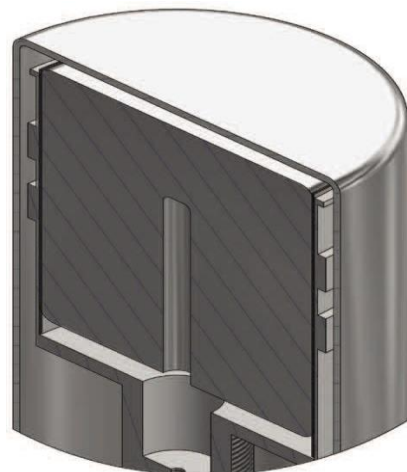
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ HPGe

2.1 Περιγραφή του ανιχνευτικού συστήματος HPGe

Το ανιχνευτικό σύστημα που μελετήθηκε είναι το EGPC 20-190-R της EURYSIS MESURES (Canberra) που φαίνεται στην εικόνα 2.1. Αποτελείται από ένα κρύσταλλο υπερκαθαρού γερμανίου ομοαξονικής διαμόρφωσης με εξωτερική διάμετρο 53 mm και ύψος 46 mm. Ο κρύσταλλος συγκρατείται από ένα λεπτό κοίλο κύλινδρο κατασκευασμένο από αλουμίνιο (mounting cup). Πίσω από τον κρύσταλλο υπάρχει το FET (Field effect transistor). Ο κρύσταλλος και το FET περιβάλλονται από έναν κοίλο κύλινδρο αλουμινίου(end cap) εξωτερικής διαμέτρου 70 mm, ύψους 133 mm και πάχους 1 mm, και βρίσκονται σε κενό. Πίσω από αυτό βρίσκεται ακόμα ένας αλουμινένιος κοίλος κύλινδρος εξωτερικής διαμέτρου 75 mm, ύψους 90 mm και πάχους 1 mm, σε ατμόσφαιρα, όπου βρίσκονται ο προενισχυτής και τα λοιπά ηλεκτρονικά. Στο πίσω μέρος της ανιχνευτικής διάταξης υπάρχει το δοχείο (dewar) υγρού αζώτου για να ψύχει την διάταξη.

Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του κρυστάλλου της ανιχνευτικής διάταξης που δίνονται από το εγχειρίδιο χρήση του κατασκευαστή είναι:

- Εξωτερική διάμετρος : 53 mm.
- Ύψος : 46 mm.
- Απόσταση κρυστάλλου από το παράθυρο του ανιχνευτή: 5mm.
- Ενεργός όγκος: 97cm^3 .
- Ανενεργό στρώμα Ge (dead layer) $500\ \mu\text{m}$



Για τα ανιχνευτικά του χαρακτηριστικά ο κατασκευαστής δίνει ότι η σχετική απόδοση του ανιχνευτή στα 1332 KeV είναι 20%, ενώ η αντίστοιχη ενεργειακή διακριτική ικανότητα είναι 1.9 keV.

Το σύστημα ψύξης του ανιχνευτή αποτελείται από δοχείο υγρού αζώτου 4.7 lt και ένα μεταλλικό έλασμα που ξεκινάει από το δοχείο υγρού αζώτου και φτάνει ως τον κρύσταλλο ώστε να τον ψύχει. Ο χρόνος που απαιτείται σύμφωνα με τον κατασκευαστή για να ψυχθεί το σύστημα από θερμοκρασία δωματίου σε θερμοκρασία λειτουργίας είναι 8 ώρες. Στην εικόνα 2.1 μπορεί να διακριθεί το κυρίως μέρος του ανιχνευτή, το δοχείο υγρού αζώτου καθώς και ο τρίποδας στήριξης.

2.2 Σχεδίαση και κατασκευή βάσης στήριξης δειγμάτων

Ένα από τα πρώτα ζητήματα που έπρεπε να διευθετηθεί προκειμένου να καταστεί δυνατή η χρήση του ανιχνευτή για πειράματα φασματοσκοπίας ήταν ο σχεδιασμός και η κατασκευή κατάλληλης βάσης στήριξης για τις πηγές. Ο σχεδιασμός της βάσης έγινε λαμβάνοντας υπόψη τρεις βασικούς παράγοντες:

- **Χρήση υλικών μικρού Z:** Η εξίσωση εξασθένησης ακτινοβολίας-γ εντός της ύλης είναι:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.1)$$

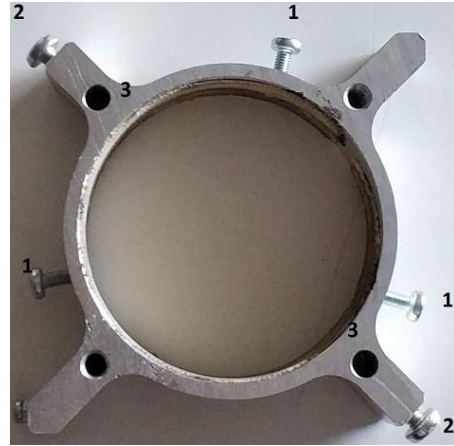
Όπου I_0 η ένταση της αρχικής ακτινοβολίας, I η ένταση της ακτινοβολίας μετά την διέλευση από την ύλη, μ είναι ο γραμμικός συντελεστής απορρόφησης και x είναι το πάχος του απορροφητή. Ο γραμμικός συντελεστής απορρόφησης εκφράζει την πιθανότητα αλληλεπίδρασης φωτονίου E_γ με τα άτομα υλικού ατομικού αριθμού Z και μετριέται σε m^{-1} . Έτσι η απορρόφηση της ακτινοβολίας μειώνεται σημαντικά με χρήση υλικών μικρού ατομικού αριθμού Z .^{5,9}

- **Ελαχιστοποίηση του όγκου:** Με βάση την εξίσωση εξασθένησης ακτινοβολίας 2.1 προκύπτει ότι για να ελαχιστοποιηθεί η απορρόφηση φωτονίων πρέπει η βάση να έχει τον ελάχιστο δυνατό όγκο.
- **Υψηλή σταθερότητα:** Η σταθερότητα της βάσης είναι πολύ σημαντικός παράγοντας στην αξιοπιστία των μετρήσεων, καθώς εάν είναι ευαίσθητη σε δονήσεις και άλλες παρεμβολές, η στερεά γωνία μέτρησης και κατά συνέπεια τα αποτελέσματα των μετρήσεων θα διαφοροποιούνται.

Η κατασκευή της βάσης έγινε στο μηχανουργείο του τομέα φυσικής στο ΕΜΠ. Η σταθερότητα της βάσης αποτέλεσε περιοριστικό παράγοντα στη χρήση υλικών μικρού Z καθώς και στην ελαχιστοποίηση του όγκου της βάσης. Λαμβάνοντας υπόψη τους τρεις αυτούς παράγοντες αποφασίστηκε ότι η βάση έπρεπε να αποτελείται ουσιαστικά από δυο τμήματα, τη βάση εφαρμογής στον ανιχνευτή (εικόνα 2.2) και τον δίσκο τοποθέτησης πηγών (εικόνα 2.3). Η βάση εφαρμογής στον ανιχνευτή είναι κατασκευασμένη από αλουμίνιο. Χρησιμοποιήθηκε το συγκεκριμένο υλικό και όχι κάποιο ελαφρύτερο υλικό διότι κρίθηκε απαραίτητο το συγκεκριμένο κομμάτι να έχει την μέγιστη δυνατή σταθερότητα, αφού συγκρατεί το δίσκο τοποθέτησης πηγών και διασφαλίζει την ευθυγράμμιση πηγής και ανιχνευτή. Όταν μία πηγή τοποθετείται στη βάση για να πραγματοποιηθεί μία μέτρηση είναι πολύ σημαντικό το κέντρο της να συμπίπτει με το κέντρο του παραθύρου του ανιχνευτή και κατ' επέκταση το κέντρο του κρυστάλλου του ανιχνευτή.



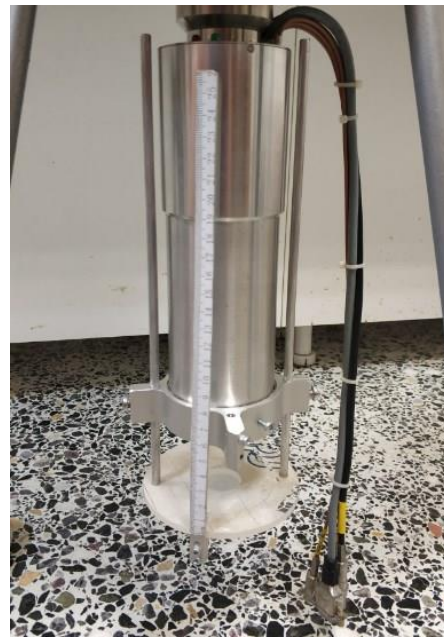
Εικόνα 2.1 Το σύστημα (EGPC 20-190-R).



Εικόνα 2.2 Η βάση εφαρμογής στον ανιχνευτή.



Εικόνα 2.3 Η βάση τοποθέτησης δειγμάτων (αριστερά) και η εφαρμογή της στον ανιχνευτή (δεξιά).



Η εφαρμογή γίνεται σε τρία σημεία που σχηματίζουν τρίγωνο, ώστε να επιτυγχάνεται η μέγιστη σταθερότητα και συγκρατείται με βίδες αλουμινίου(1). Στα άκρα της βάσης εφαρμογής σε αντιδιαμετρικές θέσεις έχουν δημιουργηθεί δύο τρύπες (οδηγοί) (3), όπου εισέρχονται οι ράβδοι αλουμινίου του δίσκου τοποθέτησης πηγών (εικόνα 2.3) που χρησιμοποιούνται ως ράγες για την μετακίνηση της πηγής σε διάφορες θέσεις από το παράθυρο του ανιχνευτή. Όταν έρθει στην επιθυμητή θέση ακινητοποιείται με τη χρήση των δυο βιδών αλουμινίου (2). Οι ράβδοι είναι εσωτερικά κενές εξασφαλίζοντας έτσι την μέγιστη δυνατή σταθερότητα στην κατασκευή. Ο δίσκος τοποθέτησης πηγών είναι κατασκευασμένος από Plexiglas. Η πηγή τοποθετείται στο κέντρο της βάσης, σε εσοχή

βάθους 3mm που σχεδιάστηκε με βάση τις διαστάσεις των πηγών που είχαμε στην διάθεσή μας. Οι δύο αλουμινένιες ράβδοι συγκολλήθηκαν στα δυο άκρα του, έτσι ώστε να μπορούν να εισέρχονται στους οδηγούς της βάσης εφαρμογής. Τέλος έχει τοποθετηθεί χάρακας με τέτοιο τρόπο ώστε το σημείο μηδέν της κλίμακάς του να συμπίπτει με την πάνω επιφάνεια του δίσκου τοποθέτησης στόχων.

2.3 Βαθμονόμηση ενεργειακής διακριτικής ικανότητας

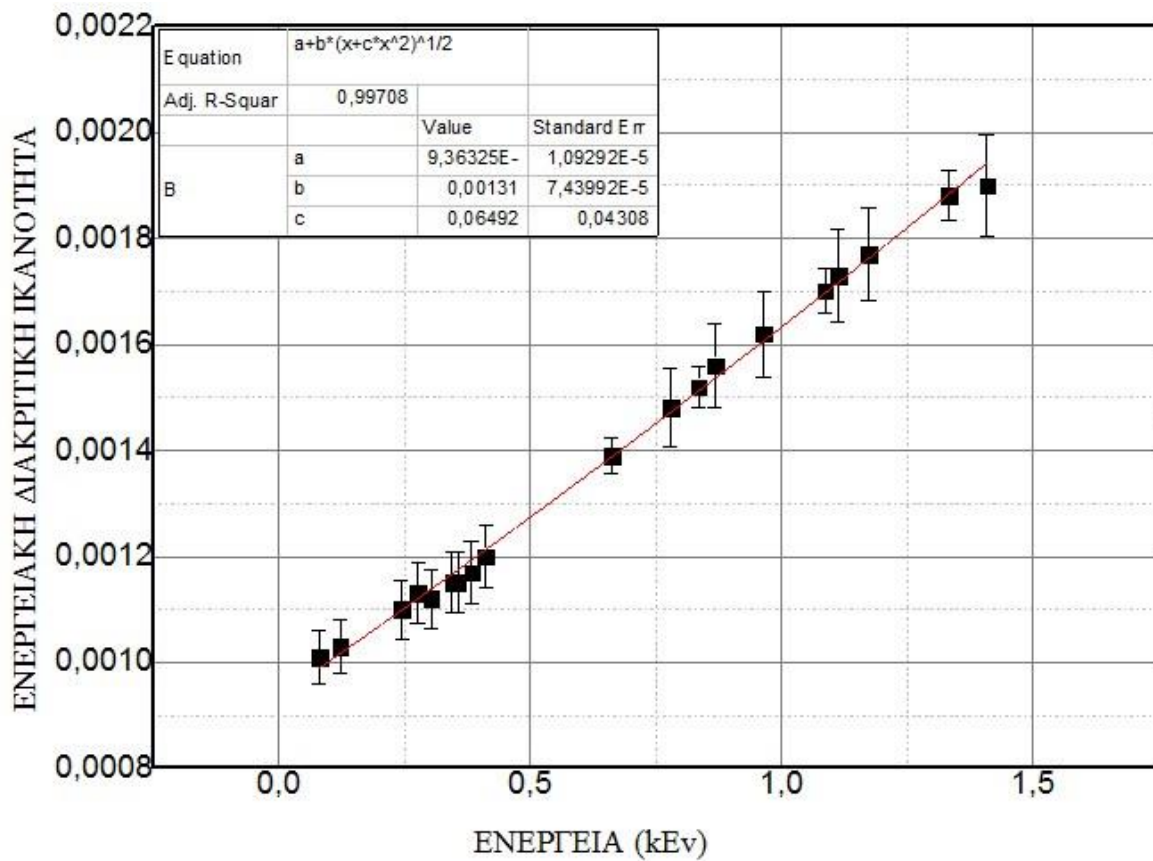
Στην παράγραφο αυτή εξετάζεται η καμπύλη της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας (FWHM) συναρτήσει της ενέργειας της ακτίνας-γ. Για τη χάραξη της καμπύλης της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας χρησιμοποιήθηκαν φάσματα από όλες τις βαθμονομημένες πηγές που υπήρχαν διαθέσιμες (Πίνακας 2.1). Όλες οι πηγές μετρήθηκαν σε απόσταση 15 cm από το παράθυρο του ανιχνευτή. Ο λόγος για τον οποίο επιλέχθηκε η συγκεκριμένη απόσταση για να πραγματοποιηθούν οι μετρήσεις είναι ότι σε αυτή την απόσταση το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης είναι αμελητέο.

Μέσω του προγράμματος ανάλυσης SPECTRW¹⁰ και της εντολής fit για κάθε κορυφή, κάθε φάσματος που επιλέγεται να αναλυθεί, υπολογίστηκε η τιμή του FWHM σε κάθε φωτοκορυφή

Πίνακας 2.1 Όλες οι φωτοκορυφές που χρησιμοποιήθηκαν για την χάραξη της καμπύλης της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και οι πηγές προέλευσής τους.

ΕΝΕΡΓΕΙΑ (MeV)	ΠΗΓΗ ΠΡΟΕΛΕΥΣΗΣ	ΕΝΕΡΓΕΙΑ (MeV)	ΠΗΓΗ ΠΡΟΕΛΕΥΣΗΣ
0.08101	¹³³ Ba	0.7789	¹⁵² Eu
0.12178	¹⁵² Eu	0.8348	⁵⁴ Mn
0.2447	¹⁵² Eu	0.86737	¹⁵² Eu
0.2764	¹³³ Ba	0.96408	¹⁵² Eu
0.3028	¹³³ Ba	1.0859	¹⁵² Eu
0.34428	¹⁵² Eu	1.1121	¹⁵² Eu
0.35601	¹³³ Ba	1.1732	⁶⁰ Co
0.3838	¹³³ Ba	1.3325	⁶⁰ Co
0.41112	¹⁵² Eu	1.408	¹⁵² Eu
0.6616	¹³⁷ Cs		

Η καμπύλη FWHM φαίνεται στο Γράφημα 2.1 και προκύπτει με προσαρμογή της συνάρτησης $FWHM = a + b(\sqrt{E + c E^2})$ στα πειραματικά δεδομένα μέσω του προγράμματος Origin.



Γράφημα 2.1 Γραφική παράσταση της καμπύλης της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή.

Οι τιμές για τους σταθερούς όρους της συνάρτησης προσαρμογής που χρησιμοποιήθηκε δίνονται αυτόματα από το πρόγραμμα Origin, μετά την προσαρμογή της καμπύλης και είναι:

- $a = 9.36325E^{-4} \pm 1.09292E^{-5}$
- $b = 0.001317 \pm 7.43992E^{-5}$
- $c = 0.064920 \pm 0.4308$
- $R^2 = 0.99708$

2.4 Βαθμονόμηση ανιχνευτικής απόδοσης για μετρήσεις με σημειακές πηγές

Στην παράγραφο 1.3.2 ορίστηκε η απόλυτη απόδοση φωτοκορυφής (absolute full-energy photoreak efficiency) ως ο λόγος του αριθμού γεγονότων ενέργειας E που καταγράφει ο ανιχνευτής ανά μονάδα χρόνου προς τον αριθμό φωτονίων της ίδιας ενέργειας που εκπέμπονται από την πηγή ανά μονάδα χρόνου.

Συνεπώς χρησιμοποιώντας μια βαθμονομημένη πηγή, της οποίας η ενεργότητα (A) και η ένταση I_γ (πιθανότητα εκπομπής) είναι γνωστές, μπορεί να προσδιοριστεί ακριβώς ο αριθμός των γεγονότων που εκπέμπει η πηγή σε κάθε ενέργεια ανά μονάδα χρόνου. Για τον αριθμό των γεγονότων που καταγράφει ο ανιχνευτής αρκεί η ολοκλήρωση του πειραματικού φάσματος σε κάθε επιθυμητή φωτοκορυφή. Γνωρίζοντας αυτά μπορεί να υπολογιστεί η απόδοση του ανιχνευτή σε κάποια ενέργεια σύμφωνα με την σχέση:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{καταγεγραμμένα}}}{I_\gamma A} \quad (2.2)$$

Η προσαρμογή κατάλληλης καμπύλης σε αυτά τα πειραματικά σημεία δίνει την ανιχνευτική απόδοση συναρτήσει της ενέργειας για μία συγκεκριμένη γεωμετρία μέτρησης και ένα δεδομένο ανιχνευτικό σύστημα.

Για τη βαθμονόμηση της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής του συγκεκριμένου συστήματος επιλέχθηκε να χρησιμοποιηθεί σημειακή πηγή Ευρωπαϊού $^{152/154}\text{Eu}$, τα χαρακτηριστικά της οποίας αναγράφονται στον Πίνακα 2.2, σε αποστάσεις 15, 5, 3 και 0.3 cm από το παράθυρο του ανιχνευτή. Ο λόγος που επιλέχθηκε η συγκεκριμένη πηγή για την βαθμονόμηση είναι ότι εκπέμπει ακτίνες γ σε ένα ευρύ φάσμα ενεργειών και έτσι μπορεί να καθοριστεί η συμπεριφορά της απόδοσης του συστήματος σε ένα μεγάλο ενεργειακό φάσμα. Έχοντας περισσότερα πειραματικά σημεία σε μεγάλο εύρος ενεργειών (121-1408 keV) επιτυγχάνεται καλύτερη προσαρμογή της καμπύλης της απόλυτης απόδοσης.

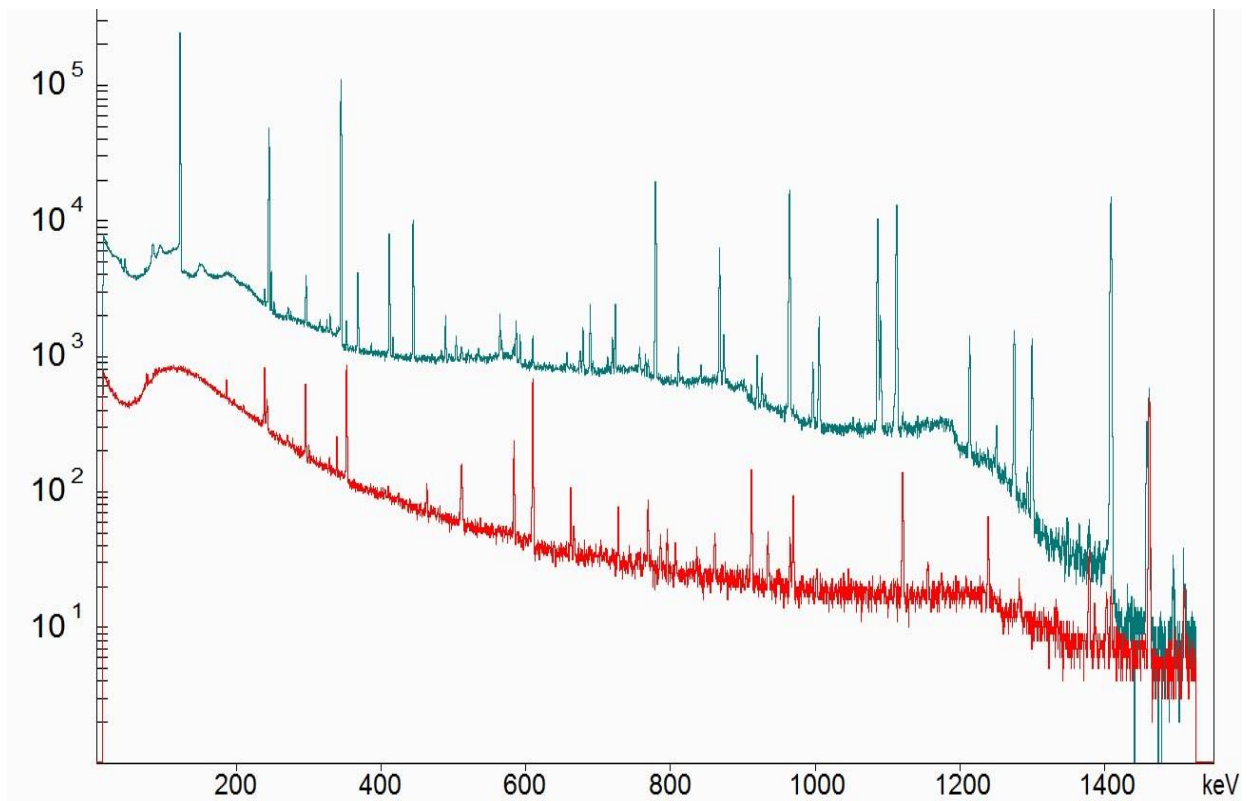
Πίνακας 2.2 Χαρακτηριστικά της πηγής που χρησιμοποιήθηκε για την ανιχνευτική βαθμονόμηση του ανιχνευτικού συστήματος.

Ημερομηνία κατασκευής	29/11/2009
Ενεργότητα ^{152}Eu	$77700 \pm 1850 \text{ Bq}$
Ενεργότητα ^{154}Eu	$4995 \pm 185 \text{ Bq}$
Πάχος	0,6 cm

Η μέτρηση πραγματοποιήθηκε στις 21/12/2017 έτσι οι ενεργότητες των δύο στοιχείων της πηγής έπρεπε να επαναυπολογιστούν σύμφωνα με τον εκθετικό νόμο ραδιενεργών διασπάσεων και βρέθηκε ότι είναι οι ακόλουθες:

- Ενεργότητα $^{152}\text{Eu} = A_{152} = 51109 \pm 1217 \text{ Bq}$
- Ενεργότητα $^{154}\text{Eu} = A_{154} = 2582 \pm 96 \text{ Bq}$

Αρχικά μελετήθηκε η απόδοση του ανιχνευτικού συστήματος στα 15 cm, όπου το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης είναι αμελητέο. Λήφθηκε ένα φάσμα χρησιμοποιώντας την πηγή $^{152/154}\text{Eu}$ τεσσάρων ωρών (Real time= 14400 s) και ένα φάσμα υποβάθρου για σχεδόν 15 ώρες (RT= 53600 s), το οποίο το κανονικοποιήθηκε ως προς τη διάρκεια μέτρησης της πηγής Ευρωπίου με την βοήθεια του προγράμματος SpectrW. Τα δύο φάσματα φαίνονται στο γράφημα 2.2.



Γράφημα 2.2 Φάσματα πηγής $^{152/154}\text{Eu}$ 4 ωρών (μπλε χρώμα) και υποβάθρου (κόκκινο χρώμα) κανονικοποιημένου ως προς τον χρόνο μέτρησης της πηγής, σε λογαριθμική κλίμακα, όπως αυτά καταγράφηκαν από το ανιχνευτικό σύστημα.

Ο καθορισμός των πειραματικών σημείων της απόδοσης του συστήματος επιτυγχάνεται μέσω της σχέσης 2.2. Η σχέση αυτή όμως δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί στις διπλές κορυφές που εμφανίζονται στο φάσμα. Επομένως είναι αναγκαίο να γίνει ένας έλεγχος των κορυφών που θα αναλυθούν ώστε να καθοριστεί εάν κάποιες από αυτές είναι στην

πραγματικότητα διπλές κορυφές. Λόγω της καλής ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτικού συστήματος η μόνη διπλή κορυφή που εμφανίζεται στο φάσμα είναι στα 121.78 keV, λόγω της συνεισφοράς του ^{154}Eu στα 123,07 KeV.

Για την επίλυση αυτού του προβλήματος θεωρήθηκε ότι η απόδοση του ανιχνευτή στις ενέργειες 121.78 keV του ^{152}Eu και 123 keV του ^{154}Eu είναι η ίδια. Το ίδιο θεωρήθηκε και για τις ενέργειες 244 και 247 KeV του ^{152}Eu και ^{154}Eu αντίστοιχα. Επομένως ισχύουν τα παρακάτω:

$$\epsilon_{121} \approx \epsilon_{123} \quad \text{και} \quad \epsilon_{244} \approx \epsilon_{247} \quad (2.3)$$

Γνωρίζοντας επίσης ότι τα γεγονότα (counts) που έχουν καταγραφεί στην φωτοκορυφή των 121 keV προέρχονται από την αποδιέγερση του ^{152}Eu και του ^{154}Eu :

$$N_{121} + N_{123} = \text{counts} \quad (2.4)$$

Με αναλογίες στις ενεργότητες των 2 πηγών καταλήγουμε στην παρακάτω σχέση:

$$\frac{A_{154}}{A_{152}} = \frac{\frac{N_{247}}{I_{\gamma 247}}}{\frac{N_{244}}{I_{\gamma 244}}} = \frac{N_{247}}{N_{244}} \frac{I_{\gamma 244}}{I_{\gamma 247}} \quad (2.5)$$

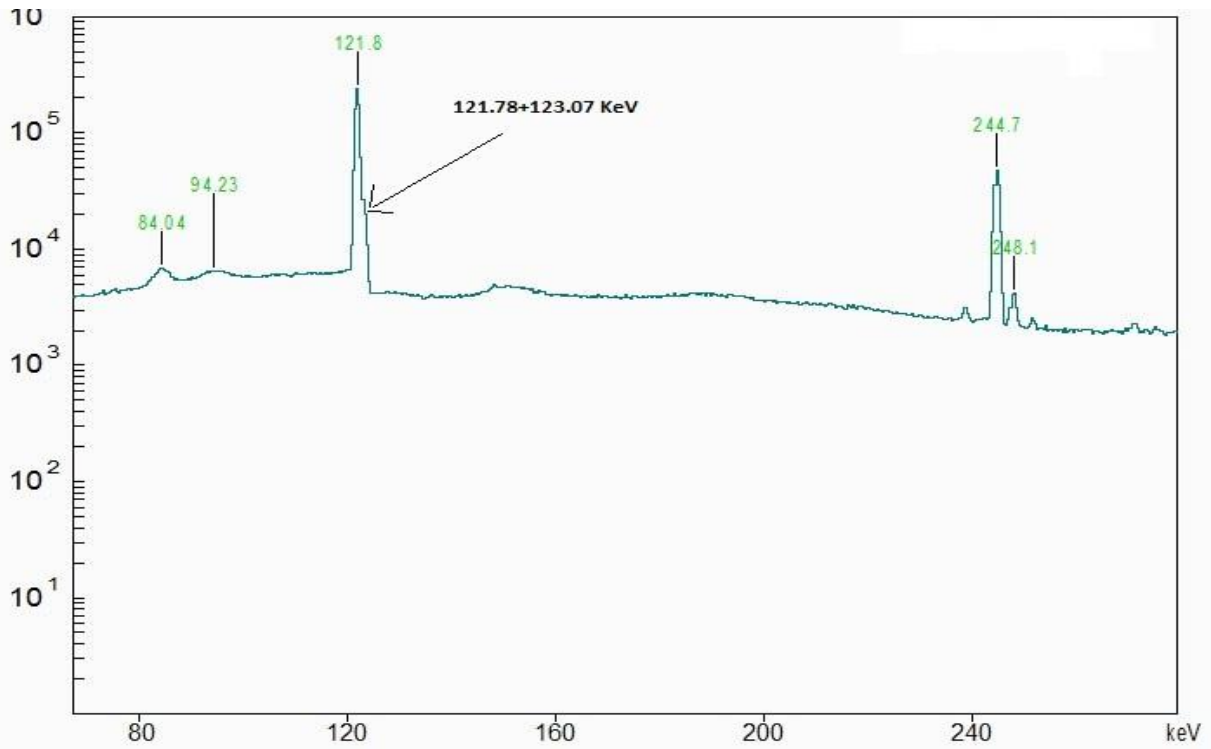
Όμως αντίστοιχα ισχύει:

$$\frac{A_{154}}{A_{152}} = \frac{\frac{N_{123}}{I_{\gamma 123}}}{\frac{N_{121}}{I_{\gamma 121}}} = \frac{N_{123}}{N_{121}} \frac{I_{\gamma 121}}{I_{\gamma 123}} \quad (2.6)$$

Εξισώνοντας τις παραπάνω σχέσεις (2.5, 2.6) και αντικαθιστώντας τα γεγονότα που αντιστοιχούν στο ^{154}Eu (2.4) καταλήγουμε στην σχέση:

$$\frac{N_{247}}{N_{244}} \frac{I_{\gamma 244}}{I_{\gamma 247}} = \frac{(\text{counts} - N_{121})}{N_{121}} \frac{I_{\gamma 121}}{I_{\gamma 123}} \quad (2.7)$$

Επιλύοντας αυτή τη σχέση (2.7) ως προς N_{121} μπορεί να προσδιοριστεί επακριβώς ο αριθμός των γεγονότων που οφείλονται στην αποδιέγερση του ^{152}Eu και έτσι μπορεί να καθοριστεί η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτικού συστήματος στη συγκεκριμένη ενέργεια χρησιμοποιώντας τη σχέση 2.2.



Γράφημα 2.3 Φάσμα της πηγής $^{152/154}\text{Eu}$ στο οποίο εμφανίζεται η διπλή κορυφή στα 121,8 KeV και οι κορυφές στα 244 και 247 KeV.

Έχοντας βρει τα γεγονότα που κατέγραψε ο ανιχνευτής για την κορυφή στα 121.78 KeV που οφείλονται στην αποδιέγερση του ^{152}Eu , ο αριθμός των καταγεγραμμένων γεγονότων για τις άλλες φωτοκορυφές του φάσματος ισούται με το εμβαδόν της κάθε κορυφής. Η ολοκλήρωση αυτή γίνεται με τη βοήθεια του προγράμματος SpectrW και ως σφάλμα δίνεται η τετραγωνική ρίζα του αριθμού των γεγονότων κάθε ενέργειας. Έτσι μέσω της σχέσης (2.2) υπολογίζεται η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτικού συστήματος και το αντίστοιχο σφάλμα της, μέσω του κανόνα διάδοσης σφαλμάτων, λαμβάνοντας υπόψη ως πηγές αβεβαιότητας στις μετρήσεις το σφάλμα της ενεργότητα της πηγής καθώς και το σφάλμα που προκύπτει από την ολοκλήρωση της φωτοκορυφής μέσω του προγράμματος SpectrW. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στον πίνακα 2.3.

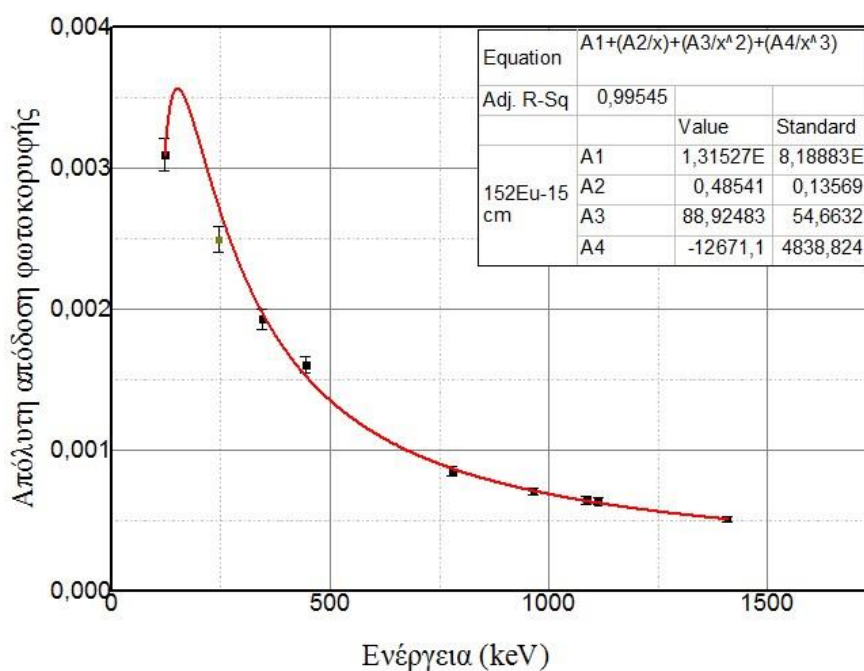
Πίνακας 2.3 Τα πειραματικά δεδομένα όπως προέκυψαν από την ανάλυση των κορυφών του ^{152}Eu στο φάσμα των 15 cm.

Ενέργεια (keV)	ϵ
121.78	0.00310 ± 0.00011
244.70	0.00250 ± 0.00009
344.28	0.00193 ± 0.00007
443.96	0.00161 ± 0.00006
778.9	0.00085 ± 0.00003
964.08	0.00071 ± 0.00003
1085.90	0.00065 ± 0.00003
1112.10	0.00064 ± 0.00002
1408.00	0.00052 ± 0.00002

Η προσαρμογή κατάλληλης καμπύλης στα πειραματικά σημεία του παραπάνω πίνακα επέτρεψε τον προσδιορισμό της ανιχνευτικής απόδοσης του ανιχνευτή συναρτήσει της ενέργειας στα 15 cm. Ως καμπύλη προσαρμογής χρησιμοποιήθηκε η καμπύλη που προτείνει ο Διεθνής Οργανισμός Ατομικής Ενέργειας (IAEA) :

$$\epsilon = A_1 + \frac{A_2}{E} + \frac{A_3}{E^2} + \frac{A_4}{E^3} \quad (2.8)$$

Όπου A_1, A_2, A_3, A_4 σταθεροί συντελεστές, οι οποίοι δίνονται αυτόματα από το πρόγραμμα origin όταν γίνεται η προσαρμογή της συνάρτησης και E η ενέργεια.



Γράφημα 2.4 Γραφική παράσταση της ανιχνευτικής απόδοσης συναρτήσει της ενέργειας σε απόσταση 15 cm.

2.4.1 Ανιχνευτική απόδοση σε κοντινές αποστάσεις μέτρησης - Διόρθωση του φαινομένου πραγματικής άθροισης μέσω του προγράμματος EFFTRAN

Σε ορισμένες περιπτώσεις για μικρές αποστάσεις μέτρησης μπορεί να εμφανιστεί το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης (true coincidence summing) σε μετρήσεις φασματοσκοπίας ακτίνων γ. Το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης και οι μηχανισμοί του έχουν αναλυθεί στην παράγραφο 1.3.3. Η εμφάνιση του φαινομένου αυτού εξαρτάται κυρίως από τη στερεά γωνία μέτρησης, από το διάγραμμα αποδιέγερσης του κάθε ραδιονουκλιδίου, την ενέργεια των ακτίνων-γ καθώς και τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή. Επομένως είναι αναγκαίο, για το σωστό προσδιορισμό της ανιχνευτικής απόδοσης κάθε συστήματος για μικρές αποστάσεις μέτρησης μεταξύ παραθύρου ανιχνευτή και πηγής, να υπολογιστούν διορθωτικοί παράγοντες για όλες τις κορυφές του φάσματος που αναλύθηκαν, αφού κάθε κορυφή επηρεάζεται διαφορετικά από αυτό.

Η συνεισφορά του φαινομένου αυτού επηρεάζει όλες τις κορυφές του ^{152}Eu , άλλες σε μικρότερο και άλλες σε μεγαλύτερο βαθμό. Έτσι για τη βαθμονόμηση της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής του συγκεκριμένου συστήματος σε μικρές αποστάσεις από το παράθυρο του ανιχνευτή (5, 3, 0.3 cm) υπολογίστηκαν μέσω του προγράμματος EFFTRAN¹⁰ κατάλληλοι διορθωτικοί παράγοντες.

Το πρόγραμμα EFFTRAN είναι ελεύθερο λογισμικό που επιτρέπει τον υπολογισμό των διορθωτικών παραγόντων για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης. Έχει αναπτυχθεί σε Fortran 77 και τρέχει σε λειτουργικό windows μέσω του προγράμματος excel. Η εύρεση των συντελεστών βασίζεται σε προσομοιώσεις Monte Carlo που έχουν γίνει κατά την δημιουργία του προγράμματος. Αρχικά το πρόγραμμα ζητάει να εισαχθούν τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή και ο τύπος του κρυστάλλου (εικόνα 2.5). Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά που εισήχθησαν, μετρήθηκαν από την ακτινογραφία του ανιχνευτή που παρουσιάζεται στην εικόνα 2.4. Τέλος το πρόγραμμα ζητάει από τον χρήστη να καθορίσει τη γεωμετρία της πηγής (σημειακή ή εκτεταμένη) καθώς και τα υλικά από τα οποία αποτελείται. Στη συνέχεια, το πρόγραμμα δίνει τους συντελεστές διόρθωσης για κάθε ενέργεια εκπομπής του ραδιονουκλιδίου της πηγής. Για την εύρεση των σωστών τιμών της ανιχνευτικής απόδοσης αρκεί ο πολλαπλασιασμός των παραπάνω συντελεστών διόρθωσης με τις πειραματικές τιμές της ανιχνευτικής απόδοσης.¹¹



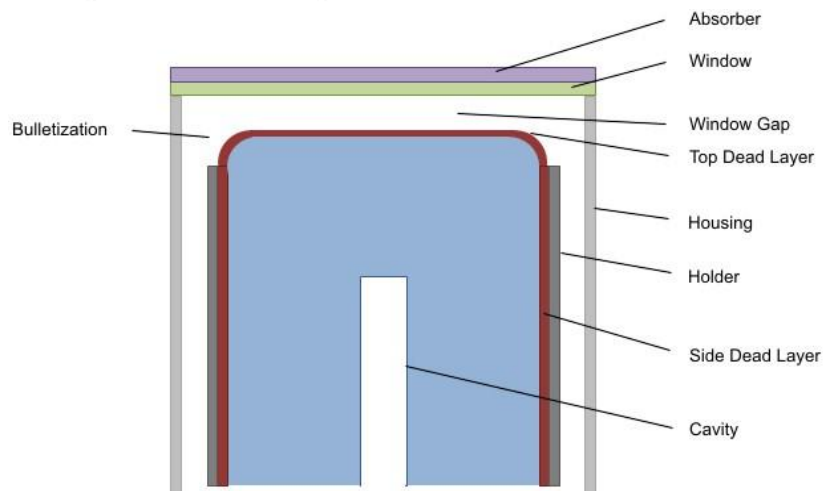
Εικόνα 2.4 Ακτινογραφία του ανιχνευτικού συστήματος.

Detector

Crystal diameter	<input type="text" value="53.00"/>	mm	End cap (housing) diameter	<input type="text" value="70.00"/>	mm
Crystal length	<input type="text" value="46.00"/>	mm	End cap (housing) thickness	<input type="text" value="1.00"/>	mm
Bulletization (crystal rounding) radius	<input type="text" value="4.40"/>	mm	End cap (housing) material	<input type="text" value="aluminium"/>	
Top dead layer	<input type="text" value="2.20"/>	mm	Window thickness	<input type="text" value="0.95"/>	mm
Side dead layer	<input type="text" value="2.40"/>	mm	Window-to-crystal gap	<input type="text" value="3.90"/>	mm
Crystal hole (cavity) length	<input type="text" value="33.90"/>	mm	Window material	<input type="text" value="aluminium"/>	
Crystal hole (cavity) diameter	<input type="text" value="3.80"/>	mm	Mount cup (holder) thickness	<input type="text" value="0.76"/>	mm
Crystal material	<input type="text" value="Ge"/>		Mount cup (holder) material	<input type="text" value="aluminium"/>	
			Absorber diametre	<input type="text" value="0.00"/>	mm
			Absorber thickness	<input type="text" value="0.00"/>	mm
			Absorber material	<input type="text" value="vacuum"/>	

Detector

Load



Εικόνα 2.5 Τα χαρακτηριστικά του υπό μελέτη ανιχνευτικού συστήματος όπως αυτά εισήχθησαν στο πρόγραμμα EFFTRAN.

Οι διορθωτικοί παράγοντες όπως προέκυψαν για κάθε ενέργεια της πηγής $^{152/154}\text{Eu}$ και απόστασης από το παράθυρο του ανιχνευτή (5, 3, 0.3 cm), παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα 2.4.

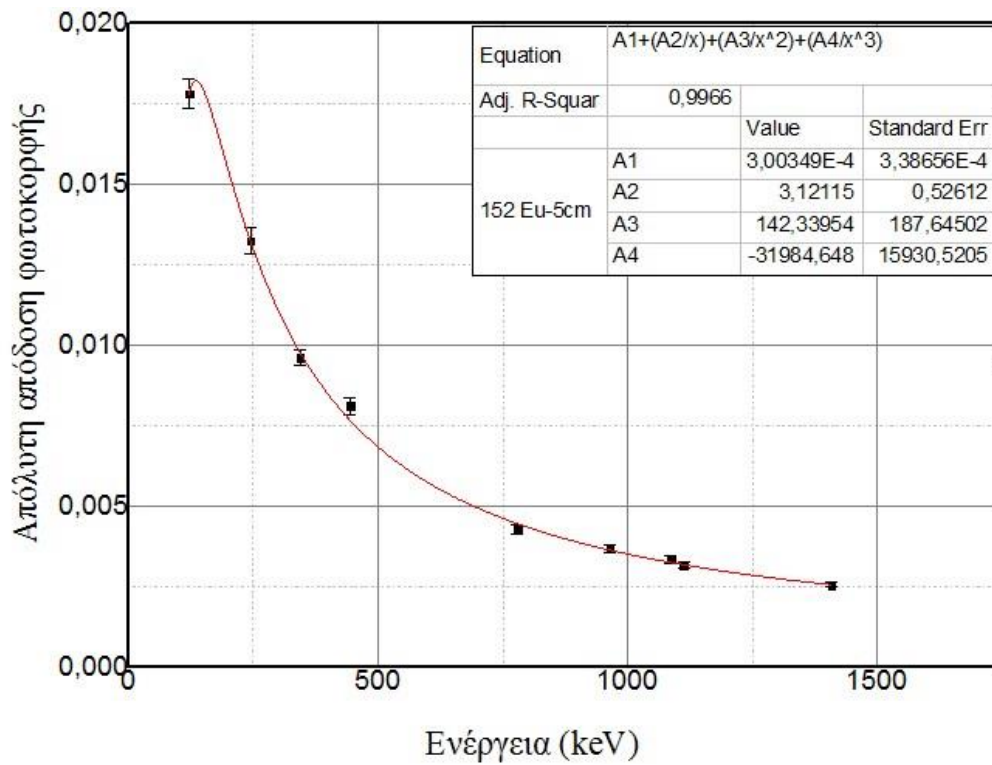
Η συνάρτηση προσαρμογής που χρησιμοποιήθηκε για τη χάραξη της ανιχνευτικής απόδοσης σε όλες της αποστάσεις είναι η συνάρτηση της ΙΑΕΑ (εξ. 2.8) . Η διορθωμένη απόλυτη απόδοση φωτοκορυφής συναρτήσει της ενέργειας στα 5 cm, 3cm και 0.3cm παρουσιάζονται στα γραφήματα 2.5, 2.6, 2.7 αντίστοιχα. Στον παρακάτω πίνακα 2.5 παρουσιάζονται οι διορθωμένες πειραματικές τιμές της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή, με τα σφάλματα τους, συναρτήσει της ενέργειας.

Πίνακας 2.4 Οι διορθωτικοί παράγοντες (tcs_factors) για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης όπως αυτοί προέκυψαν από το πρόγραμμα EFFTRAN.

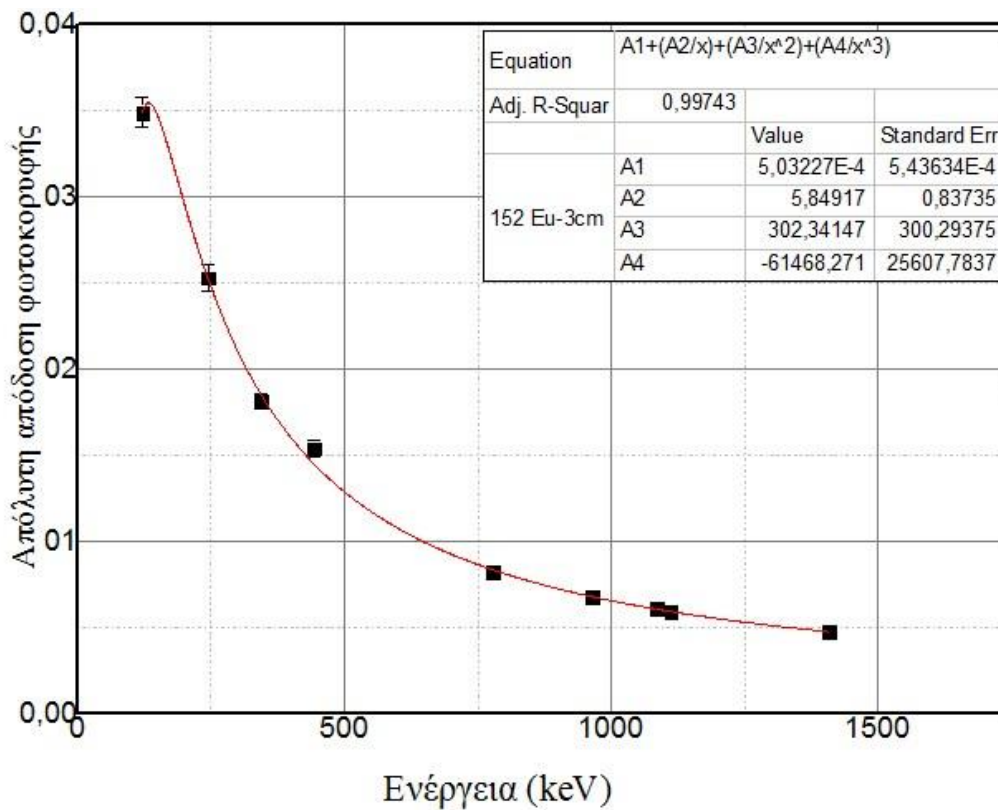
E_γ (keV)	tcs_f (0.3 cm)	tcs_f (3cm)	tcs_f (5cm)
121.78	1.1483	1.0376	1.02
244.7	1.2009	1.0508	1.0265
344.28	1.1021	1.0263	1.014
443.96	1.1817	1.0459	1.0241
778.9	1.1503	1.0367	1.0193
867.37	1.2405	1.0588	1.0304
964.08	1.0843	1.0228	1.0119
1085.9	0.93561	0.98058	0.9899
1112.1	1.0371	1.0105	1.0053
1408	1.058	1.0161	1.0083

Πίνακας 2.5 Τα διορθωμένα πειραματικά σημεία της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτή.

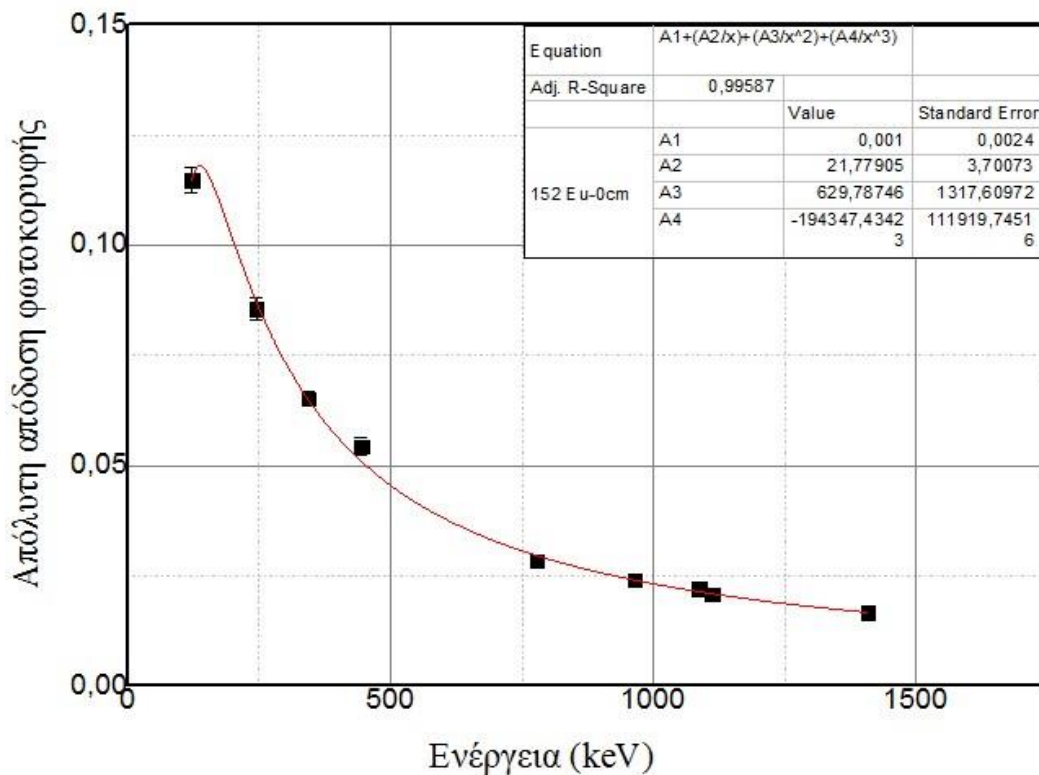
Απόσταση	5cm	3cm	0.3 cm
Ενέργεια (keV)	$\epsilon \cdot tcs_f$	$\epsilon \cdot tcs_f$	$\epsilon \cdot tcs_f$
121.78	0.0178 ± 0.0004	0.0349 ± 0.0009	0.1148 ± 0.0029
244.7	0.0133 ± 0.0004	0.0253 ± 0.0007	0.0854 ± 0.0025
344.28	0.0096 ± 0.0002	0.0182 ± 0.0004	0.0653 ± 0.0016
443.96	0.0081 ± 0.0003	0.0154 ± 0.0005	0.0544 ± 0.0019
778.9	0.0043 ± 0.0001	0.0082 ± 0.0002	0.0283 ± 0.0008
964.08	0.0037 ± 0.0001	0.0068 ± 0.0002	0.0240 ± 0.0007
1085.9	0.0034 ± 0.0001	0.0061 ± 0.0002	0.0221 ± 0.0007
1112.1	0.0032 ± 0.0001	0.0060 ± 0.0002	0.0216 ± 0.0006
1408	0.0026 ± 0.0001	0.0048 ± 0.0001	0.0168 ± 0.0005



Γράφημα 2.5 Γραφική παράσταση της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος συναρτήσει της ενέργειας στα 5 cm, διορθωμένη για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης.



Γράφημα 2.6 Γραφική παράσταση της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος συναρτήσει της ενέργειας στα 3 cm, διορθωμένη για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης.



Γράφημα 2.7 Γραφική παράσταση της ανιχνευτικής απόδοσης του συστήματος συναρτήσει της ενέργειας στα 0,3 cm διορθωμένη για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης.

Παρατηρείται ότι και στις τρεις αυτές αποστάσεις, μετά την διόρθωση των πειραματικών σημείων για το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης μέσω του κώδικα EFFTRAN, η καμπύλη προσαρμογής μέσω της σχέσης 2.8 δίνει πολύ καλά αποτελέσματα. Μόνο το πειραματικό σημείο στα 443.96 KeV η προσαρμογή είναι οριακή, εντός πάντα του πειραματικού σφάλματος

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 : ΕΚΤΙΜΗΣΗ ΤΗΣ ΑΠΟΔΟΣΗΣ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΜΕΣΩ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ MONTE CARLO

3. 1 Περιγραφή προσομοίωσης Monte Carlo και των κωδικών MCNP5 και MCNP-CP

Από την θεωρία είναι σαφές ότι η ακριβής γνώση της ανιχνευτικής απόδοσης οποιουδήποτε συστήματος είναι απαραίτητη για την λήψη ποσοτικών μετρήσεων ενεργότητας ραδιονουκλιδίων. Για τον λόγο αυτό εκτός από τον πειραματικό προσδιορισμό της απόδοσης του ανιχνευτή πολλές φορές χρησιμοποιούμε και την μαθηματική μεθοδολογία που στηρίζεται στην τεχνική προσομοίωσης Monte Carlo. Με την τεχνική αυτή επαναλαμβάνεται θεωρητικά μια στατιστική διαδικασία, όπως είναι και η αλληλεπίδραση φωτονίων με την ύλη. Είναι λοιπόν μια ιδιαίτερα χρήσιμη μεθοδολογία και χρησιμοποιείται για την επίλυση πολύπλοκων προβλημάτων που δεν έχουν αναλυτική λύση. Στην περίπτωση της διάδοσης φωτονίων, παρακολουθείται η πορεία κάθε ακτίνας γ καθώς και της παραγόμενης δευτερογενούς ακτινοβολίας ξεχωριστά, από τη δημιουργία τους μέσα στην πηγή μέχρι την απορρόφησή τους στον κρύσταλλο του ανιχνευτή. Η πορεία κάθε φωτονίου καθορίζεται από κατανομές πιθανότητας οι οποίες επιλέγονται τυχαία μέσω δεδομένων από βιβλιοθήκες.

Σχετικά με τον κώδικα MCNP5 (Monte Carlo N-Particle transport code, version 5), πρόκειται για ένα κώδικα γενικής χρήσης που αναπτύχθηκε στο Los Alamos National Laboratory και τα σωματίδια που μπορεί να παρακολουθήσει είναι νετρόνια, φωτόνια και ηλεκτρόνια. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκαν οι κώδικες MCNP5^{12,13} και MCNP-CP¹⁴. Για την υλοποίηση μιας προσομοίωσης με τους δύο κώδικες που προαναφέρθηκαν, ο χρήστης πρέπει να δημιουργήσει ένα αρχείο εισόδου (input file) με πληροφορίες που περιγράφουν επακριβώς:

- τη γεωμετρία του ανιχνευτή, την πυκνότητα και τη σύσταση των υλικών από τα οποία είναι κατασκευασμένος και τη γεωμετρία του χώρου.
- Τη θέση της ραδιενεργούς πηγής ως προς τον ανιχνευτή και τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της.
- Την ποσότητα που ο χρήστης επιθυμεί να προσδιορίσει, καθώς και στοιχεία φυσικής (physics card) π.χ. εικονικούς ανιχνευτές ύψους παλμών (F8 tally).
- τον αριθμό των επαναλήψεων.

Τέλος τα αποτελέσματα της προσομοίωσης περιλαμβάνουν την ποσότητα που ο χρήστης επιθυμεί να προσδιορίσει και δίνονται σε κάποιο αρχείο εξόδου (output file). Δίπλα από τα αποτελέσματα δίνεται και το σχετικό τους σφάλμα, αν το σφάλμα είναι μικρότερο του 5% τότε ο υπολογισμός θεωρείται αποδεκτός.^{13,15}

Οι κώδικες MCNP5 και MCNP-CP είναι διαφορετικές εκδόσεις του ίδιου κώδικα, οι μόνες τους διαφορές εντοπίζονται στην κάρτα φυσικής (physics card). Οι κυριότερες διαφορές

των δυο είναι ότι ο κώδικας MCNP-CP συμπεριλαμβάνει το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης και χρησιμοποιώντας τα διαγράμματα αποδιέγερσης κάθε στοιχείου, τα οποία λαμβάνει αυτόματα από κατάλληλες βιβλιοθήκες όταν ο χρήστης εισάγει την αντίστοιχη κάρτα (ZAM card), μπορεί να αναπαράγει ολόκληρο το πειραματικό φάσμα. Αντίθετα ο κώδικας MCNP5 δεν λαμβάνει υπόψιν του το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης και επιπλέον πρέπει να εισαχθούν χειροκίνητα στο αρχείο εισόδου (input file), η ενέργεια της ακτίνας-γ καθώς και η αντίστοιχη ένταση αυτής.

Στο αρχείο εισόδου του MCNP5 πρέπει να προσδιοριστεί η ενεργειακή περιοχή (φωτοκορυφή) του φάσματος που θα παρακολουθείται στην προσομοίωση. Χρησιμοποιώντας εικονικούς ανιχνευτές ύψους παλμών (F8 tally). Ο κώδικας δίνει ως αποτέλεσμα το λόγο των γεγονότων που ανιχνεύθηκαν από το σύστημα έχοντας ενέργεια την αρχική ενέργεια όπως δίνεται από τον χρήστη) ως προς τον αριθμό των αρχικών γεγονότων της ίδιας ενέργειας που δημιουργήθηκαν στην πηγή. Ο λόγος αυτός ισούται με τη τιμή της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής του συστήματος, στη συγκεκριμένη ενέργεια και για τη δεδομένη γεωμετρία μέτρησης.¹³

Οι πληροφορίες που πρέπει να δοθούν στο αρχείο εισόδου του κώδικα MCNP-CP προκειμένου να είναι σε θέση να αναπαραγάγει το πειραματικό φάσμα είναι ο αριθμός των διαμερίσεων της περιοχής ελέγχου του φάσματος (όσα και τα κανάλια του πολυκαναλικού αναλυτή MCA που χρησιμοποιήθηκαν στην λήψη του πειραματικού φάσματος.), καθώς και το ραδιονουκλίδιο το οποίο μελετάται. Στην πραγματικότητα το αποτέλεσμα στο αρχείο εξόδου του κώδικα δεν είναι απευθείας το πειραματικό φάσμα, αλλά περιέχει τις τιμές της απόλυτης απόδοσης κάθε διαμέρισης που έχει οριστεί στο αρχείο εισόδου και μπορεί να μετατραπεί σε αριθμό γεγονότων $N_{καταγεγραμμενα}$ ανά ενέργεια χρησιμοποιώντας την παρακάτω εξίσωση:

$$\varepsilon = \frac{N_{καταγεγραμμενα}}{t A} \quad (3.1)$$

Όπου t είναι ο χρόνος μέτρησης και A η ενεργότητα της πηγής

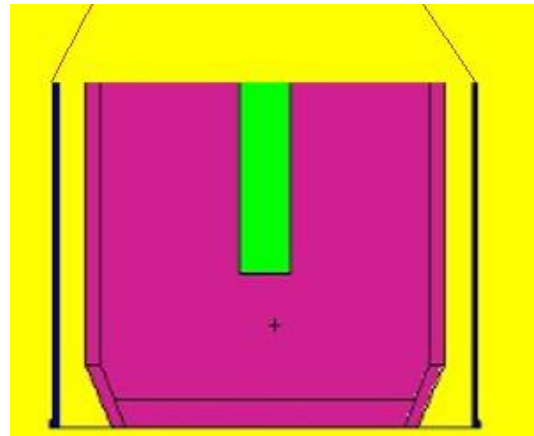
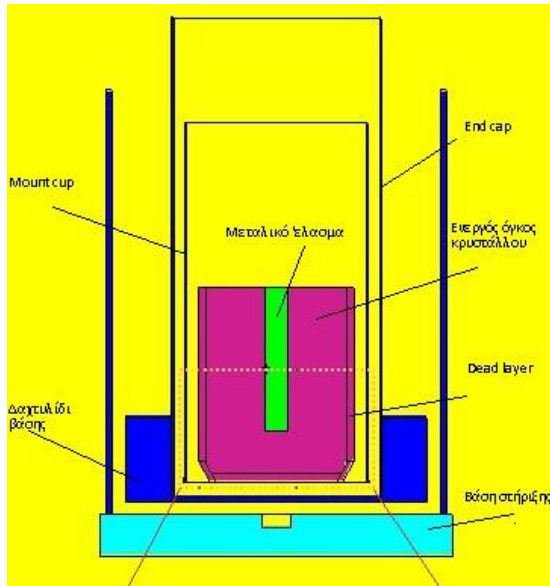
3.2 Θεωρητική εκτίμηση της απόδοσης του ανιχνευτή για μετρήσεις με σημειακές πηγές

Σκοπός της προσομοίωσης με την χρήση του κώδικα MCNP5 ήταν η επέκταση των πειραματικών τιμών της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής σε ενέργειες όπου δεν υπήρχαν πειραματικά σημεία (π.χ. ενέργειες πάνω από 1500 keV), όπως επίσης και η δημιουργία μοντέλου του ανιχνευτή για μελλοντικές χρήσεις. Για τη δημιουργία αυτού του μοντέλου ήταν απαραίτητη η γνώση των διαστάσεων των επιμέρους στοιχείων που απαρτίζουν την ανιχνευτική διάταξη, τα υλικά κατασκευής τους καθώς και της ακριβούς

θέσης τους στον χώρο. Οι πληροφορίες που δίνονται από τον κατασκευαστή για τον συγκεκριμένο ανιχνευτή είναι ελλιπείς, και περιορίζονται μόνο στα υλικά κατασκευής του και σε κάποιες γενικές πληροφορίες για τις διαστάσεις του κρυστάλλου, που παρουσιάστηκαν στην Παράγραφο 2.1. Απαραίτητη προϋπόθεση για τη δημιουργία ενός αξιόπιστου μοντέλου είναι η ακριβής γνώση της γεωμετρίας του κρυστάλλου, ιδιαίτερα στα πρώτα χιλιοστά του, εκεί που αλληλεπιδρούν δηλαδή για πρώτη φορά οι ακτίνες γ με το υλικό του κρυστάλλου. Αυτό το πρόβλημα αντιμετωπίστηκε βγάζοντας ακτινογραφία τον ανιχνευτή (εικόνα 3.2).

Ένα ακόμα πρόβλημα που προέκυψε κατά την ανάπτυξη του μοντέλου ήταν ο προσδιορισμός του πάχους του ανενεργού στρώματος του κρυστάλλου (dead layer), καθώς και ο προσδιορισμός του όγκου του μεταλλικού ελάσματος που βρίσκεται μέσα στον κρύσταλλο για να τον ψήχει. Από την ακτινογραφία ήταν διακριτή μόνο η διάμετρος του μεταλλικού ελάσματος, έτσι για τον προσδιορισμό του μήκους που εκτείνεται μέσα στον κρύσταλλο χρησιμοποιήθηκαν στοιχεία από άλλους κατασκευαστές ανιχνευτών με ίδια διαμόρφωση και ίδιο μέγεθος κρυστάλλου. Δόθηκε ιδιαίτερη προσοχή ώστε ο τελικός ενεργός όγκος του κρυστάλλου να είναι ίδιος με τον όγκο που δίνεται από τον κατασκευαστή. Για τον προσδιορισμό του πάχους του ανενεργού στρώματος (dead layer) δεν υπήρχε κάποια απόλυτη μέτρηση που μπορούσε να πραγματοποιηθεί, έτσι γνωρίζοντας τις άλλες διαστάσεις του κρυστάλλου δημιουργήθηκαν πολλά μοντέλα με διαφορετικό πάχος νεκρού στρώματος. Ξεκινώντας από το πάχος που δίνει ο κατασκευαστής (0.5 mm) την ημερομηνία που κατασκευάστηκε και αυξάνοντας το νεκρό στρώμα κατά 0.1 mm, έγινε σύγκριση της απόδοσης που έδιναν οι προσομοιώσεις με την πειραματική απόδοση σε τρεις κορυφές, την 244.7 και 964.08 keV του ¹⁵²Eu καθώς και την 661.6 keV του ¹³⁷Cs. Συγκρίνοντας την τιμή της απόδοσης σε αυτές τις τρεις ενέργειες με τις αντίστοιχες πειραματικές, επιλέχθηκε τελικά το μοντέλο το οποίο πλησίαζε περισσότερο τις πειραματικές τιμές της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής του ανιχνευτικού συστήματος στις τρεις φωτοκορυφές. Το πάχος του ανενεργού στρώματος που χρησιμοποιήθηκε στο τελικό μοντέλο είναι 2.4 mm. Η τιμή του dead layer που χρησιμοποιήθηκε βρίσκεται σε συμφωνία με μελέτες που έχουν γίνει για την αύξηση του ανενεργού στρώματος ανιχνευτών γερμανίου με την πάροδο του χρόνου.¹⁶

Στην παρακάτω εικόνα 3.1 παρουσιάζεται με την βοήθεια του γραφικού περιβάλλοντος του κώδικα MCNP, VisED, το μοντέλο του ανιχνευτικού συστήματος που δημιουργήθηκε, το οποίο περιλαμβάνει το μοντέλο της πηγής του ανιχνευτή και της βάσης στήριξης της πηγής. Η απόλυτη απόδοση φωτοκορυφής του συστήματος σε κάθε απόσταση, που προέκυψε από την προσομοίωση με την χρήση του κώδικα MCNP5 παρουσιάζεται στον πίνακα 3.1.



Εικόνα 3.1 Σχηματική αναπαράσταση του μοντέλου της διάταξης μέτρησης (αριστερά) και του ανιχνευτικού συστήματος σε λεπτομέρεια (δεξιά) με την χρήση του γραφικού περιβάλλοντος του κώδικα VisED.



Εικόνα 3.2 Ακτινογραφία του κρυστάλλου του ανιχνευτικού συστήματος

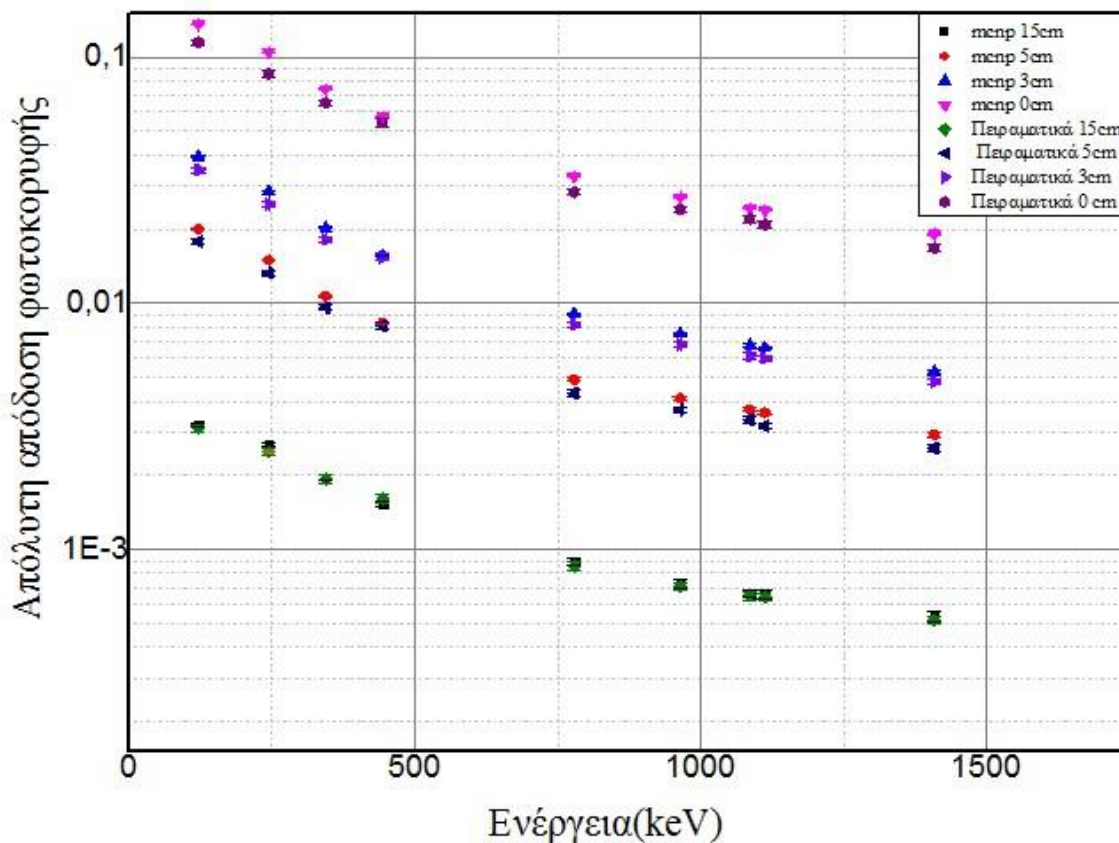
Πίνακας 3.1 Η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτικού συστήματος σε κάθε φωτοκορυφή και για αποστάσεις 15, 5, 3, 0.3 cm, όπως προέκυψαν από την προσομοίωση με την χρήση του κώδικα MCNP5.

Ενέργεια (keV)	ϵ MCNP5 (15 CM)	ϵ MCNP5 (5 CM)	ϵ MCNP5 (3 CM)	ϵ MCNP5 (0.3 CM)
121.78	0.00322±0.00006	0.01999±0.00014	0.03932±0.00019	0.13622±0.0003
244.70	0.00268±0.00005	0.01498±0.00012	0.02850±0.00017	0.10465±0.0003
344.28	0.00195±0.00004	0.01073±0.00010	0.02024±0.00014	0.07431±0.0003
443.96	0.00154±0.00004	0.00835±0.00009	0.01563±0.00012	0.05710±0.0002
661.66	0.00099±0.00003	0.00550±0.00074	0.00986±0.00010	0.04274±0.0006
778.90	0.00090±0.00003	0.00490±0.00007	0.00907±0.00010	0.03278±0.0002
964.08	0.00073±0.00003	0.00412±0.00006	0.00753±0.00010	0.02702±0.0002
1085.90	0.00066±0.00003	0.00369±0.00006	0.00676±0.00008	0.02442±0.0002
1112.10	0.00066±0.00003	0.00359±0.00006	0.00660±0.00008	0.02387±0.0002
1408.00	0.00053±0.00002	0.00293±0.00005	0.00527±0.00007	0.01912±0.0001

Η σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης με τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα δείχνει καλή συμφωνία στα 15 εκατοστά. Αντίθετα στις μικρότερες αποστάσεις μέτρησης, όπου υπάρχει το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης, η σύγκριση των αποτελεσμάτων με τα αντίστοιχα διορθωμένα για το φαινόμενο πειραματικά αποτελέσματα, οδηγεί στο συμπέρασμα ότι το μοντέλο που δημιουργήθηκε υπερεκτιμά συστηματικά την ανιχνευτική απόδοση του συστήματος. Στον πίνακα 3.2 παρουσιάζονται οι λόγοι των αποτελεσμάτων των προσομοιώσεων προς τα αντίστοιχα διορθωμένα πειραματικά αποτελέσματα, για όλες τις αποστάσεις.

Πίνακας 3.2 Λόγοι των πειραματικών αποτελεσμάτων προς τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για αποστάσεις πηγής ανιχνευτικού συστήματος 15, 5, 3 και 0.3 cm.

Ενέργεια (keV)	15 cm MCNP5	5 cm MCNP5	3 cm MCNP5	0.3 cm MCNP5
	Πειραματικά	Πειραματικά	Πειραματικά	Πειραματικά
121.78	1.04 ± 0.04	1.12 ± 0.03	1.13 ± 0.03	1.19 ± 0.03
244.70	1.07 ± 0.04	1.13 ± 0.03	1.13 ± 0.03	1.22 ± 0.04
344.28	1.01 ± 0.04	1.12 ± 0.03	1.11 ± 0.03	1.14 ± 0.03
443.96	0.96 ± 0.04	1.03 ± 0.03	1.01 ± 0.03	1.05 ± 0.04
661.66	1.00 ± 0.03	0.99 ± 0.13	1.02 ± 0.02	1.09 ± 0.02
778.90	1.05 ± 0.05	1.14 ± 0.04	1.10 ± 0.03	1.16 ± 0.03
964.08	1.03 ± 0.05	1.12 ± 0.04	1.11 ± 0.03	1.12 ± 0.03
1085.90	1.02 ± 0.06	1.10 ± 0.04	1.10 ± 0.04	1.09 ± 0.04
1112.10	1.03 ± 0.05	1.13 ± 0.04	1.11 ± 0.04	1.11 ± 0.03
1408.00	1.03 ± 0.06	1.14 ± 0.04	1.10 ± 0.04	1.14 ± 0.04



Γράφημα 3.1 Γραφική παράσταση της πειραματικής και της προσομοιωμένης απόδοσης του ανιχνευτή συναρτήσει της ενέργειας για αποστάσεις 15, 5, 3, 0.3 cm από το παράθυρο του ανιχνευτή.

3.3 Σύγκριση των αποτελεσμάτων συντελεστών διόρθωσης πραγματικής σύμπτωσης των προγραμμάτων MCNP-CP και EFFTRAN

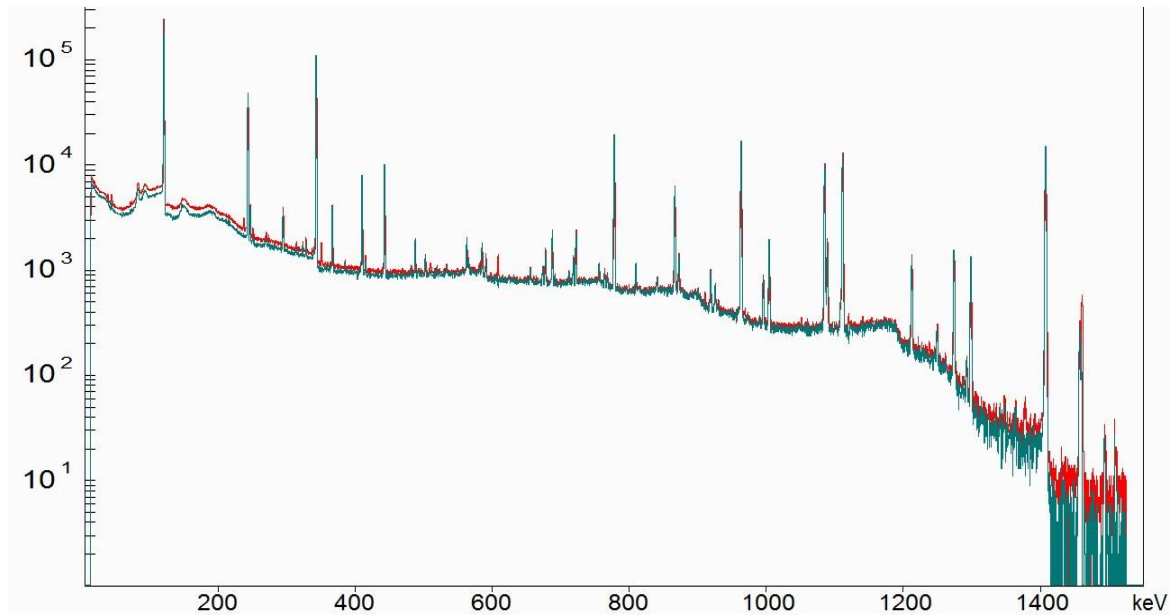
Σκοπός της προσομοίωσης με την χρήση του κώδικα MCNP-CP είναι ο προσδιορισμός θεωρητικών συντελεστών διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης και η σύγκριση τους με τους αντίστοιχους συντελεστές του προγράμματος EFFTRAN.

Αρχικά επιλέχθηκε να γίνει η προσομοίωση στα 15 cm διότι σε αυτή την απόσταση το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης είναι αμελητέο και μπορεί να ελεγχθεί η αξιοπιστία του μοντέλου σε ολόκληρο το ενεργειακό φάσμα εκπομπής της πηγής, συγκρίνοντας τα αποτελέσματα του με τα αντίστοιχα πειραματικά. Ο συγκεκριμένος κώδικας διαβάζει το ενεργειακό διάγραμμα κάθε στοιχείου που εκπέμπει ακτίνες-γ (και έχει καθοριστεί στο input file) και παράγει φάσμα με βάση δεδομένα από την πειραματική βαθμονόμηση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του συστήματος. Οι συντελεστές που εισήχθησαν στο αρχείο εισόδου του κώδικα είναι οι συντελεστές της εξίσωσης $FWHM = a + b(\sqrt{E + c E^2})$ που βρέθηκε στην παράγραφο 2.3, δηλαδή $a = 9,36325E^{-4}$, $b = 0,00131$, $c = 0,064920$.

Χρησιμοποιώντας ως ραδιενεργό πηγή ^{152}Eu . Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης ήταν η απόδοση του ανιχνευτικού συστήματος σε κάθε μία από τις διαμερίσεις που είχαν προσδιοριστεί στο αρχείο εισόδου. Όμως λύνοντας την σχέση 3.1 ως προς τον αριθμό των καταγεγραμμένων γεγονότων:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{καταγεγραμμένα}}}{t A} \quad (3.1)$$

και αντικαθιστώντας την ενεργότητα της πηγής την στιγμή που έγινε η μέτρηση, την ανιχνευτική απόδοση που προέκυψε από την προσομοίωση και τον χρόνο πειραματικής μέτρησης, δημιουργήθηκε ένα θεωρητικό φάσμα. Στο παρακάτω γράφημα 3.2, με την χρήση του προγράμματος SpectrW, διακρίνονται το πειραματικό φάσμα του ^{152}Eu στα 15 cm, καθώς και το φάσμα που προέκυψε από την προσομοίωση, με την χρήση του κώδικα MCNP-CP.



Γράφημα 3.2 Υπέρθυση πειραματικού φάσματος και φάσματος προσομοίωσης σε απόσταση 15 cm . Με κόκκινο χρώμα συμβολίζεται το πειραματικό φάσμα , από το οποίο έχει αφαιρεθεί η ακτινοβολία υποβάθρου ενώ το φάσμα από την προσομοίωση με μπλε.

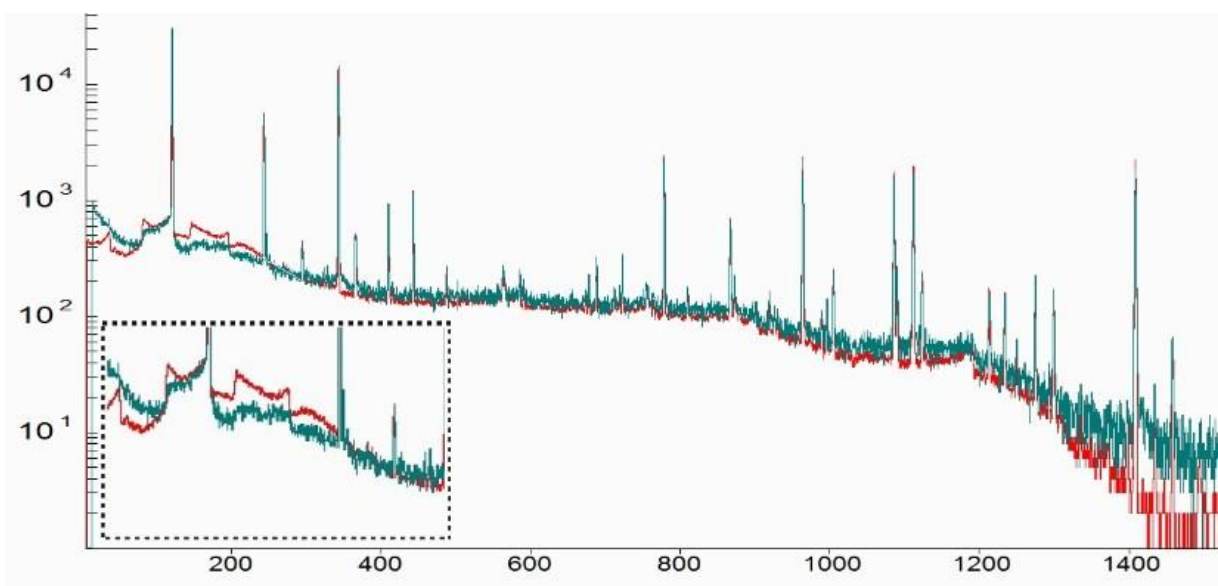
Ολοκληρώνοντας τα γεγονότα στις φωτοκορυφές κάθε φάσματος, αφού έχει αφαιρεθεί η ακτινοβολία υποβάθρου από την πειραματική μέτρηση και η συνεισφορά γεγονότων του ^{154}Eu στην φωτοκορυφή ενέργειας 121.78 keV, μπορεί να γίνει σύγκριση του αριθμού των γεγονότων που έχουν καταγραφεί σε κάθε κορυφή κάθε φάσματος και να εξαχθούν χρήσιμα συμπεράσματα για την αξιοπιστία του μοντέλου που δημιουργήθηκε.

Οι λόγοι των γεγονότων που έχουν καταγραφεί σε κάθε φωτοκορυφή στα δύο φάσμα και παρουσιάζονται στον πίνακα 3.3 δείχνουν εξαιρετική συμφωνία μεταξύ προσομοίωσης και πειράματος με απόκλιση έως 1%. Με την ολοκλήρωση και των δύο φασμάτων σε όλα τους κανάλια διαπιστώνεται ότι το πειραματικό φάσμα έχει απόκλιση από το φάσμα της προσομοίωσης σχεδόν 8%, αυτό είναι απόλυτα λογικό διότι στο φάσμα της προσομοίωσης δεν έχουν ληφθεί υπόψη τα γεγονότα που προέρχονται από την αποδιέγερση του ^{154}Eu .

Πίνακας 3.3 Τα αποτελέσματα της ολοκλήρωσης (counts) σε κάθε φωτοκορυφή για το πειραματικό φάσμα και το φάσμα προσομοίωσης στα 15 cm καθώς και οι λόγοι των γεγονότων των δυο φασμάτων.

Ενέργεια (keV)	Πειραματικά γεγονότα	MCNP-CP γεγονότα	MCNP – CP
			<i>Πειραματικά</i>
121.78	653743 ± 1938	663226 ± 856	1.014 ± 0.003
244.70	139835 ± 450	140178 ± 468	1.012 ± 0.005
344.28	376666 ± 613	371027 ± 643	0.986 ± 0.002
443.96	33414 ± 253	33806 ± 222	1.012 ± 0.010
778.90	81731 ± 344	82322 ± 322	1.007 ± 0.006
867.37	24629 ± 239	24658 ± 207	1.001 ± 0.013
964.08	76116 ± 316	76368 ± 300	1.003 ± 0.006
1085.90	48720 ± 785	48640 ± 744	0.998 ± 0.022
1112.10	64119 ± 289	64897 ± 227	1.012 ± 0.006
1408.00	79904 ± 286	79800 ± 288	0.999 ± 0.005

Έχοντας διαπιστώσει την αξιοπιστία του μοντέλου στα 15 cm έγινε έλεγχος της συμπεριφοράς του μοντέλου και στα 0.3 cm, όπου μεγιστοποιείται το φαινόμενο της πραγματικής σύμπτωσης. Αυτή τη φορά όμως, επειδή στα γεγονότα που βρέθηκαν από την ολοκλήρωση των δύο φασμάτων σε όλα τους τα κανάλια στα 15 cm διαπιστώθηκε 8% απόκλιση, έγιναν δύο εκτελέσεις του κώδικα στα 0.3 cm. Στην πρώτη χρησιμοποιήθηκε ως πηγή το ^{152}Eu ενώ στην δεύτερη το ^{154}Eu και έγινε πρόσθεση των δύο φασμάτων ώστε να εισαχθεί η συνεισφορά του ^{154}Eu στο φάσμα της προσομοίωσης. Στο γράφημα 3.3 παρουσιάζονται το πειραματικό και το φάσμα της προσομοίωσης στα 0.3 cm. Η ακτινοβολία υποβάθρου δεν κρίθηκε αναγκαίο να αφαιρεθεί από το πειραματικό φάσμα, καθώς η πειραματική μέτρηση έγινε για ένα λεπτό, επομένως η συνεισφορά του ήταν πάρα πολύ μικρή.



Γράφημα 3.3 Υπέρθυση πειραματικού φάσματος και φάσματος προσομοίωσης στα 0,3 cm . Με μπλε χρώμα συμβολίζεται το πειραματικό φάσμα ενώ το φάσμα από την προσομοίωση με κόκκινο.

Από τα αποτελέσματα του γραφήματος μπορεί να διακριθεί η υπερεκτίμηση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του φάσματος της προσομοίωσης. Στον παρακάτω πίνακα 3.4 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ολοκλήρωσης κάθε φωτοκορυφής των δυο φασμάτων. Ολοκληρώνοντας τα δύο φάσματα σε όλα τα κανάλια τους, η διαφορά που προκύπτει στα καταγεγραμμένα γεγονότα είναι μικρότερη από 1%. Όμως οι λόγοι των καταγεγραμμένων γεγονότων στις φωτοκορυφές των δυο φασμάτων δεν έχουν την ίδια καλή συμφωνία, καθώς οι διαφορές τους κυμαίνονται από 6 έως 14 %.

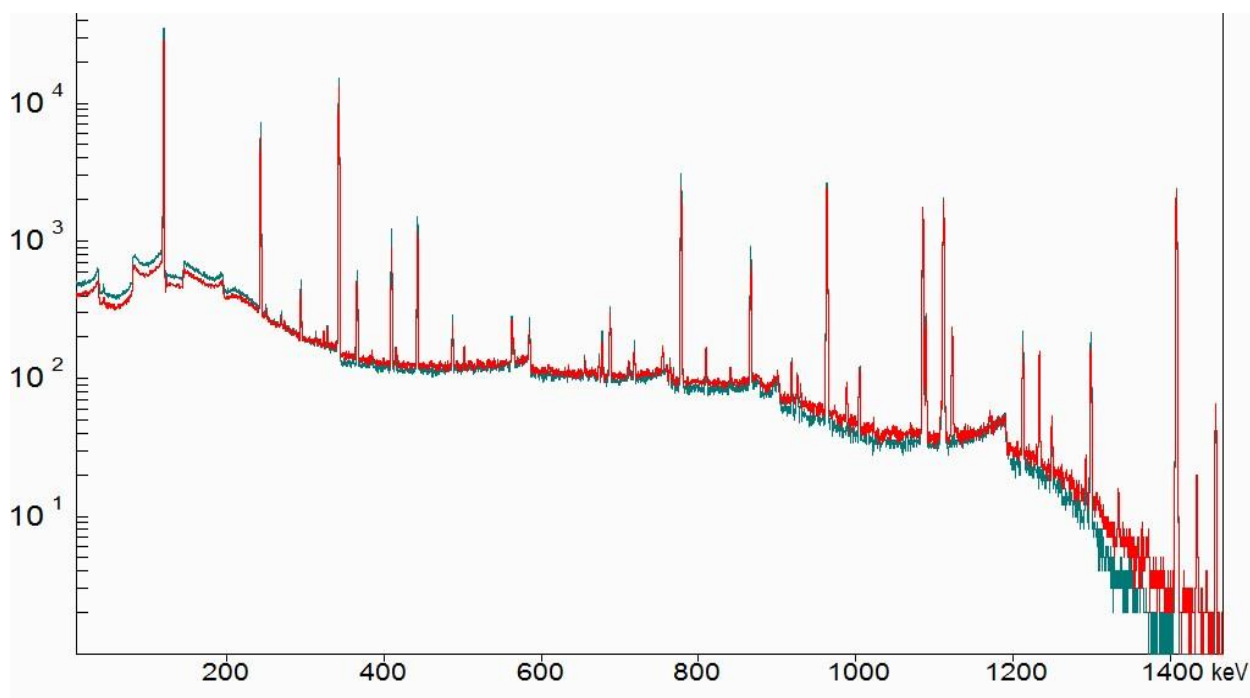
Πίνακας 3.4 Τα αποτελέσματα της ολοκλήρωσης (counts) σε κάθε φωτοκορυφή για το πειραματικό φάσμα και το φάσμα προσομοίωσης στα 0.3 cm, καθώς επίσης και οι λόγοι των γεγονότων των δυο φασμάτων.

Ενέργεια (keV)	Πειραματικά γεγονότα	MCNP-CP γεγονότα	$\frac{\text{MCNP} - \text{CP}}{\text{Πειραματικά}}$
121.78	94543 ± 364	100685 ± 354	1.06 ± 0.01
244.70	16546 ± 297	18844 ± 177	1.14 ± 0.02
344.28	48115 ± 242	51862 ± 244	1.08 ± 0.01
443.96	3979 ± 101	4297 ± 96	1.08 ± 0.04
778.90	9773 ± 130	10371 ± 115	1.06 ± 0.02
886.37	2623 ± 84	2942 ± 86	1.12 ± 0.05
964.08	9933 ± 189	10911 ± 168	1.10 ± 0.03
1085.90	7500 ± 148	8133 ± 142	1.08 ± 0.03
1112.10	8700 ± 164	9429 ± 153	1.08 ± 0.03
1408.00	10201 ± 184	11322 ± 164	1.11 ± 0.03

Έπειτα από την ικανοποιητική αναπαραγωγή του πειραματικού φάσματος στα 0.3 cm, πραγματοποιήθηκαν επιπλέον προσομοιώσεις για την εκτίμηση των θεωρητικών συντελεστών διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης και την σύγκριση αυτών με τους αντίστοιχους συντελεστές που δίνονται από το πρόγραμμα EFFTRAN.

Για την εύρεση των θεωρητικών συντελεστών διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης έγιναν ακόμα δύο εκτελέσεις του κώδικα χρησιμοποιώντας ως ραδιενεργό πηγή το ¹⁵²Eu. Στην πρώτη περίπτωση λήφθηκε υπόψη το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης (φάσμα **MCNP-CP tcs**) ενώ στην άλλη όχι (φάσμα **MCNP-CP**). Στο παρακάτω γράφημα 3.4, παρουσιάζονται τα δυο φάσματα των προσομοιώσεων στα 0.3 cm, το ένα έχοντας λάβει υπόψη το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης (φάσμα **MCNP-CP tcs**) ενώ στο άλλο όχι (φάσμα **MCNP-CP**).

Στον πίνακα 3.5 που ακολουθεί παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των γεγονότων κάθε φωτοκορυφής των δύο φασμάτων, του γραφήματος 3.4, σε κάθε ενέργεια, καθώς και οι θεωρητικοί συντελεστές διόρθωσης $\left(\frac{\text{MCNP-CP}}{\text{MCNP-CP tcs}}\right)$ για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης, που προέκυψαν από το λόγο των γεγονότων κάθε φωτοκορυφής των δύο φασμάτων.



Γράφημα 3.4 Υπέρθυση των δύο φασμάτων που προέκυψαν από την προσομοίωση στα 0.3 cm . Με μπλε χρώμα συμβολίζεται το φάσμα στο οποίο δεν έχει συνηπολογιστεί το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης ενώ το φάσμα που έχει ληφθεί υπόψη το φαινόμενο με κόκκινο.

Πίνακας 3.5 Τα αποτελέσματα της ολοκλήρωσης (counts) των καθαρών γεγονότων σε κάθε φωτοκορυφή για τα δύο φάσματα προσομοίωσης MCNP-CP tcs και MCNP-CP και οι θεωρητικοί συντελεστές διόρθωσης του φαινομένου πραγματικής σύμπτωσης.

Ενέργεια (keV)	MCNP-CP tcs	MCNP-CP	$\frac{\text{MCNP} - \text{CP}}{\text{MCNP} - \text{CP tcs}}$
121.78	100542 ± 317	116154 ± 372	1.16 ± 0.01
244.70	18879 ± 169	24558 ± 192	1.30 ± 0.02
344.28	51839 ± 242	59838 ± 256	1.15 ± 0.01
778.90	10396 ± 122	13064 ± 130	1.26 ± 0.02
964.08	10923 ± 117	12227 ± 120	1.12 ± 0.02
1085.90	8129 ± 156	7592 ± 147	0.93 ± 0.02
1112.10	9217 ± 173	9959 ± 183	1.08 ± 0.03
1408.00	11320 ± 107	12391 ± 111	1.09 ± 0.02

Τέλος η σύγκριση των συντελεστών διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης όπως προέκυψαν από τις προσομοιώσεις, με τα αντίστοιχα αποτελέσματα που προέκυψαν χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα EFFTRAN παρουσιάζεται στον πίνακα 3.6. Η σύγκριση των θεωρητικών συντελεστών διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης με τους αντίστοιχους του προγράμματος EFFTRAN είναι ικανοποιητική αν και στις ενέργειες 244.7 και 778.9 keV παρατηρούνται διαφορές που κυμαίνονται από 8 έως 9%.

Τέλος παρατηρείται η συστηματική υποεκτίμηση των συντελεστών διόρθωσης από το πρόγραμμα EFFTRAN σε όλες τις ενέργειες.

Πίνακας 3.6 Σύγκριση των θεωρητικών συντελεστών διόρθωσης με αυτούς που προέκυψαν χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα EFFTRAN.

Ενέργεια (keV)	EFFTRAN tcs_f	Θεωρητικοί tcs_f	$\frac{\text{Θεωρητικοί tcs}_f}{\text{EFFTRAN tcs}_f}$
121.78	1.1483	1.16 ± 0.01	1.01 ± 0.01
244.70	1.2009	1.30 ± 0.02	1.08 ± 0.02
344.28	1.1021	1.15 ± 0.01	1.05 ± 0.01
778.90	1.1503	1.26 ± 0.02	1.09 ± 0.03
964.08	1.0843	1.12 ± 0.02	1.03 ± 0.02
1085.90	0.93561	0.93 ± 0.02	1.00 ± 0.02
1112.10	1.0371	1.08 ± 0.03	1.04 ± 0.03
1408.00	1.058	1.09 ± 0.02	1.03 ± 0.02

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ

Στο τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζεται μια σύνοψη των κυριότερων συμπερασμάτων που προκύπτουν από την μελέτη του ανιχνευτικού συστήματος HPGe (model EGPC 20-190-R), εξετάζονται προοπτικές βελτίωσης των αποτελεσμάτων που αφορούν στη μελέτη της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής) και συζητείται η περαιτέρω αξιοποίηση των δυνατοτήτων που προφέρει ένας τέτοιος ανιχνευτής.

Κατά την εκπόνηση της παρούσας εργασίας πραγματοποιήθηκε πειραματική βαθμονόμηση με χρήση βαθμονομημένων σημειακών πηγών, που περιλάμβανε τον προσδιορισμό της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας και της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής του συστήματος, συναρτήσει της ενέργειας. Η πολύ καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα του συστήματος επιβεβαιώθηκε πειραματικά, καθώς η τιμή που προέκυψε μετά την προσαρμογή κατάλληλης καμπύλης στα πειραματικά δεδομένα είναι 1.89 keV στα 1332keV, δηλαδή λιγότερο από 1% μικρότερη από αυτή που δίνεται από τον κατασκευαστή. Επιπλέον αναπτύχθηκε μοντέλο του συστήματος και πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις Monte Carlo (κώδικας MCNP5 και MCNP-CP). Το μοντέλο του MCNP5 χρησιμοποιήθηκε για τον έλεγχο των πειραματικών αποτελεσμάτων της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής, καθώς και για την εύρεση των τιμών σε ενεργειακές περιοχές που δεν υπήρχαν πειραματικά δεδομένα (π.χ. ^{137}Cs (661.67 keV)). Η σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης με τα αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα έδειξε εξαιρετική συμφωνία σε απόσταση 15 cm. Αντίθετα οι προσομοιώσεις φαίνεται να υπερεκτιμούν συστηματικά την απόδοση του ανιχνευτή στα 0.3 cm, όπου υπάρχει το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης. Στην περίπτωση αυτή, η σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης με τα αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα, διορθωμένα για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης, στα 0.3 cm, δεν ήταν τόσο ικανοποιητική, καθώς διαπιστώθηκαν διαφορές που κυμαίνονται από 5 έως 22%. Οι διαφορές αυτές μπορεί να οφείλονται εν μέρει σε ατελή περιγραφή του μοντέλου του ανιχνευτή στο αρχείο εισόδου του κώδικα MCNP (π.χ. ατελής περιγραφή ανενεργού στρώματος κρυστάλλου dead layer). Στη διαμόρφωση αυτών των διαφορών φαίνεται να συμβάλει και ο ίδιος ο υπολογισμός του φαινομένου της πραγματικής άθροισης, καθώς για πηγή ^{137}Cs (δεν εκπέμπει σε cascade, άρα δεν υπάρχει το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης) στα 0.3 cm, οι διαφορές μεταξύ πειράματος και προσομοίωσης είναι της τάξης του 9%.

Τέλος με την χρήση του κώδικα MCNP-CP βρέθηκαν θεωρητικοί συντελεστές διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης στα 0.3 cm. Η σύγκριση των αποτελεσμάτων αυτών με τους αντίστοιχους συντελεστές που προέκυψαν από το πρόγραμμα EFFTRAN ήταν ικανοποιητική, αν και διαπιστώθηκαν διαφορές που κυμαίνονταν από 1 ως 9%. Συγκεκριμένα οι μεγαλύτερες αποκλίσεις διαπιστώθηκαν στις ενέργειες 244.7 και 778.9 keV, ενώ τα αίτια των συγκεκριμένων αποκλίσεων απαιτούν περαιτέρω διερεύνηση. Παρότι δεν υπάρχει κάποια άμεση συσχέτιση μεταξύ των δύο

ακτίνων- γ (π.χ. εκπομπή σε cascade ή αποδιέγερση προς το ίδιο στοιχείο (ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β), παρατηρείται ότι αυτές οι δύο κορυφές του ^{152}Eu έχουν τη μεγαλύτερη πιθανότητα να εμφανίσουν το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης. Έτσι είναι λογικό οι μεγαλύτερες διαφορές να εμφανίζονται εκεί που το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης έχει τις μεγαλύτερες πιθανότητες εμφάνισης. Ο έλεγχος της αξιοπιστίας του EFFTRAN είναι πολύ σημαντικός, καθώς αποτελεί ένα από τα πιο διαδεδομένα και εύχρηστα εργαλεία όσον αφορά στην εύρεση διορθωτικών παραγόντων για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης. Τα συμπεράσματα που εξάγονται από την παρούσα εργασία είναι ότι η διεξαγωγή αναλυτικής προσομοίωσης χρησιμοποιώντας τον κώδικα MCNP είναι πιο αξιόπιστη μέθοδος για την εύρεση κατάλληλων συντελεστών διόρθωσης, αν και σαφώς πιο χρονοβόρα. Έτσι η χρήση του προγράμματος EFFTRAN συστήνεται σε πειράματα φασματοσκοπίας γ όπου, η έως και 10% αβεβαιότητα στον υπολογισμό των συντελεστών διόρθωσης δεν επηρεάζει σημαντικά το αποτέλεσμα της μέτρησης.

Με την ολοκλήρωση της παρουσίασης και ανάλυσης των πειραματικών αποτελεσμάτων έχει διαμορφωθεί μια αξιόπιστη εικόνα των βασικών χαρακτηριστικών του ανιχνευτή. Υπάρχουν βέβαια και προοπτικές περαιτέρω βελτίωσης του υπολογισμού της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής και της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή. Πλην αυτών εξετάζονται και προοπτικές, η εφαρμογή των οποίων θα βοηθήσει στην εκμετάλλευση σε μεγαλύτερο βαθμό των δυνατοτήτων που προσφέρει ο συγκεκριμένος ανιχνευτής σε πειράματα πυρηνικής φασματοσκοπίας.

Έτσι, ο υπολογισμός νέων σημείων της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής σε διαφορετικές ενεργειακές περιοχές θα βελτιώσει την καμπύλη της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή. Η προσθήκη πειραματικών σημείων στην περιοχή κάτω από 100 keV, όπου υπάρχει έλλειψη πειραματικών σημείων, θα βελτιώσει την προσαρμογή της καμπύλης της απόλυτης απόδοσης φωτοκορυφής και θα παράσχει μια πληρέστερη εικόνα για την συμπεριφορά του ανιχνευτή σε αυτό το εύρος ενεργειών. Βέβαια το παράθυρο του ανιχνευτή από αλουμίνιο αποτελεί περιοριστικό παράγοντα στην απόδοση του ανιχνευτή, καθώς ακτίνες γ με πολύ μικρές ενέργειες θα εξασθενούν αρκετά πριν προλάβουν να εισέλθουν στον κρύσταλλο του ανιχνευτή. Επίσης η προσθήκη σημείων στην περιοχή πάνω από 1400 keV κρίνεται απαραίτητη σε διάφορες εφαρμογές της φασματοσκοπίας ακτίνων γ .

Η περαιτέρω μελέτη και βελτίωση του μοντέλου του ανιχνευτή χρησιμοποιώντας τον κώδικα MCNP, μπορεί επίσης να συνεισφέρει σημαντικά στις προοπτικές βελτίωσης που αναφέρθηκαν παραπάνω.

Συγκεκριμένα, θα πρέπει να επανεξεταστεί η γεωμετρία του κρυστάλλου στα πρώτα εκατοστά του. Στην πραγματικότητα το επιφανειακό στρώμα του κρυστάλλου Ge, που βρίσκεται κοντά στο παράθυρο του ανιχνευτή παρουσιάζει μια κυρτότητα (buletization), η οποία στο μοντέλο του ανιχνευτή στο αρχείο εισόδου του κώδικα έχει αναπαρασταθεί ελλιπώς ως κόλινος κώνος. Η υπερεκτίμηση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή από το μοντέλο του MCNP-CP, μπορεί να διορθωθεί με καταλληλότερη προσαρμογή (fit) της καμπύλης στα πειραματικά δεδομένα. Αν αυτή η προσαρμογή δεν

επιφέρει ικανοποιητικά αποτελέσματα τότε θα είναι απαραίτητος νέος υπολογισμός των πειραματικών τιμών του FWHM.

Ακόμα, αποτελεί προτεραιότητα ο υπολογισμός των θεωρητικών συντελεστών διόρθωσης για το φαινόμενο της πραγματικής άθροισης σε όλες τις αποστάσεις στις οποίες εμφανίζεται το φαινόμενο. Η σύγκριση των αποτελεσμάτων με τους αντίστοιχους συντελεστές από το πρόγραμμα EFFTRAN θα δείξει το κατά πόσο αυτή η υποεκτίμηση στην τιμή των συντελεστών διόρθωσης από το EFFTRAN είναι συστηματική.

Τέλος, αναφορικά με μελλοντικές μετρήσεις φασματοσκοπίας ακτίνων γ χρησιμοποιώντας το υπό μελέτη σύστημα, προτείνεται η χρήση θωράκισης μολύβδου που θα βελτιώσει σημαντικά τις μετρήσεις πηγών χαμηλής ενεργότητας. Η παρουσία γεγονότων υποβάθρου σε φάσματα τα οποία λαμβάνονται χωρίς θωράκιση διατηρεί το ελάχιστο όριο ανίχνευσης σε υψηλό επίπεδο, γεγονός το οποίο δεν επιτρέπει την ικανοποιητική ανίχνευση ακτίνων-γ από τέτοιες πηγές. Η θωράκιση ολόκληρου του ανιχνευτή με τοιχώματα μολύβδου πάχους 5-10 cm είναι αρκετή για να ελαττώσει το ελάχιστο όριο ανίχνευσης σε επίπεδα που επιτρέπουν την μέτρηση φάσματος πηγών χαμηλής ενεργότητας.¹⁷

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

Κώδικες Input File MCNP5 ΚΑΙ MCNP-CP

A1 . ΚΩΔΙΚΑΣ INPUT FILE MCNP5

EURISYS MESURES

c *****cell card *****

```
1 1 -5.323 3 -2 :(-55 -57 56)
2 1 -5.323 2 -1
3 4 -0.0012 -3
4 3 -0.0012 -44 6 80 82 83 84
6 2 -2.7 -7 8
7 3 -0.0012 -8 #1 #2 #3 #60 #61
8 3 -0.0012 -5 7 10
9 2 -2.7 -6 5
11 2 -2.7 -10 7
60 1 -5.323 -65 55 -57 66
61 1 -5.323 -55 -56 66
50 5 -6.11 -80 81
51 3 -0.0012 -81
52 2 -2.7 -82
53 2 -2.7 -83
54 2 -2.7 -84 6
5 0 44
```

c *****geometry card *****

```
1 rcc 0 0 1.205 0 0 4.1 2.65 $__crystal
2 rcc 0 0 1.205 0 0 4.1 2.41 $__dead Layer
3 rcc 0 0 1.910282 0 0 3.394718 0.38 $__vida
5 rcc 0 0 0.341 0 0 11.31 3.5028
6 rcc 0 0 0.246 0 0 11.405 3.5978
7 rcc 0 -0.107 0.705 0 0 8.46 3.128
8 rcc 0 -0.107 0.705 0 0 8.46 3.052
44 sph 20
55 kz -2 0.575 1
56 pz 0.925
57 pz 1.205
65 kz -2.2 0.6 1
66 pz 0.705
10 rcc 0 -0.107 0.705 0 0 0.0543 3.1706
80 rcc 0 0 -15.754 0 0 1 6 $_VASH
81 rcc 0 0 -15.054 0 0 0.3 0.5 $_VASH
82 rcc 5.7 0 -14.754 0 0 10 0.1 $_VASH
83 rcc -5.7 0 -14.754 0 0 10 0.1 $_VASH
84 rcc 0 0 0.246 0 0 2 5.128
```

c ***** data card *****

MODE P E

IMP:P 1 15r 0

IMP:E 1 15r 04

SDEF PAR=2 POS= 0 0 -0.053 erg=0.34428 \$ 3cm

c CPS

F8:P,E 1 \$-energy distrib-cell_1

e8 0 1E-05 0.343 0.345 2.9989

M1 32000 -1 \$ NaI

M2 13000 -1 \$ Al

M3 7000 -0.755267 8000 -0.231782 18000 -0.012827 6000 -0.000124

M4 26000 -1

M5 23000 -0.509415 15000 -0.329768 6000 -0.127874

NPS 1000000

A2 . ΚΩΔΙΚΑΣ INPUT FILE MCNP-CP ¹⁵²Eu

Eurisys mesures detector

c *****cell card*****

```
1      1  -5.323 3 -2 :(-55 -57 56)
2      1  -5.323 2 -1
3      4  -0.0012 -3
4      3  -0.0012 -44 6 80 82 83 84
6      2    -2.7 -7 8
7      3  -0.0012 -8 #1 #2 #3 #60 #61
8      3  -0.0012 -5 7 10
9      2    -2.7 -6 5
11     2    -2.7 -10 7
60     1  -5.323 -65 55 -57 66
61     1  -5.323 -55 -56 66
50     5  -6.11  -80 81
51     3  -0.0012  -81
52     2  -2.7 -82
53     2  -2.7 -83
54     2  -2.7 -84 6
5      0          44
```

C***** geometry cards*****

```
1      rcc 0 0 1.205 0 0 4.1 2.65  $__crystall
2      rcc 0 0 1.205 0 0 4.1 2.41  $__dead ayer
3      rcc 0 0 1.910282 0 0 3.394718 0.38  $_____vida
5      rcc 0 0 0.341 0 0 11.31 3.5028
6      rcc 0 0 0.246 0 0 11.405 3.5978
7      rcc 0 -0.107 0.705 0 0 8.46 3.128
8      rcc 0 -0.107 0.705 0 0 8.46 3.052
44     sph 20
55     kz -2 0.575 1
56     pz 0.925
57     pz 1.205
65     kz -2.2 0.6 1
66     pz 0.705
10     rcc 0 -0.107 0.705 0 0 0.0543 3.1706
80     rcc 0 0 -1.054 0 0 1 6  $ _VASH
81     rcc 0 0 -0.355 0 0 0.3 0.5  $ _VASH
82     rcc 5.7 0 -0.054 0 0 10 0.1  $ _VASH
83     rcc -5.7 0 -0.054 0 0 10 0.1  $ _VASH
84     rcc 0 0 0.246 0 0 2 5.128
```

c *****data card*****

MODE P E

IMP:P 1 15r 0

IMP:E 1 15r 0

SDEF PAR=2 POS= 0 0 -0.053 ZAM=0631520

CPS

F8:P,E 1 \$-energy distrib-cell_1

e8 0 1E-05 0.00913 4090I 1.54970

ft8 geb 0.000876508 0.00072 0.06

c ft8 geb -0.021 0.0862 -0.0765

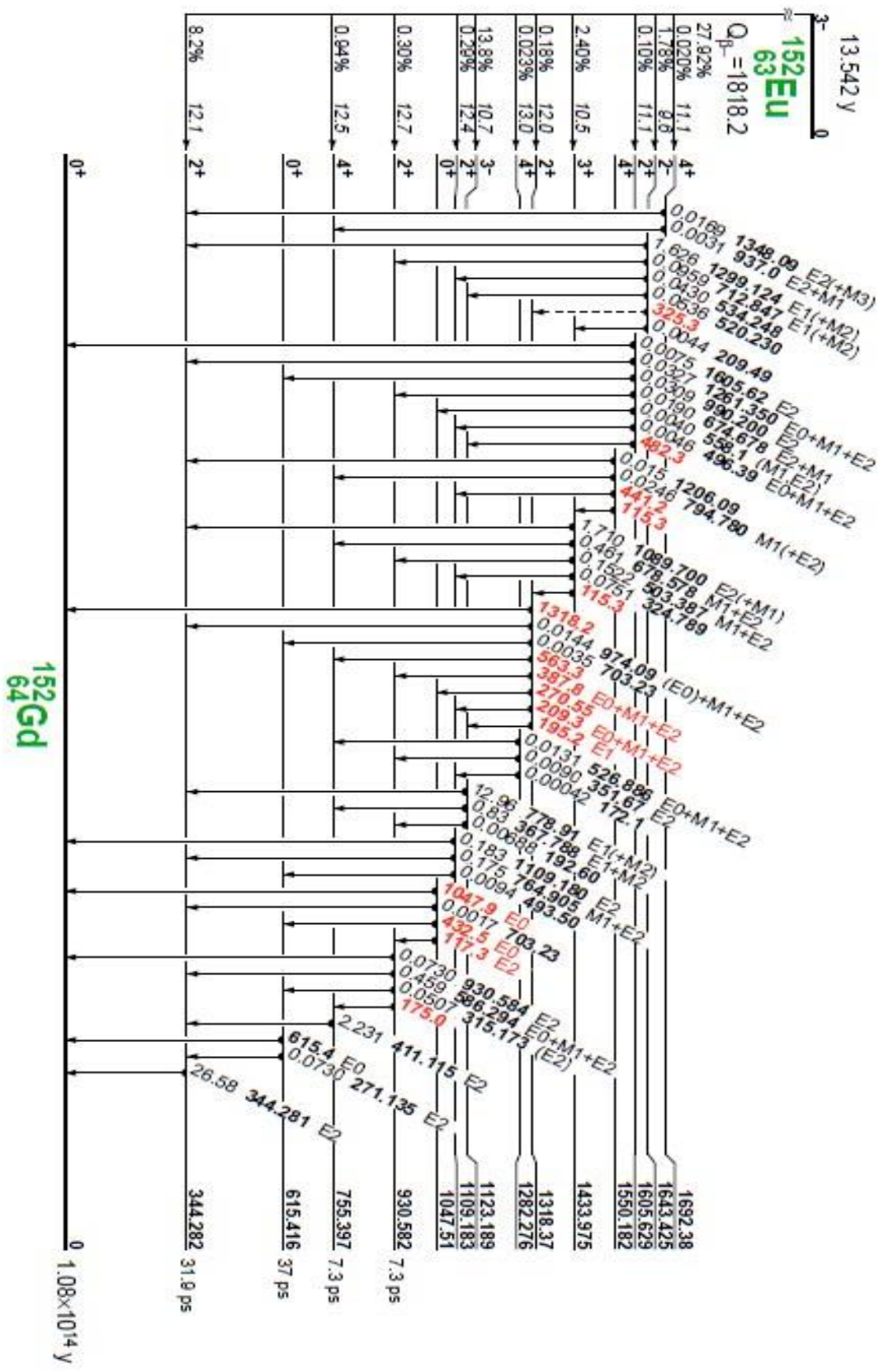
M1 32000 -1 \$ _____NaI_____

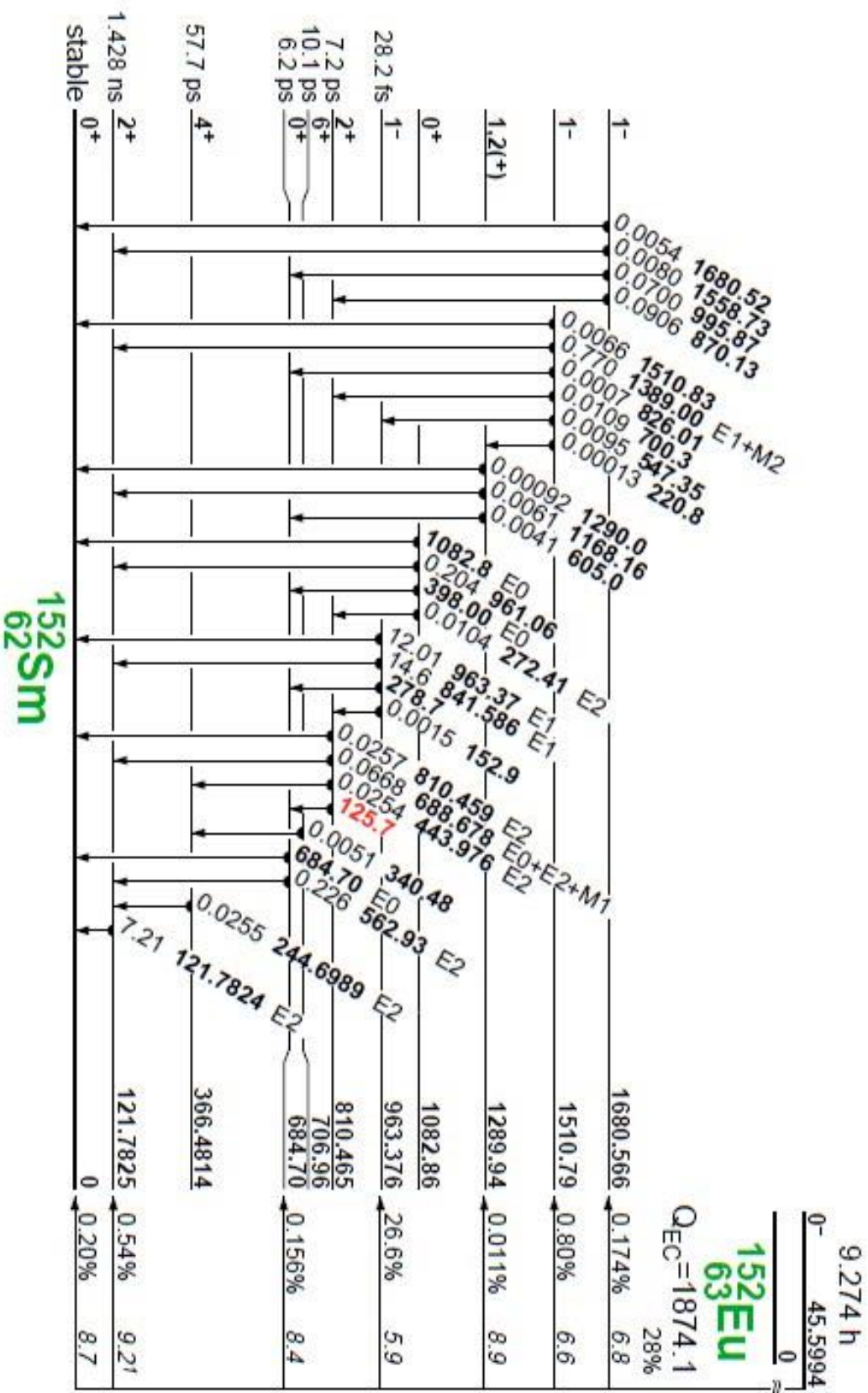
M2 13000 -1 \$ _____Al_____

M3 7000 -0.755267 8000 -0.231782 18000 -0.012827 6000 -0.000124
M4 26000 -1
M5 23000 -0.509415 15000 -0.329768 6000 -0.127874
NPS 20000000

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β

Διαγράμματα αποδιέγερσης ^{152}Eu





ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- ¹ Π.Α Ασημακοπούλου, *Εισαγωγή στη Πυρηνική φυσική* (2002).
- ² G.D.A. COTTINGHAM W. NOEL, *ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗΝ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ* (χ.χ.).
- ³ G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (2000).
- ⁴ Z.& D. Taylor, *Modern Physics for Scientists and Engineers*, 2nd Edition (Pearson, 2004).
- ⁵ N. Tsoulfanidis και S. Landsberger, *Measurement & detection of radiation* (χ.χ.).
- ⁶ J.D.H. Gordon Gilmore, *Practical gamma-ray spectrometry*, 2nd έκδ. (2008).
- ⁷ Β. Μιχαλοπούλου-Πετροπούλου και V. Michalopoulou-Petropoulou, (2015).
- ⁸ *Εργαστήριο Οπτοηλεκτρονικής και Laser ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΘΕΩΡΙΑΣ ΗΜΙΑΓΩΓΩΝ Γ. Μήτσου* (χ.χ.).
- ⁹ Ε.Ν. ΓΑΖΗΣ, *ΙΟΝΤΙΖΟΥΣΕΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΕΣ- ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΣΤΗΝ ΒΙΟΛΟΓΙΑ ΚΑΙ ΤΗΝ ΙΑΤΡΙΚΗ* (1999).
- ¹⁰ C.A. Kalfas, M. Axiotis, και C. Tsabaris, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. (2016).
- ¹¹ T. Vidmar, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. (2005).
- ¹² M.C. Team, *MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 Volume I: Overview and Theory X-5 Monte Carlo Team* (2003).
- ¹³ J.K. Shultis και R.E. Faw, *AN MCNP PRIMER by* (2004).
- ¹⁴ A.N. Berlizon, στο (2006), σσ 183–194.
- ¹⁵ (χ.χ.).
- ¹⁶ N.Q. Huy, D.Q. Binh, και V.X. An, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. **573**, 384 (2007).
- ¹⁷ K. Debertin και R.G. Helmer, *Gamma- and x-ray spectrometry with semiconductor detectors* (North-Holland, 1988).