ΔΙΑΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΟ ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ ΣΤΗΝ ΙΑΤΡΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ – ΑΚΤΙΝΟΦΥΣΙΚΗ



Διπλωματική εργασία

Βαθμονόμηση φορητού

ανιχνευτή HPGe για in situ μετρήσεις

Ονοματεπώνυμο φοιτητή Ράλλης Σταμάτης

Επιβλέποντες:

Δρ. Καραΐσκος Παντελής

Δρ. Κωνσταντίνος Ποτηριάδης

AOHNA 2018

Κεφάλαιο 1: Περίληψη εργασίας	5
Κεφάλαιο 2: Εισαγωγή	6
2.1 In situ γάμμα φασματοσκοπία	6
2.2 Χρήση in situ γάμμα φασματοσκοπίας	6
2.3 Πλεονεκτήματα-Μειονεκτήματα in situ γάμμα φασματοσκόπίας	7
2.4 Εφαρμογές in situ γάμμα φασματοσκοπίας	9
Κεφάλαιο 3: Διαδικασία πειραματικής βαθμονόμησης in situ ανιχνευτή	10
3.1 Εισαγωγή	10
3.2 Συντελεστές βαθμονόμησης	10
3.2.1 Εισαγωγή	10
3.2.2 Υπολογισμός ροής που φθάνει στον ανιχνευτή	12
3.2.3 Παράγοντας ΝΟ/Φ	21
3.2.4 Παράγοντας γωνιακής απόκρισης <i>Nf/N</i> 0	22
3.2.5 Οι παράγοντες φ/Α, φ/Ι	27
Κεφάλαιο 4 Γαμμα in situ φασματοσκοπια - Πειραματική βαθμονόμηση	32
4.1 Εισαγωγή	32
4.2 Ο Ανιχνευτής του πειράματος	32
4.3 Πυρηνικά ηλεκτρονικά ανιχνευτή HPGe	32
4.4 Πειραματικός προσδιορισμός του παράγοντα απόκρισης ($N0/Φ$)	34
4.5 Προσδιορισμός συντελεστή Νf/N0	39
4.5.1 Προσδιορισμός λόγου Νθ/ΝΟ (Πειραματικός προσδιορισμός)	40
4.5.2 Προσδιορισμός λόγων φθ/φ0 (Πειραματικός προσδιορισμός)	43
4.5.3 Τελικός προσδιορισμός παράγοντα γωνιακής απόκρισης Nf/NO	43
4.6 Προσδιορισμός των λόγων φ/Α	49
4.7 Συμπεράσματα	57
Κεφαλαιο 5	58
5.1 Εισαγωγη	58
5.2 Μελλοντικές επεκτάσεις	58
ПАРАРТНМА 1	60
ПАРАРТНМА 2	66
ПАРАРТНМА 3	94
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	98

Ευχαριστίες,

Για την ολοκλήρωση της παρούσας ΔΕ, συνέβαλαν κάποιοι άνθρωποι, τους οποίους σε αυτό το σημείο θα ήθελα να ευχαριστήσω.

Θα ήθελα να εκφράσω τις ειλικρινείς ευχαριστίες μου στο κ. Κωνσταντίνο Ποτηριάδη Δρ.ΕΕΑΕ,για την ευκαιρία που μου έδωσε να εργασθώ στο χώρο της Ελληνικής Επιτροπής Ατομικής Ενέργειας, ώστε να πραγματοποιηθεί αυτή η εργασία, την προσφορά των υλικών υποδομών καθώς και όλων των χώρων του εργαστηρίου για να εργαστώ, καθώς και την εμπιστοσύνη που έδειξε στο πρόσωπο μου, ώστε να αναλάβω να φέρω εις πέρας την εργασία αυτή. Τον ευχαριστώ επίσης για την άμεση και απλόχερη βοήθεια του σε οποιαδήποτε απορία προέκυψε. Ήταν τιμή μου η συνεργασία μας.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω από καρδίας και τον κ. Κωνσταντίνο Καρφόπουλο, Δρ.ΕΕΑΕ, για την αμέριστη συμπαράσταση και βοήθεια του σε όλο αυτόν τον αγώνα μου για την εκπόνηση αυτής της εργασίας. Μόνο με την πολύτιμη και αξιέπαινη βοήθεια και καθοδήγηση που μου προσέφερε σε συνδυασμό με την επιμονή και υπομονή του, μπόρεσα να ξεπεράσω οποιοδήποτε εμπόδιο στο δρόμο για την επίπονη εκπόνηση αυτής της εργασίας και τον ευχαριστώ ειλικρινά για όλα.

Τριμελής Εξεταστική Επιτροπή,

Δρ. Καραΐσκος Παντελής

Δρ. Ποτηριάδης Κωνσταντίνος

Δρ. Καρφόπουλος Κωσνταντίνος

Στους γονέις μου,

Κεφάλαιο 1: Περίληψη εργασίας

Στη συγκεκριμένη ΔΕ, πραγματοποιήθηκε η βαθμονόμηση ενός ανιχνευτή HPGe ο οποίος ανήκει στην Ελληνική Επιτροπή Ατομικής Ενέργειας (ΕΕΑΕ), ώστε να γίνει δυνατή η χρήση του σε in situ μέτρηση στο πεδίο.

Στο δεύτερο κεφάλαιο της ΔΕ, αναπτύσσεται θεωρητικά η έννοια της in situ φασματοσκοπίας, του τρόπου εφαρμογής της στο πεδίο καθώς και των πληροφοριών που λαμβάνονται από αυτήν. Επιπλέον γίνεται σύγκριση της μεθόδου in situ με τη μέθοδο εργαστηριακής ανάλυσης δείγματος από το χώμα. Τέλος, αναφορά γίνεται στις διάφορες εφαρμογές στις οποίες μπορεί να γίνει χρήση της in situ φασματοσκοπίας.

Στο τρίτο κεφάλαιο, αναλύεται σε θεωρητική βάση ο ημι-εμπειρικός τρόπος βαθμονόμησης του ανιχνευτή για in situ μέτρηση στο πεδίο όπως πραγματοποιήθηκε στη βιβλιογραφια (Beck H. et al, 1972) (Miller K. and Shebell P.,1993) Αναφέρεται ο κύριος συντελεστής βαθμονόμησης, η σημασία του καθώς και η εξίσωση μέσω της οποίας υπολογίστηκε. Στη συνέχεια αναλύονται λεπτομερέστερα οι τρεις επιμέρους συντελεστές της σχέσης αυτής. Η ανάλυση αυτή περιλαμβάνει βιβλιογραφικές απεικονίσεις με τη μορφή σχημάτων για τους συντελεστές αυτούς, καθώς και πίνακες απαραίτητους για τον προσδιορισμό τους. Επίσης, αναγράφονται οι μαθηματικές σχέσεις μέσω των οποίων προσδιορίζεται (από την προαναφερθείσα βιβλιογραφία), η ροή που φτάνει στον ανιχνευτή από ισότοπα που βρίσκονται στο έδαφος. Τέλος, αναγράφονται οι πηγές αβεβαιότητας που προκύπτουν σε μια in situ μέτρηση στο πεδίο.

Στο τέταρτο κεφάλαιο, περιγράφεται η πειραματική διαδικασία βαθμονόμησης που πραγματοποιήθηκε στη συγκεκριμένη ΔΕ. Αναφέρονται τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή που χρησιμοποιήθηκε καθώς και των επιμέρους συστημάτων που είναι απαραίτητα για την πραγματοποίηση του πειράματος (συμπεριλαμβάνεται φωτογραφικό υλικό). Στη συνέχεια, περιγράφεται η πειραματική διαδικασία που πραγματοποιήθηκε για τον προσδιορισμό των επιμέρους λόγων της κύριας εξίσωσης της βαθμονόμησης. Τα αποτελέσματα των πειραματικών μετρήσεων στη συνέχεια απεικονίζονται μέσω πινάκων και καμπυλών, ενώ παράλληλα γίνεται σύγκριση με τη βιβλιογραφία για έλεγχο της ορθότητας τους.

Τέλος, απεικονίζονται τα αποτελέσματα υπολογισμού του κύριου συντελεστή βαθμονόμησης, καθώς και τα συμπεράσματα για την πιθανή μελλοντική χρήση της καμπύλης βαθμονόμησης της συγκεκριμένης ΔΕ για in situ μέτρηση στο πεδίο.

Κεφάλαιο 2: Εισαγωγή

2.1 In situ γάμμα φασματοσκοπία

Η in situ γάμμα φασματοσκοπική ανάλυση παρέχει ένα μέσο για τον πλήρη χαρακτηρισμό ενός πεδίου γάμμα ακτινοβολίας, επιτρέποντας τον άμεσο και ακριβή καθορισμό των ραδιοϊσοτόπων του πεδίου. (Uyttenhove J., 2005) (πχ. για την περίπτωση των περιβαλλοντικών ραδιολογικών μελετών, τα ραδιοϊσότοπα που βρίσκονται στο έδαφος). Η ονομασία της πηγάζει από τη λατινική γλώσσα, σημαίνει 'στο ακριβές μέρος' και υποδηλώνει ότι η μέτρηση και η ανάλυση του φάσματος των φωτονίων που προέρχονται από τα διάφορα ραδιενεργά ισότοπα, θα λάβει μέρος στην περιοχή όπου αυτά βρίσκονται.

Η απαρχή της τεχνικής αυτής, συναντάται στην περίοδο των δοκιμών πυρηνικών όπλων κατά την οποία παρείχε γρήγορη και αξιόπιστη πληροφορία για τα ραδιενεργά ισότοπα που απελευθερώνονταν στο περιβάλλον από αυτές. Επίσης, ήταν ένα μέσο διαχωρισμού των φυσικών πηγών του υποβάθρου από τις τεχνητές, αυτές δηλαδή που παράγονται από τους ανθρώπους, δίνοντας παράλληλα ποσοτικά αποτελέσματα. Ανά τα χρόνια, χρησιμοποιήθηκε για την ανάλυση ραδιενεργών πηγών στο περιβάλλον, όχι μόνο μέσω ανιχνευτών που τοποθετούνται στο έδαφος αλλά και μέσω ανιχνευτών σε οχήματα ή αεροσκάφη, σε περιπτώσεις όπου η προς μελέτη περιοχή είναι δύσβατη ή επικίνδυνη για σοβαρή ραδιενεργή μόλυνση του ανθρώπου. (Miller K. and Shebell P.,1993)

2.2 Χρήση in situ γάμμα φασματοσκοπίας

Η τεχνική της in situ γ-φασματοσκοπίας πραγματοποιείται με ανιχνευτική διάταξη η οποία αποτελείται από έναν ανιχνευτή γ-ακτινοβολίας, τα πυρηνικά ηλεκτρονικά του συστήματα, καθώς και έναν ηλεκτρονικό υπολογιστή ο οποίος περιέχει το λογισμικό λήψης και ανάλυσης του φάσματος. (Reguigui N., 2006)

Η πληροφορία για την παρουσία ραδιοϊσοτόπων σε κάποιο πεδίο μέσω της in situ γφασματοσκοπικής ανάλυσης, λαμβάνεται από το λογισμικό που χρησιμοποιείται στη διαδικασία. Η θέση των φωτοκορυφών στο φάσμα καθορίζει την ενέργεια των φωτονίων που ανιχνεύτηκαν και άρα τα ισότοπα που περιέχονται στο υπό εξέταση πεδίο (ποιοτικός προσδιορισμός) ενώ το εμβαδόν τους, τη συγκέντρωση του κάθε ισοτόπου (ποσοτικός προσδιορισμός).

Στις μέρες μας, δυο είδη ανιχνευτών χρησιμοποιούνται κυρίως για την in situ γφασματοσκοπία. Οι σπινθηριστές ιωδιούχου νατρίου NaI(Tl), και οι υψηλής καθαρότητας ημιαγωγοί γερμανίου, HPGe (Boson J., 2008).

Οι σπινθηριστές NaI(Tl) έχουν τυπικές διαστάσεις 1x1 και 3x3 ίντσες για φορητές εφαρμογές. Είναι μικροί σε μέγεθος και σχετικά οικονομικοί (IAEA, 2017). Παρ'όλα αυτά έχουν μεγάλο μειονέκτημα όταν χρησιμοποιούνται στη φασματοσκοπία, λόγω της χαμηλής ενεργειακής τους διακριτικής ικανότητας κάτι που κάνει δύσκολη την ανίχνευση ραδιοϊσοτόπων τα οποία εκπέμπουν φωτόνια σε παραπλήσιες ενέργειες.

Οι ημιαγωγοί HPGe είναι οι ανιχνευτές που κυρίως χρησιμοποιούνται στην in situ γάμμα φασματοσκοπία. Διαθέτουν υψηλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα, γεγονός που τους καθιστά ικανούς να ανιχνεύουν φωτόνια παραπλήσιων ενεργειών με μεγάλη ακρίβεια. Επιπλέον,η απόδοση τους μπορεί να κυμαίνεται στα ίδια επίπεδα με την απόδοση των 3x3 NaI(Tl) ανιχνευτών. (Miller K. and Shebell P.,1993)

Επιπλέον,ανάλογα με την ενεργειακή περιοχή που πρόκειται να εξεταστεί, είναι δυνατή και η επιλογή μεταξύ ανιχνευτών Ge, τύπου p και τύπου n. Για εφαρμογές που χρειάζονται μετρήσεις φωτονίων χαμηλών ενεργειών, (E < 200 keV, πχ²⁴¹Am, 59.54keV), οι ανιχνευτές Ge τύπου n έχουν μεγαλύτερη ευαισθησία (Miller K. and Shebell P.,1993) ενώ όταν δεν ενδιαφέρει η μέτρηση τέτοιων φωτονίων, χρησιμοποιούνται συνήθως ανιχνευτές τύπου p λόγω χαμηλότερου κόστους.

2.3 Πλεονεκτήματα-Μειονεκτήματα in situ γάμμα φασματοσκόπίας

Ο ανιχνευτής που χρησιμοποιείται κατά την in situ γ-φασματοσκοπική μέτρηση, τοποθετείται σε τρίποδο, συνήθως σε απόσταση 1m από την επιφάνεια του εδάφους. Σε αυτό το ύψος υπολογίζεται η δόση στην περιοχή της λεκάνης του μέσου ανθρώπου.Το παρακάτω σχήμα (2.1), δείχνει τη σχετική συνεισφορά στη ροή των φωτονίων από διάφορα 'δαχτυλιδια' εδαφικής περιοχής που βρίσκονται γύρω από έναν ανιχνευτή που έχει τοποθετηθεί σε απόσταση 1m από το έδαφος, για μια τυπική πηγή Cs-137 (662 keV) στο περιβάλλον. Επομένως από ένα μόνο σημείο μέτρησης, μπορούν να ληφθούν πληροφορίες για τη συγκέντρωση των ραδιενεργών ισοτόπων μιας μεγάλης έκτασης (Miller K. and Shebell P.,1993) Σημειώνεται ότι το ''οπτικό πεδίο'' του ανιχνευτή είναι μεγαλύτερο για πηγές μεγαλύτερων ενεργειών καθώς και για πηγές κοντά στην επιφάνεια του εδάφους. Τέλος, ανάλογα με την ενέργεια των πηγών, ο ανιχνευτής είναι δυνατό να 'βλέπει' σε βάθος 15-30 cm κάτω από το έδαφος (Helfer I., and Miller K., 1988).



>10m**-15%**

Σχήμα 2.1 : Συνεισφορα της συνολικης 662 keV πρωτογενους ροης στο 1m πανω από το εδαφος για μια τυπικη κατά βάθος κατανομη πηγης Cs-137.

Συγκριτικά με την εργαστηριακή ανάλυση ενός δείγματος –in vitro- που προέρχεται από το έδαφος, η in situ μέθοδος, μπορεί να προσφέρει σημαντικά πλεονεκτήματα.

Οι μετρήσεις in situ, λαμβάνονται σε πραγματικό χρόνο και μπορούν να ερμηνευθούν άμεσα. Επιπλέον, η in situ μέθοδος εξετάζει ολόκληρο το προς μελέτη τμήμα μιας περιοχής και όχι ένα δείγμα από αυτό, επομένως μπορεί να δοθεί έτσι μια πιο αντιπροσωπευτική απεικόνιση της κατανομής των ραδιονουκλιδίων μιας μεγάλης περιοχής. Αυτό δεν καθίσταται δυνατό με την in vitro ανάλυση, διότι το μέρος του δείγματος που θα εξαχθεί και θα μελετηθεί μπορεί να μην είναι αντιπροσωπευτικό για την εξαγωγή συμπερασμάτων σχετικά με ολόκληρη την υπό εξέταση περιοχή. (Bronson F., 2001).

Κατά την in situ μέτρηση, αποφεύγονται, ελαχιστοποιούνται ή εξαλείφονται όλοι οι κίνδυνοι που σχετίζονται με τη μεταφορά του δείγματος, όπως το κόστος, ή η πιθανότητα τραυματισμού κατά τη μεταφορά, καθώς και ο χρόνος που δαπανάται για όλη τη διαδικασία, (Bronson F., 2001)

Το πιο σημαντικό μειονέκτημα της in situ γάμμα φασματοσκοπίας, είναι ότι η ακρίβεια των μετρήσεων της εξαρτάται άμεσα από τη γνώση των χαρακτηριστικών του εδάφους και της κατά βάθους κατανομής των ραδιενεργών πηγών σε αυτό. (Lettner et al, 1996). Η μετατροπή των γεγονότων στο φάσμα του ανιχνευτή κατά την in situ ανάλυση, σε μονάδες ενεργότητας των πηγών εντός εδάφους (π.χ. Bq/kg), είναι συνάρτηση της ροής που φτάνει στον ανιχνευτή, η οποία με τη σειρά της εξαρτάται από τον τρόπο κατανομής των ραδιονουκλιδίων στο έδαφος όπως θα εξηγηθεί και στο παρακάτω κεφάλαιο. Επομένως, θα πρέπει να υπάρχει γνώση της

κατανομής των ραδιοϊσοτόπων στο έδαφος, έτσι ώστε η ποσοτικοποίηση τους να είναι ακριβής (MacDonald J. et Al., 1997).

Επιπλέον, η κατά βάθος κατανομή των πηγών, όπως και οι ιδιότητες του εδάφους, μπορεί να παρουσιάζουν διακυμάνσεις στην περιοχή που πρόκειται να μελετηθεί και έτσι να επηρεάζουν τα αποτελέσματα των μετρήσεων (Laedermann J.P. et al 1997). Ειδικότερα για πηγές που έχουν εναποτεθεί στο έδαφος πρόσφατα μετά από πχ πυρηνικό ατύχημα, περιβαλλοντικοί ή ανθρωπογενείς παράγοντες που συνδέονται με το έδαφος, όπως πχ ο δυνατός αέρας, η διάβρωση του εδάφους λόγω βροχοπτώσεων, ή κάποια ανθρώπινη εργασία στο έδαφος (σκάψιμο, όργωμα, γεώτρηση κλπ) είναι δυνατό να επηρεάσουν την κατανομή των πηγών σε αυτό (Helfer I. and Miller K., 1988) (Laedermann J.P. et al, 1997), με αποτέλεσμα να δημιουργηθούν ανομοιογένειες και έτσι τα αποτελέσματα της μέτρησης της in situ φασματοσκοπίας να μην είναι εύστοχα.

2.4 Εφαρμογές in situ γάμμα φασματοσκοπίας

Σήμερα, η in situ γάμμα φασματομετρία, χρησιμοποιείται σε μια ευρεία γκάμα εφαρμογών, όπως η επίβλεψη των φυσικών καθώς και τεχνητών ραδιονουκλιδίων και αντίστοιχων γάμμα πεδίων στο περιβάλλον ή σε εργασιακούς χώρους. Βρίσκει επίσης ενεργό εφαρμογή στη λειτουργική καθώς και αναγκαία (πιθανόν λόγω ατυχήματος) επίβλεψη πυρηνικών εγκαταστάσεων και των γύρω περιοχών τους, σε αποθήκες καυσίμων και σε περιοχές απόθεσης πυρηνικών αποβήτων, μετρήσεις σε περιοχές ραδιενεργούς ρύπανσης και χαρτογράφηση, ως εργαλείο μελέτης σε και σε γεωλογική έρευνα και χαρτογράφηση εδαφικού χώρου (Kluson J., 2001).

Πέρα όμως από τη χαρτογράφηση περιοχών, μπορεί να χρησιμοποιηθεί και στη μελέτη της κατά βάθος κατανομής ισοτόπων σε μια περιοχή. Για τον σκοπό αυτό, έχουν εφαρμοστεί τρείς κατηγορίες τρόπων υπολογισμού της κατανομής συγκέντρωσης ραδιοϊσοτόπων στο έδαφος όπως περιγράφονται και βιβλιογραφικά (Benke R.R. and Kearfott K.J.,2001), (Tiancheng F. et al.,2011). Αυτές είναι οι παρακάτω.

α) Μέθοδος πολλαπλών φωτοκορυφών, μέσω γραμμικής συσχέτισης μεταξύ του λόγου εξασθένησης για τα φωτόνια διαφορετικών ενεργειών που εκπέμπονται από το ίδιο ισότοπο.

β) Μέθοδος φωτοκορυφής προς κοιλάδα (peak to valley) κατά την οποία συγκρίνεται ο αριθμός των φωτονίων που φτάνουν στον ανιχνευτή χωρις να έχουν αλληλεπιδράσει με το υλικό του εδάφους και του αριθμού φωτονίων που φτάνουν στον ανιχνευτή μετά από σκεδάσεις στο υλικό του εδάφους.

γ) Μέθοδος πλάκας μολύβδου η οποία τοποθετείται μεταξύ ανιχνευτή και εδάφους με τέτοιο τρόπο ώστε ο ανιχνευτής να αποκρίνεται κάθε φορά σε φωτόνια που προέρχονται από βαθύτερα ή ρηχότερα φωτόνια που προέρχονται από το έδαφος.

Κεφάλαιο 3: Διαδικασία πειραματικής βαθμονόμησης in situ ανιχνευτή

3.1 Εισαγωγή

Ο σκοπός της βαθμονόμησης μιας διάταξης in situ φασματοσκοπίας με ανιχνευτή Γερμανίου, είναι η εύρεση κατάλληλου λόγου ο οποίος να συσχετίζει τα γεγονότα που καταγράφονται στο φάσμα που λαμβάνεται από το ανιχνευτικό σύστημα, με τις πραγματικές τιμές της συγκέντρωσης των ισοτόπων στο έδαφος στα οποία αντιστοιχούν (Beck H. et al, 1972).

Βαθμονομώντας τον ανιχνευτή στο εργαστήριο με τη βοήθεια σημειακών πηγών, πετυχαίνουμε τη συσχέτιση της απόκρισης του ανιχνευτή σε όρους κρούσεων εντός των φωτοκορυφών σε ένα φάσμα για μια δεδομένη ροή, με την ενέργεια των φωτονίων καθώς και με τη γωνία πρόσπτωσης τους στον ανιχνευτή, μέσω συνάρτησης που περιγράφεται παρακάτω. Επομένως η περιοχή των φωτοκορυφών στο φάσμα, είναι ένα μέτρο της πραγματικής ροής που προσπίπτει στον ανιχνευτή όταν αυτός καταμετρά στο πεδίο.

3.2 Συντελεστές βαθμονόμησης

3.2.1 Εισαγωγή

Το βασικό πρόβλημα της βαθμονόμησης της γ-φασματοσκοπίας πεδίου, είναι ότι συνήθως δεν είναι διαθέσιμη μία πρότυπη πηγή, που θα περιέχει τα ισότοπα των οποίων η ανίχνευση ενδιαφέρει στην κατάλληλη γεωμετρία (π.χ. επιφανειακή πηγή Cs-137 ακτίνας αρκετών μέτρων). Για το σκοπό αυτό έχουν αναπτυχθεί τεχνικές πειραματικής βαθμονόμησης, οι οποίες βασίζονται σε πειράματα που γίνονται με πιστοποιημένες σημειακές πηγές.

Η πιο γνωστή μέθοδος για τη μετατροπή του πειραματικού φάσματος των κρούσεων διάφορων ισοτόπων σε μεγέθη που μας ενδιαφέρουν (όπως ενεργότητα των πηγών στο έδαφος, και ρυθμός έκθεσης τους στον αέρα), αναπτύχθηκε στο Health and Safety Laboratory, USA (τώρα γνωστό ως Environmental Measurements Laboratory) το 1973 και βιβλιογραφικά περιγράφεται στης ακόλουθες αναφορές (Beck H. et al, 1973) (Helfer I. and Miller K.,1988) (Dewey S.C. et al,2010) και (Miller K. and Shebell P.,1993) κλπ. Η μέθοδος αυτή, η οποία εφαρμόστηκε και στην παρούσα ΔΕ, στηρίζεται στον προσδιορισμό τριών διαφορετικών λόγων, οι οποίοι είναι δυνατό να καθοριστούν πειραματικά και θεωρητικά. Το γινόμενο των τριών αυτών λόγων αποτελεί το ζητούμενο συντελεστή βαθμονόμησης ως ακολούθως (Beck H. et al, 1973)

$$\frac{\dot{N}_{f}}{A} = \frac{\dot{N}_{0}}{\Phi} \frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}} \frac{\Phi}{A} \qquad 3.1(\alpha)$$

Όπου

- Nf A : ο αριθμός φωτονίων ενέργειας Ε που αποθέτουν στη μονάδα του χρόνου πλήρως την ενέργειά τους στον ανιχνευτή, ανά μονάδα ραδιενέργειας του ισοτόπου στο έδαφος. Ο συντελεστής αυτός αποτελεί το ζητούμενο συντελεστή βαθμονόμησης και έχει οριστεί και ως ολικός συντελεστής της βαθμονόμησης (Boson J. et al, 2006).
- N₀/Φ : Ο ρυθμός καταγραφόμενων γεγονότων στην κορυφή πλήρους απορρόφησης φωτονίων ενέργειας Ε, τα οποία αντιστοιχούν σε παράλληλη δέσμη φωτονίων που προσπίπτει κάθετα στον ανιχνευτή, ανά μονάδα ροής φωτονίων. Ο όρος αυτός εξαρτάται αποκλειστικά από τον ανιχνευτή.

 $\frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}} : \Sigma$ υντελεστής γωνιακής διόρθωσης που εφαρμόζεται στο λόγο $\frac{\dot{N}_{0}}{\phi}$, έτσι ώστε να ληφθεί υπ όψιν ότι δέσμες φωτονίων οι οποίες προέρχονται από εξωτερικές πηγές στο περιβάλλον δε θα προσπίπτουν μόνο κάθετα στην εμπρόσθια επιφάνεια του ανιχνευτή αλλά και υπό γωνία, δηλαδή στις πλαϊνές του επιφάνειες. Σε περίπτωση που ο ανιχνευτής έχει την ίδια απόκριση σε όλη τη στερεά γωνία κατά την οποία προσπίπτει το σύνολο των φωτονίων σε αυτόν, ο συντελεστής γωνιακής διόρθωσης είναι ίσος με τη μονάδα.(Beck H. et al,1972). Ο όρος αυτός εξαρτάται τόσο από τον ανιχνευτή όσο και από τη γεωμετρία της πηγής.

Α : Λόγος ροής φωτονίων ενέργειας Ε που εκπέμπονται από συγκεκριμένο ισότοπο (και τα θυγατρικά του) και φτάνουν στον ανιχνευτή χωρίς να έχουν υποστεί

(και τα θυγατρικά του) και φτανούν στον ανιχνευτή χωρις να έχουν υποστεί σκέδαση, ως προς την ενεργότητα του ισοτόπου. Ανάλογα με την κατά βάθος κατανομη του εξεταζόμενου ισοτόπου στο έδαφος, η ενεργότητα αυτού εκφράζεται Bq cm⁻², για επιφανειακή κατανομή ή Bq g⁻¹ για εκθετική κατανομή.

Σε περιπτώσεις όπου ενδιαφέρει περισσότερο ο ρυθμός ισοδύναμης δόσης από συγκεκριμένο ισότοπο του εδάφους χρησιμοποιείται η σχέση 3.1(β)

$$\frac{\dot{N}_{f}}{I} = \frac{\dot{N}_{0}}{\Phi} \frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}} \frac{\Phi}{I} \qquad 3.1(\beta)$$

όπου

 Nf I: Ο αριθμός φωτονίων συγκεκριμένης ενέργειας Ε που αποθέτουν στη μονάδα του χρόνου πλήρως την ενέργειά τους στον ανιχνευτή, ανά μονάδα ισοδύναμης δόσης λόγω της παρουσίας του ισοτόπου στο έδαφος. Ο συντελεστής αυτός αποτελεί το ζητούμενο συντελεστή βαθμονόμησης.

- $\frac{\Phi}{I}$: Ο λόγος ροής φωτονίων της εν λόγω ενέργειας Ε που εκπέμπονται από συγκεκριμένο ισότοπο και φτάνουν στον ανιγνευτή χωρίς να έγουν υποστεί σκέδαση, ανά μονάδα ισοδύναμης δόσης λόγω της παρουσίας του ισοτόπου στο έδαφος. Για επιφανειακή κατανομή, μονάδα μέτρησης του λόγου αυτού είναι photons $cm^{-2}sec^{-1}$ / μR sec^{-1} , $\varepsilon v \omega$ yia ouoiouopon photons $g^{-1}sec^{-1}$ / μR sec^{-1} .

3.2.2 Υπολογισμός ροής που φθάνει στον ανιχνευτή

Στη βιβλιογραφία, περιγράφονται δύο μοντέλα υπολογισμού της ροής που φθάνει στον ανιχνευτή από το έδαφος και περιγράφονται παρακάτω. Το πρώτο περιγράφεται στην εργασία των (Miller K.M. and Shebell P., 1993) και η δεύτερη στην εργασία των (Beck H. et al 1972).

3.2.2^α Το μοντέλο Miller – Shebell

Το θεωρητικό μοντέλο για μια μέτρηση in situ όπως διαμορφώθηκε από τους Miller, Shebell το 1993, βασίζεται στο παρακάτω σχήμα (Σχήμα 3.1)



Σχήμα 3.1: Θεωρητικό μοντέλο για μια in situ μέτρηση (K.M. Miller & P. Shebell, 1993)

Ένας ανιχνευτής βρίσκεται πάνω από το έδαφος στο οποίο θεωρείται ότι υπάρχει κατά βάθος κατανομή ισοτόπων. Για το στοιχειώδη όγκο/πηγή dV και καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων, η συνολική ροή φ (photons cm⁻² sec⁻¹) φωτονίων συγκεκριμένης ενέργειας Ε που φτάνουν στον ανιχνευτή χωρίς να έχουν υποστεί σκέδαση υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση:

$$\Phi = \int_{V} \frac{f(r)}{4\pi (r_{D} - r)^{2}} \exp\left[-\frac{\mu_{s}}{\rho} \rho(r_{i} - r) - \frac{\mu_{\alpha}}{\rho_{a}} \rho_{a}(r_{D} - r_{i})\right] dV \quad (3.2)$$

όπου

- f(r): η ένταση της στοιχειώδους πηγής η οποία βρίσκεται στο σημείο που ορίζει το διάνυσμα r (gammas sec^{-1})
- μ_s /ρ: ο ολικός μαζικός συντελεστής εξασθένησης των φωτονίων ενέργειας E(keV) στο έδαφος πυκνότητας p $(\frac{cm^2}{g})$
- μ_{α}/ρ_{a} : ο ολικός μαζικός συντελεστής εξασθένησης των φωτονίων ενέργειας Ε (keV) στον αέρα πυκνότητας $p_{a}(\frac{cm^{2}}{g})$

ο πρώτος και ο δεύτερος εκθετικός όρος, εκφράζουν την εξασθένηση που υφίσταται η ακτινοβολία στο έδαφος και τον αέρα αντιστοιχα ο όρος $\frac{1}{4\pi(r_D-r)^2}$ εκφράζει την εξασθένηση της έντασης ακτινοβολίας λόγω απόστασης από την πηγή (νόμος αντίστροφου τετραγώνου).

Κατά βάθος κατανομές ισοτόπων στο έδαφος

Για τον προσδιορισμό της συνάρτησης f(r) της σχέσης (3.2), είναι απαραίτητη η γνώση της κατά βάθος κατανομής των ραδιοϊσοτόπων στο έδαφος (Miller K.M. and Shebell P., 1993)

Τα ραδιονουκλίδια που βρίσκονται κάτω από την επιφάνεια του εδάφους, μπορεί να θεωρηθούν φυσικά ή τεχνητά. Τα πιο κοινά φυσικά ραδιονουκλίδια είναι της σειράς του ^{238}U , του ^{232}Th καθώς και το ^{40}K (Miller K.M. and Shebell P.,1993) (Hendriks P.H.G.M et al,1999). Οι τεχνητές πηγές περιλαμβάνουν ραδιοϊσότοπα που αποτίθενται στο έδαφος λόγω πυρηνικών δοκιμών, πυρηνικών ή ραδιολογικών ατυχημάτων (Miller K.M. and Shebell P., 1993).

Τα ισότοπα που αποτίθενται στο έδαφος, μπορεί να θεωρηθεί ότι κατανέμονται επιφανειακά στα αρχικά στάδια της απόθεσης τους, ενώ με το χρόνο λαμβάνεται υπ όψιν και η κατακόρυφη μετανάστευση τους μέσα στο έδαφος. Σε αυτήν την περίπτωση, γίνεται συνήθως υπόθεση μόνο κατακόρυφης μετανάστευσης των ραδιοϊσοτόπων. Η ένταση της πηγής εκφράζεται ως συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης της από την επιφάνεια του χώματος -z- και έτσι μπορέι να εκφραστεί ως συνάρτηση του βάθους f(z). Για τα ισότοπα των φυσικών ραδιενεργών σειρών, μπορέι να γίνει υπόθεση ομοιόμορφης κατανομής (Miller K.M. and Shebell P., 1993)

Ακολούθως, εξετάζεται η μορφή της συνάρτησης f(z) για τις περιπτώσεις (α) εκθετικής κατά βάθος κατανομής (β) ομοιόμορφης κατανομής και (γ) επιφανειακής κατανομής.

(a) Εκθετική κατανομή ισοτόπων: Μετά την παρέλευση ικανοποιητικού χρονικού διαστήματος από τη στιγμή της επιφανειακής απόθεσης ισοτόπων στο έδαφος, η κατά βάθος κατανομή τους μπορεί να θεωρηθεί εκθετική (Miller K.M. and Shebell P., 1993) ακολουθώντας τον παρακάτω τύπο

$$f(z) = S_0 \exp(-\frac{z}{L}) = S_0 \exp(-\frac{a}{\rho}\rho z)$$
 (3.3)

όπου

- So: Η συνολική ενεργότητα (total inventory) του ισοτόπου η οποία αποτέθηκε αρχικά στην επιφάνεια του εδάφους (photons $cm^{-2}sec^{-1}$) και εν συνεχεία κατανεμήθηκε εκθετικά στην εξεταζόμενη στήλη χώματος, απείρου βάθους.
- α: Το αντίστροφο του μήκους ηρεμίας (cm⁻¹) (α=1/L, όπου L μήκος ηρεμίας). Το μήκος ηρεμίας L, είναι το βάθος (εντός χώματος) στο οποίο έχει κατανεμηθεί το 63% της συνολικής ραδιενέργειας του ισοτόπου (So) σε κατακόρυφη στήλη απείρου βάθους, λόγω της κατακόρυφης διείσδυσης του μέσα στο χώμα (K.Miller, P.Shebell, 1993).
- ρ: Πυκνότητα του χώματος (g cm^{-3})

Η παράμετρος α/ρ ονομάζεται παράμετρος βάθους πηγής, εκφράζει την αυτοαπορρόφηση που υφίστανται τα φωτόνια λόγω της διείσδυσης των ισοτόπων στο υπέδαφος και είναι ενδεικτικό μέγεθος του τρόπου κατανομής των πηγών μέσα σε αυτό, όπως περιγράφεται παρακάτω. (μονάδες $cm^2 g^{-1}$). (Miller K.M. and Shebell P., 1993)

(β) Επιφανειακή κατανομή ισοτόπων : Η επιφανειακή κατανομή ισοτόπων μπορεί να θεωρηθεί υποπερίπτωση της εκθετικής κατανομής, όταν ο παράγοντας 'α' τείνει στο άπειρο (K.Miller, P.Shebell, 1993). Στην περίπτωση αυτή, η ένταση της πηγής διαμορφώνεται στην παρακάτω σχέση:

$$f(z) = S_0 \tag{3.4}$$

όπου όπως ορίσαμε παραπάνω So, η συνολική ενεργότητα του ισοτόπου στην επιφάνεια του εδάφους (photons $cm^{-2}sec^{-1}$).

(γ) **Ομοιόμορφη κατανομή ισοτόπων:** Και η ομοιόμορφη κατανομή των ισοτόπων μπορεί να θεωρηθεί υπο-περίπτωση της εκθετικής κατανομής, στην περίπτωση οπου ο παράγοντας 'α' γίνεται ίσος με το μηδέν (Miller K.M. and Shebell P., 1993). Σε αυτήν την περίπτωση που ισχύει όπως αναφέρθηκε για τα φυσικά ραδιοϊσότοπα, η ένταση της πηγής παίρνει τη μορφή

$$f(z) = S_V \tag{3.5}$$

όπου S_V είναι η ενεργότητα του εξεταζόμενου ισοτόπου ανα μονάδα όγκου στο χώμα (photons cm^{-3} sec).

Υπολογισμός της ροής φωτονίων για διαφορετικές κατά βάθος κατανομές ισοτόπων

Για να γίνει αντιληπτός ο υπολογισμός της ροής των φωτονίων που φθάνει στον ανιχνευτή και συνεπώς η μετέπειτα βαθμονόμηση του, θα πρέπει να περιγραφεί ο

τρόπος τοποθέτησης της ανιχνευτικής διάταξης στο πεδίο. Το μοντέλο που πρότειναν οι (Miller K.M. and Shebell P., 1993) για τον υπολογισμό της ροής και αναφέρθηκε παραπάνω, μπορέι να απλοποιηθεί υποθέτωντας μια επίπεδη διαχωριστική επιφάνεια αέρα-εδάφους και άπειρο όγκο χώματος. Αυτή η ιδιαίτερη γεωμετρία, ονομάζεται γεωμετρία άπειρου ημι-επιπέδου και απεικονίζεται παρακάτω (σχήμα 3.2). Ο ανιχνευτής τοποθετείται έτσι ώστε να συμπίπτει με το σημείο αναφοράς (origin) (βλ. σχήμα 3.1) και η διαχωριστική επιφάνεια εδάφους-αέρα βρίσκεται σε κάθετη απόσταση h κάτω από αυτόν.

Επιπλέον, ο ανιχνευτής τοποθετείται με τον κεντρικό του άξονα κάθετο στο επίπεδο του εδάφους και την μπροστινή του επιφάνεια να κοιτάζει προς τα κάτω. Αυτός ο προσανατολισμός μεγιστοποιεί τη ροή φωτονίων η οποία θα καταγραφεί γι΄αυτό και προτιμάται (Miller K., 1997). Σε περίπτωση που ο ανιχνευτής τοποθετηθεί με την μπροστινή του επιφάνεια προς τα πάνω, η ροή που φτάνει σε αυτόν θα μειώνεται λόγω απορρόφησης των φωτονίων στο υλικό του κρυοστάτη. Για οποιαδήποτε περίπτωση προσανατολισμού του ανιχνευτή από τις δύο που αναφέρθηκαν, ο ανιχνευτής λόγω κυλινδρικού του σχήματος, παρουσιάζει συμμετρική απόκριση κατά την αζιμούθια γωνία περί του κεντρικού του άξονα. (Helfer I. and Miller K., 1988).

Τέλος, θα πρέπει να αναφερθεί ότι τοποθέτηση του ανιχνευτή, με τον άξονα του παράλληλο ως προς το επίπεδο του εδάφους θα δημιουργήσει ασυμμετρία και παράλληλα την ανάγκη πολύπλοκων γωνιακών διορθώσεων για την εξαγωγή αποτελεσμάτων (Miller K., 1997).

Έτσι, η ιδανική εγκατάσταση για μια in situ μέτρηση θεωρείται ένα μεγάλο, επίπεδο και ανοικτό πεδίο με μικρά η καθόλου χαρακτηριστικά στην επιφάνεια του εδάφους και χωρίς εμπόδια που θα μπορούσαν να μειώσουν τη ροή των φωτονίων που φθάνει στον ανιχνευτή και θα οδηγούσαν σε λανθασμένα αποτελέσματα της μέτρησης.



Σχήμα 3.2: Θεωρητικό μοντέλο που χρησιμοποιείται στον υπολογισμό ροής

Από τη σχέση (3.2) και για διαφορετικές κατά βάθος κατανομές ισοτόπων μπορεί να υπολογιστεί η αντίστοιχη ροή φωτονίων ως ακολούθως:

α) Εκθετική κατανομή ισοτόπων: Υποθέτοντας μια εκθετική κατανομή, η εξίσωση (2.2) μπορεί να διαμορφωθεί ως εξής:

$$\Phi = 2\pi \int_{h}^{\infty} \int_{1}^{\infty} \frac{S_{0}}{4\pi\omega} \exp\left(-\frac{a}{\rho}\rho z\right) \exp\left[-\frac{\mu_{s}}{\rho}\rho(z-h)\omega - \frac{\mu_{\alpha}}{\rho_{a}}\rho_{a}h\omega\right] d\omega dz \quad (3.7)$$

Όπου

h:	Απόσταση του ανιχνευτή από το έδαφος
ω:	1/cosθ (η γωνία θ ορίζεται παραπάνω στο σχήμα 3)
$ ho_a h$:	ισοδύναμο πάχος αέρα (g cm^{-2})
ρ(z-h):	ισοδύναμο πάχος χώματος (g cm ⁻²)

Η ακριβής επίλυση της παραπάνω εξίσωσης, είναι η εξής:

$$\frac{\Phi}{S_0} = \frac{1}{2} \left[E_1(\frac{\mu_\alpha}{\rho_a} \rho_a h) - \left(\exp(\frac{a}{\rho} \frac{\mu_\alpha}{\mu_s} \rho_a \mu_a) E_1[(1 + \frac{a}{\rho} \frac{\rho}{\mu_s}) \frac{\mu_\alpha}{\rho_a} \rho_a h] \right)$$
(3.8)

Η συνάρτηση $E_1(x)$, είναι γνωστή ως εκθετικό ολοκλήρωμα και ορίζεται ως:

$$E_1(\mathbf{x}) = \int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t} \,\mathrm{dt} \tag{3.9}$$

Η γραφική παράσταση της παραπάνω συνάρτησης απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα



Σχήμα 3.3: Εκθετικό ολοκλήρωμα $E_1(\mathbf{x})$ (K.Miller, P.Shebell, 1993)

Από την εξίσωση (3.8), μπορεί κανείς να αντιληφθεί ότι η ροή από μια εκθετικά κατανεμημένη πηγή, εξαρτάται από το γινόμενο (α/ρ) (ρ/μ_s) δηλαδή από παραμέτρους που χαρακτηρίζουν το έδαφος. Στο σχήμα 5 παρουσιάζεται ο τρόπος με τον οποίο μεταβάλλεται η ροή φωτονίων διαφορετικών ενεργειών από εκθετικά κατανεμημένες πηγές στο έδαφος, συναρτήσει του παράγοντα α/ρ.



Σχήμα 3.4: Ροή ανά μονάδα ενεργότητας πηγής για μια εκθετικά κατανεμημένη πηγή συναρτήσει της παραμέτρου βάθους πηγής (α/ρ) και του μήκους ηρεμίας (1/α) για τέσσερις διαφορετικές ενέργειες φωτονίων (K.Miller, P.Shebell, 1993). β) Ομοιόμορφη κατανομή: Για ομοιόμορφη κατανομή, η σχέση (3.2) θα γίνει:

$$\Phi = 2\pi \int_{h}^{\infty} \int_{1}^{\infty} \frac{S_{v}}{4\pi\omega} \exp(-\frac{\mu_{s}}{\rho} \rho(z-h)\omega - \frac{\mu_{a}}{\rho_{\alpha}} \rho_{a}h\omega) \, d\omega dz \qquad (3.10)$$

Όπου S_V η ενεργότητα του εξεταζόμενου ισοτόπου ανα μονάδα όγκου (photons cm^{-3} sec⁻¹)

Η ακριβής επίλυση της παραπάνω εξίσωσης (3.10) είναι η:

$$\frac{\Phi}{S_V/\rho} = \frac{1}{2} \frac{\mu_\alpha}{\rho_\alpha} \frac{\rho}{\mu_s} \rho h\left(\frac{exp\left[\left(\frac{\mu_\alpha}{\rho_\alpha}\right)\rho_a h\right]}{\left(\frac{\mu_\alpha}{\rho_a}\right)\rho_a h} - E_1\left(\frac{\mu_\alpha}{\rho_\alpha}\rho_a h\right)\right)$$
(3.11)

Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 3.5) παρουσιάζεται η ροή ανά μονάδα ενεργότητας πηγής συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων που εκπέμπονται από ομοιόμορφα κατανεμημένη πηγή στο έδαφος.



Σχήμα 3.5: Ροή ανά μονάδα ενεργότητας πηγής για ομοιόμορφη κατά βάθος κατανομή συναρτήσει της ενέργειας

γ) Επιφανειακή κατανομή: Τέλος, για επιφανειακή κατανομή, η ροή μπορεί να βρεθεί θεωρώντας ότι ο όρος α/ρ της σχέσης (3.8) τείνει στο άπειρο. Έτσι η ροή θα υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\frac{\Phi}{s_0} = \frac{1}{2} E_1(\frac{\mu_\alpha}{\rho_\alpha} \rho_a \mathbf{h}) \tag{3.12}$$

$3.2.2^{\beta}$ Το μοντέλο Beck et al

Ένας άλλος τρόπος υπολογισμού της ροής των φωτονίων που φθάνει στον ανιχνευτή, αναφέρεται στο μοντέλο των (Beck et al., 1972).

Πιο συγκεριμένα, για γεωμετρία άπειρου ημι-επιπέδου (όπως και στο μοντέλο των Miller K., and Shebell P.,1993), η ροή φωτονίων ενέργειας Ε σε ύψος h πάνω από μια επίπεδη διαχωριστική επιφάνεια εδάφους-αέρα λόγω μιας ραδιενεργούς πηγής που έχει κατανεμηθεί εκθετικά στο έδαφος, δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$\varphi(\mathbf{r}, \theta) = 2\pi \int_0^{\pi/2} \int_{h/\omega}^{\infty} \frac{S_0}{4\pi r^2} \exp\left[-\left(\frac{\alpha}{p}\right) pz\right] r^2 \sin\theta \exp\left[-\mu_s(\mathbf{r}-\mathbf{h}/\omega)\right] \exp\left[-\mu_\alpha(\frac{h}{\omega})\right] dr d\theta$$
(3.13)

Όπου

- r: Η απόσταση του ανιχνευτή από πηγή σε στοιχειώδη όγκο dV εντός του εδάφους
- ω: cosθ (βλ. σχήμα 3)
- z: Το βάθος κάτω από τη διαχωριστική επιφάνεια αέρα-εδάφους, που βρίσκεται η εκπέμπουσα πηγή
- So: Η αρχική ενεργότητα του ισοτόπου που αποτίθεται στο έδαφος (photons / sec cm^3)
- α: Το αντίστροφο του μήκους ηρεμίας της εκθετικά κατά βάθος κατανεμημένης ενεργότητας της πηγής (cm^{-1})
- p: Πυκνότητα χώματος, g/ cm^3
- μ_{α}, μ_s : Ολικοί μαζικοί συντελεστές εξασθένησης στον αέρα και στο έδαφος (cm^{-1}), αντίστοιχα.

Η εξάρτηση της ροής από το συνημίτονο της γωνίας πρόσπτωσης των φωτονίων σε σχέση με την κάθετο στη διαχωριστική γραμμή αέρα-εδάφους (σχήμα 3-γωνία θ), λαμβάνεται από την προηγούμενη σχέση (3.13), εάν ολοκληρώσουμε στα όρια του r. Έτσι η ροή εκφράζεται ως ακολούθως:

$$\varphi(\omega) = \frac{S_0/p}{2} \left[\frac{1}{\left(\frac{a}{p}\right)\omega + \left(\frac{\mu_s}{p}\right)} \right] exp\left(-\frac{t}{\omega}\right)$$
(3.14)

Όπου

- S_0/ρ : Είναι η επιφανειακή ενεργότητα ανά μονάδα μάζας χώματος. Η ενεργότητα σε βάθος pz (g/cm²) δίνεται από τη σχέση S/ρ = So/ρ exp (- α/ρ ρz)
- μ_s/ρ : Ο ολικός μαζικός συντελεστής εξασθένησης του εδάφους (g/cm²)
- t: Η απόσταση του ανιχνευτή πάνω από την επιφάνεια, εκφρασμένη σε μονάδες μέσης ελεύθερης διαδρομής αέρα [$t = (\mu_{\alpha}/\rho_{a})h\rho_{a}$]

Δεδομένου ότι:

$$S_A = \int_0^\infty \rho \, \frac{S_0}{\rho} \exp\left(-\frac{a}{\rho} \, \rho z\right) dz = S_0/a \qquad (3.15)$$

όπου S_A η ολική ενεργότητα σε μια στήλη άπειρου βάθους στο έδαφος.

Η εξίσωση (3.14), μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\varphi(\omega) = \frac{\alpha S_A}{2p} \exp\left(-\frac{t}{\omega}\right) \left[\frac{1}{\left(\frac{a}{\rho}\right)\omega + \left(\frac{\mu_S}{\rho}\right)}\right]$$
(3.16)

Οι παραπάνω εξισώσεις (3.13), (3.14) και (3.16) δίνουν τη ροή φωτονίων στον αέρα, σε οποιοδήποτε ύψος t για μια πηγή κατανεμημένη εκθετικά κατά βάθος στο έδαφος. Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, τα φυσικά ραδιονουκλίδια συνήθως κατανέμονται ομοιόμορφα στο έδαφος, έτσι σε αυτήν την περίπτωση $\alpha/\rho = 0$ οπότε η εξίσωση (3.13) γίνεται:

$$\varphi(\omega) = [(S_0/p) / 2 (\mu_s/p)] \exp(-\frac{t}{\omega})$$
 (3.17)

Για μια επιφανειακή πηγή , αντιπροσωπευτική μιας πρόσφατης απόθεσης η εξίσωση (3.16) διαμορφώνεται ως ακολούθως

$$\varphi(\omega) = \frac{S_A}{2\omega} \exp(-\frac{t}{\omega})$$
(3.18)

Η συνολική ροή φωτονίων για όλες τις περιπτώσεις κατανομών, υπολογίζεται από τον παρακάτω τύπο

$$\varphi = \int_0^1 \varphi(\omega) \, \mathrm{d}\omega \quad (3.19)$$

3.2.3 Παράγοντας ^Νο/Φ

Ο παράγοντας No / Φ ορίστηκε στην εισαγωγή αυτού του κεφαλαίου (παράγραφος 3.2.1). Μέσω του παράγοντα αυτού, εισάγεται στη βαθμονόμηση η απόκριση του ανιχνευτή για φωτόνια ενέργειας Ε τα οποία προσπίπτουν σε αυτόν παράλληλα στη διεύθυνση του άξονα συμμετρίας του και κάθετα στην μπροστινή του επιφάνεια. Εξαρτάται από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ανιχνευτή καθώς και από την ενέργεια των φωτονίων.

Ο παράγοντας αυτός, είναι γνωστός ως απόδοση κεντρικού άξονα του ανιχνευτή. Αντιπροσωπεύει την πιθανότητα ένα φωτόνιο ενέργειας Ε που φτάνει στον ανιχνευτή χωρίς να έχει υποστεί σκέδαση και κατά τέτοιον τρόπο ώστε να προσπίπτει παράλληλα στον κεντρικό άξονα του ανιχνευτή και κάθετα στην εμπρόσθια επιφάνεια του, να καταγραφέι στις φωτοκορυφές του φάσματος. (Dewey S.C. et al, 2010).

Για τον προσδιορισμό του παράγοντα, πραγματοποιούνται μετρήσεις με πιστοποιημένες σημειακές πηγές.

Ο όρος No, είναι ο καθαρός (net) αριθμός γεγονότων που καταγράφεται στη φωτοκορυφή της συγκεκριμένης ενέργειας μετά την αφαίρεση του υποστρώματος.

Ο όρος φ, είναι η ροή των φωτονίων από τις χρησιμοποιούμενες σημειακές πηγές, υπό συνθήκες παράλληλης δέσμης. Για την όσο το δυνατό καλύτερη προσέγγιση της παράλληλης δέσμης, η σημειακή πηγή τοποθετείται σε μεγάλη – δεδομένων των περιορισμένων διαστάσεων του ανιχνευτή – απόσταση. Για τις ανάγκες της ΔΕ χρησιμοποιήθηκε απόσταση 1m. Με τον τρόπο αυτό, για τον υπολογισμό της ροής μπορεί να χρησιμοποιηθεί η ακόλουθη σχέση :

$$\Phi(E) = \frac{R(E)}{4\pi r^2} e^{-\sum \mu x_i}$$
 (3.20)

Όπου

- R(E): Ο ρυθμός εκπομπής φωτονίων ενέργειας Ε από την πηγή $(R(E)=A \cdot yield)$ όπου A(Bq) η ενεργότητα της πηγής και yield το ποσοστό εκπομπής φωτονίων ενέργειας Ε.
- r: Η απόσταση της σημειακής πηγής από τον ανιχνευτή. Στη συγκεκριμένη ΔΕ, η απόσταση αυτή θεωρήθηκε μέχρι το παράθυρο της ευαίσθητης περιοχής του κρυστάλλου (μαζί με το dead layer του Γερμανίου στο σημείο αυτό).
- x_i: Το πάχος κάθε υλικού που παρεμβάλλεται μεταξύ πηγής και του ενεργού όγκου του ανιχνευτή (π.χ. πάχος του καλύμματος της πηγής, πάχος του αέρα μεταξύ πηγής και ανιχνευτή, πάχος παραθύρυ ανιχνευτή κλπ.)

Μετά τον προσδιορισμό του παράγοντα *Νο /* Φ για διαφορετικές ενέργειες φωτονίων, είναι δυνατός ο προσδιορισμός κατάλληλης συνάρτησης αναδρομής για

τα πειραματικά σημεία (E_i, (N₀/ Φ)_i), συνήθως πολυωνυμικής μορφής. (Helfer I. and Miller K.,1988) (Miller K.M. and Shebell P., 1993) (Saez-Vergara J.C et al).

Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 3.6), απεικονίζεται ο παράγοντας No / Φ συναρτήσει της ενέργειας, όπως καταγράφεται στη βιβλιογραφία (Miller K.M. and Shebell P., 1993)



Σχήμα 3.6: Παράγοντας απόκρισης του ανιχνευτή για εύρος ενεργειών 0.2-3.0 MeV, για οκτώ διαφορετικές αποδόσεις ανιχνευτών

3.2.4 Παράγοντας γωνιακής απόκρισης $\frac{N_f}{\dot{N}_0}$

Ο παράγοντας $\frac{\dot{N}_0}{\sigma}$ που αναλύθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, αναφέρεται στην απόκριση του ανιχνευτή σε δέσμη φωτονίων ενέργειας Ε με διεύθυνση παράλληλη σε αυτήν του κεντρικού άζονα του ανιχνευτή, η οποία προσπίπτει κάθετα στην επιφάνεια του. Ωστόσο, όταν ο ανιχνευτής καταμετρά φωτόνια στο πεδίο, κάποια θα προσπίπτουν σε αυτόν υπο γωνία. Το γεγονός αυτό, σε συνδυασμό με το γεγονός ότι ο ανιχνευτής δεν έχει ισότροπη απόδοση για φωτόνια τα οποία προσπίπτουν σε αυτόν υπο γωνία. Το γεγονός αυτό, σε συνδυασμό με το γεγονός ότι ο ανιχνευτής δεν έχει ισότροπη απόδοση για φωτόνια τα οποία προσπίπτουν σε αυτόν υπό γωνίες (Helfer I. and Miller K., 1988), επιτάσσει την εισαγωγή του διορθωτικού παράγοντα $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ στη διαδικασία βαθμονόμησης.

Ο συντελεστής $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ εμφανίζει μεταβολές με τη γωνία πρόσπτωσης των φωτονίων στον ανιχνευτή. Το εύρος γωνιών υπό τις οποίες η πρωτογενής ροή προσπίπτει στον ανιχνευτή είναι 0-90° (Helfer I. and Miller K.,1988) (Miller K.M. and Shebell P.,

1993) Ο διορθωτικός παράγοντας της απόκρισης του ανιχνευτή για φωτόνια που προσπίπτουν σε αυτόν υπό γωνία, είναι το ολοκλήρωμα των μεταβολών του παράγοντα γωνιακής απόκρισης με την υψομετρική γωνία θ και υπολογίζεται μέσω της παρακάτω σχέσης (Beck H. et al, 1972) (Nir-El Y. and Sima O.,2000).

$$\frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}} = \frac{1}{\varphi} \int_{0}^{\pi/2} \Phi(\theta) \frac{\dot{N}_{(\theta)}}{\dot{N}_{0}} d\theta \qquad (3.21)$$

$$\frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}} = \frac{1}{\varphi} \int_{0}^{1} \Phi(\cos\theta) \frac{\dot{N}_{\cos\theta}}{\dot{N}_{0}} d\cos\theta \qquad (3.22)$$

Όπου

 $\frac{\varphi_{(\theta)}}{\varphi_0}$ Το ποσοστό της ολικής πρωτογενούς ροής που φτάνει στον ανιχνευτή υπό γωνία θ σε σχέση με τη ροή που φτάνει στον ανιχνευτή κάθετα στην μπροστινή επιφάνεια του, για φωτόνια συγκεκριμένης ενέργειας E.

N(θ)/N₀
 Ο λογος του ρυθμού καθαρών (net) κρούσεων στη φωτοκορυφή που οφείλονται στα φωτόνια ενέργειας Ε, τα οποία προσπίπτουν στον ανιχνευτή υπό γωνία θ, ως προς το ρυθμό καθαρών (net) κρούσεων εντός φωτοκορυφής από δέσμη φωτόνίων της ίδιας ενέργειας Ε που προσπίπτει στον ανιχνευτή κάθετα στην μπροστινή επιφάνεια του. (σχετική γωνιακή απόκριση)

Όσον αφορά τον υπολογισμό του ολοκληρώματος των παραπάνω σχέσεων (3.21), (3.22), ο λόγος των ρυθμών καταγραφής υπολογίζεται πειραματικά, ενώ ο λόγος των ροών με βάσει τις σχέσεις της παραγράφου (3.2.2) καθώς και με τη βοήθεια της βιβλιογραφίας (Beck et. al, 1972)

Η σχετική γωνιακή απόκριση $\frac{\dot{N}_{(\theta)}}{\dot{N}_0}$, εξαρτάται κατά κύριο λόγο από τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή, (McDonald J. et Al,1997) (Miller K.,1999). Βάσει πειραματικών διαδικασιών (Helfer I. and Miller K.,1988), ένας κυλινδρικός κρύσταλλος με μήκος (L), μεγαλύτερου της διαμέτρου του (D), θα τείνει να έχει υψηλότερο λόγο $\frac{\dot{N}_{(\theta)}}{\dot{N}_0}$ σε μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης, μακριά δηλαδή από την μηδενική. Το αντίθετο συμβαίνει για ανιχνευτή με μήκος μικρότερο της διαμέτρου του. Αυτό συμβαίνει γιατί στην περίπτωση που ο λόγος L/D του ανιχνευτή είναι

μεγαλύτερος της μονάδας, τα φωτόνια που προσπίπτουν υπό γωνία 'βλέπουν' μεγαλύτερη επιφάνεια του ανιχνευτή και επομένως ανιχνεύονται περισσότερα σε αριθμό, συγκριτικά με αυτά που προσπίπτουν κάθετα στην μπροστινή του επιφάνεια. Το αντίθετο συμβάινει για ανιχνευτές όπου ο λόγος L/D είναι μικρότερος της μονάδας. Οι μεταβολές του παράγοντα $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ με τη γωνία, ελαχιστοπούνται για τους κρυστάλλους όπου ισχύει ότι L=D (Miller K. and Shebell P.,1993)

Στα σχήματα που ακολουθούν παρουσιάζεται η μεταβολή της σχετικής απόκρισης του ανιχνευτή, συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης των φωτονίων για τρείς διαφορετικές ενέργειες φωτονίων και λόγους L/D των ανιχνευτών. Τα σχήματα αυτά επιβεβαιώνουν όσα θεωρητικά στοιχεία αναφέρθηκαν παραπάνω για τη σχέση της σχετικής γωνιακής απόκρισης με τη μεταβολή της γωνίας πρόσπτωσης των φωτονίων. Οι καμπύλες των σχημάτων παρήχθησαν από παλαιότερα πειράματα και αναφέρονται στη βιβλιογραφία (Miller K. and Shebell P.,1993)



Σχήμα 3.7: Σχετική γωνιακή απόκριση σε εύρος γωνίων 0-90 για ενέργεια 121 keV, για τρείς διαφορετικούς λόγους L/D



Σχήμα 3.8: Σχετική γωνιακή απόκριση σε εύρος γωνίων 0-90 για ενέργεια 662 keV, για τρείς διαφορετικούς λόγους L/D



Σχήμα 3.9: Σχετική γωνιακή απόκριση σε εύρος γωνίων 0-90 για ενέργεια 1408 keV, για τρείς διαφορετικούς λόγους L/D

Από τα παραπάνω σχήματα, παρατηρείται επίσης, ότι οι μεταβολές του λόγου $\frac{\dot{N}_{(\theta)}}{\dot{N}_0}$ είναι περισσότερο εμφανείς σε μικρότερες ενέργειες, και εξαρτώνται εντονότερα από τις μεταβολές στη γωνία πρόσπτωσης. Αυτό συμβαίνει διότι στις χαμηλές ενέργειες, τα χαρακτηριστικά της διάταξης του ανιχνευτή, όπως το σύστημα συγκράτησης και θωράκισης του, παίζουν σημαντικό ρόλο στην απορρόφηση των φωτονίων και κατ'επέκταση στην απόδοση του ανιχνευτή. Τα χαμηλοενεργειακά φωτόνια μπορεί να απορροφούνται σε αυτές τις περιοχές και έτσι να μην ανιχνεύονται. Αυτό το γεγονός παίζει σημαντικό ρόλο στην έντονη μεταβολή της σχετικής γωνιακής απόκρισης του ανιχνευτή στις χαμηλές ενέργειες. Όσο η ενέργεια των φωτονίων αυξάνεται, οι μεταβολές της σχετικής απόκρισης συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης

των φωτονίων για όλους τους ανιχνευτές (ανεξαρτήτως λόγου L/D), γίνονται πιο μικρές διότι τα υψηλοενεργειακά φωτόνια είναι πιο διεισδυτικά και έτσι τα περισσότερα απορροφώνται μέσα στην ευαίσθητη περιοχή του κρυστάλλου

Στο παρακάτω σχήμα (3.10), απεικονίζεται ο παράγοντας γωνιακής διόρθωσης ως συνάρτηση της ενέργειας, για ομοιόμορφη και επιφανειακή κατανομή ισοτόπων,για τρείς ανιχνευτές με διαφορετικούς λόγους μήκους προς διάμετρο οι οποίοι αναγράφονται στο σχήμα (Miller K. and Shebell P.,1993)



Σχήμα 3.10: Παράγοντας γωνιακής διόρθωσης ως συνάρτηση της ενέργειας για ομοιόμορφη και επιφανειακή κατανομή, για τρεις ανιχνευτές με διαφορετικό λόγο L/D.

Όπως φαίνεται από το παραπάνω σχήμα, ο παράγοντας γωνιακής απόκρισης, παρουσιάζει μεγαλύτερη ομοιογένεια για ανιχνευτές με λόγο L/D κοντά στη μονάδα. Στην περίπτωση ανιχνευτών για τους οποίους ο L/D είναι μεγαλύτερος της μονάδας, παρατηρείται ότι ο παράγοντας γωνιακής απόκρισης παρουσιάζει τις μεγαλύτερες μεταβολές καθώς αυξάνεται η ενέργεια, με την τιμη του να φθάνει εως και το 1.5 για ενέργειες περίπου 170-200 keV. Αυτό συμβαίνει λόγω της έντονης μεταβολής της σχετικής απόκρισης σε σχέση με τη γωνία για αυτήν την περιοχή ενεργειών και για ανιχνευτές με L/D>1 (όπως εξηγήθηκε παραπάνω)

Επιπλέον παρατηρείται ότι για ένα συγκεκριμένο ανιχνευτή, ο λόγος $\frac{\dot{N}_f}{N_0}$ μεταβάλλεται εντονότερα στις μικρότερες ενέργειες, ενώ όσο η ενέργεια αυξάνεται και πλησιάζει το 1 MeV, σταθεροποιείται κοντά στην τιμή της μονάδας. Αυτό συμβαίνει, λόγω της υψηλής διεισδυτικότητας των φωτονίων με μεγάλες τιμές ενεργειών. Ο μεγαλύτερος αριθμός των φωτονίων αυτών αλληλεπιδρά στο εσωτερικό του κρυστάλλου και δε σταματά στα υλικά θωράκισης και στήριξης του ανιχνευτή. Επομένως οι περισσότερες πρωτογενείς και δευτερογενείς απορροφήσεις των φωτονίων αυτών, πραγματοποιούνται εντός του κρυστάλλου και ως αποτέλεσμα ο παράγοντας γωνιακής απόκρισης δεν έχει έντονη εξάρτηση από το κρυσταλλικό σχήμα. Επιπλέον, για τις πολύ μικρές ενέργειες (< 100 keV), τα υλικά στήριξης και

θωράκισης του ανιχνευτή μειώνουν σε μεγάλο βαθμό την απόκριση του στη ροή φωτονίων που προσπίπτει στις πλαϊνές του επιφάνειες και έτσι δεν μπορεί να μελετηθεί η συμπεριφορά της καμπύλης του παράγοντα γωνιακής απόκρισης. (Miller K. and Shebell P.,1993) (Helfer I., and Miller K.,1988)

Τέλος, οι τιμές του λόγου $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ για δεδομένη ενέργεια, δεν παρουσιάζουν σημαντικές διαφορές για διαφορετικούς τρόπους κατανομής των πηγών εντός εδάφους (Miller K. and Shebell P.,1993) (Helfer I., and Miller K.,1988) (MacDonald J. et al, 1997).

Σε ο,τι αφορά στον υπολογισμό του λόγου $\frac{\dot{N}_{(\theta)}}{\dot{N}_0}$ (ο οποίος χρειάζεται για τον προσδιορισμό του συντελεστή γωνιακής διόρθωσης) πραγματοποιείται στο εργαστήριο, με χρήση πιστοποιημένων σημειακών πηγών, οι οποίες τοποθετούνται διαδοχικά σε διάφορες γωνίες περι τον ανιχνευτή και σε σταθερή απόσταση από την μπροστινή επιφάνεια του. Οι μετρήσεις γίνονται για όλες τις πηγές που εξετάζονται και κατ'επέκταση για όλες τις ενέργειες.

3.2.5 Οι παράγοντες φ/Α, φ/Ι

Οι δύο αυτοί παράγοντες χαρακτηρίζουν το πεδίο που εξετάζεται και δεν αφορούν στον χρησιμοποιούμενο ανιχνευτή (Miller K.,1997).Ο υπολογισμός τους λαμβάνει υπόψη την ενέργεια των φωτονίων, τα ισότοπα από τα οποία προέρχονται, την κατά βάθος κατανομή τους στο έδαφος και τα χαρακτηριστικά του εδάφους.

Τιμές των συντελεστών φ/Α και φ/Ι για διάφορα φυσικά και τεχνητά ραδιονουκλίδια, μπορούν να υπολογιστούν από τις σχέσεις του κεφαλαίου (3.2.2) ή να αναζητηθούν στη βιβλιογραφία για διάφορα είδη κατανομών συμπεριλαμβανομένων της ομοιόμορφης και της εκθετικής (Beck H. et al,1972)

Συγκεκριμένα, σε πίνακα της βιβλιογραφίας των (Beck H. et al,1972) ο οποίος απεικονίζεται παρακάτω (πίνακας 3.1), δίνονται τιμές της ροής για ένα πλήθος ραδιοϊσοτόπων, για διάφορες τιμές της παραμέτρου βάθους πηγής α/ρ συνεπώς για διάφορες κατά βάθος κατανομές των ισοτόπων αυτών. Οι τιμές της ροής αναφέρονται σε πηγές μοναδιαίας ενεργότητας*. Πολλαπλασιάζοντας το ποσοστό εκπομπης ενός συγκεκριμένου ραδιοϊσοτόπου, με τη ροή που δίνεται στον πίνακα, μπορεί να βρεθεί ο λόγος φ/Α για τα ραδιοϊσότοπα με φωτοκορυφές στις ενέργειες που απεικονίζονται. Παρ'όλα αυτά, με τη βοήθεια της γραμμικής παρεμβολής για τον υπολογισμό της ροής από τον ίδιο πίνακα, είναι δυνατό να υπολογιστεί αρχικά η ροή και στη συνέχεια ο λόγος φ/Α για οποιοδήποτε ισότοπο δεδομένης κατά βάθους κατανομής.

Source	$(\alpha/\rho) - cm^2/g$						
Energy	0	- 19 - 19 - 19 - 19 - 19 - 19 - 19 - 19	10 A.	1.1.1			00
(keV)	(Uniform)	0,0625	0.206	0.312	0.625	6.25	(Plane)
50	1.4403	0,0816	0.2245	0,3049	0.4748	1.147	1.577
100	2.7744	0.1458	0.3627	0.4708	0.6786	1.359	1.710
150	3.3264	0.1702	0.4103	0.5261	0.7438	1.427	1,775
200	3,9056	0,1843	0,4550	0.5770	0.8018	1.483	1.804
250	4.0640	0.2008	0,4697	0,5910	0.8185	1,506	1,863
364	4.7184	0.2268	0,5158	0.6429	0.8775	1.578	1.933
500	5.3904	0.2519	0.5595	0.6918	0.9334	1.650	1,995
662	6.1456	0,2788	0,6041	0.7412	0.9889	1.719	2.054
750	6.5312	0.2919	0,6257	0.7649	1.015	1.752	2,084
1000	7,5280	0.3245	0.6769	0.8209	1.077	1,830	2,151
1173	8,1472	0,3437	0,7067	0.8531	1,113	1.874	2,189
1250	8.4384	0.3523	0.7198	0.8675	1,129	1.895	2.205
1333	8,7504	0.3617	0.7336	0.8826	1,145	1,914	2.224
1460	9.1472	0.3731	0.7511	0,9011	1.166	1.941	2.247
1765	10.091	0.3997	0.7897	0.9428	1.211	1,997	2.294
2004	10.818	0.4188	0.8173	0.9725	1.243	2.036	2.334
2250	11.397	0.4357	0.8414	0.9982	1.271	2.071	2.358
2500	12,173	0,4536	0.8667	1,025	1,300	2,105	2.385

ř

Πίνακας 3.1 : Πρωτογενής ροή σε απόσταση 1m πάνω από το έδαφος, για εκθετικά κατανεμημένες πηγές στο χώμα

* Η ενεργότητα σε βάθος z (cm) ή pz (g cm⁻³) είναι S = a/ρ $S_A \exp [-(a/ρ) (\rho z)]$ με μονάδες (gammas $g^{-1}sec^{-1}$), ενώ $S_A = 1$ gamma $cm^{-2}sec^{-1}$ είναι ο ολικός αριθμός φωτονίων που εκπέμπονται σε στήλη εμβαδού 1 cm^2 , και απείρου βάθους (σχέση 3.16). Για ομοιόμορφη κατανομή (a/ρ = 0), θεωρείται ότι So/ρ = 1 gamma $g^{-1}sec^{-1}$ για όλα τα z (Beck et. Al, 1972).

Επιπλέον, είναι δυνατό να προσδιοριστεί και ο λόγος φ/Ι για οποιοδήποτε ισότοπο. Στη βιβλιογραφία (Beck H.et al,1972) (Smith D. and Stabin M.,2012) μπορούν να αναζητηθούν οι τιμές των λόγων ρυθμού έκθεσης προς ενεργότητα των στοιχείων (I/A). Ο υπολογισμός του λόγου I/A γίνεται από τον παρακάτω πίνακα ακριβώς με τον ίδιο τρόπο που υπολογίστηκε ο λόγος φ/Α και αναφέρθηκε παραπάνω.

Source		$(\alpha/\rho) - cm^2/q$					
Energy	0						00
(keV)	(Uniform)	0.0625	0.206	0.312	0.625	6.25	(Plane)
50	0.88	-	-	-	-	-	-
100	2.05	~0.095	0,185	0.215	0.270	0.400	0.438
150	3,39	0.140	0.285	0.335	0,418	0.620	0.700
200	4.88	0.200	0.390	0.460	0.570	0.845	0.960
250	6.37	0.258	0.491	0.583	0.731	1.08	1.25
364	10.2	0.404	0.771	0.896	1.11	1.63	1.91
500	14.4	0.558	1.03	1.23	1.52	2.27	2.60
662	19.6	0.738	1.37	1,60	1.97	2,95	3.39
750	22.6	0.837	1.54	1,80	2,21	3.32	3.80
1000	30.4	1.10	2.00	2.32	2.85	4.28	4.86
1173	36.2	1.28	2.31	2.63	3.27	4.87	5.52
1250	38.4	1.33	2.41	2.79	3.42	5.14	5.86
1333	41.8	1.42	2.56	2,95	3.62	5.35	6.16
1460	45.1	1.54	2.75	3.18	3,88	5.73	6.56
1765	54.6	1.78	3.25	3.75	4.40	6.45	7.78
2004	62.2	2.07	3,60	4.13	5.00	7.15	8.20
2250	69.5	-	-	-	-	-	-
2500	77.2	-	-	-	-	-	-
2750	85.0	-	-	-	-		

Πίνακας 3.2: Ρυθμός έκθεσης (μR/h) σε απόσταση 1m από το έδαφος, για εκθετικά κατανεμημένες μονοενεργειακές πηγές στο χώμα*

* Η ενεργότητα σε βάθος z (cm) ή pz (g cm⁻³) είναι S = a/ρ S_A exp [- (a/ρ) (ρz)] με μονάδες (gammas $g^{-1}sec^{-1}$), ενώ S_A = 1 gamma cm⁻²sec⁻¹ είναι ο ολικός αριθμός φωτονίων που εκπέμπονται σε στήλη εμβαδού 1 cm², και απείρου βάθους (σχέση 3.16). Για ομοιόμορφη κατανομή (a/ρ = 0), θεωρείται ότι So/ρ = 1 gamma $g^{-1}sec^{-1}$ για όλα τα z (Beck et. Al, 1972).

Επομένως ο συντελεστής φ/Ι μπορεί να υπολογιστεί ως ακολούθως (Miller K. and Shebell P.,1993)

$$\frac{\varphi}{I} = \frac{\varphi/A}{I/A} \tag{3.23}$$

Ο προσδιορισμός του λόγου φ/Ι καθίσταται σημαντικός για τον καθορισμό των ρυθμών έκθεσης από ένα in situ φάσμα στο πεδίο. Αυτό ισχύει διότι ο υπολογισμός των ρυθμών έκθεσης από ραδιονουκλίδια που βρίσκονται στο έδαφος, δεν απαιτεί ακριβή γνώση της κατά βάθους κατανομής ή την ακριβή πυκνότητα ή σύνθεση του χώματος (Miller K.,1997). Αυτό συμβαίνει διότι ο ρυθμός γεγονότων στη φωτοκορυφή ενός φάσματος είναι απόρροια της πρωτογενούς ροής, και παρ΄όλο που αυτή η ποσότητα καθώς και ο ρυθμός έκθεσης που παράγεται από αυτήν και την αντίστοιχη σκεδαζόμενη ροή, εξαρτούνται έντονα από την κατά βάθος κατανομή των ισοτόπων καθώς και τα χαρακτηριστικά του χώματος (όπως φαίνεται και στις εξισώσεις υπολογισμού της ροής στην παράγραφο 2.1.3), το πηλίκο τους, δηλαδή η ποσότητα φ/Ι δεν εξαρτάται από αυτές τις παραμέτρους. (Miller K.,1997) (Beck H. et al,1972). Επομένως, ακόμα και να μην υπάρχει πλήρης γνώση της πραγματικής κατά βάθους κατανομής των ραδιοϊσοτόπων σε μια προς μελέτη περιοχή για in situ γάμμα φασματοσκοπία, το σφάλμα του ρυθμού έκθεσης είναι περιορισμένο. (Beck H. et al,1972).

Κατά όμοιο τρόπο, είναι δυνατό να υπολογιστεί και ο συντελεστής βαθμονόμησης $\frac{N_f}{I}$ μέσω του συντελεστή $\frac{\dot{N_f}}{A}$, όπως παρουσιάζεται και στη βιβλιογραφία, βάσει της ακόλουθης σχέσης (Miller K. And Shebell P.,1993)

$$\frac{\dot{N}_{f}}{I} = \frac{\dot{N}_{f}/A}{I/A} \qquad (3.24)$$

3.3 Πηγές αβεβαιότητας κατά τη βαθμονόμηση μια διάταξης in situ γφασματοσκοπία

Κατά την in situ γάμα φασματοσκοπία σε εξωτερικό πεδίο πέρα από την τιμή της συγκέντρωσης των εξεταζόμενων ισοτόπων σημαντική είναι και η εκτίμηση της σχετικής αβεβαιότητας.

Για την εκτίμηση της αβεβαιότητας, θα πρέπει να ληφθούν υπ'όψιν οι παρακάτω παράγοντες (Sowa W. et al, 1989) :

- Η αβεβαιότητα κατά τον προσδιορισμό της επιφάνειας μιας φωτοκορυφής.
 Πρόκειται για αβεβαιότητα τύπου Α η οποία εξαρτάται από το χρόνο μέτρησης και λαμβάνεται από το λογισμικό ανάλυσης.
- Η αβεβαιότητα που συνοδεύει τις χρησιμοποιούμενες σημειακές πηγές. Οι σημειακές πηγές οι οποίες χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό των διαφόρων παραμέτρων της βαθμονομησης, όπως π.χ. κατά τον υπολογισμό του λόγου N₀/Φ, συνοδεύονται από αβεβαιότητα τύπου B η οποία αναγράφεται στο πιστοποιητικό τους.
- Η αβεβαιότητα που συνοδεύει την υπόθεση συγκεκριμένης κατά βάθος κατανομής ραδιοϊσοτόπων στο έδαφος. Ο τρόπος κατανομής των πηγών στο έδαφος επηρεάζει την αβεβαιότητα της in situ γάμμα φασματοσκοπίας. Πιο

συγκεκριμένα, αβεβαιότητες μπορεί να προκύψουν για τις τιμές της ενεργότητας και του ρυθμού έκθεσης των πηγών που βρίσκονται σε μεγάλα βάθη στο έδαφος, λόγω διαφοράς της τιμής παραμέτρου βάθους (α/ρ) που θεωρείται πριν τη μέτρηση και της πραγματικής τιμής της. Στη βιβλιογραφία (Sowa W.et al, 1989), αναφέρεται τρόπος εκτίμησης της αβεβαιότητας τύπου B που εισάγεται στη διαδικασία βαθμονόμησης (για υπόθεση εκθετικής κατανομής), από τιμές της παραμέτρου α οι οποίες δεν ανταποκρίνονται στην πραγματική κατανομή των ισοτόπων στο έδαφος. Επιπλέον, εξετάζεται η επίδραση της ίδιας της συνάρτησης κατανομής που θεωρείται για τα ισότοπα που βρίσκονται στο έδαφος στην αβεβαιότητες αυτές μπορούν να αγνοηθούν στην περίπτωση επιφανειακών πηγών.

Παράμετροι χώματος: Στην εργασία των (Sowa W. et al,1989), μελετήθηκε πειραματικά η επίδραση του γραμμικού συντελεστή εξασθένησης του εδάφους στην αβεβαιότητα της in situ γάμα φασματοσκοπίας. Για το σκοπό αυτό, μελετήθηκαν οι επι μέρους αβεβαιότητες του μαζικού συντελεστή εξασθένησης του εδάφους καθώς και της πυκνότητας του. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι η συνολική αβεβαιότητα του γραμμικού συντελεστή εξασθένησης κυμαίνεται στο ποσοστο των 10%. Επίσης, επισημαίνεται ότι η επίδραση αυτής της αβεβαιότητας να αγνοηθεί.

Κεφάλαιο 4 Γαμμα in situ φασματοσκοπια - Πειραματική βαθμονόμηση

4.1 Εισαγωγή

Η διαδικασία βαθμονόμησης του ανιχνευτή, πραγματοποιήθηκε στον εργαστηριακό χώρο της Ελληνικής Επιτροπής Ατομικής Ενέργειας (ΕΕΑΕ). Για την εκτέλεση της βαθμονόμησης, χρησιμοποιήθηκε ανιχνευτής υπερκαθαρού Γερμανίου HPGe (τα χαρακτηριστικά του οποίου αναφέρονται στην παράγραφο 4.2) καθώς και πιστοποιημένες σημειακές πηγές (πίνακας 4.1).

4.2 Ο Ανιχνευτής του πειράματος

Ο ανιχνευτής που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη ΔΕ, είναι ένας p-τύπου ανιχνευτής Γερμανίου υψηλής καθαρότητας (HPGe) σχετικής απόδοσης 30%. Παρέχει δυνατότητα ενεργειακής ανίχνευσης σε εύρος 40 keV – 10 MeV (Mirion Technologies,2016), όπου παρουσιάζει ικανοποιητική διακριτική ικανότητα και απόδοση (Mei-Wo Y., 2014), κάτι το οποίο τον καθιστά κατάλληλο για μέτρηση στο ενεργειακό εύρος των πηγών που μετρούνται στο περιβάλλον. Ο λόγος μήκους προς διάμετρο του ανιχνευτή, είναι L/D= 0,76.

4.3 Πυρηνικά ηλεκτρονικά ανιχνευτή HPGe

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε παρουσιάζεται στην παρακάτω εικόνα (εικόνα 4.1). Στην εικόνα 4.2 παρουσιάζονται λεπτομέρειες του ανιχνευτή και των ηλεκτρονικών που χρησιμοποιήθηκαν.



Εικόνα 4.1: Πειραματική διάταξη βαθμονόμησης in situ ανιχνευτή HPGe.





Εικόνα 4.2: Κεφαλή φορητού ανιχνευτή HPGe (αριστερά) και Inspector 2000 (δεξιά)

Η πειραματική διάταξη της συγκεκριμένης ΔΕ, αποτελείται από το φορήτο ανιχνευτή HPGe (βλ. παράγραφο 4.2), κατάλληλο για μετρήσεις στο πεδίο. Για την επεξεργασία του σήματος που δημιουργείται από τις αλληλεπιδράσεις των φωτονίων στο εσωτερικό του, ο ανιχνευτής συνδέεται μέσω καλωδίων με τη διάταξη Inspector 2000 (Εικόνα 2).

Ο Inspector 2000, είναι μια συμπαγής διάταξη η οποία μπορεί να εκτελεί όλες τις λειτουργίες των πυρηνικών ηλεκτρονικών μονάδων, όπως συλλογή και διαμόργωση του παλμού τάσης, την ενίσχυσή του καθώς και την ταξινόμηση των παλμών κατά ύψος σε κανάλια. Στον Inspector 2000, η επεξεργασία του παλμού που προέρχεται από τον ανιχνευτή γίνεται με ψηφιακή τεχνολογία μέσω μαθηματικών αλγορίθμων (τεχνολογία DSP – Digital Signal Processing), με αποτέλεσμα να παρουσιάζει μικρότερες απώλειες σήματος και αυξημένη διακριτική ικανότητα σε υψηλούς ρυθμούς μέτρησης, σε σχέση με το παραδοσιακό σύστημα πυρηνικών ηλεκτρονικών (ADC, ενισχυτής, διευκρινιστής, MCA) (Koskelo M.J. et al,2001), (Vo D.T. et al,1998). Παράλληλα, ο Inspector 2000, μπορεί να μεταφερθεί εύκολα στο πεδίο λόγω των μικρών διαστάσεων και του βάρους του όπως επίσης και να παρέχει την απαραίτητη υψηλή τάση για τη λειτουργία του ανιχνευτή κατά τη διάρκεια των μετρήσεων. (Mirion Technologies, 2017).

Τέλος, ένας ηλεκτρονικός υπολογιστής είναι απαραίτητος για τον έλεγχο της διάταξης και τη συλλογή του φάσματος, για την οπτικοποίηση και τη μετέπειτα επεξεργασία του.

Όλες οι παραπάνω μονάδες καθώς και τα καλώδια σύνδεσης τους, μαζί με τον ανιχνευτή είναι ό,τι χρειάζεται για να λειτουργήσει ένα πλήρες συστήμα in situ γφασματοσκοπίας

Εφαρμόστηκαν οι ακόλουθες παράμετροι στον inspector

HVPS		Ga	in	Filter		
Volt	+5000	Coarse gain	X5	Rise Time	5,6	
Pwr Man	10 min	Fine Gain	1,3821x	Flat Top	0,8	
		S-fine gain	1,000002x	BLR Mode	Auto	
		PUR Guard	1,10x			

Πίνακας 4.1: Ρυθμίσεις Inspector 2000 για τη συγκεκριμένη ΔΕ

4.4 Πειραματικός προσδιορισμός του παράγοντα απόκρισης ($\frac{\dot{N}_0}{\Phi}$)

Ο προσδιορισμός του λόγου Νο/φ, πραγματοποιήθηκε με πιστοποιημένες σημειακές πηγές που διαθέτει η ΕΕΑΕ. Τα χαρακτηριστικά των πηγών περιγράφονται παρακάτω (Πίνακας 4.2), ενώ τα πιστοποιητικά τους, παρατίθενται στο παράρτημα 1 που βρίσκεται στο τέλος της ΔΕ.

Πηγή	A _o [Bq]	Ημερομηνία αναφοράς	Αβεβαιότητα ενεργότητας πηγών (1σ)	Χρόνος ημιζωής (χρόνια)	Ενεργότητα πηγής [Bq] την ημέρα της μέτρησης
Eu-152	41300	1.12.1997	1,66%	13,51	14067
Ba-133	43700	1.4.2009	1,5%	10,51	23617
Cs-137	40200	1.4.2009	1,5%	30,08	32443
Co-60	42700	1.4.2009	1,5%	5,27	12226

Πίνακας 4.2: Χαρακτηριστικά σημειακών πηγών που χρησιμοποιήθηκαν στη συγκεκριμένη ΔΕ

Για τη διενέργεια των πειραματικών μετρήσεων, οι πηγές τοποθετήθηκαν σε απόσταση 1 m από το παράθυρο του κρυσταλλικού τμήματος του ανιχνευτή. Στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 4.3) παρατίθενται οι τιμές του ρυθμού καταγραφόμενων γεγονότων για τις ενέργειες των ισοτόπων που χρησιμοποιήσαμε, οι αντίστοιχες τιμές για το φάσμα του υποστρώματος, καθώς και οι διορθωμένες τιμές για τον καθαρό ρυθμό καταγραφόμενων γεγονότων μαζί με τις αβεβαιότητες τους σε επίπεδο εμπιστοσύνης 1 σ.

Οι ενέργειες για τις οποίες καταγράφηκε διακριτό υπόσρτωμα, αντιστοιχούν στα ακόλουθα ισότοπα (I.Rittersdorf, 2007) (G.R.Gilmore, 2008)

Φωτοκορυφή στα 351,5 keV η οποία οφείλεται στο ισότοπο ²¹⁴Pb της σειράς ²³⁸U (^{226}Ra)

Φωτοκορυφή στα 609 keV , η οποία οφείλεται στο ισότοπο ^{214}Bi της σειράς $^{238}U(^{226}Ra)$

Φωτοκορυφή στα 661 keV, η οποία οφείλεται στο ισότοπο ¹³⁷Cs του περιβάλλοντος χώρου

Φωτοκορυφή στα 964 keV, η οποία οφείλεται στο ισότοπο ^{228}Ac της σειράς ^{232}Th

Φωτοκορυφή στα 1460 keV, η οποία οφείλεται στο φυσικό ραδιονουκλίδιο 40K

Τα διαγράμματα διάσπασης για τα φυσικά ραδιονουκλίδια παρατίθενται στο παράρτημα 3, στο τέλος της ΔE .
Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	Φάσμα μέτρηα	α Φάσμα σης υποστρώματος		Διορθωμένες τιμές		Χρόνος μέτρησης	
	(keV)	Τιμή (cps)	Αβεβ. (1σ)	Τιμή (cps)	Αβεβ. (1σ)	Τιμή (cps)	Αβεβ. (1σ)	(sec)
¹⁵² Eu	244	0,123	0,001	-	-	0,123	0,001	221959,3
¹³³ Ba	276	0,175	0,015	-	-	0,175	0,015	7749,9
¹⁵² Eu	121	0,550	0,004	-	-	0,550	0,004	221959,3
¹³³ Ba	302,85	0,453	0,015	-	-	0,453	0,015	7749,9
¹⁵² Eu	344	0,263	0,002	-	-	0,263	0,002	221959,3
¹³³ Ba	356,02	1,146	0,013	-	-	1,146	0,013	7749,9
¹³⁷ Cs	662	1,263	0,014	-	-	1,263	0,014	7749,9
¹⁵² Eu	778	0,065	0,001	-	-	0,065	0,001	221959,3
¹⁵² Eu	964	0,081	0,001	0,008	0,001	0,073	0,001	221959,3
¹⁵² Eu	1085	0,045	0,001	-	-	0,045	0,001	221959,3
⁶⁰ Co	1173,22	0,353	0,002	-	-	0,353	0,002	221959,3
⁶⁰ Co	1332,492	0,320	0,001	-	-	0,320	0,001	221959,3
¹⁵² Eu	1408	0,085	0,001	-	-	0,085	0,001	221959,3

Πίνακας 4.3: Ρυθμός καθαρών κρούσεων στη φωτοκορυφή, ρυθμός κρούσεων υποστρώματος καθώς και διορθωμένες τιμές για τις πηγές που εξετάστηκαν κατά τη διάρκεια του πειράματος

Η ροή των ισοτόπων που εξετάσαμε, υπολογίστηκε μέσω της σχέσης (3.20). Τα αποτελέσματα του υπολογισμού για τα διάφορα ισότοπα παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 4.4). Για τον υπολογισμό των συντελεστών μ_i και x_i , θεωρήθηκε ότι μεταξύ πηγής και ανιχνευτή παρεμβάλλονται τα εξής υλικά: Αέρας (97,8 cm), προστατευτικό πηγής από πολυστυρένιο (0,15cm), πάχος αλουμινίου εξωτερικής επιφάνειας ανιχνευτή (0,15cm) καθώς και dead layer γερμανίου στην είσοδο του κρυστάλλου (0,1 cm)

Οı	τιμές	των	μ_i	προσδιορίστηκαν	από	την	ιστοσε	ελίδα
(http:	://www.	nucleide.o	rg/DDEP_	WG/DDEPdata.html)	ενώ	οι πυκν	νότητες	των
υλικά	ΰν	από	την	ιστοσελίδα	(<u>ht</u>	tp://hypei	rphysics.	phy-
astr.g	su.edu/	hbase/Tab	les/density.	<u>html</u>)				

Ισότοπο	Ενέργεια (keV)	Ποσοστό εκπομπής(yield)	Ενεργότητα την ημέρα της μέτρησης(Bq)	$\Phi (\gamma cm^{-2}sec^{-1})$	Αβεβ. (1σ)
¹⁵² Eu	121	0,284	14067	0,0281	0,0005
¹⁵² Eu	244	0,075	14067	0,0077	0,0002
¹³³ Ba	276	0,072	23447	0,0123	0,0002
¹³³ Ba	302,85	0,183	23447	0,0316	0,0005
¹⁵² Eu	344	0,265	23447	0,0276	0,0005
¹³³ Ba	356,02	0,620	23447	0,1117	0,0016
¹³⁷ Cs	662	0,850	32340	0,2067	0,0031
¹⁵² Eu	778	0,129	14067	0,0137	0,0002
¹⁵² Eu	964	0,042	14067	0,0156	0,0003
¹⁵² Eu	1085	0,101	14067	0,0108	0,0002
⁶⁰ Co	1173,22	0,999	12226	0,0931	0,0010
⁶⁰ Co	1332,492	1,000	12226	0,0934	0,0010
¹⁵² Eu	1408	0,208	14067	0,0224	0,0004

Πίνακας 4.4: Ροή Φ παρθενικών φωτονίων που προσπίπτουν στην μπροστινή επιφάνεια του ανιχνευτή, παράλληλα με τον κεντρικό του άξονα

Οι τιμές του παράγοντα απόκρισης του ανιχνευτή (\dot{No}/Φ) για διαφορετικές ενέργειες φωτονίων όπως υπολογίστηκαν στο πλαίσιο της συγκεκριμένης ΔΕ καθώς και οι αβεβαιότητες τους (1σ) απεικονίζονται στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 4.5) μαζί με τις ενέργειες στις οποίες αντιστοιχούν

¹⁵² Eu	121	19,56	0,018
¹⁵² Eu	244	15,91	0,027
¹³³ Ba	276	14,26	0,088
¹³³ Ba	302,85	14,35	0,037
¹³³ Ba	344	9,53	0,018
¹³³ Ba	356,2	10,26	0,019
¹³⁷ Cs	662	5,40	0,020
¹⁵² Eu	778	4,72	0,020
¹⁵² Eu	964	4,69	0,021
¹⁵² Eu	1085	4,15	0,021
⁶⁰ Co	1173,22	3,79	0,016
⁶⁰ Co	1332,492	3,42	0,016
¹⁵² Eu	1408	3,79	0,018

Πίνακας 4.5: Συντελεστές Νο/φ για τα ισότοπα που μελετήθηκαν στο πείραμα μας και οι αβεβαιότητες τους (1σ)

Παρακάτω απεικονίζεται η καμπύλη του παράγοντα απόκρισης του ανιχνευτή με την ενέργεια φωτοκορυφής των ισοτόπων τα οποία εξετάστηκαν στη συγκεκριμένη ΔΕ, βάσει των δεδομένων του παραπάνω πίνακα (Πίνακας 4.5)

Ακολούθως, στο σχήμα 4.1, απεικονίζεται η καμπύλη του λόγου $\ln(\dot{No}/\phi)$ συναρτήσει του lnE, καθώς και η εξίσωση της καμπύλης αναδρομής που προσαρμόστηκε. Πρόκειται για καμπύλη της μορφής: $\ln(\frac{\dot{No}}{\phi}) = \alpha_0 + \alpha_1 \ln(E)$



Σχήμα 4.1: Γράφημα σχέσης συντελεστών $\frac{N_0}{\phi}$ με τις αντίστοιχες ενέργειες για τις οποίες υπολογίστηκαν στη συγκεκριμένη ΔΕ

Η σχέση που υπολογίστηκε πειραματικά και συνδέει τον παράγοντα απόκρισης του ανιχνευτή με την ενέργεια των φωτονίων, δίνεται ως ακολούθως:

$$\ln(\frac{\dot{N}_0}{\varphi}) = -0,0013 \ln(E) + 2,9081 \quad (4.1)$$

Αξίζει να σημειωθεί ότι οι τιμές που του συντελεστή απόκρισης που εκτιμήθηκαν πειραματικά είναι σε πλήρη συμφωνία με αντίστοιχες τιμές του συντελεστή που δίνονται στη βιβλιογραφία (Miller K., Shebell P.,1993) όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.6 (παρ. 3.2.3 – κεφάλαιο 3) της παρούσας ΔΕ

4.5 Προσδιορισμός συντελεστή $\frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}}$

Για τον προσδιορισμό του παράγοντα γωνιακής απόκρισης $\frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}}$ βάσει των σχέσεων 3.21 και 3.22 (βλ.παράγραφο 3.2.4) εκτιμήθηκαν οι λόγοι $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ και $\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ για όλες τις ενέργειες φωτοκορυφής των ισοτόπων της ΔΕ και για τις δυο περιπτώσεις κατά βάθους κατανομής τους στο έδαφος (ομοιόμορφης και επιφανειακής). Ο πρώτος λόγος υπολογίστηκε πειραματικά κατά όμοιο τρόπο με τις μετρήσεις των (Miller K., Shebell P.,1993) ενώ ο δεύτερος λόγος υπολογίστηκε θεωρητικά με στοιχεία που λήφθηκαν από τη βιβλιογραφία (Beck H. et al, 1972). Παρακάτω περιγράφονται αναλυτικά οι τρόποι προσδιορισμού των δυο αυτών ποσοτήτων.

4.5.1 Προσδιορισμός λόγου $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ (Πειραματικός προσδιορισμός)

Για τον προσδιορισμό του παράγοντα της σχετικής γωνιακής απόκρισης $\frac{N_{\theta}}{N_0}$ λήφθηκε φάσμα μετρήσεων με χρήση των πιστοποιημένων σημειακών πηγών κατά τον ακόλουθο τρόπο. Αρχικά, οι πηγές τοποθετήθηκαν σε απόσταση 1m από το παράθυρο του κρυστάλλου του ανιχνευτή, πάνω στον άξονα συμμετρίας του ανιχνευτή. Στη συνέχεια, για τη μελέτη της πλάγιας πρόσπτωσης των φωτονίων (φαινόμενο το οποίο κυριαρχεί κατά τη μέτρηση στο πεδίο), ο ανιχνευτής περιστράφηκε ως προς το μέσο του κρυστάλλου του (το οποίο θεωρήθηκε ότι αποτελεί το ενεργό βάθος του), με βήμα 15° καλύπτοντας εύρος γωνιών 0°-90° (όπου 0° η περίπτωση στην οποία η πηγή τοποθετείται πάνω στον άξονα συμμετρίας του ανιχνευτή). Σε κάθε βήμα λήφθηκε το αντίστοιχο φάσμα μέτρησης.

Στη συνέχεια αποδόθηκαν από το λογισμικό οι καθαρές κρούσεις στις φωτοκορυφές των ισοτόπων \dot{N}_{θ} , όπου θ οι (έξι συνολικά) γωνίες κατά τις οποίες στράφηκε ο ανιχνευτής. Οι τιμές \dot{N}_0 για τη μηδενική γωνία, χρησιμοποιήθηκαν και για τον προσδιορισμό του πρώτου παράγοντα $(\frac{\dot{N}_0}{\phi})$.

Από τις ανωτέρω τιμές εκτιμήθηκαν οι λόγοι $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ οι οποίες οδήγησαν στον προσδιοριμσό των καμπυλών $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} = f(\theta)$ όπου θ οι γωνίες περιστροφής του ανιχνευτή για το συγκεκριμένο πείραμα. Οι καμπύλες αυτές, προσδιορίστηκαν για κάθε ενέργεια φωτοκορυφής των ισοτόπων που εξετάστηκαν στη συγκεκριμένη ΔΕ και παρατίθενται σε παράρτημα (Παράρτημα 2) στο τέλος της εργασίας.

Παρακάτω, απεικονίζονται ενδεικτικά τρεις καμπύλες του παράγοντα γωνιακής απόκρισης $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} = f(\theta)$ όπως προέκυψαν από τις πειραματικές μετρήσεις για τις ενέργειες φωτοκορυφής 121 keV, 662 keV και 1332.6 keV



Σχήμα 4.5: Πειραματική καμπύλη $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} = f(\theta)$ για φωτόνια ενέργειας 121 keV (¹²¹Eu)



Σχήμα 4.6: Πειραματική καμπύλη $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} = f(\theta)$ για φωτόνια ενέργειας 662 keV (¹³⁷Cs)



Σχήμα 4.7: Πειραματική καμπύλη $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} = f(\theta)$ για φωτόνια ενέργειας 1408 keV (¹⁵²Eu)

Στη βιβλιογραφία (βλ.σχήματα 3.7 - 3.8 - 3.9 του κεφ. 3.2.4 της ΔΕ), απεικονίζονται οι καμπύλες των παραγόντων γωνιακής απόκρισης σε σχέση με τη γωνία θ, για τις ενέργειες 121 keV, 662 keV, 1408 keV, και για ανιχνευτές διαφόρων τιμών λόγου μήκους προς διάμετρο, ο οποίος όπως αναφέρθηκε (βλ. κεφ. 3.2.4), είναι ο βασικότερος παράγοντας εξάρτησης του παράγοντα γωνιακής απόκρισης.

Οι τιμές του λόγου για ενέργεια φωτονίων 121keV για όλες τις γωνίες πρόσπτωσης, βρίσκονται σε συμφωνία και με τις αντίστοιχες τιμές του σχήματος 3.7 (παρ.3.2.4) για ανιχνευτές με λόγο L/D παραπλήσιο με τον αντίστοιχο του ανιχνευτή του πειράματος μας. Υπενθυμίζεται ότι ο ανιχνευτής των πειραμάτων έχει λόγο L/D 0,76.

Οι τιμές του λόγου $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ για τα 662 keV (βλ.σχήμα 4.6), μειώνονται με την αύξηση της γωνίας πρόσπτωσης, αλλά με μικρότερη ένταση από αυτήν που παρατηρήθηκε για την ενέργεια των 121 keV. Αυτό είναι αναμενόμενο θεωρητικά, λόγω μεγαλύτερης διεισδυτικότητας των φωτονίων στον κρύσταλλο με την αύξηση της ενέργειας (βλ. παράγραφο 3.2.4) αλλά βρίσκεται και σε συμφωνία με τις πειραματικές μετρήσεις που αναφέρονται στη βιβλιογραφία (βλ.σχήμα 3.8, παρ 3.2.4).

Τέλος, για την ενέργεια των 1408 keV (βλ.σχήμα 4.7), παρατηρούμε ότι οι τιμές του λόγου $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ παρουσιάζουν και πάλι μεγάλη ομοιογένεια και βρίσκονται πιο κοντά στη μονάδα από τις αντίστοιχες τιμές για τις ενέργειες που προαναφέρθηκαν. Αυτό είναι αναμενόμενο θεωρητικά (βλ. παράγραφο 3.2.4). Επιπλέον, σε σύγκριση με τη βιβλιογραφία (βλ.σχήμα 3.9 παρ 3.2.4), οι τιμές του λόγου $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ που μετρήθηκαν με τον ανιχνευτή του πειράματος, βρίσκονται ανάμεσα σε αυτές των ανιχνευτών με λόγους L/D=0,59 και L/D=1.02, οπότε μπορούν να θεωρηθούν αναμενόμενες και αξιόπιστες.

4.5.2 Προσδιορισμός λόγων $\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (Πειραματικός προσδιορισμός)

Οι λόγοι $\frac{\phi_{\theta}}{\phi_{0}}$ προσδιορίστηκαν για τα διαστήματα γωνιών θ που αναγράφονται στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 4.6) (Beck H. et al,1972) και για τις δυο περιπτώσεις κατανομής των ισοτόπων (ομοιόμορφη και επιφανειακή).

θ Tan $\theta = R$		1	45 keV			662 keV			1460 keV		
(deg.)	(meters)	α/p=0,	=0.21,	= 00	α/ρ=0,	=0.21,	= 00	α/p=0,	=0,21,	m 00	
90	80	100	100	100	100	100	100	100	100	100	
84	9,95	93	89	62	92	85	53	92	83	51	
79	4.90	84	76	45	82	70	39	82	67	36	
73	3,18	73	64	34	72	58	30	72	54	27	
66	2.29	63	52	26	62	46	23	61	43	21	
60	1.73	53	42	20	52	37	17	52	33	16	
53	1.33	43	32	15	41	28	13	41	25	11	
46	1.02	32	23	10	31	20	9	31	18	8	
37	0.75	21	15	6	21	13	6	21	11	5	
26	0.48	11	7	3	10	6	3	10	5	2	

Πίνακας 4.6: Ποσοστό ροής παρθενικών φωτονίων που εισέρχονται στον ανιχνευτή για γωνίες μικρότερες από θ σε απόσταση h=1m από τον ανιχνευτή. (Η μηδενική γωνία θεωρείται για πρόσπτωση φωτονίων κάθετα στην μπροστινή επιφάνεια του ανιχνευτή).

Ως παράδειγμα, αναφέρεται η περίπτωση των φωτονίων ενέργειας 662 keV του Cs-137. Από τον πίνακα 4.6, ο λόγος $\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ για το συγκεκριμένο ισότοπο (πχ για το διάστημα γωνιών 84°-90°) εκτιμάται ίσος με 0,08 για περίπτωση υπόθεσης ομοιόμορφης κατανομής, ενώ για την περίπτωση υπόθεσης επιφανειακής κατανομής, ο λόγος είναι 0,47.

4.5.3 Τελικός προσδιορισμός παράγοντα γωνιακής απόκρισης $\frac{N_{f}}{\dot{N}_{0}}$

Σύμφωνα με τα όσα αναφέρονται στη βιβλιογραφία (Miller K., Shebell P.,1993) καθώς και από τις σχέσεις (3.21) και (3.22) της παραγράφου 3.2.4, για τον προσδιορισμό του παράγοντα γωνιακής απόκρισης είναι απαραίτητος ο υπολογισμός του γινομένου των δυο λόγων $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ και $\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ και η ολοκλήρωση του γινομένου σε όλο το εύρος γωνιών θ πρόσπτωσης των φωτονίων, για κάθε ενέργεια φωτοκορυφής των

ισοτόπων. Για τη γεωμετρία της βαθμονόμησης του πειράματος της συγκεκριμένης ΔΕ, το εύρος της ολοκλήρωσης του γινομένου είναι 0°-90°.

Οι ποσότητες $\frac{N_{\theta}}{N_0}$, $\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_0}$ υπολογίστηκαν (βλ. Παράρτημα 2) για όλα τα διαστήματα γωνιών που αναγράφονται στον παραπάνω πίνακα (Πίνακας 4.6) της βιβλιογραφίας (Beck et.Al, 1973). Για αυτά τα διαστήματα, οι λόγοι $\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_0}$ προσδιορίστηκαν από τον πίνακα 4.6 (για κάθε περίπτωση κατανομής των ισοτόπων –ομοιόμορφη και επιφανειακή-), ενώ οι λόγοι $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_0}$ υπολογίστηκαν από τις πειραματικές καμπύλες $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_0}$ = **f**(θ) – των οποίων ο τρόπος υπολογισμού αναφέρεται παραπάνω - (βλ παρ. 4.5.1). Τέλος, η απαραίτητη ολοκήρωση των γινομένων, πραγματοποιήθηκε όπως στη βιβλιογραφία (Miller K., Shebell P.,1993) ως ακολούθως: Τα γινόμενα

 $(\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}})$ που προέκυψαν για κάθε γωνιακό διάστημα του πίνακα 4.6, αθροίστηκαν σε όλο το εύρος 0°-90°. Η άθροιση πραγματοποιήθηκε για όλες τις ενέργειες φωτοκορυφής των ισοτόπων που μελετήθηκαν. Το αποτέλεσμα της άθροισης αυτής, είναι ο τελικός λόγος του παραγόντα γωνιακής απόκρισης $\frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}}$ για την κάθε ενέργεια φωτοκορυφής. Αναλυτικοί πίνακες με τα αποτελέσματα των υπολογισμών των παραγόντων $\frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}}$ σε όλες τις ενέργειες, παρατίθενται σε παράρτημα που βρίσκεται στο τέλος της ΔΕ (Παράρτημα 2).

Από τις τιμές του παράγοντα γωνιακής απόκρισης $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ που υπολογίστηκαν, καθώς και από τις τιμές των ενεργειών των ισοτόπων που εξετάστηκαν προέκυψαν συναρτήσεις αναδρομής $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0} = \mathbf{f}(\mathbf{E})$ (και για τις δυο υποθέσεις κατανομής).

Στους πίνακες που ακολουθούν, (Πίνακες 4.7 – 4.8), απεικονίζονται οι τιμές των $\frac{N_f}{\dot{N}_0}$ με τις αβεβαιότητες τους (1σ) συναρτήσει των ενεργειών στις οποίες αντιστοιχούν. Επίσης, απεικονίζεται γραφικά ο συντελεστής $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ συναρτήσει της ενέργειας.

Ε	Ń _f	Αβεβ	
(keV)	$\overline{\dot{N}_0}$	(1σ)	
121	0,84	0,106	
244	0,81	0,147	
276	0,83	0,065	
302,9	0,77	0,056	
344	1,04	0,169	
356	0,90	0,036	
662	0,96	0,046	
778	1,08	0,068	
964	0,89	0,105	
1085	0,94	0,193	
1173,2	0,95	0,053	
1332,6	0,94	0,050	
1408	0,93	0,070	

Παράγοντας γωνιακής απόκρισης (Ομοιόμορφη κατανομή)

Πίνακας 4.7: Τιμές του παράγοντα γωνιακής απόκρισης και των αβεβαιοτήτων του (1σ) για την περίπτωση υπόθεσης ομοιόμορφης κατανομής ισοτόπων στο έδαφος, μαζί με τις τιμές των ενεργειών για τις οποίες υπολογίστηκαν στη συγκεκριμένη ΔΕ



Σχήμα 4.3: Σχήμα 4.4: Καμπύλη $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0} = f(\mathbf{E})$ για την περίπτωση υπόθεσης ομοιόμορφης κατανομής ισοτόπων στο έδαφος

Η συνάρτηση αναδρομής που συνδέει τον παράγοντα γωνιακής απόκρισης με την ενέργεια και εφαρμόστηκε στα τα πειραματικά δεδομένα, δίνεται ως ακολούθως

$$\frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}} = (8 \cdot 10^{-11}) E^{3} - (4 \cdot 10^{-7}) E^{2} + 0,0006E + 0,7565$$
(4.2)

E(keV)	N _f	Αβεβ
	$\overline{N_0}$	(1σ)
121	0,76	0,11
244	0,77	0,15
276	0,81	0,065
302,9	0,73	0,056
344	1,11	0,169
356	0,87	0,036
662	0,93	0.046
778	1,04	0,068
964	0,88	0,11
1085	0,88	0,19
1173,2	0,92	0,053
1332,6	0,92	0,050
1408	0,94	0,070

Παράγοντας γωνιακής απόκρισης (Επιφανειακή κατανομή)

Πίνακας 4.8: Τιμές του παράγοντα γωνιακής απόκρισης και των αβεβαιοτήτων του (1σ) για την περίπτωση υπόθεσης επιφανειακής κατανομής ισοτόπων στο έδαφος, μαζί με τις τιμές των ενεργειών για τις οποίες υπολογίστηκαν στη συγκεκριμένη ΔΕ



ισοτόπων στο έδαφος

Στα σημεία της γραφικής παράστασης προσαρμόστηκε πολυωνυμική καμπύλη τρίτου βαθμού, οι συντελεστές της οποίας παρουσιάζονται ως ακολούθως:

Η συνάρτηση αναδρομής που συνδέει τον παράγοντα γωνιακής απόκρισης με την ενέργεια και εφαρμόστηκε στα τα πειραματικά δεδομένα, δίνεται ως ακολούθως

$$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0} = (7 \cdot 10^{-10}) E^3 - (2 \cdot 10^{-6}) E^2 + 0,0016E + 0,541$$
(4.3)

Οι πειραματικές καμπύλες και για τις δυο περιπτώσεις κατανομών (ομοιόμορφης και επιφανειακής), παρουσιάζουν μεγαλύτερες μεταβολές του $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ σε μικρότερες ενέργειες, ενώ σε μεγαλύτερες, οι τιμές του παράγοντα γωνιακής απόκρισης είναι παραπλήσιες μεταξύ τους και κοντά στη τιμή της μονάδας, οπότε και οι καμπύλες σταθεροποιούνται προσεγγίζοντας τη μονάδα, όπως αναμενόταν και από όσα αναφέρθηκαν στην παράγραφο 3.2.4. Συγκριτικά με τη βιβλιογραφία (βλ. σχήμα 3.7 παρ 3.2.4), παρατηρείται ότι η πειραματική καμπύλη έχει παρόμοια μορφή με αυτές της βιβλιογραφίας σε όλο το ενεργειακό φάσμα που μελετήθηκε. Τέλος, συμφωνία με τη βιβλιογραφία παρατηρείται σε μεγαλύτερες τιμές της πειραματικής καμπύλης $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ = f(E), εκεί όπου με την αύξηση της ενέργειας πέραν του 1 MeV, ο λόγος $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$

(βλ.Πίνακες 4.7-4.8 της παραγράφου). Οι τιμές αυτές βρίσκονται ανάμεσα σε αυτές των ανιχνευτών της βιβλιογραφίας (Miller K., Shebell P.,1993) (με L/D=0,59 και L/D=1,02).

4.6 Προσδιορισμός των λόγων φ/Α

Ο προσδιορισμός των λόγων φ/Α για τα ισότοπα που χρησιμοποιήθηκαν στη συγκεκριμένη ΔΕ, πραγματοποιήθηκε με τη χρήση του πίνακα βιβλιογραφιας (Beck H. et al, 1972) ο οποίος παρουσιάστηκε στο 3° Κεφάλαιο της ΔΕ (πίνακας 3.1, παράγραφος 3.2.5).

Ο πίνακας αυτός, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για οποιαδήποτε υπόθεση κατανομής των ισοτόπων στο έδαφος καθώς και για οποιαδήποτε ενέργεια (μέσω της μεθόδου της γραμμικής παρεμβολής) όπως π.χ υπολογίζονται στους παρακάτω πίνακες για όλες τις ενέργειες φωτοκορυφής των ισοτόπων που μελετήθηκαν.

Η διαδικασία υπολογισμού των όρων περιγράφεται ως ακολούθως:

Αρχικά, από πίνακα της βιβλιογραφίας (Beck.H. et al, 1972) (βλ. Πίνακα 1 κεφάλαιο 3.2.5) μπορούμε να προσδιορίσουμε τη ροή φωτονίων που προσπίπτουν χωρίς να έχουν υποστεί σκέδαση στον ανιχνευτή, για όλες τις πηγές που χρησιμοποιήθηκαν. Στη συνέχεια, πολλαπλασιάζουμε αυτές τις τιμές με το ποσοστό εκπομπής των φωτονίων του εκάστοτε ισοτόπου, έτσι προσδιορίζεται ο όρος φ/Α για το συγκεκριμένο ισότοπο.

Ομοίως πολλαπλασιάζουμε τις τιμές των ρυθμών έκθεσης του πίνακα 7 των Beck.H. et al, 1972 (βλ. Πίνακα 2 κεφ. 3.2.5) με τα ποσοστά εκπομπής των στοιχείων και έτσι εξάγουμε το συντελεστή Ι/Α. Τελικά, οι λόγοι φ/Ι των ισοτόπων που μελετήθηκαν στυ συγκεκριμένη ΔΕ προκύπτουν από τη σχέση 3.23 (βλ.παράγραφο 3.2.5)

Τα αποτελέσματα των υπολογισμών των λόγων φ/Α και φ/Ι, παρουσιάζονται στους παρακάτω πίνακες (Πίνακας 4.9 – Πίνακας 4.10) και για τις δυο υποθέσεις κατανομών (ομοιόμορφη και επιφανειακή).

ΤΙΜΕΣ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΩΝ Φ/Α ΚΑΙ Φ/Ι (Ομοιόμορφη κατανομή)

	E(keV)	φ(Beck) photons cm ⁻² sec ⁻¹	yield γ's per dis.	φ/A γ's s^-1 g^-1 per Bq cm^- 1 sec^-1	Ι (Beck) μR/h	I/A μR h^-1 per Bq cm^-1 sec^-1	φ/Ι γ's s^-1 g^-1 per μR/h
Ισότοπο							
¹³⁷ Cs	661,65	6,146	0,850	5,223	19,60	16,658	0,314
⁶⁰ Co	1173,22	8,147	0,999	8,135	36,20	36,146	0,225
⁶⁰ Co	1332,492	8,750	1,000	8,749	41,80	41,793	0,209
¹⁵² Eu	121	3,006	0,284	0,854	2,61	0,742	1,152
¹⁵² Eu	244	4,045	0,075	0,303	6,19	0,464	0,653
¹⁵² Eu	344	4,604	0,266	1,224	9,53	2,534	0,483
¹⁵² Eu	778	6,643	0,130	0,862	23,50	3,048	0,283
¹⁵² Eu	867	6,997	0,042	0,294	26,25	1,103	0,267
¹⁵² Eu	964	7,384	0,145	1,071	29,30	4,249	0,252
¹⁵² Eu	1085	7,832	0,101	0,793	33,20	3,363	0,236
¹⁵² Eu	1212	8,295	0,014	0,116	37,31	0,522	0,222
¹⁵² Eu	1408	8,985	0,209	1,873	43,70	9,111	0,206
¹³³ Ba	276	4,213	0,071	0,301	7,24	0,517	0,582
¹³³ Ba	302,85	4,368	0,183	0,801	8,15	1,494	0,536
¹³³ Ba	356,02	4,672	0,621	2,899	9,93	6,162	0,471

Πίνακας 4.9: Τιμές φ/Α των ισοτόπων που μελετήθηκαν στη συγκεκριμένη ΔΕ για την περίπτωση υπόθεσης ομοιόμορφης κατανομής τους στο έδαφος

	E(keV)	φ photons cm ⁻² sec ⁻¹	yield γ's per dis.	φ/A γ's s^-1 g^-1 per Bq cm^-1 sec^-1	Ι μR/h	I/A μR h^-1 per Bq cm^-1 sec^-1	φ/Ι γ's s^-1 g^-1 per μR/h
Ισότοπο							
¹³⁷ Cs	661,65	2,054	0,850	1,746	3,390	2,881	0,606
⁶⁰ Co	1173,22	2,189	0,999	2,189	5,520	5,512	0,397
⁶⁰ Co	1332,492	2,224	1,000	2,224	6,160	6,159	0,361
¹⁵² Eu	121	1,766	0,284	0,502	0,550	0,156	3,211
¹⁵² Eu	244	1,856	0,075	0,139	1,215	0,091	1,528
¹⁵² Eu	344	1,920	0,266	0,511	1,790	0,476	1,073
¹⁵² Eu	778	2,090	0,130	0,271	3,920	0,508	0,533
¹⁵² Eu	867	2,115	0,042	0,089	4,296	0,180	0,492
¹⁵² Eu	964	2,140	0,145	0,310	4,700	0,682	0,455
¹⁵² Eu	1085	2,170	0,101	0,220	5,180	0,525	0,419
¹⁵² Eu	1212	2,197	0,014	0,031	5,692	0,080	0,386
¹⁵² Eu	1408	2,180	0,209	0,455	6,400	1,334	0,341
¹³³ Ba	276	1,879	0,071	0,134	1,401	0,100	1,341
¹³³ Ba	302,85	1,896	0,183	0,348	1,557	0,285	1,218
¹³³ Ba	356,02	1,928	0,621	1,196	1,864	1,157	1,034

ΤΙΜΕΣ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΩΝ Φ/Α ΚΑΙ Φ/Ι (Επιφανειακή κατανομή)

Πίνακας 4.10: Τιμές φ/Α των ισοτόπων που μελετήθηκαν στη συγκεκριμένη ΔΕ για την περίπτωση υπόθεσης ομοιόμορφης κατανομής τους στο έδαφος

4.7 Προσδιορισμός τελικών συντελεστών βαθμονόμησης $\frac{N_f}{A}, \frac{N_f}{I}$

Επομένως, χρησιμοποιώντας τις τιμές των τριων λόγων ($\frac{\dot{N}_0}{\phi}$ και $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ που προσδιορίστηκαν πειραματικά καθώς και τις τιμές φ/Α της βιβλιογραφίας), μπορούμε να υπολογίσουμε τον τελικό συντελεστή βαθμονόμησης $\frac{\dot{N}_f}{A}$, μέσω της σχέσης 3.1(α) του 3^{ου} κεφαλαίου. Η αβεβαιότητα του υπολογίζεται μέσω διάδοσης σφαλμάτων των τριών αυτών επιμέρους όρων του. Επιπλέον, μέσω της σχέσης 3.24 του 3^{ου} κεφαλαίου, υπολογίζεται ο συντελεστής $\frac{\dot{N}_f}{I}$ καθώς και η αβεβαιότητα του μέσω διάδοσης σφαλμάτων, από την ίδια σχέση.

Στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 4.11) αναγράφονται οι προκύπτουσες τιμές των ολικών παραγόντων βαθμονόμησης $\frac{\dot{N}_f}{A}$, $\frac{\dot{N}_f}{I}$ για κάθε ισότοπο που μελετήθηκε μαζί με τις αβεβαιότητες τους (1σ). Για τον υπολογισμό του παράγοντα $\frac{\dot{N}_f}{I}$ βάσει της σχέσης 3.24, οι τιμές I/A των ισοτόπων προσδιορίστηκαν από πίνακα της βιβλιογραφίας (Beck H. et al,1973) (βλ.πίνακα 3.2 παρ. 3.2

ΤΙΜΕΣ ΤΕΛΙΚΩΝ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΩΝ ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗΣ (Ομοιόμορφη κατανομή)

Ισότοπο	E	$\frac{\dot{N}_{f}}{A}$	$\delta(\frac{\dot{N}_{f}}{A})$	$\frac{I}{A}$	$\frac{\dot{N}_{f}}{I}$	$\delta(\frac{\dot{N}_{f}}{l})$
		(Cps per Bq <i>g</i> ⁻¹)	(1σ)	(μR <i>h</i> ⁻¹ per Bq <i>g</i> ⁻¹)	(Cps per μR <i>h</i> ⁻¹)	(1σ)
¹⁵² Eu	121	13,950	0,127	0,742	18,813	0,009
¹⁵² Eu	244	3,885	0,183	0,464	8,369	0,047
¹³³ Ba	276	3,455	0,078	0,517	6,683	0,023
¹³³ Ba	302.85	8,788	0,073	1,494	5,883	0,008
¹³³ Ba	344	12,101	0,163	2,534	4,776	0,013
¹³³ Ba	356.02	26,793	0,040	6,162	4,348	0,001
¹³⁷ Cs	662	26,982	0,048	16,658	1,620	0,002
¹⁵² Eu	778	4,387	0,063	3,048	1,439	0,014
¹⁵² Eu	964	4,460	0,118	4,249	1,050	0,027
¹⁵² Eu	1085	3,089	0,206	3,363	0,919	0,067
⁶⁰ Co	1173.22	29,215	0,056	36,146	0,808	0,002
⁶⁰ Co	1332.492	28,003	0,054	41,793	0,670	0,002
¹⁵² Eu	1408	6,612	0,075	9,111	0,726	0,011

Πίνακας 4.11: Συντελεστές βαθμονόμησης ανιχνευτή HPGe της παρούσας ΔΕ, μαζί με τις αβεβαιότητες τους (1σ) για περίπτωση υπόθεσης ομοιόμορφης κατανομής ισοτόπων στο έδαφος

ΤΙΜΕΣ ΤΕΛΙΚΩΝ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΩΝ ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗΣ (Επιφανειακή κατανομή)

Ισότοπο	Е	$\frac{\dot{N}_{f}}{A}$	$\delta(\frac{\dot{N}_f}{A})$	$\frac{I}{A}$	$\frac{\dot{N}_{f}}{I}$	$\delta(\!\frac{\dot{N}_f}{I})$
		(Cps per Bq cm ⁻²)	(1σ)	$(\mu R \ h^{-1} per Bq \ g^{-1})$	(Cps per μ R <i>h</i> ⁻¹)	(1σ)
¹⁵² Eu	121	7,488	0,139	0,156	47,924	0,019
¹⁵² Eu	244	1,696	0,192	0,091	18,616	0,113
¹³³ Ba	276	1,496	0,081	0,100	14,960	0,054
¹³³ Ba	302.85	3,655	0,076	0,285	12,806	0,021
¹³³ Ba	344	5,407	0,152	0,476	11,361	0,028
¹³³ Ba	356.02	10,627	0,042	1,156	9,195	0,004
¹³⁷ Cs	662	8,810	0,049	2,881	3,058	0,006
¹⁵² Eu	778	1,324	0,066	0,508	2,604	0,050
¹⁵² Eu	964	1,284	0,119	0,682	1,884	0,093
¹⁵² Eu	1085	0,806	0,219	0,525	1,536	0,271
⁶⁰ Co	1173.22	7,605	0,058	5,512	1,380	0,008
⁶⁰ Co	1332.492	6,973	0,055	6,159	1,132	0,008
¹⁵² Eu	1408	1,611	0,075	1,334	1,207	0,047

Πίνακας 4.12: Συντελεστές	βαθμονόμησης	ανιχνευτή HPGe της πα	ρούσας ΔΕ, μαζί με τις
2			

αβεβαιότητες τους (1σ) για περίπτωση υπόθεσης επιφανειακής κατανομής ισοτόπων στο έδαφος

Παρακάτω (σχήματα 4.8-4.9-4.10-4.11) απεικονίζονται οι καμπύλες των ολικών συντελεστών βαθμονόμησης, συναρτήσει των ενεργειών φωτοκορυφής των ισοτόπων που μελετήθηκαν και για τις δύο υποθέσεις κατανομής τους (ομοιόμορφης –μπλέ



χρώμα- και επιφανειακής – κόκκινο χρώμα). Οι τιμές του συντελεστή βαθμονόμησης

Σχήμα 4.8 Καμπύλες ολικών συντελεστών βαθμονόμησης $\frac{\dot{N}_{f}}{A}$, $\frac{\dot{N}_{f}}{I}$ συναρτήσει των ενεργειών φωτοκορυφής των ισοτόπων που εξετάστηκαν για υπόθεση ομοιόμορφης(μπλέ χρώμα) και επιφανειακής(κόκκινο χρώμα) κατανομής

Οι εξισώσεις των καμπυλών που εφαρμόστηκε στα δεδομένα είναι οι ακόλουθες:

Ομοιόμορφη κατανομή :
$$\ln(\frac{\dot{N}_f}{A}) = -0,2797\ln(E) + 5,3891$$
 (4.4)

Επιφανειακή κατανομή :
$$\ln(\frac{\dot{N}_f}{A}) = -0,6713\ln(E) + 6,4426$$
 (4.5)



Σχήμα 4.8 Καμπύλες ολικού συντελεστή βαθμονόμησης ^Ňf Ι συναρτήσει των ενεργειών φωτοκορυφής των ισοτόπων που εξετάστηκαν για υπόθεση ομοιόμορφης(μπλέ χρώμα) και επιφανειακής(κόκκινο χρώμα) κατανομής

Οι εξισώσεις των καμπυλών που εφαρμόστηκε στα δεδομένα είναι οι ακόλουθες:

Ομοιόμορφη κατανομή: $\ln(\frac{\dot{N_f}}{l}) = -0,4953\ln(E) + 11,626$ (4.6)

Επιφανειακή κατανομή: $\ln(\frac{\dot{N}_f}{I}) = -1,412\ln(E) + 9,7871$ (4.7)

Όπως παρατηρείται η μορφή των καμπύλων του κύριου συντελεστή βαθμονόμησης $\frac{\dot{N}_f}{A}$ για τον ανιχνευτή που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη ΔΕ, (ο οποίος στην ουσία εκφράζει την απόδοση του συγκεκριμένου ανιχνευτή στα φωτόνια που προέρχονται από ισότοπα που βρίσκονται εντός εδάφους) συμφωνούν ποιοτικά με τις καμπύλες απόδοσης που αναφέρονται σε βιβλιογραφικές αναφορές (M.C.Lepy, 2010) (Ortec Industries, the best choice of High Purity Germanium detector) (L.Daraban et Al, 2012) (I.A.Alnour et Al, 2014).

4.7 Συμπεράσματα

Οι καμπύλες των τελικών συντελεστών βαθμονόμησης $\frac{N_f}{A}$ και $\frac{N_f}{I}$, οι οποίες εξήχθησαν από τα πειραματικά αποτελέσματα της συγκεκριμένης ΔΕ συνδέουν τις καθαρές κρούσεις στις φωτοκορυφές του ανιχνευτή, με την ενεργότητα των πηγών που βρίσκονται μέσα στο έδαφος. Η υπόθεση για τον υπολογισμό τους στηρίχτηκε σε εμπειρικούς υπολογισμούς των παραγόντων φ/Α και φ/Ι αντίστοιχα από τη βιβλιογραφία (Beck et Al, 1973). Οι υπολογισμοί αυτοί, πραγματοποιήθηκαν για συγκεκριμένη σύσταση και συνθήκες υγρασίας χώματος. Παρ'όλα αυτά, όπως αναφέρεται στη βιβλιογραφία (Beck et Al, 1973) ο κυριότερος παράγοντας που μπορεί να επηρεάσει εν τέλει τα αποτελέσματα της in situ μέτρησης, λόγω διαφοράς των πραγματικών συνθηκών μέτρησης με αυτών της βιβλιογραφίας, είναι η παράμετρος βάθους α/ρ (βλ.παρ 3.2.2^α κεφ.3).

Ο ρυθμός έκθεσης στον αέρα που προκύπτει από τα ισότοπα του εδάφους, έχει μικρότερη ευαισθησία στις αλλαγές της παραμέτρου βάθους α/ρ (βλ.παρ.3.2.5 κεφ.3) αλλά και σε πιθανή τραχύτητα του εδάφους στο οποίο γίνεται η μέτρηση (Beck et.Al, 1973), κάτι το οποίο καθιστά τους λόγους φ/Ι της βιβλιογραφίας αξιόπιστους για τον υπολογισμό του ρυθμού έκθεσης από ισότοπα που βρίσκονται σε περιοχές με διαφορετικά χαρακτηριστικά σύστασης χώματος.

Επομένως, οι καμπύλες που δημιουργήθηκαν στο συγκεκριμένο πέιραμα, μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε πιθανή μελλοντική εξωτερική μέτρηση in situ στο πεδίο. Κατά τη μέτρηση αυτή, μπορεί να υπολογιστεί ο ρυθμός των καθαρών κρούσεων \dot{N}_f για οποιαδήποτε επιθυμητή ενέργεια φωτοκορυφής Ε του φάσματος και στη συνέχεια να

διαιρεθεί με τις προκύπτουσες τιμές $\frac{\dot{N}_f}{A}$ ή $\frac{\dot{N}_f}{I}$ από τις καμπύλες (4.4) – (4.6) και (4.5) -(4.7) αντίστοιχα για ενέργεια Ε, έτσι ώστε να βρεθεί η ενεργότητα, ή ο ρυθμός έκθεσης του ισοτόπου που αντιστοιχεί στη φωτοκορυφή της Ε.

Με αυτόν τον τρόπο, καθίσταται τελικά δυνατή η άμεση αναγνώριση και ποσοτικοποίηση των ισοτόπων που υπάρχουν στο περιβάλλον

Κεφαλαιο 5

5.1 Εισαγωγη

Όπως είναι εύκολα πλέον αντιληπτό, η in situ φασματοσκοπία είναι μια τεχνική η οποία εξαρτάται τόσο από ενδογενείς όσο και από εξωγενείς παράγοντες. Οι ενδογενείς παράγοντες αφορούν στον ανιχνευτή και στα ηλεκτρονικά. Ως εξωγενείς παράγοντες θεωρούνται η κατανομή των πηγών στο έδαφος, η ιδιομορφία του εδάφους, οι ιδιότητες του περιβάλλοντος χώρου (πχ. Φυσικά εμπόδια), η συνεισφορά της κοσμικής ακτινοβολίας στη μέτρηση κλπ.

Η ημι-εμπειρική μέθοδος βαθμονόμησης που εφάρμοστηκε στη συγκεκριμένη ΔΕ, έχει εκτιμώμενες αβεβαιότητες της τάξης του 10-15% (Dewey S.C.et al, 2010), λαμβάνει ως δεδομένη τη γεωμετρία άπειρου ημι-επιπέδου, χωρίς καθόλου φυσικά εμπόδια ή ανωμαλίες στο έδαφος. Επιπλέον, η μέθοδος αυτή θεωρεί ότι οι πηγές κατανέμονται εκθετικά σε στήλη άπειρου βάθους. Παρ'όλα αυτά, πολλές κατανομές πηγών στο χώμα δεν ακολουθούν αυτή την κατανομή (Korun M.et al,1994). Επίσης, ανομοιογένειες στην κατά βάθος κατανομή των πηγών στο έδαφος, διαφορές στις ιδιότητες χώματος ακόμα και στην ίδια περιοχή δειγματοληψίας, ανομοιογενής εναπόθεση πηγών, μπορούν να περιπλέξουν σημαντικά τη δημιουργία αξιόπιστων δεδομένων από την τεχνική της in situ φασματοσκοπίας.

5.2 Μελλοντικές επεκτάσεις

Όπως αναφέρθηκε στην εισαγωγή και αναλύεται στη βιβλιογραφία (W.Sowa et Al,1989), το σημαντικότερο μειονέκτημα της in situ γάμμα φασματοσκοπίας είναι ότι

χρειάζεται τον όσο πιο δυνατό ακριβή καθορισμό του τρόπου κατανομής των πηγών στο έδαφος. Οι ιδιότητες του εδάφους, μπορεί να παρουσιάζουν διακυμάνσεις στην περιοχή που πρόκειται να μελετηθεί και έτσι να επηρεάζουν τα αποτελέσματα των μετρήσεων (J.P.Laedermann et al 1997). Ειδικότερα για πηγές που έχουν εναποτεθεί στο έδαφος μετά από πχ πυρηνικό ατύχημα, περιβαλλοντικοί ή ανθρωπογενείς παράγοντες που συνδέονται με το χώμα όπως πχ ο δυνατός αέρας, η διάβρωση του εδάφους λόγω βροχοπτώσεων, ή κάποια ανθρώπινη εργασία στο έδαφος (σκάψιμο, όργωμα, γεώτρηση κλπ) είναι δυνατό να επηρεάσουν την κατανομή των πηγών σε αυτό (Helfer I. and Miller K.,1988) (Laedermann J.P. et al,1997), με αποτέλεσμα να δημιουργηθούν ανομοιογένειες και έτσι η υπόθεση εκθετικής κατά βάθους κατανομής τους, η οποία θεωρήθηκε στον ημι-εμπειρικό τρόπο βαθμονόμησης να μην είναι πλέον εύστοχη.

Η γεωμετρία της μέτρησης είναι επίσης ένα σημαντικό πρόβλημα για τη διαδικασία βαθμονόμησης καθώς είναι δύσκολο στο εργαστήριο να εξομοιωθούν οι πραγματικές συνθήκες, ειδικά αν χρειάζεται να μελετηθεί μια περιοχή με πολλά φυσικά εμπόδια (όπως πχ δέντρα, βαλτώδεις περιοχές κλπ)

Σήμερα έχουν αναπτυχθεί τρόποι βελτίωσης των παραγόντων που επηρεάζουν την ακρίβεια της in situ φασματοσκοπίας. Στη βιβλιογραφία (Korun M. et al,1990) έχει αναπτυχθεί μέθοδος προσδιορισμού της συγκέντρωσης των εναποτιθέμενων πηγών στο έδαφος χωρίς να χρειάζεται προυπόθεση για τον τρόπο κατανομής τους. Έτσι, γίνεται εξοικονόμηση χρόνου καθώς αποφεύγεται η διαδικασία λήψης και μέτρησης δειγμάτων από την περιοχή που πρόκειται να μελετηθεί. Επιπλέον, για ραδιοϊσότοπα που εκπέμπουν σε πάνω από μία ενέργεια, είναι δυνατόν να προσδιοριστεί και η κατά βάθος κατανομή τους.

Σήμερα, η βαθμονόμηση in situ φασματοσκοπίας, είναι δυνατόν να πραγματοποιηθεί και με κώδικες Monte Carlo (Boson J. et al,2009), οι οποίοι είναι ένα πολύ σημαντικό εργαλείο για εξομοίωση της απόκρισης του ανιχνευτή για διάφορες παραμέτρους πηγών και γεωμετρίας και έχει βρεί εφαρμογή σε πολλά πειράματα που αφορούν τη συγκεκριμένη τεχνική (Sima O. and Arnold D.,2009) (Tzika F. et al,2009) (Boson J. et al, 2009) (Boson J.,2008).

Επιπλέον, με τη χρήση πολύπλοκων αριθμητικών μεθόδων και σύγχρονων υπολογιστικών συστημάτων, είναι πλέον δυνατό να γίνει βαθμονόμηση του ανιχνευτή για πολύ μεγαλύτερη ποικιλία αυθαίρετων κατά βάθος κατανομών των πηγών στο έδαφος (Dewey S.C. et al, 2010).

Πλέον, ο ημι-εμπειρικός τρόπος βαθμονόμησης ανιχνευτή για in situ μέτρηση που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία, με ταυτόχρονη χρήση της τεχνολογίας είναι δυνατό να επιτρέψει τη χρήση της in situ φασματοσκοπίας σε όλο και πιο πολύπλοκες συνθήκες με απώτερο σκοπό τη χρήση της σε μεγάλο εύρος περιβαλλοντικών συνθηκών με παράλληλη μείωση της αβεβαιότητας των αποτελεσμάτων.

ПАРАРТНМА 1

Πιστοποιητικά ανιχνευτή και σημειακών πηγών που χρησιμοποιήθηκαν στη συγκεκριμένη ΔΕ



DETECTOR SPECIFICATION AND PERFORMANCE DATA

Specifications

Detector Model GC3019 Serial number b 02166 Cryostat Model 7935SL-7 Preamplifier Model 2002CSL The purchase specifications and therefore the warranted performance of this detector are as follows : Relative efficiency 30 % Nominal volume _____ cc 1.9 keV (FWHM) at 1.33 MeV Resolution _____ keV (FWTM) at 1.33 MeV _____ keV (FWHM) at 1.22 keV _____ keV (FWTM) at _____ <u>56:1</u> Cryostat well diameter _____ Well depth _____ Peak/Comton _ mm Cryostat description or Drawing Number if special Multi Attitude cryostat, type 7935SL-7

Physical Characteristics

Geometry Coaxial one o	Coaxial one open end, closed end facing window				
Diameter	61	mm	Active volume		cc
Length	46.5	mm	Crystal well depth		mm
Distance from window (outside) <u>5</u>	mm	Crystal well diameter		mm

Electrical Characteristics

Depletion voltage	(+)4500	Vdc			
Recommended bias volta	ge Vdc	(+)5000	Vdc		
Leakage current at recom	mended bias	0.01	nA		
Preamplifier test point vo	ltage at recom	mended vol	age	-1.1	Vdc

Resolution and Efficiency

With amp time constant of $\underline{4}$ µs

Isotope	57Co	⁶⁰ Co					
Energy (keV)	122	1332					
FWHM (keV)	.791	1.80					
FWTM (keV)		3.33					
Peak/Compton		58.7:1					
Rel. Efficiency		32.2%					
- Test are performed following IEEE standard test ANSI/IEEE std325-1996							

- Test are performed following iEEE standard test ArtSpringer sub23-1990

GDAME001/E	19/04/01	1/1
	CANBERRA Semiconductor is an IS	SO 9000 certified company
Approved by:	Date : May 6, 2002	
Tested by :	Date : May 6, 2002	
11.55		
 Standard Camberra electronics 	used - See Germanium detector manual Section /	

Πιστοποιητικό ανιχνευτή που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη ΔE (ανιχνευτής Canberra GC3019)

0	0211
Page 2	DKD- 0650
	2009-
Gamma Reference Source	
Source no.	RU 616
Drawing	VZ-1240-001
Nuclide	Caesium-137
Activity	40.2 kBq
Reference date	1 April 2009 at 12:00 UTC
Leakage and contamination test	Wipe test according to ISO 9978.
Wipe test passed on	9 March 2009
Measuring method	The activity of the source was determined by comparison with reference source of the same construction using a sodium loc detector with multichannel analyser.
Traceability	Additional to the direct traceability to the PTB through the DKD product complies with the requirements for traceability to N specified in the American National Standard "Traceability Radioactive Sources to the NIST and Associated Instrument Qua Control (ANSI N42.22-1995)". As a requirement of the ANSI N42. 1995 nuclitec GmbH participates in the NEI/NIST Measureme Assurance Program of the Nuclear Power Industry.
Uncertainty	The relative uncertainty of the activity is 3 %. The reported uncertainty, determined according to the DKD-3 rep is based on the standard uncertainty multiplied by a coverage fac of $k = 2$, providing a level of confidence of 95 %. (Ref. NIST Techn Note 1297/"Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement ISO Guide, 1995)
Radioactive impurities	Related to Cs-137 (equal 100 %) the following radioactive impurivere detected: Cs-134 < 0.01 $\%$
Quality assurance system	The quality assurance system of nuclitec GmbH was certified Lloyd's Register Quality Assurance (LRQA) according to ISO 90 issue 2000. Isotrak products meet the requirements of 10CFF Appendix B in the USA.
Remark	

Πιστοποιητικό πηγής Καισίου (Cs - 137) που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη ΔΕ

Seite Page 2

0

DKD-K-06501 2009-03

Gamma Reference Source	
Source no.	RU 615
Drawing	VZ-1240-001
Nuclide	Barium-133
Activity	43.7 kBq
Reference date	1 April 2009 at 12:00 UTC
Leakage and contamination test	Wipe test according to ISO 9978.
Wipe test passed on	9 March 2009
Measuring method	The activity of the source was determined by comparison with a reference source of the same construction using a sodium iodine detector with multichannel analyser.
Traceability	Additional to the direct traceability to the PTB through the DKD this product complies with the requirements for traceability to NIST specified in the American National Standard "Traceability of Radioactive Sources to the NIST and Associated Instrument Quality Control (ANSI N42.22-1995)". As a requirement of the ANSI N42.22- 1995 nuclitec GmbH participates in the NEI/NIST Measurements Assurance Program of the Nuclear Power Industry.
Uncertainty	The relative uncertainty of the activity is 3 %. The reported uncertainty, determined according to the DKD-3 report is based on the standard uncertainty multiplied by a coverage factor of k = 2, providing a level of confidence of 95 %. (Ref. NIST Technical Note 1297/"Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement" ISO Guide, 1995)
Radioactive impurities	Related to Ba-133 (equal 100 %) the following radioactive impurities were detected: none
Quality assurance system	The quality assurance system of nuclitec GmbH was certified by Lloyd's Register Quality Assurance (LRQA) according to ISO 9001, issue 2000. Isotrak products meet the requirements of 10CFR50 Appendix B in the USA.
Remark	-

Πιστοποιητικό πηγής Βαρίου (Ba - 133) που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη ΔE

Seite Page 2 021135 DKD-K-06501 2009-03

Gamma Reference Source	
Source no.	RU 618
Drawing	VZ-1240-001
Nuclide	Cobalt-60
Activity	42.6 kBq
Reference date	1 April 2009 at 12:00 UTC
Leakage and contamination test	Wipe test according to ISO 9978.
Wipe test passed on	9 March 2009
Measuring method	The activity of the source was determined by comparison with a reference source of the same construction using a sodium iodine detector with multichannel analyser.
Traceability	Additional to the direct traceability to the PTB through the DKD this product complies with the requirements for traceability to NIST specified in the American National Standard "Traceability of Radioactive Sources to the NIST and Associated Instrument Quality Control (ANSI N42.22-1995)". As a requirement of the ANSI N42.22- 1995 nuclitec GmbH participates in the NEI/NIST Measurements Assurance Program of the Nuclear Power Industry.
Uncertainty	The relative uncertainty of the activity is 3 %. The reported uncertainty, determined according to the DKD-3 report is based on the standard uncertainty multiplied by a coverage factor of k = 2, providing a level of confidence of 95 %. (Ref. NIST Technical Note 1297/"Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement" ISO Guide, 1995)
Radioactive impurities	Related to Co-60 (equal 100 %) the following radioactive impurities were detected; none
Quality assurance system	The quality assurance system of nuclitec GmbH was certified by Lloyd's Register Quality Assurance (LRQA) according to ISO 9001, issue 2000. Isotrak products meet the requirements of 10CFR50 Appendix B in the USA.
Remark	

Πιστοποιητικό πηγής Κοβαλτίου (Co - 60) που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη ΔΕ

27 November 1997 Men/wo Page 1 of 2 pages, Issue 10/94

CERTIFICATE

No. 381252 for a Sealed Radioactive Source Amersham Buchler GmbH & Co KG Gieselweg 1 D-38110 Braunschweig Postfach 11 49 D-38001 Braunschweig

Tel. (05307) 930-0 Fax (05307) 930-293 Fax-Zentrale 930-237

Amersham

Source Type: Reference Source Product Code Drawing

Source No. Nuclide

Measurement Data

Activity Overall Uncertainty* Reference Date Traceability* Radioactive Impurities

Leakage and Contamination Test(s) Test Method(s)* Test(s) passed on

Additional Information

ISO Classification Recommended Working Life*

* see page 2 for explanation

Amersham Buchler

i.A. Pate

41.3 kBq ± 5 % 1 December 1997 Defined on page 2 Related to En. 152 (con

QCRB5944

VZ-1240/2 FU 467

Europium-152

Related to Eu-152 (equal 100 %) the following radioactive impurities were detected: Eu-154: < 0.90 %

II and 1 26 November 1997

C.34343 5 years

Πιστοποιητικό πηγής Ευρωπίου (Eu - 152) που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη ΔΕ

ПАРАРТНМА 2

Πίνακες υπολογισμού του παράγοντα γωνιακής απόκρισης $(\frac{N_f}{\dot{N}_0})$

Παρακάτω, παρατίθενται οι πίνακες των αποτελεσμάτων των υπολογισμών του λόγου σχετικής γωνιακής απόκρισης $(\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}})$, μαζί με τις αντίστοιχες καμπύλες $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} = f(\theta)$ καθώς και οι πίνακες αποτελεσμάτων υπολογισμού του τελικού παράγοντα γωνιακής απόκρισης $\frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}}$ για όλες τις ενέργειες φωτοκορυφής των ισοτόπων που εξετάστηκαν στη συγκεκριμένη ΔΕ.

Γωνία θ (μοίρες)	N(O)	Αβεβ. (1σ)	Ňo	Αβεβ. (1σ)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	Αβεβ. (1σ)
0	0,550	0,004	0,550	0,004	1,000	0,010
15	0,524	0,024	0,550	0,004	0,953	0,046
30	0,518	0,024	0,550	0,004	0,942	0,047
45	0,515	0,023	0,550	0,004	0,936	0,045
60	0,446	0,009	0,550	0,004	0,811	0,022
75	0,393	0,002	0,550	0,004	0,715	0,009
90	0,393	0,002	0,550	0,004	0,715	0,008

Πίνακας 3: Αποτελέσματα υπολογισμού σχετικής γωνιακής απόκρισης για το¹⁵²Eu (Ε = 121 Kev)



Σχήμα 2: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το $^{152}Eu~(\text{E}=121~\text{Kev})$

Γωνία θ (εύρος)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	$rac{arphi_{ heta}}{arphi_{0}}$ (оµогоµ.)	$\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (επιφαν.)	$rac{\dot{N}_{ heta}}{\dot{N}_0} \cdot rac{arphi_{ heta}}{arphi_0}$ (ομοιόμ.)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (επιφαν.)	Αβεβ. (1σ)
0-26	0,988	0,11	0,03	0,109	0,030	
26-37	0,944	0,10	0,03	0,094	0,028	
37-46	0,903	0,11	0,04	0,099	0,036	
46-53	0,867	0,11	0,05	0,095	0,043	
53-60	0,833	0,1	0,05	0,083	0,042	
60-66	0,802	0,1	0,06	0,080	0,048	
66-73	0,772	0,1	0,08	0,077	0,062	
73-79	0,745	0,11	0,11	0,082	0,082	
79-84	0,724	0,09	0,17	0,065	0,123	
84-90	0,707	0,07	0,38	0,049	0,269	
$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$				0,835	0,763	0,106

Πίνακας 4 : Υπολογισμός $\frac{N_f}{N_0}$ για το ¹⁵²Eu (E = 121 Kev)

Γωνία θ (μοίρες)	N(θ)	Αβεβ. (1σ)	Ňo	Αβεβ. (1σ)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	Αβεβ. (1σ)
0	0,123	0,001	0,123	0,001	1,000	0,011
15	0,124	0,006	0,123	0,001	1,008	0,049
30	0,101	0,006	0,123	0,001	0,821	0,060
45	0,105	0,005	0,123	0,001	0,854	0,048
60	0,097	0,003	0,123	0,001	0,789	0,027
75	0,088	0,005	0,123	0,001	0,715	0,057
90	0,094	0,005	0,123	0,001	0,764	0,054

Πίνακας 5: Αποτελέσματα υπολογισμού σχετικής γωνιακής απόκρισης για το ¹⁵²Eu (Ε = 244 Kev



Σχήμα 3: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το $^{152}Eu~(E=244~{
m Kev})$

Γωνία θ (εύρος)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	<u>φ_θ</u> φ ₀ (оµоιоµ.)	$\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (επιφαν.)	$rac{\dot{N}_{ heta}}{\dot{N}_0} \cdot rac{arphi_{ heta}}{arphi_0}$ (ομοιόμ.)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (επιφαν.)	Αβεβ. (1σ)
0-26	0,968	0,11	0,03	0,106	0,029	
26-37	0,885	0,10	0,03	0,088	0,027	
37-46	0,838	0,11	0,04	0,092	0,034	
46-53	0,804	0,11	0,05	0,088	0,040	
53-60	0,778	0,1	0,05	0,078	0,039	
60-66	0,759	0,1	0,06	0,076	0,046	
66-73	0,746	0,1	0,08	0,075	0,060	
73-79	0,740	0,11	0,11	0,081	0,081	
79-84	0,742	0,09	0,17	0,067	0,126	
84-90	0,750	0,07	0,38	0,052	0,285	
$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$				0,805	0,766	0,147

Πίνακας 6 : Υπολογισμός $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ για το ¹⁵²Eu (E = 244 Kev)

Γωνία θ (μοίρες)	N(`	Αβεβ. (1σ)	No	Αβεβ. (1σ)	<u>Ν΄</u> Ν΄0	Αβεβ. (1σ)
0	0,175	0,015	0,175	0,015	1,000	0,121
15	0,158	0,007	0,175	0,015	0,903	0,096
30	0,155	0,01	0,175	0,015	0,886	0,107
45	0,152	0,004	0,175	0,015	0,869	0,090
60	0,141	0,008	0,175	0,015	0,806	0,103
75	0,137	0,008	0,175	0,015	0,783	0,104
90	0,141	0,008	0,175	0,015	0,806	0,103

Πίνακας 7: Υπολογισμός σχετικής απόκρισης ¹³³Ba (E = 276 Kev)



Σχήμα 4: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το ^{133}Ba (E = 276 Kev)

Γωνία θ (εύρος)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	$rac{arphi_{ heta}}{arphi_{0}}$ (оµоιоµ.)	$\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (επιφαν.)	^Ň _θ / _{Ň0} · ^φ _θ (ομοιόμ.)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (επιφαν.)	Αβεβ. (1σ)
0-26	0,937	0,11	0,03	0,103	0,028	
26-37	0,876	0,10	0,03	0,088	0,026	
37-46	0,850	0,11	0,04	0,093	0,034	
46-53	0,832	0,11	0,05	0,092	0,042	
53-60	0,819	0,1	0,05	0,082	0,041	
60-66	0,810	0,1	0,06	0,081	0,049	
66-73	0,803	0,1	0,08	0,080	0,064	
73-79	0,799	0,11	0,11	0,088	0,088	
79-84	0,797	0,09	0,17	0,072	0,135	
84-90	0,797	0,07	0,38	0,056	0,303	
$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$				0,834	0,810	0,065

Πίνακας 8 : Υπολογισμός $\frac{N_f}{N_0}$ για το ¹³³Ba (E = 276 Kev)

Γωνία θ (μοίρες)	N(θ)	Αβεβ. (1σ)	Ňo	Αβεβ. (1σ)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	Αβεβ. (1σ)
0	0,453	0,015	0,453	0,015	0,830	0,041
15	0,376	0,009	0,453	0,015	0,804	0,047
30	0,364	0,012	0,453	0,015	0,777	0,035
45	0,352	0,004	0,453	0,015	0,744	0,044
60	0,337	0,01	0,453	0,015	0,744	0,044
75	0,337	0,01	0,453	0,015	0,687	0,037
90	0,311	0,005	0,453	0,015	0,830	0,041

Πίνακας 9: Υπολογισμός σχετικής απόκρισης ^{133}Ba (E = 303 Kev)



Σχήμα 5: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το $^{133}Ba~(E=303~{\rm Kev})$
Γωνία θ (εύρος)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	φ _θ φ ₀ (ομοιομ.)	$\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (επιφαν.)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (ομοιόμ.)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (Emique.)	Αβεβ. (1σ)
0-26	0,867	0,11	0,03	0,095	0,026	
26-37	0,784	0,10	0,03	0,078	0,024	
37-46	0,768	0,11	0,04	0,084	0,031	
46-53	0,763	0,11	0,05	0,084	0,038	
53-60	0,761	0,1	0,05	0,076	0,038	
60-66	0,758	0,1	0,06	0,076	0,045	
66-73	0,752	0,1	0,08	0,075	0,060	
73-79	0,740	0,11	0,11	0,081	0,081	
79-84	0,724	0,09	0,17	0,065	0,123	
84-90	0,701	0,07	0,38	0,049	0,266	
$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$				0,765	0,733	0,056

Πίνακας 10 : Υπολογισμός $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ για το ¹³³Ba (E = 303 Kev)

Γωνία θ (μοίρες)	N(θ)	Αβεβ. (1σ)	Ňo	Αβεβ. (1σ)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	Αβεβ. (1σ)
0	0,263	0,002	0,263	0,002	1,000	0,011
15	0,332	0,007	0,263	0,002	1,262	0,022
30	0,276	0,007	0,263	0,002	1,049	0,026
45	0,266	0,006	0,263	0,002	1,011	0,024
60	0,237	0,0031	0,263	0,002	0,901	0,015
75	0,277	0,005	0,263	0,002	1,053	0,020
90	0,335	0,007	0,263	0,002	1,274	0,022

Πίνακας 11: Υπολογισμός σχετικής απόκρισης ^{152}Eu (E = 344 Kev)



Σχήμα 6: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το $^{152}Eu~(E = 344~{\rm Kev})$

Γωνία θ	Ν̈́θ	φ_{θ}	$\varphi_{ heta}$	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{\theta}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{\theta}}$	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{\theta}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\dot{Q}}$	Αβεβ.
(εύρος)	$\overline{\dot{N}_0}$	φ_0	φ_0	$N_0 \varphi_0$	$N_0 \varphi_0$	(1σ)
	Ŭ	(ομοιομ.)	(επιφαν.)	(ομοιομ.)	(επιφαν.)	
0-26	1,161	0,1	0,03	0,116	0,035	
26-37	1,112	0,11	0,03	0,122	0,033	
37-46	1,036	0,1	0,03	0,104	0,031	
46-53	0,977	0,1	0,04	0,098	0,039	
53-60	0,940	0,11	0,04	0,103	0,038	
60-66	0,928	0,1	0,06	0,093	0,056	
66-73	0,946	0,1	0,07	0,095	0,066	
73-79	1,003	0,1	0,09	0,100	0,090	
79-84	1,089	0,1	0,14	0,109	0,152	
84-90	1,213	0,08	0,47	0,097	0,570	
$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$				1,037	1,111	0,169

Πίνακας 12 : Υπολογισμός $\frac{N_f}{N_0}$ για το ¹⁵²Eu (E = 344 Kev)

Γωνία θ (μοίρες)	N(θ)	Αβεβ. (1σ)	Ňo	Αβεβ. (1σ)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	Αβεβ. (1σ)
0	1,146	0,013	1,146	0,013	1,000	0,011
15	1,125	0,008	1,146	0,013	0,982	0,011
30	1,121	0,011	1,146	0,013	0,978	0,011
45	1,063	0,004	1,146	0,013	0,928	0,011
60	0,996	0,009	1,146	0,013	0,869	0,011
75	0,994	0,009	1,146	0,013	0,867	0,011
90	0,964	0,004	1,146	0,013	0,841	0,011

Πίνακας 13 : Υπολογισμός σχετικής απόκρισης ^{133}Ba (E =356 Kev)



Σχήμα 7: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το ^{133}Ba (E = 356 Kev)

Γωνία θ (εύρος)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	φ _θ φ ₀ (ομοιομ.)	$\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (επιφαν.)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (ομοιόμ.)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (epigeneous (epigeneous constraints))	Αβεβ. (1σ)
0-26	0,995	0,11	0,03	0,109	0,030	
26-37	0,962	0,10	0,03	0,096	0,029	
37-46	0,935	0,11	0,04	0,103	0,037	
46-53	0,913	0,11	0,05	0,100	0,046	
53-60	0,894	0,1	0,05	0,089	0,045	
60-66	0,878	0,1	0,06	0,088	0,053	
66-73	0,864	0,1	0,08	0,086	0,069	
73-79	0,853	0,11	0,11	0,094	0,094	
79-84	0,847	0,09	0,17	0,076	0,144	
84-90	0,844	0,07	0,38	0,059	0,321	
$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$				0,902	0,867	0,036

Πίνακας 14 : Υπολογισμός $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ για το ¹³³Ba (E = 356 Kev)

Γωνία θ (μοίρες)	N(θ)	Αβεβ. (1σ)	Ňo	Αβεβ. (1σ)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	Αβεβ. (1σ)
0	1,117	0,014	1,117	0,014	1,000	0,018
15	1,101	0,009	1,117	0,014	0,986	0,015
30	1,142	0,011	1,117	0,014	1,022	0,016
45	1,099	0,005	1,117	0,014	0,984	0,013
60	1,045	0,009	1,117	0,014	0,936	0,015
75	1,000	0,009	1,117	0,014	0,922	0,015
90	1,036	0,005	1,117	0,014	0,927	0,013

Πίνακας 15: Υπολογισμός σχετικής απόκρισης ^{157}Cs (E = 662 Kev)



Σχήμα 8: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το $^{137}Cs~(E = 662~Kev)$

Γωνία θ	Ν̈́θ	φ_{θ}	φ_{θ}	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{\theta}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\dot{Q}}$	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{\theta}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{2}$	Αβεβ.
(εύρος)	<u>Ň</u> o	φ_0	φ_0	$\dot{N}_0 \varphi_0$	$\dot{N}_0 \varphi_0$	(1σ)
	Ŭ	(ομοιομ.)	(επιφαν.)	(ομοιόμ.)	(επιφαν.)	
0-26	1,011	0,1	0,03	0,101	0,030	
26-37	1,001	0,11	0,03	0,110	0,030	
37-46	0,983	0,1	0,03	0,098	0,029	
46-53	0,967	0,1	0,04	0,097	0,039	
53-60	0,953	0,11	0,04	0,105	0,038	
60-66	0,940	0,1	0,06	0,094	0,056	
66-73	0,930	0,1	0,07	0,093	0,065	
73-79	0,924	0,1	0,09	0,092	0,083	
79-84	0,921	0,1	0,14	0,092	0,129	
84-90	0,922	0,08	0,47	0,074	0,433	
$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$				0,956	0,934	0,121

Πίνακας 16 : Υπολογισμός $\frac{N_f}{N_0}$ για το ¹⁵⁷Cs (E = 662 Kev)

Γωνία θ (μοίρες)	N(θ)	Αβεβ. (1σ)	No	Αβεβ. (1σ)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	Αβεβ. (1σ)
0	0,065	0,001	0,065	0,001	1,000	0,022
15	0,075	0,003	0,065	0,001	1,154	0,043
30	0,080	0,004	0,065	0,001	1,231	0,052
45	0,074	0,003	0,065	0,001	1,138	0,043
60	0,066	0,001	0,065	0,001	1,015	0,026
75	0,067	0,003	0,065	0,001	1,031	0,047
90	0,067	0,003	0,065	0,001	1,031	0,047

Πίνακας 17: Υπολογισμός σχετικής απόκρισης ^{152}Eu (E = 778 Kev)



Σχήμα 9: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το ^{152}Eu (E = 778 Kev)

Γωνία θ (εύρος)	$rac{\dot{N}_{ heta}}{\dot{N}_0}$	<u>φ_θ</u> φ ₀ (оµоιоµ.)	$rac{arphi_{ heta}}{arphi_{0}}$ (επιφαν.)	^{Ν̈́θ} /N̈́θ · Φ̃θ (ομοιόμ.)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (epitemondle (Αβεβ. (1σ)
--------------------	------------------------------------	---	--	---	---	---------------

0-26	1,160	0,1	0,03	0,116	0,035	
26-37	1,198	0,11	0,03	0,132	0,036	
37-46	1,159	0,1	0,03	0,116	0,035	
46-53	1,113	0,1	0,04	0,111	0,045	
53-60	1,071	0,11	0,04	0,118	0,043	
60-66	1,036	0,1	0,06	0,104	0,062	
66-73	1,010	0,1	0,07	0,101	0,071	
73-79	0,997	0,1	0,09	0,100	0,090	
79-84	1,001	0,1	0,14	0,100	0,140	
84-90	1,021	0,08	0,47	0,082	0,480	
<u>Ň</u> _f				1,079	1,035	0,068
॑Ň₀						

Πίνακας 18: Υπολογισμός $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ για το ¹⁵²Eu (E = 778 Kev)

Γωνία θ (μοίρες)	N(θ)	Αβεβ. (1σ)	Ňo	Αβεβ. (1σ)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	Αβεβ. (1σ)
0	0,073	0,001	0,073	0,001	1,000	0,019
15	0,063	0,004	0,073	0,001	0,863	0,065
30	0,065	0,003	0,073	0,001	0,890	0,048
45	0,068	0,003	0,073	0,001	0,932	0,046
60	0,063	0,016	0,073	0,001	0,863	0,254
75	0,064	0,003	0,073	0,001	0,877	0,049
90	0,064	0,003	0,073	0,001	0,877	0,049

 Πίνακας 19: Υπολογισμός σχετικής απόκρισης ^{152}Eu (E = 964 Kev)



Σχήμα 10: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το $^{152}Eu~(E=964~{\rm Kev})$

Γωνία θ (εύρος)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	<u>φ_θ</u> φ ₀ (оµоιоµ.)	$\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (επιφαν.)	$rac{\dot{N}_{ heta}}{\dot{N}_0} \cdot rac{arphi_{ heta}}{arphi_0}$ (ομοιόμ.)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (επιφαν.)	Αβεβ. (1σ)
0-26	0,915	0,1	0,02	0,092	0,018	
26-37	0,880	0,11	0,03	0,097	0,026	
37-46	0,880	0,1	0,03	0,088	0,026	
46-53	0,884	0,1	0,03	0,088	0,027	
53-60	0,889	0,11	0,05	0,098	0,044	
60-66	0,893	0,09	0,05	0,080	0,045	
66-73	0,894	0,11	0,06	0,098	0,054	
73-79	0,891	0,1	0,09	0,089	0,080	
79-84	0,885	0,1	0,15	0,089	0,133	
84-90	0,874	0,08	0,49	0,070	0,428	
$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$				0,889	0,882	0,105

Πίνακας 20 : Υπολογισμός $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ για το ¹⁵²Eu (E = 964 Kev)

Γωνία θ (μοίρες)	Ν(̈θ)	Αβεβ. (1σ)	Ňo	Αβεβ. (1σ)	<u>Ν΄</u> Ν΄ ₀	Αβεβ. (1σ)
0	0,045	0,001	0,045	0,001	1,000	0,031
15	0,048	0,003	0,045	0,001	1,067	0,066
30	0,043	0,004	0,045	0,001	0,956	0,096
45	0,047	0,002	0,045	0,001	1,044	0,048
60	0,038	0,001	0,045	0,001	0,844	0,036
75	0,043	0,002	0,045	0,001	0,956	0,052
90	0,037	0,002	0,045	0,001	0,822	0,058

Πίνακας 21: Υπολογισμός σχετικής απόκρισης ^{152}Eu (E = 1085 Kev)



Σχήμα 11: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το $^{152}Eu~(E = 1085~Kev)$

Γωνία θ (εύρος)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	$\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$	$rac{arphi_{ heta}}{arphi_0}$	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}\cdot\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}\cdot\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$	Αβεβ. (1σ)
	0	(ομοιομ.)	(επιφαν.)	(ομοιόμ.)	(επιφαν.)	
0-26	1,025	0,1	0,02	0,102	0,020	
26-37	1,008	0,11	0,03	0,111	0,030	
37-46	0,987	0,1	0,03	0,099	0,030	
46-53	0,965	0,1	0,03	0,097	0,029	
53-60	0,945	0,11	0,05	0,104	0,047	
60-66	0,924	0,09	0,05	0,083	0,046	
66-73	0,904	0,11	0,06	0,099	0,054	
73-79	0,883	0,1	0,09	0,088	0,079	
79-84	0,866	0,1	0,15	0,087	0,130	
84-90	0,850	0,08	0,49	0,068	0,417	
$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$				0,938	0,883	0,193

Πίνακας 22 : Υπολογισμός $\frac{\dot{N}_f}{N_0}$ για το ¹⁵²Eu (E = 1085 Kev)

Γωνία θ (μοίρες)	N(θ)	Αβεβ. (1σ)	Ňo	Αβεβ. (1σ)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	Αβεβ. (1σ)
0	0,353	0,002	0,353	0,002	1,000	0,008
15	0,355	0,008	0,353	0,002	1,006	0,023
30	0,350	0,007	0,353	0,002	0,992	0,021
45	0,349	0,007	0,353	0,002	0,989	0,021
60	0,322	0,003	0,353	0,002	0,912	0,011
75	0,327	0,006	0,353	0,002	0,926	0,019
90	0,316	0,005	0,353	0,002	0,895	0,017

Πίνακας 23: Υπολογισμός σχετικής απόκρισης ^{60-}Co (E = 1173,2 Kev)



Σχήμα 12: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το $^{60}Co~(E = 1173, 2 \text{ Kev})$

Γωνία θ (εύρος)	<u>Ν΄</u> Ν΄ _θ	$rac{arphi_{ heta}}{arphi_{0}}$ (оµоιоµ.)	$\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (επιφαν.)	^{Ν̈́θ} /̄ν̂ο · Φ̃θ (ομοιόμ.)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}$ (επιφαν.)	Αβεβ. (1σ)
0-26	1,011	0,1	0,02	0,101	0,020	
26-37	0,996	0,11	0,03	0,110	0,030	
37-46	0,979	0,1	0,03	0,098	0,029	
46-53	0,963	0,1	0,03	0,096	0,029	
53-60	0,948	0,11	0,05	0,104	0,047	
60-66	0,935	0,09	0,05	0,084	0,047	
66-73	0,923	0,11	0,06	0,101	0,055	
73-79	0,912	0,1	0,09	0,091	0,082	
79-84	0,906	0,1	0,15	0,091	0,136	
84-90	0,902	0,08	0,49	0,072	0,442	
$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$				0,949	0,918	0,053

Πίνακας 24 : Υπολογισμός
$$\frac{N_f}{N_0}$$
για το ⁶⁰Co (E = 1173,2 Kev)

Γωνία θ (μοίρες)	N(θ)	Αβεβ. (1σ)	Ńo	Αβεβ. (1σ)	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$	Αβεβ. (1σ)
0	0,320	0,001	0,320	0,001	1,000	0,004
15	0,317	0,006	0,320	0,001	0,991	0,019
30	0,32	0,006	0,320	0,001	1,000	0,019
45	0,294	0,006	0,320	0,001	0,919	0,021
60	0,298	0,003	0,320	0,001	0,931	0,011
75	0,291	0,005	0,320	0,001	0,909	0,017
90	0,292	0,005	0,320	0,001	0,913	0,017

Πίνακας 25: Υπολογισμός σχετικής απόκρισης ^{60}Co (E = 1332 Kev)



Σχήμα 13: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το $^{60}Co~(E = 1332~{\rm Kev})$

Γωνία θ	Ν _θ	${oldsymbol{arphi}}_{ heta}$	$\varphi_{ heta}$	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\dot{N}}$	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{\theta}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{\theta}}$	Αβεβ.
(εύρος)	Ν ₀	φ_0	φ_0	$N_0 \varphi_0$	$N_0 \varphi_0$	(1σ)
		(ομοιομ.)	(επιφαν.)	(υμοιομ.)	(επιψαν.)	
0-26	0,999	0,1	0,02	0,100	0,020	
26-37	0,974	0,11	0,03	0,107	0,029	
37-46	0,954	0,1	0,03	0,095	0,029	
46-53	0,939	0,1	0,03	0,094	0,028	
53-60	0,926	0,11	0,05	0,102	0,046	
60-66	0,916	0,09	0,05	0,082	0,046	
66-73	0,909	0,11	0,06	0,100	0,055	
73-79	0,906	0,1	0,09	0,091	0,082	
79-84	0,906	0,1	0,15	0,091	0,136	
84-90	0,911	0,08	0,49	0,073	0,446	
$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$				0,935	0,916	0,050

Πίνακας 26 : Υπολογισμός $\frac{N_f}{N_0}$ για το ⁶⁰Co (E = 1332 Kev)

Γωνία θ (μοίρες)	N(θ)	Αβεβ. (1σ)	Ńo	Αβεβ. (1σ)	<u>Ν΄</u> Ν΄ ₀	Αβεβ. (1σ)
0	0,085	0,001	0,085	0,001	1,000	0,017
15	0,078	0,003	0,085	0,001	0,918	0,040
30	0,079	0,003	0,085	0,001	0,929	0,040
45	0,081	0,003	0,085	0,001	0,953	0,039
60	0,079	0,001	0,085	0,001	0,929	0,020
75	0,077	0,002	0,085	0,001	0,906	0,029
90	0,081	0,003	0,085	0,001	0,953	0,039

Πίνακας 27: Υπολογισμός σχετικής απόκρισης ^{152}Eu (E = 1408 Kev)



Σχήμα 14: Καμπύλη σχετικής γωνιακής απόκρισης για το $^{152}Eu~(E = 1408~{\rm Kev})$

Γωνία θ	Ν̈́θ	φ_{θ}	φ_{θ}	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{\theta}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{\theta}}$	$\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{\theta}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{2}$	Αβεβ.
(εύρος)	$\overline{\dot{N}_0}$	φ_0	φ_0	$N_0 \varphi_0$	$N_0 \varphi_0$	(1σ)
	Ŭ	(ομοιομ.)	(επιφαν.)	(ομοιομ.)	(επιφαν.)	
0-26	0,951	0,1	0,02	0,095	0,019	
26-37	0,927	0,11	0,03	0,102	0,028	
37-46	0,923	0,1	0,03	0,092	0,028	
46-53	0,924	0,1	0,03	0,092	0,028	
53-60	0,926	0,11	0,05	0,102	0,046	
60-66	0,929	0,09	0,05	0,084	0,046	
66-73	0,933	0,11	0,06	0,103	0,056	
73-79	0,936	0,1	0,09	0,094	0,084	
79-84	0,938	0,1	0,15	0,094	0,141	
84-90	0,940	0,08	0,49	0,075	0,460	
$\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$				0,932	0,936	0,070

Πίνακας 28 : Υπολογισμός $\frac{\dot{N}_f}{\dot{N}_0}$ για το ¹⁵²Eu (E = 1408 Kev)

Όσον αφορά τις αβεβαιότητες των παραγόντων $\frac{N_f}{\dot{N}_0}$ του κάθε ισοτόπου (βλ.πίνακες 4.7-4.8 παρ. 4.4), αυτές καθορίζονται εξ'ολοκλήρου από τις αβεβαιότητες των σχετικών αποκρίσεων $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_0}$ (οι λόγοι $\frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_0}$ δε συνεισφέρουν στην αβεβαιότητα).

Οι αβεβαιότητες των λόγων $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της ρίζας μέσης τετραγωνικής απόκλισης (RMS_{err}) από τις καμπύλες $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} = f(\theta)$. Με τη μέθοδο αυτή, υπολογίζεται η μέση αβεβαιότητα των διαφορών των πειραματικών τιμών $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ σε σχέση με τις θεωρητικές τιμές $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ που υπολογίζονται βάσει του μοντέλου (καμπύλης) προσαρμογής των δεδομένων. (Α.Yew, 2011). Το αποτέλεσμα του RMS_{err} επομένως είναι μια μέση εκτίμηση του μεγέθους της αβεβαιότητας (σε επίπεδο εμπιστοσύνης 1σ για τη συγκεκριμένη περίπτωση) των πειραματικών τιμών σε σχέση με την καμπύλη προσαρμογής τους και επομένως μπορεί να θεωρηθεί ως αβεβαιότητα του λόγου $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ για οποιαδήποτε γωνία θ.

Η σχέση υπολογισμού του RMSerr δίνεται ως ακολούθως (A.Yew, 2011) :

$$RMS_{err} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \left(\left(\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \right)_{i} - f_{(\theta_{i})} \right)^{2}}$$
(1)

όπου

n : ο αριθμός των δεδομένων (στη συγκεκριμένη περίπτωση 7 τιμές των λόγων $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ μετρήθηκαν πειραματικά και προσαρμόστηκαν σε καμπύλες, άρα n=7)

 $f_{(\theta_i)}: \text{ Oi timés twn} \frac{\dot{N_{\theta}}}{\dot{N_0}} \text{ pou upologistykan (gia tyn i-ostý gwnia métryst)s } \theta me \\ 1 < i < 7) mésw tys sunártyst, prosarmogús pou prosarmóstyke sta dedoména$

 $(\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}})_{i}$: οι τιμές των $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$ που μετρήθηκαν πειραματικά για την ι-οστή γωνία μέτρησης θ. (1 < i < 7)

Στους παρακάτω πίνακες απεικονίζονται οι συντελεστές των συναρτήσεων προσαρμογής των σχέσεων $\frac{\dot{N_{\theta}}}{\dot{N_0}} = f(\theta)$ καθώς και οι τιμές RMS_{err} που υπολογίστηκαν για όλες τις ενέργειες που μελετήθηκαν. Οι τιμές residual, αντιστοιχούν στις διαφορές $(\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N_0}})_i - f_{(\theta_i)}$. (S.Holmes, 2000).

θ	α3	α2	α1	α0	Ň _θ	$f_{(\theta_i)}$	residual
					<u>N</u> ₀		
0	6,884E-07	-1,157E-04	1,665E-03	9,845E-01	1,000	0,985	0,015
15	6,884E-07	-1,157E-04	1,665E-03	9,845E-01	0,953	0,986	-0,033
30	6,884E-07	-1,157E-04	1,665E-03	9,845E-01	0,942	0,949	-0,007
45	6,884E-07	-1,157E-04	1,665E-03	9,845E-01	0,936	0,888	0,049
60	6,884E-07	-1,157E-04	1,665E-03	9,845E-01	0,811	0,816	-0,006
75	6,884E-07	-1,157E-04	1,665E-03	9,845E-01	0,715	0,749	-0,034
90	6,884E-07	-1,157E-04	1,665E-03	9,845E-01	0,715	0,699	0,016
RMS _{err}							0,027

Υπολογισμός RMS_{err} για την ενέργεια των 121 keV (¹⁵²Eu)

θ	α3	α2	α1	α0	Ν̈́θ	$f_{(\theta_i)}$	res
					<u>Ň</u> ₀		
0	7,361E-07	-6,883E-05	-2,592E-03	1,012E+00	1,000	1,012	-0,012
15	7,361E-07	-6,883E-05	-2,592E-03	1,012E+00	1,008	0,960	0,048
30	7,361E-07	-6,883E-05	-2,592E-03	1,012E+00	0,821	0,892	-0,071
45	7,361E-07	-6,883E-05	-2,592E-03	1,012E+00	0,854	0,823	0,031
60	7,361E-07	-6,883E-05	-2,592E-03	1,012E+00	0,789	0,767	0,021
75	7,361E-07	-6,883E-05	-2,592E-03	1,012E+00	0,715	0,741	-0,025
90	7,361E-07	-6,883E-05	-2,592E-03	1,012E+00	0,764	0,757	0,007
RMS _{err}							0,037

Υπολογισμός RMS_{err} για την ενέργεια των 244 keV (¹⁵²Eu)

θ	α3	α2	α1	α0	Ň _θ	$f_{(\theta_i)}$	res
					Ň ₀		
0	4,703E-08	1,905E-05	-4,224E-03	9,888E-01	1,000	0,989	0,011
15	4,703E-08	1,905E-05	-4,224E-03	9,888E-01	0,903	0,930	-0,027
30	4,703E-08	1,905E-05	-4,224E-03	9,888E-01	0,886	0,881	0,005
45	4,703E-08	1,905E-05	-4,224E-03	9,888E-01	0,869	0,842	0,027
60	4,703E-08	1,905E-05	-4,224E-03	9,888E-01	0,806	0,814	-0,008
75	4,703E-08	1,905E-05	-4,224E-03	9,888E-01	0,783	0,799	-0,016
90	4,703E-08	1,905E-05	-4,224E-03	9,888E-01	0,806	0,797	0,008
RMS _{err}							0,017

Υπολογισμός RMS_{err} για την ενέργεια των 276 keV (¹³³Ba)

θ	a3	α2	α1	α0	Ň _θ	$f_{(\theta_i)}$	res
					ℕ ₀		

0	-1,381E-06	2,225E-04	-1,225E-02	9,920E-01	1,000	0,992	0,008
15	-1,381E-06	2,225E-04	-1,225E-02	9,920E-01	0,830	0,854	-0,024
30	-1,381E-06	2,225E-04	-1,225E-02	9,920E-01	0,804	0,787	0,016
45	-1,381E-06	2,225E-04	-1,225E-02	9,920E-01	0,777	0,765	0,012
60	-1,381E-06	2,225E-04	-1,225E-02	9,920E-01	0,744	0,760	-0,016
75	-1,381E-06	2,225E-04	-1,225E-02	9,920E-01	0,744	0,742	0,002
90	-1,381E-06	2,225E-04	-1,225E-02	9,920E-01	0,687	0,685	0,002
RMS _{err}							0,013

Υπολογισμός RMS_{err} για την ενέργεια των 303 keV (^{133}Ba)

θ	α3	α2	α1	α0	Ν̈́θ	$f_{(\theta_i)}$	res
					Ň ₀		
0	5,195E-06	-6,235E-04	1,698E-02	1,034E+00	1,000	1,034	-0,034
15	5,195E-06	-6,235E-04	1,698E-02	1,034E+00	1,262	1,166	0,097
30	5,195E-06	-6,235E-04	1,698E-02	1,034E+00	1,049	1,122	-0,073
45	5,195E-06	-6,235E-04	1,698E-02	1,034E+00	1,011	1,009	0,003
60	5,195E-06	-6,235E-04	1,698E-02	1,034E+00	0,901	0,930	-0,029
75	5,195E-06	-6,235E-04	1,698E-02	1,034E+00	1,053	0,992	0,061
90	5,195E-06	-6,235E-04	1,698E-02	1,034E+00	1,274	1,299	-0,025
RMS _{err}							0,055

Υπολογισμός RMS_{err} για την ενέργεια των 344 keV (^{152}Eu)

θ	α3	α2	α1	α0	$\frac{\dot{N_{\theta}}}{\dot{N_{0}}}$	$f_{(\theta_i)}$	res
0	5,315E-07	-7,419E-05	6,734E-04	9,973E-01	1,000	0,997	0,003

15	5,315E-07	-7,419E-05	6,734E-04	9,973E-01	0,982	0,992	-0,011
30	5,315E-07	-7,419E-05	6,734E-04	9,973E-01	0,978	0,965	0,013
45	5,315E-07	-7,419E-05	6,734E-04	9,973E-01	0,928	0,926	0,002
60	5,315E-07	-7,419E-05	6,734E-04	9,973E-01	0,869	0,885	-0,016
75	5,315E-07	-7,419E-05	6,734E-04	9,973E-01	0,867	0,855	0,013
90	5,315E-07	-7,419E-05	6,734E-04	9,973E-01	0,841	0,844	-0,003
RMS _{err}							0,011

Υπολογισμός RMS_{err} για την ενέργεια των 356 keV (¹³³Ba)

θ	α3	α2	α1	α0	Ν̈́θ	$f_{(\theta_i)}$	res
					№ 0		
0	6,410E-07	-9,564E-05	2,676E-03	9,912E-01	1,000	0,991	0,009
15	6,410E-07	-9,564E-05	2,676E-03	9,912E-01	0,986	1,012	-0,026
30	6,410E-07	-9,564E-05	2,676E-03	9,912E-01	1,022	1,003	0,020
45	6,410E-07	-9,564E-05	2,676E-03	9,912E-01	0,984	0,976	0,008
60	6,410E-07	-9,564E-05	2,676E-03	9,912E-01	0,936	0,946	-0,010
75	6,410E-07	-9,564E-05	2,676E-03	9,912E-01	0,922	0,924	-0,002
90	6,410E-07	-9,564E-05	2,676E-03	9,912E-01	0,927	0,925	0,003
RMS _{err}							0,037

Υπολογισμός RMS_{err} για την ενέργεια των 662 keV (¹³⁷Cs)

θ	α3	α2	α1	α0	$\frac{\dot{N_{\theta}}}{\dot{N_{0}}}$	$f_{(\theta_i)}$	res
0	3,039E-06	-4,705E-04	1,822E-02	9,960E-01	1,000	0,996	0,004
15	3,039E-06	-4,705E-04	1,822E-02	9,960E-01	1,154	1,174	-0,020

30	3,039E-06	-4,705E-04	1,822E-02	9,960E-01	1,231	1,201	0,030
45	3,039E-06	-4,705E-04	1,822E-02	9,960E-01	1,138	1,140	-0,001
60	3,039E-06	-4,705E-04	1,822E-02	9,960E-01	1,015	1,052	-0,036
75	3,039E-06	-4,705E-04	1,822E-02	9,960E-01	1,031	0,998	0,033
90	3,039E-06	-4,705E-04	1,822E-02	9,960E-01	1,031	1,040	-0,009
RMS _{err}							0,023

Υπολογισμός RMS_{err} για την ενέργεια των 778 keV (^{152}Eu

θ	α3	α2	α1	α0	Ν̈́θ	$f_{(\theta_i)}$	res
					Ň ₀		
0	-9,020E-07	1,428E-04	-6,831E-03	9,817E-01	1,000	0,982	0,018
15	-9,020E-07	1,428E-04	-6,831E-03	9,817E-01	0,863	0,908	-0,045
30	-9,020E-07	1,428E-04	-6,831E-03	9,817E-01	0,890	0,881	0,009
45	-9,020E-07	1,428E-04	-6,831E-03	9,817E-01	0,932	0,881	0,050
60	-9,020E-07	1,428E-04	-6,831E-03	9,817E-01	0,863	0,891	-0,028
75	-9,020E-07	1,428E-04	-6,831E-03	9,817E-01	0,877	0,892	-0,015
90	-9,020E-07	1,428E-04	-6,831E-03	9,817E-01	0,877	0,866	0,011
RMS _{err}							0,030

Υπολογισμός *RMS_{err}* για την ενέργεια των 964 keV (¹⁵²Eu)

θ	α3	α2	α1	αΟ	$\frac{\dot{N_{\theta}}}{\dot{N_{0}}}$	$f_{(\theta_i)}$	res
0	3,658E-07	-7,407E-05	1,805E-03	1,013E+00	1,000	1,013	-0,013
15	3,658E-07	-7,407E-05	1,805E-03	1,013E+00	1,067	1,025	0,042
30	3,658E-07	-7,407E-05	1,805E-03	1,013E+00	0,956	1,011	-0,055

45	3,658E-07	-7,407E-05	1,805E-03	1,013E+00	1,044	0,978	0,067
60	3,658E-07	-7,407E-05	1,805E-03	1,013E+00	0,844	0,934	-0,089
75	3,658E-07	-7,407E-05	1,805E-03	1,013E+00	0,956	0,886	0,069
90	3,658E-07	-7,407E-05	1,805E-03	1,013E+00	0,822	0,842	-0,020
RMS _{err}							0,057

Υπολογισμός RMSeri	για την ενέργεια των	1085 keV (^{152}Eu)
--------------------	----------------------	-----------------------

θ	α3	α2	α1	α0	Ň _θ	$f_{(\theta_i)}$	res
					№ 0		
0	4,430E-07	-6,985E-05	1,582E-03	9,989E-01	1,000	0,999	0,001
15	4,676E-07	-6,985E-05	1,582E-03	9,989E-01	1,006	1,008	-0,003
30	4,676E-07	-6,985E-05	1,582E-03	9,989E-01	0,992	0,996	-0,005
45	4,676E-07	-6,985E-05	1,582E-03	9,989E-01	0,989	0,971	0,017
60	4,676E-07	-6,985E-05	1,582E-03	9,989E-01	0,912	0,943	-0,031
75	4,676E-07	-6,985E-05	1,582E-03	9,989E-01	0,926	0,922	0,004
90	4,676E-07	-6,985E-05	1,582E-03	9,989E-01	0,895	0,916	-0,021
RMS _{err}							0,016

Υπολογισμός *RMS_{err}* για την ενέργεια των 1173 keV (⁶⁰Co)

θ	α3	α2	α1	α0	Ν̈́θ	$f_{(\theta_i)}$	res
					Ň ₀		
0	5,144E-07	-6,448E-05	6,928E-04	9,999E-01	1,000	1,000	0,000
15	5,144E-07	-6,448E-05	6,928E-04	9,999E-01	0,991	0,997	-0,007
30	5,144E-07	-6,448E-05	6,928E-04	9,999E-01	1,000	0,976	0,024
45	5,144E-07	-6,448E-05	6,928E-04	9,999E-01	0,919	0,947	-0,029

60	5,144E-07	-6,448E-05	6,928E-04	9,999E-01	0,931	0,920	0,011
75	5,144E-07	-6,448E-05	6,928E-04	9,999E-01	0,909	0,906	0,003
90	5,144E-07	-6,448E-05	6,928E-04	9,999E-01	0,913	0,915	-0,002
RMS _{err}							0,015

Υπολογισμός RMS_{err} για την ενέργεια των 1332 keV (⁶⁰Co)

θ	α3	α2	α1	α0	Ν̈́θ	$f_{(\theta_i)}$	res
					№ 0		
0	-2,905E-07	5,913E-05	-3,492E-03	9,871E-01	1,000	0,987	0,013
15	-2,905E-07	5,913E-05	-3,492E-03	9,871E-01	0,918	0,947	-0,029
30	-2,905E-07	5,913E-05	-3,492E-03	9,871E-01	0,929	0,928	0,002
45	-2,905E-07	5,913E-05	-3,492E-03	9,871E-01	0,953	0,923	0,030
60	-2,905E-07	5,913E-05	-3,492E-03	9,871E-01	0,929	0,928	0,002
75	-2,905E-07	5,913E-05	-3,492E-03	9,871E-01	0,906	0,935	-0,029
90	-2,905E-07	5,913E-05	-3,492E-03	9,871E-01	0,953	0,940	0,013
RMS _{err}							0,021

Υπολογισμός RMS_{err} για την ενέργεια των 1408 keV (¹⁵²Eu)

Από τη σχέση (1) για το RMS_{err} που αναφέρθηκε παραπάνω σε αυτό το παράρτημα, παρατηρείται ότι η συνάρτηση προσαρμογής βρίσκεται σε μεγαλύτερη συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα, όσο η τιμή του RMS_{err} είναι κοντά στο 0. Το γεγονός αυτό παρατηρείται για όλες τις τιμές των λόγων $\frac{N_{\theta}}{N_{0}}$ που υπολογίστηκαν πειραματικά, σε όλες τις ενέργειες που μελετήθηκαν.

Επομένως, έχοντας υπολογίσει τις αβεβαιότητες (1σ) των λόγων $\frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}}$, η αβεβαιότητα του παράγοντα γωνιακής απόκρισης $\frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}}$ (1σ) για μια συγκεκριμένη ενέργεια, προκύπτει μέσω της διάδοσης σφαλμάτων από τη σχέση που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό του

$$\left(\frac{\dot{N}_{f}}{\dot{N}_{0}} = \sum_{\theta=0}^{\theta=90} \frac{\dot{N}_{\theta}}{\dot{N}_{0}} \cdot \frac{\varphi_{\theta}}{\varphi_{0}}\right)$$

ПАРАРТНМА 3

Διαγράμματα διάσπασης φυσικών ραδιονουκλιδίων

Παρακάτω απεικονίζονται τα διαγράμματα διάσπασης των φυσικών ραδιονουκλιδίων που υπάρχουν στο έδαφος, όπως αναφέρονται στη βιβλιογραφία ((Argonne National Laboratory, EVS Human Health Fact Sheet 2005)



Σχήμα 1: Αλυσίδα διάσπασης του ^{238}U

Σχήμα 2: Αλυσίδα διάσπασης του ^{235}U



Σχήμα 3: Αλυσίδα διάσπασης του ^{232}Th



ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Alnour I.A., Wagiran H., Ibrahim N., Hamzah S., Siong W.B., Elias M.S., 2014, Advancing Nuclear Research and Energy Development, AIP Conf. Proc. 1584, 38-44
- [2] Benke R.R., Kearfott K.J, 2001, An Improved in situ method for determining depth distributions of gamma-ray emmiting radionuclides, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 463 pp. 393-412
- [3] Beck H., Campo J., Gogolak C., 1972, In Situ Ge (Li) and Na(Tl) gamma Ray Spectrometry, New York, U.S. Department of Energy, Environmental Measurement Laboratory, HASL-258
- [4] Boson J., Lidstorm K., Nylen T., Agren G., Johansson L.,2006, In situ gamma-ray spectrometry for environmental monitoring: A semi empirical calibration method, Radiation Protection Dosimetry (2006) Vol.121, No.3, pp.310-316
- [4] Boson J.,2008, Improving accuracy of in situ gamma ray spectrometry, Department of Radiation Sciences, Radiation Physics, UMEA University Sweden
- [5] Boson J., Johansson L., Rameback H., Agren G., 2009, Uncertainty in HPGe detector calibrations for in situ gamma-ray spectrometry, Radiation protection dosimetry Vol.134, No.2, pp 122-129
- [6] Boson J., Plamboeck A.H., Rameback H., Agren G., Johansson L., 2009 Monte-Carlo based calibrations of HPGe detectors for in situ gamma ray spectrometry, Journal of Environmental Radioactivity 100(2009) 935-940.
- [7] Bronson F., 2001, The use of In Situ Gamma Spectroscopy to Save time, dose and money in operating nuclear facilities, Health Physics Society, 'Radiation Safety and ALARA Considerations for the 21st Century'', Anaheim California USA.
- [8] **Daraban L.,Cosma C., 2012**, ${}^{63}Cu$ (n, γ) ${}^{64}Cu$ Nuclear reaction cross-section measurement at thermal neutrons using isotopic neutron sources for ${}^{64}Cu$ production, Studia UBB Physica, Vol.57(LVII), 2, pp 3-12
- [9] Dewey S.C., Whetstone Z.D., Kearfott K.D., 2010, A numerical method for the calibration of in situ gamma ray spectroscopy systems, Health Phys. 98(5):657 – 671; 2010
- [10] **Gilmore W.G.,2008**, Practical Gamma-ray Spectrometry 2nd Edition, Gamma-Ray Energies in the Detector Background and the Environment, John Wiley and Sons, Ltd
- [11] Helfer I.K, Miller K.M., 1988, Calibration Factors for Ge Detectors used for field spectrometry, Health Physics 55.pp.15-29
- [12] Hendriks P.H.G.M, J.Limburg J.,De Meijier R.J.,2000, Full spectrum analysis of natural γ-ray spectra, Nuclear Geophysivs Division, Kernfysisch Versneller Institut, Groningen, Netherlands, Journal of Environmental Radioactivity 53(2001) 365-380
- [13] International Atomic Energy Agency (IAEA), 2017, In Situ analytical characterization of contaminated sites using nuclear spectrometry techniques, Review of methodologies and measurements,
- [14] Kluson J.,2001, Environmental monitoring and in situ gamma spectrometry, Radiation Physics and Chemistry 61 (2001) 209-216
- [15] Korun M., Martincic R., Pucelj B., 1990, In situ measurements of the radioactive fallout deposit, Instruments and methods in Physics Research A300 (1991) 611-615

- [16] Koskelo M.J., Sielaff W.A., Hall D.L., Jordanov V.T., Kastner M.H., 2001, Inspector-2000: A DPS-based,portable,multi-purposeMCA.Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Vol.248, No.2 257-262
- [17] Laedermann J-P., Byrde F., Murith C., 1998, In-situ Gamma-ray Spectrometry: the Influence of Topography on the Accuracy of Activity Determination J.Environ.Radioactivity, Vol.38, No.1, pp 1-16
- [18] Lepy M.C.,2010, Detection efficiency, IAEA Almera Technical Visit, Laboratoire National Henri Becquerel
- [19] Lettner H., Andrasi A., Hubner A.K., Lovranich E., Steger F., Zombori P., 1996, In situ gamma-spectrometry intercomparison exercise in Salzburg, Austria –Nuc.Instruments and Methods in Physics Research A 369 (1996) 547-551
- [20] Macdonald J., Gibson C.J., Fish P.J., Assinder D.J., 1997, The significance of variations in the angular correction factor in *in* situ gamma ray spectrometry, J.Radiol.Prot. 1998 Vol.18 No1, 37-42
- [21] Mei-Wo Y.,2014, Determination performance of gamma spectrometry co-axial HPGe detector in radiochemistry and environment group, Spektrometry Gama di Kumpulan Radiokimia dan Alam Sekitar, Nuklear Malaysia, Seminar R&D, 14 – 16 October 2014
- [22] Miller K.M., Shebell P., 1993. In situ Gamma-ray spectrometry. A Tutorial for Environmental Radiation Scientists, EML-557, Environmental Measurements Laboratory, U.S. Department of Energy, New York, NY 10014-3621
- [23] Miller K.M.,1997, Field Gamma Ray Spectrometry, Environmental Measurements Laboratory, US Department of Energy, (HASL-300), 28th Edition Section 3 Vol.1, Rev.0
- [24] Nir-El Y., Sima O., 2000 Response of a HPGe detector to gamma-rays in 'in situ' measurements, Applied Radiation and Isotopes 55 (2001) 1-7
- [25] Reguigui N., 2006, Gamma Ray spectrometry Practical Information
- [26] Rittersdorf I., 2007, Gamma Ray Spectrometry, Nuclear Engineering and Radiological Sciences
- [27] Saez-Vergara J.C. Rodriguez Jimenez R., Correa Garces E., Calibration methods for in situ gamma spectrometry applied in radiation protection and dosimetry. CIEMAT Radiation Protection Service, Av.Complutense 22, Madrid, Spain. AT Radiation Dosimetry, Av.Complutense 22, Madrid,Spain
- [28] Sima O., Arnold D., 2009, On the Monte Carlo simulation of HPGe gamma-spectrometry systems, Applied Radiation and Isotopes 67 (2009) 701-705
- [29] Smith D.S., Stabin M.G., 2012, Exposure rate constants and lead shielding values for over 1,100 radionuclides, Health Phys mar;102(3): 271-91
- [30] Sowa W., Martini E., Gehrcke K., Marschner P., Naziry M.J., 1989, Uncertainties of In situ Gamma Ray Spectrometry for environmental monitoring, Radiation Protection Dosimetry Vol.27 No.2 pp. 93-101, Nuclear Technology Publishing
- [31] **Tiancheng F., Mingyan J., Jianping C., Yuanju F., 2011,** Relaxation-depth sensitivity of Insitu γ spectrometry to Determine the Depth-distribution of Artificial Radionuclides in Soil, Progress in NUCLEAR SCIENCE and TECHNOLOGY, Vol.1, p400-403 (2011).
- [32] Tzika F., Kontogeorgakos D., Vasilopoulou T., Stamatelatos I.E., 2009, Application of the Monte Carlo method for the calibration of an in situ gamma spectrometer. Applied Radiation and Isotopes 68(2010), 1441-1444

- [33] Uyttenhove J.,2005, Capabilities and limitations of high resolution gamma spectrometry in environmental research, Ghent Univ., Radiation Physics Lab, Krijgslaan 281 (S-12), B-9000, Gent Belgium
- [34] Vo D.T., Russo P.A., 2002 Comparisons of the Portable Digital Spectrometer Systems, Los Alamos National Laboratory, LA-13895-MS
- [35] Yew C.A,2011, Applied Mathematics 0160: Introduction to scientific Computing, Spring Semester Course Outline & General information