



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΡΥΘΜΟΥ ΙΖΗΜΑΤΟΓΕΝΕΣΗΣ ΣΕ ΥΔΑΤΙΝΑ  
ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΑ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΩΝΤΑΣ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ  
ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑΣ ΑΚΤΙΝΩΝ ΓΑΜΜΑ**

**ΔΗΜΗΤΡΑ ΠΑΠΑΓΕΩΡΓΙΟΥ**

**ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΕΡΕΥΝΗΤΗΣ  
ΧΡΗΣΤΟΣ ΤΣΑΜΠΑΡΗΣ**

**ΥΠΕΥΘΥΝΟΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ  
ΡΟΖΑ ΖΑΝΝΗ - ΒΛΑΣΤΟΥ**

ΑΘΗΝΑ 2014



## **ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ**

Για την υλοποίηση της διπλωματικής μου εργασίας θέλω να ευχαριστήσω θερμά την καθηγήτρια του Ε.Μ.Π. και υπεύθυνη αυτής της διπλωματικής κ. Ρόζα Ζάννη Βλαστού για την δυνατότητα που μου έδωσε να πραγματοποιήσω την διπλωματική μου εργασία στο συγκεκριμένο επιστημονικό τομέα και την εμπιστοσύνη που μου έδειξε.

Θέλω να ευχαριστήσω επίσης τον ερευνητή του ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε. και επιβλέποντα Δρ. Χρήστο Τσαμπάρη για τις πολύτιμες γνώσεις και συμβουλές που μου παρείχε καθ' όλη τη διάρκεια της εργασίας. Η συνεργασία που είχα μαζί του υπήρξε μια μοναδική διδακτική εμπειρία σε ένα φιλικό κλίμα, γεμάτο θετική ενέργεια.

Ευχαριστώ επίσης τον Γιώργο Ελευθερίου και τον Διονύση Πατήρη για την πολύτιμη βοήθεια τους, χωρίς αυτήν η ολοκλήρωση της μελέτης θα ήταν αδύνατη. Το αμείωτο ενδιαφέρον, οι υποδείξεις, η καθοδήγηση, η προθυμία τους και η συμπαράστασή τους τόσο κατά την εκτέλεση του πειραματικού μέρους όσο και κατά τη συγγραφή της εργασίας ήταν καθοριστική.

Θα ήταν παράληψή μου να μην ευχαριστήσω τους ερευνητές του ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε. Δημήτρη Σακελλαρίου και Ελένη Καμπέρη καθώς και το Πολυτεχνείο Κωνσταντινούπολης (Technical University of Instabul) για την προσφορά των υπό μελέτη δειγμάτων.

Τέλος, ένα μεγάλο ευχαριστώ στον κ. Κώστα Κάλφα για τις γνώσεις, τις συμβουλές του και την πολύτιμη βοήθεια που απλόχερα προσφέρει σε όλους τους φοιτητές.



## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σε αυτή την εργασία συλλέχθηκαν δείγματα ιζήματος σε μορφή πυρήνα από τρία διαφορετικά υδάτινα περιβάλλοντα, τον Κορινθιακό κόλπο, τον Θερμαϊκό κόλπο, συγκεκριμένα από το Λιτόχωρο και από την λίμνη Ulubat στην Τουρκία. Με τη χρήση ενός ανιχνευτή HPGe, κατάλληλα βαθμονομημένου για μετρήσεις ιζημάτων, μετρήθηκαν φυσικά (Pb-210) και τεχνητά (Cs-137) ραδιοϊσότοπα .

Οι κατακόρυφες κατανομές του Cs-137 και του Pb-210 χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό του ρυθμού ιζηματογένεσης στις περιοχές δειγματοληψίας. Τα αποτελέσματα ήταν  $v=0.57$  cm/year για την περιοχή του Λιτόχωρου και  $v=0.44$  cm/yr για την λίμνη Ulubat. Στην περίπτωση του Κορινθιακού Κόλπου υπολογίστηκε  $v_1=0.31$  cm/year για την περίοδο 2007-1986 και  $v_2=0.44$  cm/yr για τα έτη 1986-1963.

## ABSTRACT

In this work, core sediment samples have been collected from three different marine environments; Gulf of Corinth, Gulf of Thermaikos, specifically from Litochoro Coast and Lake Uluabat in Turkey. Natural (Pb-210) and anthropogenic (Cs-137) radionuclides in the samples were measured using an HPGe detector, calibrated for sediments geometry.

The vertical distribution of Cs-137 and Pb-210 was used to determine the sedimentation rate. The results were  $v=0.57$  cm/yr for Litochoro and  $v=0.44$  cm/yr for lake Uluabat. In the case of the Gulf of Corinth the results were  $v_1=0.31$  cm/yr for the years 2007-1986 and  $v_2=0.44$  cm/yr for 1986-1963.

## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Ευχαριστίες .....	2
Περίληψη.....	4
Abstract.....	5
Περιεχόμενα.....	6
Πρόλογος.....	8

### Κεφάλαιο 1

Εισαγωγικές έννοιες.....	10
1.1 Ραδιενέργεια.....	10
<u>Ραδιενέργεια και νόμοι διαδοχικής αποδιέγερσης</u> .....	11
1.2 Αλληλεπίδραση των φωτονίων με την ύλη.....	13
<u>α. Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο</u> .....	13
<u>β. Σκέδαση Compton</u> .....	14
<u>γ. Δίδυμη γένεση</u> .....	15
1.3 Ανίχνευση φορτισμένων σωματίων και φωτονίων.....	16
<u>α. Ανιχνευτές αερίου</u> .....	16
<u>β. Ανιχνευτές στερεάς κατάστασης</u> .....	17
<u>γ. Σπινθηριστές</u> .....	19
1.4 Ραδιενέργεια Περιβάλλοντος.....	20
<u>α. Φυσική ακτινοβολία</u> .....	20
<u>β. Τεχνητή Ραδιενέργεια</u> .....	25
1.5 Ο Μόλυβδος (Pb) και η μελέτη του.....	25
<u>α. Θεωρητικά μοντέλα χρονολόγησης με Pb-210</u> .....	27
<u>β. Επικύρωση των μοντέλων χρονολόγησης</u> .....	32
1.6 Το Κάισιο (Cs) και η μελέτη του.....	33
<u>α. Πηγές Cs</u> .....	34
<u>β. Το ατύχημα του Chernobyl</u> .....	35
<u>γ. Το Cs σε θαλάσσια ιζήματα</u> .....	36
<u>δ. Λόγοι μελέτης του Cs-137 στα ιζήματα</u> .....	37
<u>ε. Μεθοδολογία δειγματοληψίας ιζημάτων</u> .....	38

### Κεφάλαιο 2

Πειραματική διαδικασία .....	39
2.1 Περιοχή Μελέτης.....	39
<u>α. Κορινθιακός κόλπος</u> .....	40
<u>β. Θερμαϊκός Κόλπος-Λιτόχωρο</u> .....	41
<u>γ. Θάλασσα του Μαρμαρά και Λίμνη Ulubat</u> .....	43
2.2 Δειγματοληψία-Δειγματοποίηση.....	45
<u>α. Δειγματοληψία</u> .....	45
<u>β. Δειγματοποίηση</u> .....	46
2.3 Μετρητικό σύστημα.....	47
2.4 Βαθμονόμηση.....	51
<u>α. Βαθμονόμηση Διακριτικής Ικανότητας</u> .....	55
<u>β. Βαθμονόμηση Ανιχνευτικής Ικανότητας</u> .....	56

<b>2.5 Φασματική Ανάλυση Δειγμάτων</b> .....	61
<u>Ερμηνεία φάσματος Ακτινοβολίας-γ</u> .....	61
<b>Κεφάλαιο 3</b>	
<b>Ανάλυση πειραματικών δεδομένων και αποτελέσματα</b> .....	65
<b>3.1 Φασματική ανάλυση με το λογισμικό SPECTRW</b> .....	65
<b>3.2 Υπολογισμός της ενεργότητας των δειγμάτων</b> .....	69
<b>3.3 Ρυθμός ιζηματογένεσης της κάθετης κατανομής του Pb-210</b> .....	70
<u>α. Θερμαϊκός Κόλπος-Λιτόχωρο</u> .....	72
<u>β. Λίμνη Ulubat</u> .....	74
<b>3.4 Ποσοτική επιβεβαίωση του ρυθμού ιζηματογένεσης μέσω της κάθετης κατανομής του Cs-137</b> .....	77
<u>α. Κορινθιακός Κόλπος</u> .....	78
<u>β. Θερμαϊκός Κόλπος-Λιτόχωρο</u> .....	79
<u>γ. Λίμνη Ulubat</u> .....	80
<b>Κεφάλαιο 4</b>	
<b>Ερμηνεία των αποτελεσμάτων και συμπεράσματα</b> .....	82
<b>Βιβλιογραφία</b> .....	84



## Πρόλογος

Η χρήση της πυρηνικής ενέργειας γενικεύθηκε το δεύτερο μισό του 20<sup>ου</sup> αιώνα βρίσκοντας πολλαπλές εφαρμογές αλλά δημιουργώντας παράλληλα αρκετά προβλήματα στους ανθρώπους και το περιβάλλον.

Οι αυξανόμενες ανάγκες για παραγωγή ενέργειας με γρήγορο και φθινό τρόπο οδήγησε στη λειτουργία πυρηνικών εργοστασίων, όπου εύκολα η ενέργεια παραγόταν σε ειδικούς αντιδραστήρες και μετατρεπόταν σε ηλεκτρικό ρεύμα. Παράλληλα η μελέτη των δυνατοτήτων που παρείχε η χρήση της, αλλά και των επιπτώσεων της στο περιβάλλον και τους ανθρώπους είχε ως αποτέλεσμα την ανάπτυξη προγραμμάτων ατομικών δοκιμών σε διάφορες περιοχές του κόσμου (Ειρηνικός ωκεανός, Βόρειος Παγωμένος ωκεανός, ΗΠΑ κ.α.).

Η χρήση της πυρηνικής ενέργειας αναπτύχθηκε με γρήγορους ρυθμούς κυρίως τις δεκαετίες του 1960-70, όταν και κατασκευάστηκε πλήθος εργοστασίων για παραγωγή ρεύματος και όπλων. Σήμερα, τουλάχιστον 400 αντιδραστήρες λειτουργούν σε όλο τον κόσμο, ενώ χρόνο με το χρόνο η ανθρωπότητα καλείται να βρει λύση στην αποθήκευση των ραδιενεργών καταλοίπων και των τμημάτων των αποσυνδεδεμένων «γερασμένων» πυρηνικών εργοστασίων που σταματούν τη λειτουργία τους.

Η διαρροή ραδιενέργειας που έλαβε χώρα κυρίως σε ατυχήματα εργοστασίων και εκλύθηκε από τις ατομικές δοκιμές, είχε ως αποτέλεσμα τη ρύπανση του περιβάλλοντος με νέα, τεχνητά ραδιοϊσότοπα, καθώς και την αύξηση των επιπέδων των φυσικών ραδιοϊσοτόπων. Πλέον, στα ιζήματα σε ολόκληρη τη γη ο σύγχρονος άνθρωπος έχει αφήσει το ίχνος του με αύξηση των συγκεντρώσεων ραδιενεργών στοιχείων. Πέρα από τις αρνητικές όμως επιπτώσεις τους, τα ραδιενεργά αυτά στοιχεία αποτελούν χρήσιμους ιχνηθέτες για πολλές περιβαλλοντικές μελέτες.

Σκοπός αυτής της εργασίας είναι η μελέτη των κατακόρυφων συγκεντρώσεων του Cs-137 καθώς και άλλων φυσικών ραδιοϊσοτόπων σε θαλάσσια ιζήματα. Μετρήθηκε η ενεργότητα του Cs-137 και του Pb-210 σε τρεις διαφορετικούς πυρήνες ιζήματος με σκοπό να προσδιοριστεί πειραματικά ο ρυθμός ιζηματογένεσης σε κλειστά υδάτινα συστήματα (όπως η λίμνη Ulubat στην Τουρκία και ο Κορινθιακός κόλπος) καθώς επίσης και σε παράλιες ζώνες που αλληλεπιδρούν με ποταμούς (περιοχή του Λιτόχωρου στο κεντρικό Αιγαίο Πέλαγος).

Το γεγονός ότι στον ελληνικό χώρο η έρευνα των συγκεντρώσεων τεχνητών ραδιοϊσοτόπων είναι περιορισμένη, η παρούσα εργασία αποκτά ιδιαίτερη σημασία και μπορεί να αποτελέσει βάση για αντίστοιχες έρευνες μελλοντικά.



## Κεφάλαιο 1 Εισαγωγικές έννοιες

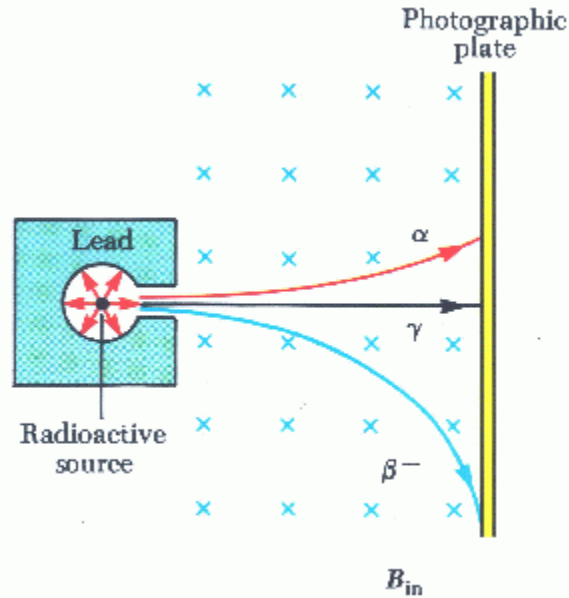
### 1.1 Ραδιενέργεια

Το 1896 ο Becquerel ανακάλυψε τυχαία ότι οι κρύσταλλοι αλάτων ουρανίου εκπέμπουν μια αόρατη ακτινοβολία, η οποία μπορεί να θολώσει μια φωτογραφική πλάκα ακόμα και αν η πλάκα είναι καλυμμένη ώστε να μην δέχεται φως. Μετά από αρκετές παρατηρήσεις αυτού του τύπου υπό ελεγχόμενες συνθήκες, ο Becquerel κατέληξε στο συμπέρασμα ότι η ακτινοβολία που εκπέμπεται από τους κρυστάλλους ήταν ενός νέου τύπου, ο οποίος δεν απαιτούσε καμία εξωτερική διέγερση. Αυτή η διεργασία της αυθόρμητης εκπομπής ακτινοβολίας από το ουράνιο ονομάστηκε, ύστερα από λίγο, **ραδιενέργεια**. Πειράματα που έγιναν αργότερα από άλλους επιστήμονες κατέδειξαν ότι και άλλες ουσίες είναι ραδιενεργές. Οι πιο σημαντικές έρευνες αυτού του τύπου διεξήχθησαν από την Marie και τον Pierre Curie. Μετά από αρκετών χρόνων προσεκτικές και επίπονες διεργασίες χημικού διαχωρισμού σε τόνους πισσουρανίτη, ο οποίος είναι ένα ραδιενεργό ορυκτό, το ζεύγος Curie ανακοίνωσε την ανακάλυψη δυο αγνώστων στοιχείων τα οποία ήταν και τα δυο ραδιενεργά. Τα στοιχεία αυτά ονομάστηκαν πολώνιο και ράδιο. Πειράματα που ακολούθησαν, συμπεριλαμβανομένης και της περίφημης εργασίας του Rutherford σχετικά με τη σκέδαση των σωματιδίων άλφα, απέδειξαν ότι η ραδιενέργεια ήταν αποτέλεσμα της διάσπασης ή αποσύνθεσης των ασταθών πυρήνων.

Υπάρχουν τρεις τύποι ακτινοβολίας που μπορεί να εκπέμπεται από μια ραδιενεργό ουσία, οι οποίοι αντιστοιχούν σε τρία είδη διασπάσεων: διάσπαση άλφα ( $\alpha$ ), κατά την οποία τα εκπεμπόμενα σωματίδια είναι πυρήνες  ${}^4\text{He}$ , διάσπαση βήτα ( $\beta$ ), κατά την οποία τα εκπεμπόμενα σωματίδια είναι είτε ηλεκτρόνια είτε ποζιτρόνια, και διάσπαση γάμμα ( $\gamma$ ), κατά την οποία οι εκπεμπόμενες «ακτίνες» είναι υψηλής ενέργειας φωτόνια. Το ποζιτρόνιο είναι ένα σωματίδιο όμοιο με το ηλεκτρόνιο από όλες τις απόψεις, εκτός του ότι έχει φορτίο  $+e$  (το αντισωματίδιο του ηλεκτρονίου). Το σύμβολο  $\beta^+$  χρησιμοποιείται για να προσδιορίσει ένα ηλεκτρόνιο και το  $\beta^-$  προσδιορίζει το ποζιτρόνιο.

Μπορούμε να διακρίνουμε αυτούς τους τρεις τύπους ακτινοβολίας χρησιμοποιώντας τη διάταξη που απεικονίζεται στο σχήμα 1.1. Η ακτινοβολία από ένα ραδιενεργό δείγμα κατευθύνεται προς μια περιοχή μέσα στην οποία υπάρχει μαγνητικό πεδίο. Υπό αυτές τις συνθήκες, η δέσμη χωρίζεται σε τρεις συνιστώσες, από τις οποίες οι δυο αποκλίνουν σε αντίθετες κατευθύνσεις και η τρίτη δεν παρουσιάζει καμιά αλλαγή στην κατεύθυνση. Από την απλή αυτή παρατήρηση μπορεί να συμπεράνει κανείς ότι η ακτινοβολία της μη αποκλίνουσας δέσμης δεν μεταφέρει καθόλου φορτίο (ακτίνες  $\gamma$ ), η συνιστώσα που αποκλίνει προς τα επάνω αντιστοιχεί σε θετικώς φορτισμένα σωματίδια (σωματίδια  $\alpha$ ) και η συνιστώσα που αποκλίνει προς τα κάτω αντιστοιχεί σε αρνητικώς φορτισμένα σωματίδια ( $\beta^-$ ). Αν η δέσμη περιλαμβάνει ποζιτρόνια ( $\beta^+$ ), αποκλίνει προς τα επάνω.

Οι τρεις τύποι ακτινοβολίας παρουσιάζουν μεγάλες διαφορές ως προς την ικανότητά τους να διεισδύσουν στην ύλη. Τα σωματίδια  $\alpha$  μόλις που διαπερνούν ένα φύλλο χαρτί, τα σωματίδια  $\beta$  μπορούν να διαπεράσουν λίγα χιλιοστά αλουμινίου και οι ακτίνες  $\gamma$  μπορούν να διαπεράσουν μερικά εκατοστά μολύβδου.



Σχήμα 1.1 Διάταξη για τον διαχωρισμό των τριών τύπων ακτινοβολίας. Η ακτινοβολία από μια ραδιενεργό πηγή μπορεί να διαχωριστεί σε τρεις συνιστώσες αν χρησιμοποιηθεί μαγνητικό πεδίο για να προκαλέσει απόκλιση των φορτισμένων σωματιδίων. Η φωτογραφική πλάκα στα δεξιά του σχήματος αποτυπώνει τα γεγονότα άφιξης.

### Ραδιενέργεια και νόμοι διαδοχικής αποδιέγερσης

Ο ρυθμός με τον οποίο γίνεται μια συγκεκριμένη διεργασία διάσπασης σε ένα ραδιενεργό δείγμα είναι ανάλογος προς τον αριθμό των ραδιενεργών πυρήνων που είναι παρόντες (δηλαδή των πυρήνων που δεν έχουν ακόμη διασπαστεί). Αν  $N$  είναι ο αριθμός των ραδιενεργών πυρήνων, που είναι παρόντες σε κάποια στιγμή, ο ρυθμός μεταβολής του  $N$  είναι

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (1.1)$$

όπου  $\lambda$  είναι η σταθερά διάσπασης ή σταθερά αποσύνθεσης. Το αρνητικό πρόσημο σημαίνει ότι το  $dN/dt$  είναι αρνητικό, δηλαδή ότι το  $N$  μειώνεται σε συνάρτηση με τον χρόνο.

Εάν γράψουμε την εξίσωση (1.1) με τη μορφή

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (1.2)$$

μπορούμε να ολοκληρώσουμε τον τύπο και να έχουμε

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt \quad (1.3)$$

$$\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = -\lambda t \quad (1.4)$$

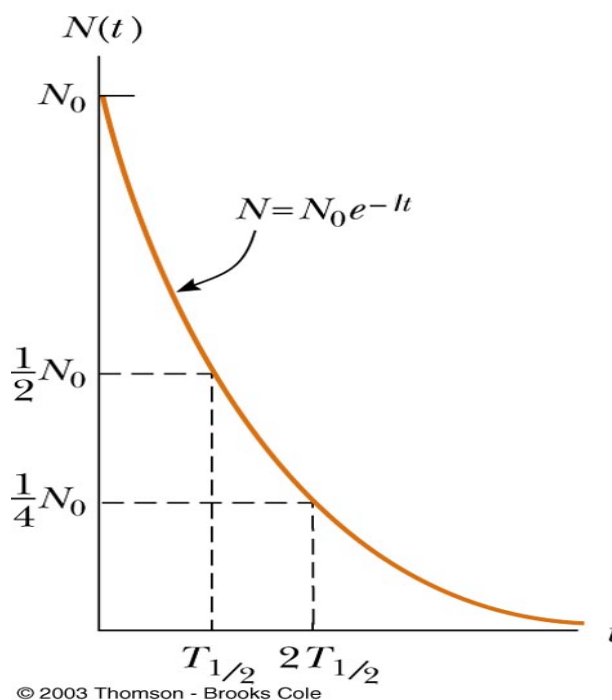
$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.5)$$

Η σταθερά  $N_0$  παριστάνει τον αριθμό των ραδιενεργών πυρήνων τη στιγμή  $t=0$ .

Ο ρυθμός διάσπασης  $R = |dN/dt|$  μπορεί να ληφθεί με παραγωγή της εξίσωσης (1.5) ως προς τον χρόνο. Αυτό δίνει

$$R = \left|\frac{dN}{dt}\right| = N_0 \lambda e^{-\lambda t} \quad (1.6)$$

όπου  $R_0 = N_0 \lambda$  είναι ο ρυθμός διάσπασης σε  $t=0$ , και  $R = \lambda N$ . Ο ρυθμός διάσπασης ενός δείγματος συχνά αναφέρεται και ως ενεργότητα του. Σημειώστε ότι τόσο το  $N$  όσο και το  $R$  μειώνονται εκθετικά με τον χρόνο. Η γραφική παράσταση της εκθετικής μείωσης του  $N$  ως προς το  $t$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 1.2, απεικονίζει τον νόμο εκθετικής διάσπασης.



Σχήμα 1.2 Διάγραμμα του νόμου εκθετικής διάσπασης ραδιενεργών πυρήνων. Στον κατακόρυφο άξονα σημειώνεται ο αριθμός των ραδιενεργών πυρήνων που είναι παρόντες τη χρονική στιγμή  $t$ , και στον οριζόντιο άξονα σημειώνεται ο χρόνος. Ο χρόνος  $T_{1/2}$  είναι ο χρόνος ημιζωής του υλικού.

Μια άλλη χρήσιμη παράμετρος που χρησιμοποιείται για να χαρακτηρίσει τον ρυθμό διασπάσεων σε ένα πληθυσμό πυρήνων συγκεκριμένου τύπου είναι ο χρόνος ημιζωής ή χρόνος υποδιπλασιασμού,  $T_{1/2}$ . Ο χρόνος ημιζωής μιας ραδιενεργού ουσίας είναι ο χρόνος που απαιτείται για να διασπαστούν οι μισοί από ένα δεδομένο πλήθος ραδιενεργών πυρήνων.

Εάν θέσουμε  $N=N_0/2$  και  $t=T_{1/2}$  στην εξίσωση (1.5) προκύπτει

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (1.7)$$

Γράφοντας αυτό στη μορφή  $e^{-\lambda T_{1/2}} = 2$  και παίρνοντας τον φυσικό λογάριθμο και των δύο μελών, έχουμε:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (1.8)$$

Αυτή είναι μια βολική παράσταση που συσχετίζει τον χρόνο ημιζωής με τη σταθερά διάσπασης. Σημειώστε ότι, αφού περάσει ο χρόνος μιας ημιζωής, υπάρχουν  $N_0/2$  ραδιενεργοί πυρήνες. Μετά από τρεις ημιζωές θα απομείνουν  $N_0/8$  κ.ο.κ. Γενικά, μετά από  $n$  ημιζωές, ο αριθμός των ραδιενεργών πυρήνων που απομένουν είναι  $N_0/2^n$ . Έτσι, βλέπουμε ότι η διεργασία της πυρηνικής διάσπασης είναι ανεξάρτητη από την προηγούμενη ιστορία του δείγματος.

Μονάδα ενεργότητας είναι το κιουρί (Ci) που ορίζεται ως

$$1Ci \equiv 3.7 \times 10^{10} \text{ διασπάσεις} / s$$

Αυτή η μονάδα επιλέχθηκε ως αρχική μονάδα ενεργότητας επειδή είναι κατά προσέγγιση η ενεργότητα 1 g ραδίου. Η μονάδα ενεργότητας στο Διεθνές Σύστημα (SI) ονομάζεται μπεκερέλ (Bq):

$$1Bq = 1 \text{ διάσπαση} / s$$

Επομένως,  $1Ci = 3.7 \times 10^{10} Bq$ .

## 1.2 Αλληλεπίδραση των φωτονίων με την ύλη

Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία ( ακτινοβολία- $\gamma$ / φωτόνια) αλληλεπιδρά με την ύλη με τρεις κυρίως διαδικασίες:

- το **φωτοηλεκτρικό φαινόμενο** (κυριαρχεί στις χαμηλές ενέργειες)
- τη **σκέδαση Compton** (κυριαρχεί στις ενδιάμεσες ενέργειες)
- τη **δίδυμη γένεση** (σε υψηλές ενέργειες).

Ακολουθεί σύντομη περιγραφή των φαινομένων αυτών.

### α. Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

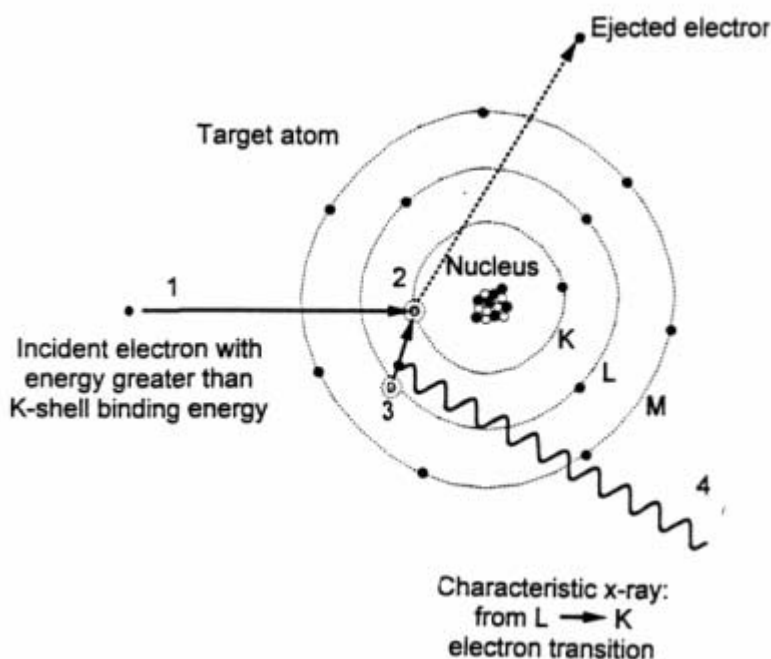
Στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, ένα φωτόνιο αλληλεπιδρά με ένα άτομο του απορροφητή και εξαφανίζεται εντελώς. Στη θέση του, εκπέμπεται ένα ενεργητικό φωτοηλεκτρόνιο, δηλαδή ένα από τα δεσμευμένα ηλεκτρόνια στιβάδας του ατόμου. Η αλληλεπίδραση πραγματοποιείται με το άτομο συνολικά και όχι με ελεύθερα ηλεκτρόνια. Για ακτίνες  $\gamma$  αρκετής ενέργειας, η προέλευση των φωτοηλεκτρονίων είναι πιο πιθανό να προέρχεται από τις πιο στενά συνδεδεμένες στιβάδες όπως η K

στιβάδα του ατόμου. Το φωτοηλεκτρόνιο εμφανίζεται με μια ενέργεια που δίνεται από τη σχέση:

$$E = h\nu - E_b \quad (1.9)$$

όπου το  $E_b$  αντιπροσωπεύει την ενέργεια σύνδεσης του φωτοηλεκτρονίου στην αρχική στιβάδα του. Για ακτίνες  $\gamma$  με ενέργεια μεγαλύτερη από μερικές εκατοντάδες keV, το φωτοηλεκτρόνιο φέρει το μεγαλύτερο ποσοστό της αρχικής ενέργειας των φωτονίων.

Παράλληλα η αλληλεπίδραση προκαλεί ιονισμό του ατόμου με κενό σε μία από τις ενεργειακές του στιβάδες, που σύντομα καλύπτεται με σύλληψη ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου από τις άλλες στιβάδες του ατόμου με παράλληλη εκπομπή χαρακτηριστικών ακτίνων X. Αν και στις περισσότερες περιπτώσεις αυτές οι ακτίνες X απορροφούνται εκ νέου κοντά στην αρχική περιοχή μέσω της φωτοηλεκτρικής απορρόφησης που περιλαμβάνει τις λιγότερο στενά συνδεδεμένες στιβάδες, η διαφυγή τους από την ακτινοβολία είναι πιθανή. Εναλλακτικά, εκπέμπεται ένα ηλεκτρόνιο Auger μεταφέροντας το πλεόνασμα ενέργειας του ατόμου.



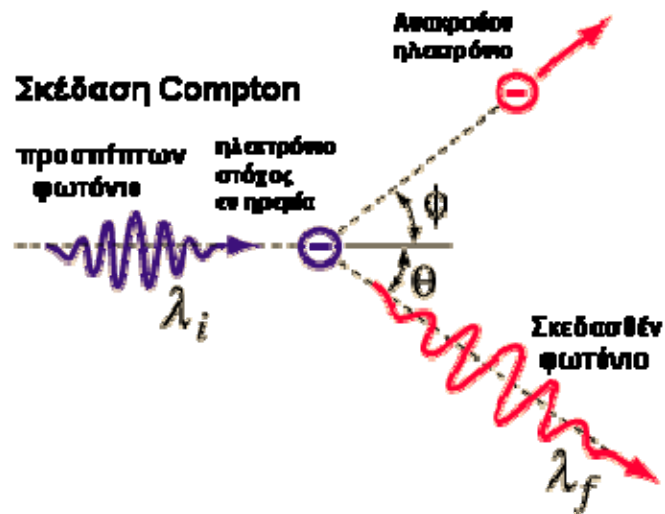
Σχήμα 1.3 Σχηματική αναπαράσταση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, παρατηρείται κυρίως σε ακτίνες  $\gamma$  σχετικά χαμηλής ενέργειας και για απορροφητές με υψηλό ατομικό αριθμό  $Z$ .

### β. Σκέδαση Compton

Η σκέδαση Compton πραγματοποιείται μεταξύ συναφούς φωτονίου της ακτίνας  $\gamma$  και ενός ηλεκτρονίου του απορροφητή. Στην περίπτωση αυτή το εισερχόμενο φωτόνιο σκεδάζεται από ένα ατομικό ηλεκτρόνιο, κατά μια γωνία  $\theta$  από την αρχική του κατεύθυνση. Το φωτόνιο μεταφέρει μέρος της ενέργειας του στο ηλεκτρόνιο (που υποτίθεται ότι ήταν αρχικά αδρανές), γνωστό ως ηλεκτρόνιο ανάκρουσης (recoil electron). Επειδή όλες οι γωνίες σκέδασης είναι πιθανές (αλλά όχι

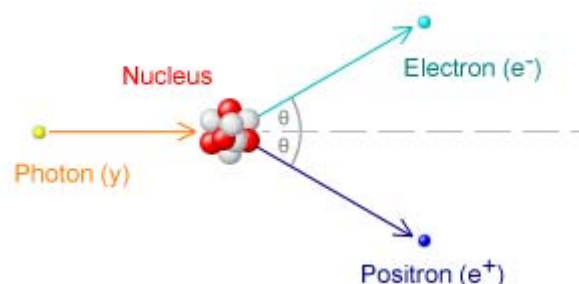
ισοπίθανες), η ενέργεια του ηλεκτρονίου ανάκρουσης κυμαίνεται από μηδέν έως μια μέγιστη τιμή για  $\theta=180^\circ$ , στην σκέδαση που ονομάζεται χαρακτηριστικά οπισθοσκέδαση Compton.



Σχήμα 1.4 Σχηματική αναπαράσταση της σκέδασης Compton

#### γ. Δίδυμη γένεση

Εάν η ενέργεια της ακτίνας  $\gamma$  υπερβαίνει δύο φορές την ενέργεια της μάζας ηρεμίας ενός ηλεκτρονίου (1.02 MeV), μπορεί να συμβεί η διαδικασία της παραγωγής ζεύγους ή αλλιώς δίδυμη γένεση. Πρακτικά, η πιθανότητα αυτής της αλληλεπίδρασης παραμένει πολύ χαμηλή μέχρι η ενέργεια των ακτίνων  $\gamma$  γίνει αρκετά MeV. Η δίδυμη γένεση είναι κυρίως περιορισμένη στις υψηλές ενέργειες ακτίνων  $\gamma$  και αυξάνεται αισθητά με την ενέργεια. Το φαινόμενο αυτό  $\Delta EN$  λαμβάνει χώρα στον ελεύθερο χώρο αλλά απαιτεί τη παρουσία πεδίου Coulomb. Στην αλληλεπίδραση, το φωτόνιο της ακτίνας εξαφανίζεται και αντικαθίσταται από ένα ζευγάρι ηλεκτρονίου- ποζιτρονίου. Όλη η πλεονάζουσα ενέργεια του φωτονίου, πάνω από τα 1.024 MeV που απαιτείται για να δημιουργηθεί το ζεύγος, μοιράζεται στην κινητική ενέργεια του ποζιτρονίου και του ηλεκτρονίου. Το ποζιτρόνιο στη συνέχεια θα εξαϋλωθεί παράγοντας δύο φωτόνια εξαϋλωσης ως δευτεροβάθμια προϊόντα της αλληλεπίδρασης.



Σχήμα 1.5 Σχηματική αναπαράσταση της δίδυμης γένεσης

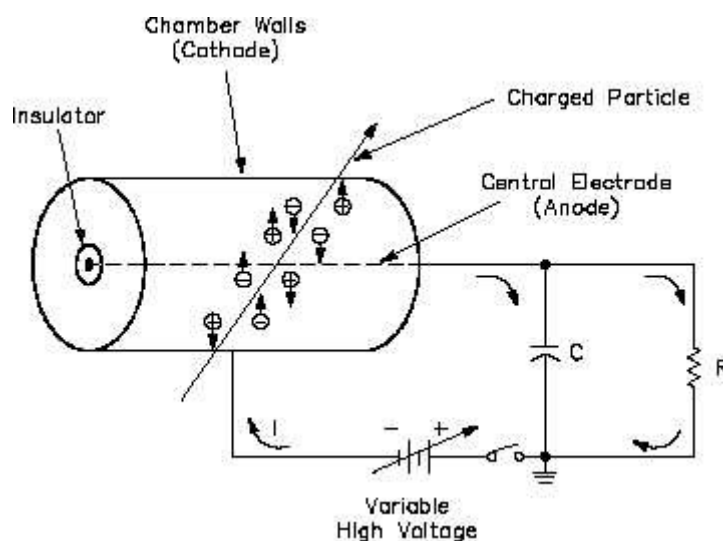


### 1.3 Ανίχνευση φορτισμένων σωματίων και φωτονίων

Όταν φορτισμένα σωματίδια ή φωτόνια διασχίσουν ένα υλικό, αλληλεπιδρούν με τα ηλεκτρόνια των ατόμων του υλικού όπως είδαμε στην παράγραφο 1.2. Με τον τρόπο αυτό μεταφέρεται ενέργεια στα άτομα του υλικού με κυριότερο φαινόμενο τον ιονισμό τους που μπορεί έτσι να σηματοδοτήσει την διέλευση του σωματίου ή, σε πολλές περιπτώσεις, να μετρήσει την κινητική του ενέργεια. Ένα πλήθος διατάξεων που εκμεταλλεύονται την ιδιότητα αυτή χρησιμοποιούνται σήμερα σε πειράματα πυρηνικής φυσικής ή απλώς για την καταμέτρηση της ραδιενέργειας στο εργαστήριο και στο περιβάλλον. Παρακάτω θα μελετήσουμε τους κυριότερους τύπους τέτοιων ανιχνευτών.

#### α. Ανιχνευτές αερίου

Την απλούστερη μορφή ανιχνευτή ιονίζουσας ακτινοβολίας αποτελεί ο ανιχνευτής αερίου που περιγράφεται διαγραμματικά στο σχήμα 1.6. Ο ανιχνευτής έχει συνήθως τη μορφή μεταλλικού κυλίνδρου που περιέχει το αέριο, ενώ κατά τον άξονα του κυλίνδρου τοποθετείται ένα λεπτό σύρμα. Μεταξύ των τοιχωμάτων του θαλάμου και του σύρματος αναπτύσσεται δυναμικό  $V$  μέσω της εξωτερικής αντίστασης  $R$ . Με τον τρόπο αυτό, στην κατάσταση ηρεμίας, στο εσωτερικό του θαλάμου δημιουργείται ένα στατικό ηλεκτρικό πεδίο με ακτινική διεύθυνση. Η διέλευση ενός φωτονίου ή φορτισμένου σωματίου μέσα από το θάλαμο δημιουργεί ιονισμό του αερίου, δηλαδή ένα σημαντικό αριθμό ελεύθερων ηλεκτρονίων και θετικών ιόντων. Αν το εσωτερικό του θαλάμου είναι απαλλαγμένο από ηλεκτρικό πεδίο, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια και τα θετικά ιόντα, αργά ή γρήγορα, επανασυνδέονται σε ουδέτερα άτομα. Η παρουσία όμως του ηλεκτρικού πεδίου έχει ως αποτέλεσμα την επιτάχυνση των ηλεκτρονίων και ιόντων αντίστοιχα προς την άνοδο και την κάθοδο. Τούτο με τη σειρά του έχει ως επακόλουθο τη συσσώρευση ενός φορτίου  $Q$  στην άνοδο με αντίστοιχη πτώση του δυναμικού στα άκρα της αντίστασης  $R$ . Η στιγμιαία αυτή πτώση δυναμικού εμφανίζεται ως ένας παλμός, ο οποίος με κατάλληλη ενίσχυση και ηλεκτρονική επεξεργασία μπορεί να καταγραφεί.



Σχήμα 1.6 Γραφική απεικόνιση της λειτουργίας ανιχνευτή αερίου

Η συμπεριφορά του ανιχνευτή αερίου εξαρτάται τόσο από τη φύση της ακτινοβολίας που προκαλεί τον ιονισμό (φωτόνιο, ηλεκτρόνιο, σωματίο  $\alpha$ , κλπ.) όσο και από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου που εφαρμόζεται. Για αρκετά χαμηλή τάση  $V$ , η συλλογή των ελεύθερων ηλεκτρονίων και θετικών ιόντων μπορεί να είναι ατελής, ενώ για μια περιοχή τιμών τάσης, όπου όλα τα ελεύθερα ηλεκτρόνια συλλέγονται στη άνοδο, το ύψος του παλμού είναι ανάλογο του ιονισμού και επομένως της κινητικής ενέργειας του σωματίου που τον προκάλεσε. Σε υψηλότερες τιμές του δυναμικού εμφανίζεται το φαινόμενο του πολλαπλού ιονισμού. Στην περιοχή αυτή, το σημαντικό ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργεί η αύξηση του δυναμικού προσδίδει αρκετή κινητική ενέργεια στα ελεύθερα ηλεκτρόνια ώστε με τη σειρά τους να προκαλέσουν δευτερογενή ιονισμό του αερίου. Το ολικό φορτίο που τελικά συλλέγεται είναι επομένως μεγαλύτερο από αυτό που δημιούργησε η διέλευση του σωματίου. Τέλος, για αρκετά υψηλές τιμές του δυναμικού, ο δευτερογενής ιονισμός γίνεται τόσο έντονος που επισκιάζει την αναλογικότητα μεταξύ ύψους παλμού και κινητικής ενέργειας του σωματίου που ανιχνεύεται. Στην περιοχή αυτή του δυναμικού, που συνήθως αναφέρεται ως περιοχή Geiger-Mueller, το ύψος του παλμού που παράγει ο ανιχνευτής αερίου είναι σταθερό και απλώς επισημαίνει τη διέλευση ενός σωματίου από το θάλαμο.

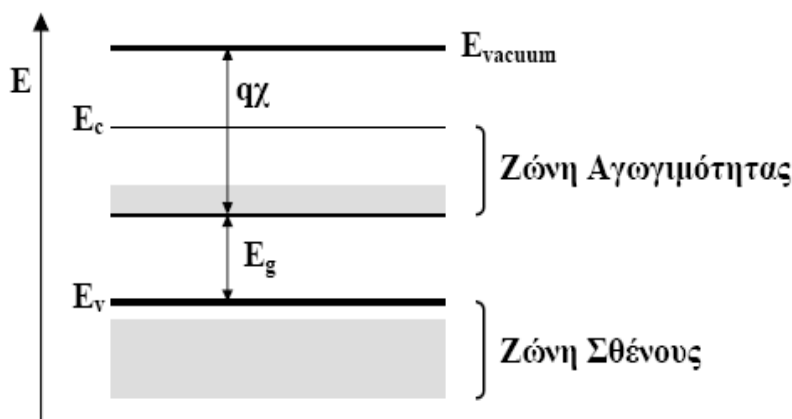
Η χρησιμότητα του ανιχνευτή αερίου στη μέτρηση της ενέργειας φωτονίων ή φορτισμένων σωματίων είναι αρκετά περιορισμένη. Στη περιοχή δυναμικού όπου το ύψος παλμού είναι ανάλογο προς την ενέργεια του σωματίου ο χρόνος που απαιτείται για την πλήρη συλλογή του φορτίου είναι της τάξης των χιλιοστών του δευτερολέπτου. Έτσι ο ρυθμός γεγονότων που μπορεί να καταγράψει ο ανιχνευτής περιορίζεται σημαντικά. Αντίθετα ο χρόνος συλλογής του φορτίου μειώνεται κατά πολύ στην περιοχή Geiger-Mueller όπου ο ανιχνευτής μετατρέπεται ουσιαστικά σε απαριθμητή σωματίων. Ο απαριθμητής Geiger-Mueller είναι ίσως ο παλαιότερος τύπος ανιχνευτή ακτινοβολίας που χρησιμοποιείται ακόμη σε ευρεία κλίμακα. Απαντάται κυρίως στο εργαστήριο για παρακολούθηση του επιπέδου της ακτινοβολίας στο περιβάλλον με σκοπό την προστασία του προσωπικού.

## β. Ανιχνευτές στερεάς κατάστασης

Ο ανιχνευτής του σχήματος 1.6 βελτιώνεται κατά πολύ με την αντικατάσταση του αερίου από στερεό υλικό. Ο ανιχνευτής στερεάς κατάστασης, παρουσιάζει σημαντικά πλεονεκτήματα. Αφ' ενός η τροχιά του σωματίου, προτού αυτό μεταφέρει την ολική κινητική του ενέργεια στο υλικό μειώνεται σημαντικά, ενώ παράλληλα αυξάνει δραστικά η πυκνότητα ιονισμού κατά μήκος της τροχιάς του. Αφ' ετέρου η ενέργεια που απαιτείται για τη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-οπής είναι στα στερεά πολύ μικρότερη απ' ότι στα αέρια. Έτσι, η στατιστική ακρίβεια στη συλλογή του φορτίου αναμένεται μεγαλύτερη απ' ότι στον ανιχνευτή αερίου.

Το υλικό που θα χρησιμοποιηθεί σε ανιχνευτή στερεάς κατάστασης θα πρέπει βέβαια να πληροί ορισμένες προϋποθέσεις. Κατ' αρχήν δεν μπορεί να είναι αγωγός, αλλιώς η εφαρμογή του δυναμικού  $V$  θα δημιουργήσει ένα σταθερό ρεύμα που θα επισκιάσει τη συλλογή φορτίου ιονισμού. Από την άλλη πλευρά ένας τέλειος μονωτής δεν θα επιτρέψει την κίνηση του φορτίου που δημιουργεί ο ιονισμός στην άνοδο και στην κάθοδο της διάταξης. Έτσι, τα μόνα υλικά που προσφέρονται για την κατασκευή ανιχνευτών στερεάς κατάστασης ανήκουν στην κατηγορία των ημιαγωγών που στην κρυσταλλική τους μορφή εμφανίζουν την ενεργειακή δομή του σχήματος 1.7. Σύμφωνα με το διάγραμμα, τα ηλεκτρόνια του κρυστάλλου μπορούν

να καταλάβουν δυο περιοχές ενέργειας που σημειώνονται ως ζώνη σθένους και ζώνη αγωγιμότητας.



Σχήμα 1.7 Απλοποιημένο ενεργειακό διάγραμμα ημιαγωγού, όπου φαίνεται το ενεργειακό χάσμα  $E_g$  και η ενέργεια ελεύθερων ηλεκτρονίων  $E_{vacuum}$  εκτός κρυστάλλου.

Οι ιδιότητες που εμφανίζει ένας ημιαγωγός οφείλονται στην ύπαρξη μιας απαγορευμένης ζώνης ενέργειας, την οποία δεν μπορούν να καταλάβουν τα ηλεκτρόνια. Στη βασική κατάσταση του συστήματος τα ηλεκτρόνια βρίσκονται ιδανικά στη ζώνη σθένους και συνεισφέρουν στον ομοιοπολικό δεσμό μεταξύ των ατόμων του κρυσταλλικού πλέγματος. Κατά τη διέλευση ενός σωματίου μέσω του κρυστάλλου, ένα ποσό ενέργειας μεταφέρεται στα ηλεκτρόνια και ορισμένα από αυτά προωθούνται στη ζώνη αγωγιμότητας, ενώ ταυτόχρονα ένας ίσος αριθμός θετικών οπών εμφανίζεται στη ζώνη σθένους. Όπως και στον ανιχνευτή αερίου, τα ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών συλλέγονται στην άνοδο και στην κάθοδο της διάταξης και ο παλμός που προκύπτει είναι ανάλογος της κινητικής ενέργειας του σωματίου που προκάλεσε τον ιονισμό. Παρόμοιος είναι και ο μηχανισμός ανίχνευσης ενός φωτονίου σε ένα ανιχνευτή στερεάς κατάστασης, αν και το σενάριο περιλαμβάνει δύο διακριτά βήματα: σε ένα πρώτο στάδιο, το φωτόνιο μπορεί να ιονίσει μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου ένα άτομο του στερεού, ενώ σε ένα δεύτερο στάδιο, το ελεύθερο ηλεκτρόνιο προκαλεί ιονισμό του κρυστάλλου ως ενεργητικό φορτισμένο σωματίο. Στην περίπτωση αυτή ο παλμός που παράγεται είναι ανάλογος της ενέργειας του αρχικού φωτονίου.

Στην πράξη, τα προηγούμενα σενάρια ανίχνευσης φορτισμένων σωματίων ή φωτονίων εμφανίζουν αρκετές δυσκολίες. Από την ανασκόπηση των βιομηχανικά διαθέσιμων σήμερα κρυστάλλων, μόνο δύο αναδεικνύονται με τις κατάλληλες ιδιότητες για χρήση σε διάταξη ανιχνευτών στερεάς κατάστασης: το πυρίτιο και το γερμάνιο. Τα υλικά αυτά είναι σήμερα διαθέσιμα σε μορφή μεγάλων κρυστάλλων λόγω της διαδεδομένης εφαρμογής τους στην κατασκευή ηλεκτρονικών εξαρτημάτων. Το κυριότερο μειονέκτημά τους είναι το μικρό σχετικά εύρος της απαγορευμένης ζώνης (1.2 eV για το πυρίτιο και 0.78 eV για το γερμάνιο). Τούτο έχει ως αποτέλεσμα, τόσο στο πυρίτιο όσο και στο γερμάνιο, θερμικές διαταραχές του πλέγματος να προωθούν ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας με αποτέλεσμα το ρεύμα που δημιουργείται με την ανάπτυξη ηλεκτρικού πεδίου να υπερβαίνει τα ανεκτά όρια. Το πρόβλημα αυτό λύνεται συνήθως είτε με ψύξη του ανιχνευτή (σε

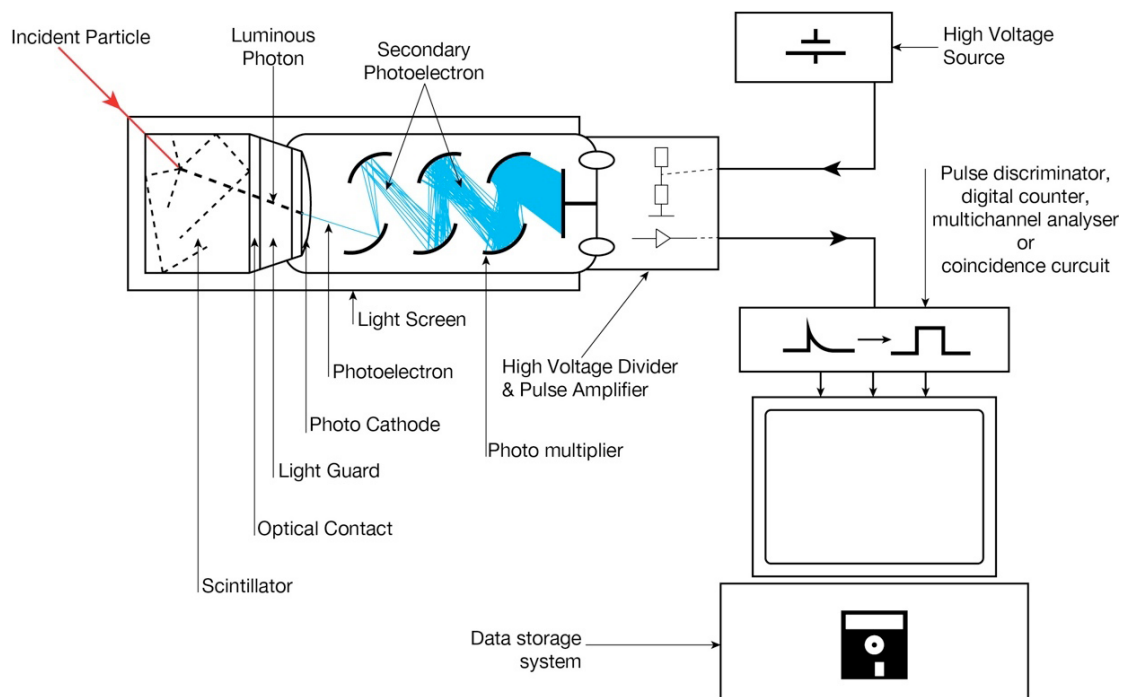
θερμοκρασία υγρού αζώτου) ή με την εισαγωγή προσμίξεων στον κρύσταλλο του ημιαγωγού.

Ανιχνευτές στερεάς κατάστασης χρησιμοποιούνται σήμερα σε ευρεία κλίμακα σε πειράματα πυρηνικής φυσικής τόσο για την ανίχνευση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας όσο και φορτισμένων σωματίων. Σε πολλά σημεία υπερτερούν σε απόδοση και ποιότητα αποτελεσμάτων σε σχέση με κάθε άλλο τύπο ανιχνευτή ιονίζουσας ακτινοβολίας. Στην συγκεκριμένη εργασία χρησιμοποιήθηκε ένας τέτοιος ανιχνευτής με κρύσταλλο γερμανίου.

### γ. Σπινθηριστές

Μια διαφορετική κατηγορία ανιχνευτών εκμεταλλεύεται το γεγονός ότι σε ορισμένους ιοντικούς κρυστάλλους ή οργανικές ουσίες η επανασύνδεση ηλεκτρονίων και θετικών οπών που δημιουργούνται κατά τη διέλευση ενός φορτισμένου σωματίου ή ενός φωτονίου εκδηλώνεται με την εκπομπή ορατού φωτός. Το φαινόμενο αυτό του σπινθηρισμού είναι σε πολλές περιπτώσεις αρκετά έντονο ώστε με τη βοήθεια μικροσκοπίου να είναι δυνατή η παρατήρηση και καταμέτρηση μεμονωμένων σωματίων. Πολλά από τα κλασικά πειράματα που έδωσαν τις πρώτες βασικές πληροφορίες σχετικά με την ατομική δομή στις αρχές του 20<sup>ου</sup> αιώνα πραγματοποιήθηκαν με τον τρόπο αυτό. Πολύ γρήγορα όμως ο ανθρώπινος παράγοντας παραμερίστηκε και η διεργασία μετατροπής του σπινθηρισμού σε ηλεκτρικό παλμό που, πέρα από την απλή καταμέτρηση, παρέχει πληροφορίες και για την ενέργεια του σωματίου παραδόθηκε σε ηλεκτρονικά μέσα. Τούτο επιτεύχθηκε με την επινόηση της λυχνίας φωτοπολλαπλασιασμού που θα περιγράψουμε στη συνέχεια.

Η σύγχρονη διάταξη ενός ανιχνευτή σπινθηρισμού περιέχεται στο σχήμα 1.8. Όπως φαίνεται στο σχήμα, στο άνω μέρος της διάταξης βρίσκεται ο σπινθηριστής, δηλαδή το υλικό (υπό μορφή στερεού, υγρού ή αερίου) στο οποίο δημιουργούνται οι σπινθηρισμοί κατά τη διέλευση σωματίων ιονίζουσας ακτινοβολίας. Ο σπινθηριστής είναι οπτικά συνδεδεμένος με τον φωτοπολλαπλασιαστή, ο οποίος μετατρέπει το φως σε ηλεκτρικό παλμό με ύψος ανάλογο προς την ένταση του σπινθηρισμού -και βεβαίως ανάλογο προς την ενέργεια του σωματίου που τον προκάλεσε. Στην τελική διάταξη σπινθηριστή-φωτοπολλαπλασιαστή ο ανιχνευτής περιβάλλεται από υλικό μεγάλης ανακλαστικής ικανότητας ώστε όλο ή σχεδόν όλο το φως που παράγεται από ένα σπινθηρισμό να συλλέγεται από ένα ηλεκτρόδιο, που στο σχήμα 1.8 σημειώνεται ως φωτοκάθοδος. Στην πράξη, ως υλικό της φωτοκαθόδου επιλέγεται μέταλλο με μικρό έργο εξόδου, έτσι ώστε η πρόσπτωση ενός φωτονίου να προκαλεί την εκπομπή ενός σχετικά μεγάλου αριθμού ηλεκτρονίων. Παρ'όλα αυτά, όσο ισχυρός και αν είναι ο σπινθηρισμός, τα ηλεκτρόνια που εκπέμπονται από τη φωτοκάθοδο δεν είναι αρκετά ώστε να δημιουργήσουν μετρήσιμο παλμό ηλεκτρικού φορτίου. Για το λόγο αυτό, μεταξύ καθόδου και ανόδου της λυχνίας φωτοπολλαπλασιαστή παρεμβάλλεται ένας αριθμός ενδιάμεσων ηλεκτροδίων που, όπως παραστατικά αποδίδεται στο σχήμα 1.8, σε κάθε στάδιο πολλαπλασιάζουν τον αριθμό των ηλεκτρονίων. Ο καταιονισμός των ηλεκτρονίων που δημιουργείται με τον τρόπο αυτό δημιουργεί ένα παλμό φορτίου, ο οποίος μετά από ενίσχυση και περαιτέρω ηλεκτρονική επεξεργασία μπορεί να καταγραφεί.



Σχήμα 1.8 Σχηματική διάταξη ανιχνευτή σπινθηρισμού.

Τα υλικά που χρησιμοποιούνται σήμερα για την κατασκευή ανιχνευτών σπινθηρισμού περιλαμβάνουν ανόργανους ιοντικούς κρυστάλλους, οργανικές ουσίες και πλαστικά υλικά. Το μήκος κύματος του φωτός που εκπέμπουν βρίσκεται μεταξύ 300 και 450 nm, ενώ η διεργασία διαμόρφωσης του παλμού μπορεί να διαρκεί από 2 έως 1000ns. Ο πιο διαδεδομένος τύπος ανιχνευτή σπινθηρισμού χρησιμοποιεί κρύσταλλο ιωδιούχου νατρίου με μικρές προσμίξεις θαλίου [NaI(Tl)] και χρησιμοποιείται σήμερα σχεδόν αποκλειστικά για την παρατήρηση ακτινοβολίας γ. Σε σχέση με ανιχνευτές στερεάς κατάστασης (γερμανίου) υπερτερεί σε απόδοση, χαμηλό κόστος και το γεγονός ότι μπορεί να λειτουργήσει σε θερμοκρασία δωματίου. Μειονεκτεί όμως σημαντικά σε διακριτική ικανότητα στη μέτρηση ενέργειας των φωτονίων.

## 1.4 Ραδιενέργεια Περιβάλλοντος

### α. Φυσική ακτινοβολία

Ο Pb-208 αποτελεί το βαρύτερο σταθερό πυρηνικό σύστημα στη φύση. Για  $Z > 82$  οι πυρηνικές δυνάμεις, λόγω του φαινομένου του κορεσμού, δεν διαθέτουν την ισχύ και το βεληνεκές ώστε να υπερνικήσουν τις ηλεκτροστατικές δυνάμεις που δημιουργούνται μεταξύ των πρωτονίων και το σύστημα διασπάται σε ελαφρύτερους πυρήνες ή μεταπίπτει σε σταθερότερα συστήματα με εκπομπή ακτινοβολίας α ή β. Όλα τα ισότοπα των στοιχείων με ατομικό αριθμό  $Z > 82$  που έχουν βρεθεί στον πλανήτη μας ή έχουν κατασκευαστεί τεχνητά κατά το δεύτερο ήμισυ του 20<sup>ου</sup> αιώνα εκπέμπουν αυθόρμητα ακτινοβολία α ή β και με σταδιακές μεταπτώσεις καταλήγουν σε σταθερούς πυρήνες με  $Z \leq 82$ .

Φυσικά το πρώτο ερώτημα που γεννιέται είναι πώς βρέθηκαν οι ασταθείς αυτοί πυρήνες στη φύση. Από όσα σήμερα γνωρίζουμε, κατά τη χρονική περίοδο αμέσως μετά τη Μεγάλη Έκρηξη σχηματίστηκαν μέσω διαδοχικών συνενώσεων

πρωτονίων και μεταπτώσεων  $\beta$  οι πυρήνες μέχρι το Li. Οι λοιποί πυρήνες σχηματίστηκαν κατά τη διάρκεια μετέπειτα εκρηκτικών διαδικασιών, όπως εκρήξεις σουπερνόβα, κλπ. Κατά τη μακρινή εκείνη κοσμογονία δημιουργήθηκαν φυσικά και ασταθή πυρηνικά συστήματα που με την πάροδο του χρόνου μετέπεσαν με μια ή περισσότερες αποδιεγέρσεις σε σταθερότερες καταστάσεις. Περιμένουμε επομένως ότι τα ορυκτά που εμφανίζουν σήμερα φυσική ραδιενέργεια περιέχουν ασταθείς πυρήνες, κατάλοιπα της αρχικής πυρηνοσύνθεσης, που δεν έχουν ακόμη προλάβει να αποδιεγερθούν, δηλαδή πυρήνες με μέσο χρόνο ζωής συγκρίσιμο ή μεγαλύτερο από την ηλικία του σύμπαντος ( $15 \times 10^9$  y).

Μια πληθώρα βαρέων ασταθών ισοτόπων απαντάται σήμερα διάχυτη στα συστατικά του στερεού φλοιού της γης. Προσεκτική μελέτη της φυσικής ραδιενέργειας αποδεικνύει ότι όλοι οι ασταθείς αυτοί πυρήνες με ατομικό αριθμό  $Z > 82$  μπορούν να καταταγούν σε τρεις ομάδες με τα εξής χαρακτηριστικά:

1. Κάθε ομάδα χαρακτηρίζεται αντίστοιχα από τη συναρτησιακή μορφή του μαζικού αριθμού  $A$  των πυρήνων που περιέχει σύμφωνα με τις ακολουθίες  $4n, 4n+2, 4n+3$  όπου  $n$  είναι ακέραιος αριθμός.
2. Τα μέλη κάθε ομάδας συνδέονται μεταξύ τους σε μια συνεχή ακολουθία αποδιεγέρσεων  $\alpha$  και  $\beta^-$ .
3. Κάθε σειρά αρχίζει με ένα μακρόβιο ισότοπο με μέσο χρόνο ζωής συγκρίσιμο προς την ηλικία του σύμπαντος.
4. Κάθε σειρά καταλήγει σε ένα σταθερό πυρήνα.

Οι τέσσερις σειρές φυσικής ραδιενέργειας είναι γνωστές με το όνομα του μακρόβιου μητρικού πυρήνα που απαντάται σε καθεμία.

- Η σειρά του Θορίου ( $4n$ ) έχει ως μητρικό πυρήνα το Th-232. Άλλα ισότοπα της σειράς είναι αυτά του Pb, Ac, Bi, Po, Ra και Rn, τα οποία εμφανίζονται αυτούσια στο περιβάλλον και αποτελούν κομμάτι της φυσικής ραδιενέργειας.
- Η σειρά του Ποσειδωνίου ( $4n+1$ ), ανακαλύφθηκε μόνο μετά τη δημιουργία τεχνητών ραδιοϊσοτόπων σε αντιδραστήρες κατά τη δεκαετία του 1940. Ο μακροβιότερος πυρήνας της σειράς αυτής, το Np-237, έχει χρόνο ημιζωής  $T_{1/2} = 2,25 \times 10^6$  y που εξηγεί την απουσία της σειράς αυτής από τα φυσικά ραδιοϊσότοπα. Όλοι οι πυρήνες με  $A = 4n+1$  που δημιουργήθηκαν κατά την κοσμογονία έχουν από πολύ καιρό αποδιεγερθεί.
- Η ραδιενεργός σειρά του Ουρανίου ( $4n+2$ ) με το U-238 ως μητρικό, το οποίο είναι και ο βαρύτερος πυρήνας που συναντάται αυτούσιος στη φύση, περιλαμβάνει τα εξής ισότοπα: As, Bi, Pb, Po, Pa, Ra, Rn, Tl και Th. Με τελευταίο στη σειρά ισότοπο το Pb-206 συναντάται αυτούσια σε όποιο μέσο υπάρχει εξ αρχής το U-238. Το φαινόμενο της ραδιενεργού ισορροπίας μεταξύ των ισοτόπων της σειράς διασπάσεων θα αποβεί αρκετά χρήσιμο στη συνέχεια κατά την πειραματική διαδικασία.
- Τέλος, η σειρά του Ακτινίου ( $4n+3$ ), η οποία είναι και η πιο μακροσκελής εκ των τεσσάρων, ξεκινάει από το U-235. Περιλαμβάνει ραδιενεργά ισότοπα όπως Ac, As, Bi, Fr, Pb, Po, Pa, Ra, Th και Tl, τα οποία εμφανίζονται σε

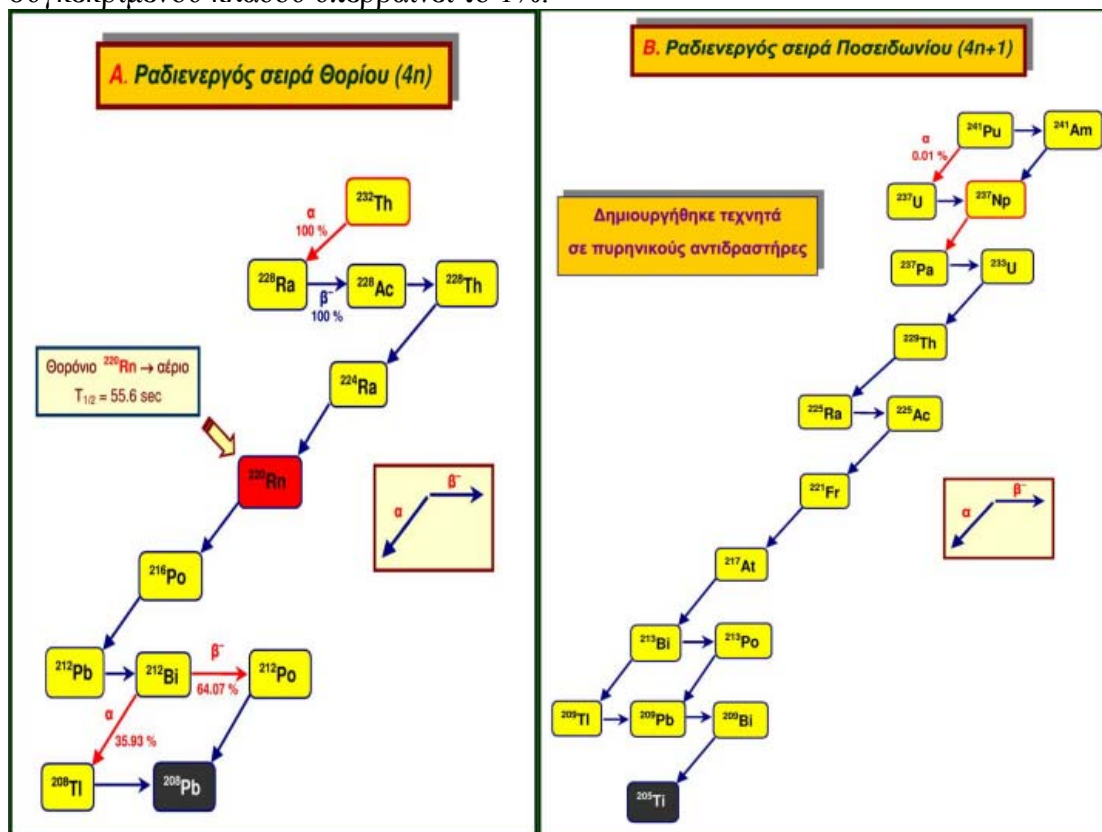
οποιοδήποτε περιβάλλον υπάρχει το μητρικό U-235 (μέταλλο, ίζημα, ύδωρ κ.λ.π.)

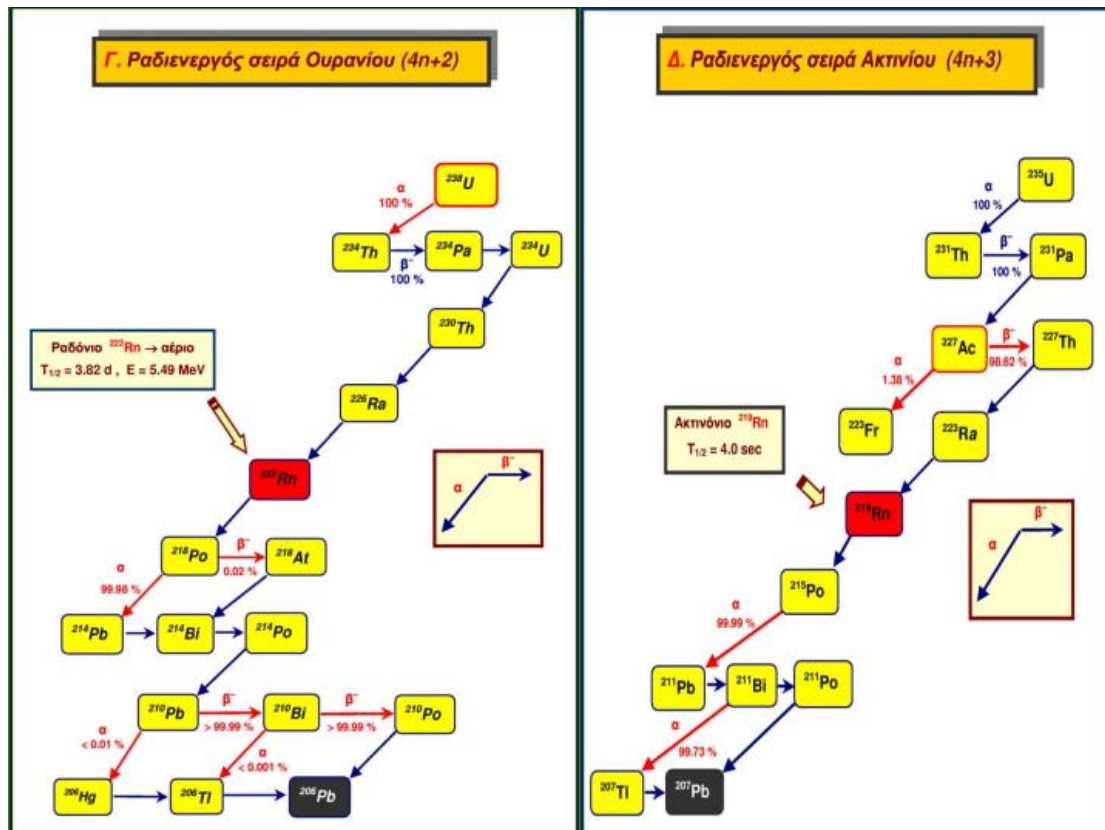
Σειρά	Ονομασία	Μακροβιότερος πυρήνας	$T_{1/2}$ (y)	Τερματικός πυρήνας
4n	Θορίου	Th-232	$1.39 \times 10^{10}$	Pb-208
4n+1	Ποσειδωνίου	Np-237	$2.25 \times 10^6$	Tl-205
4n+2	Ουρανίου	U-238	$4.51 \times 10^9$	Pb-206
4n+3	Ακτινίου	U-235	$7.07 \times 10^8$	Pb-207

Πίνακας 1.1 Οι τέσσερις φυσικές ραδιενεργές σειρές (Ασημακόπουλος, 2002)

Τα κύρια χαρακτηριστικά των τεσσάρων ραδιενεργών σειρών δίνονται περιληπτικά στον πίνακα 1.1, ενώ ο τρόπος σταδιακής αποδιέγερσης κάθε σειράς περιέχεται στα διαγράμματα των σχημάτων 1.6 Α έως Δ.

Η αλυσίδα των αποδιεγέρσεων αποτελείται αποκλειστικά από μεταπτώσεις μέσω εκπομπής σωματιών  $\alpha$  (που εξηγεί την πρώτη στήλη του πίνακα 1.1) και  $\beta^-$ . Η παρουσία μόνο αποδιεγέρσεων  $\beta^-$  εξηγείται από το γεγονός ότι κάθε αποδιέγερση  $\alpha$  αφήνει τον θυγατρικό πυρήνα με σχετικά μεγάλο πλεόνασμα νετρονίων. Η κατάσταση αυτή διορθώνεται με τη μετάπτωση  $\beta^-$  που μετατρέπει ένα νετρόνιο σε πρωτόνιο. Πολλά ισότοπα έχουν τη δυνατότητα να αποδιεγερθούν εναλλακτικά με δύο μηχανισμούς αποδιέγερσης ( $\alpha$  ή  $\beta^-$ ) προς διαφορετικούς κατώτερους πυρήνες. Στις περιπτώσεις αυτές ο εναλλακτικός μηχανισμός περιλαμβάνεται στο αντίστοιχο διάγραμμα των σχημάτων 1.6 μόνο αν η σχετική πιθανότητα αποδιέγερσης μέσω του συγκεκριμένου κλάδου υπερβαίνει το 1%.





Σχήμα 1.9 Φυσικές ραδιενεργές σειρές

Τα πέραν του μολύβδου στοιχεία των φυσικών ραδιενεργών σειρών δεν αποτελούν τη μόνη πηγή φυσικής ραδιενέργειας στον πλανήτη μας. Πολλά από τα σχετικά ελαφρά στοιχεία διαθέτουν ραδιενεργά ισότοπα που απαντώνται ως προσμίξεις στον στερεό φλοιό της γης, στους ωκεανούς και στην ατμόσφαιρα. Τα γνωστά σήμερα ραδιοϊσότοπα με ατομικό αριθμό  $Z \leq 82$  έχουν συγκεντρωθεί στον πίνακα 1.2. Εκτός από το τρίτιο και τον C-14, τα ραδιοϊσότοπα του πίνακα 1.2 είναι, όπως και τα μετά τον μολύβδο ραδιενεργά στοιχεία κατάλοιπα της πυρηνοσύνθεσης κατά την κατά την κοσμογονία.

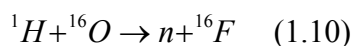
Ίσως το πιο σημαντικό από τα ισότοπα αυτά είναι το K-40, αν και απαντάται στη φύση μόνο σε ποσοστό 0.012% ως προς το φυσικό κάλιο [το κάλιο διαθέτει δύο σταθερά ισότοπα, το K-39 (93.3%) και το K-41 (6.1%)]. Λόγω της μεγάλης αφθονίας του στοιχείου στη φύση, κυρίως στα πετρώματα του στερεού φλοιού της γης και στη θάλασσα, ένα σημαντικό ποσοστό της θερμότητας του πλανήτη μας προέρχεται από τη ραδιενέργεια του K-40.



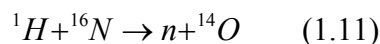
Πυρήνας	Χρόνος ημιζωής (y)	Μηχανισμός αποδιέγερσης	Αφθονία (%)
H-3	12,23	$\beta^-$	—
C-14	5730	$\beta^-$	—
K-40	$1,28 \times 10^9$	$\beta^-, \beta^+, EC$	0,012
V-50	$>4 \times 10^{15}$	EC	0,25
Rb-87	$4,7 \times 10^{10}$	$\beta^-$	27,83
Cd-113	$9 \times 10^{15}$	$\beta^-$	12,3
In-115	$5 \times 10^{14}$	$\beta^-$	12,3
Te-123	$1,2 \times 10^{13}$	EC	0,87
La-138	$1,05 \times 10^{11}$	EC, $\beta^-$	0,09
Ce-142	$5 \times 10^{16}$	$\alpha$	11,1
Nd-144	$2,1 \times 10^{15}$	$\alpha$	23,9
Sm-147	$1,07 \times 10^{11}$	$\alpha$	15
Sm-148	$8 \times 10^{15}$	$\alpha$	11,2
Sm-149	$1 \times 10^{16}$	$\alpha$	13,8
Gd-152	$1,1 \times 10^{14}$	$\alpha$	0,2
Dy-156	$2 \times 10^{14}$	$\alpha$	0,06
Lu-176	$2,7 \times 10^{10}$	$\beta^-$	2,6
Hf-174	$2,0 \times 10^{15}$	$\alpha$	0,17
Ta-180	$>1,6 \times 10^{13}$	EC, $\beta^-$	0,012
Re-187	$5 \times 10^{10}$	$\beta^-$	62,5
Pt-190	$7 \times 10^{11}$	$\alpha$	0,013
Pb-204	$1,4 \times 10^{17}$	$\alpha$	1,4

Πίνακας 1.2 Φυσικά ραδιοϊσότοπα με ατομικό αριθμό  $Z < 82$  (Ασημακόπουλος, 2002)

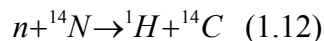
Οι δύο ελαφρύτεροι πυρήνες στον πίνακα 1.2 έχουν διαφορετική προέλευση. Όπως προδίδουν οι σχετικά μικροί χρόνοι ημιζωής τους, αν και απαντώνται στη φύση, δεν πρόκειται για ασταθή κατάλοιπα της κοσμογονίας. Τα ραδιοϊσότοπα αυτά δημιουργούνται από την κοσμική ακτινοβολία, κυρίως από πρωτόνια υψηλής ενέργειας. Τα κοσμικά πρωτόνια αντιδρούν με τα άτομα της ατμόσφαιρας και παράγουν κατά μέσο όρο 2.4 νετρόνια ανά δευτερόλεπτο, ανά  $\text{cm}^2$  της διατομής της γης. Οι κυριότερες αντιδράσεις για την παραγωγή νετρονίων στην ατμόσφαιρα είναι



και

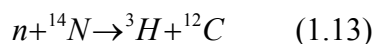


Από τα νετρόνια χαμηλής ενέργειας που προέρχονται από τις αντιδράσεις αυτές πολύ λίγα φτάνουν στην επιφάνεια της γης. Πολλά απορροφώνται από το άζωτο της ατμόσφαιρας και προκαλούν την αντίδραση

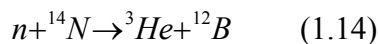


Στη συνέχεια ο ραδιενεργός C-14 οξειδώνεται σε CO<sub>2</sub> και ως βαρύτερο μόριο κατέρχεται στην επιφάνεια της γης, όπου απορροφάται από τους ζώντες οργανισμούς μέσω της αναπνοής και της φωτοσύνθεσης.

Τα νετρόνια υψηλής ενέργειας που παράγονται από τις αντιδράσεις των εξισώσεων 1.10 και 1.11 αντιδρούν διαφορετικά με τα συστατικά της ατμόσφαιρας. Οι πιθανότερες αντιδράσεις με ταχέα νετρόνια στην ατμόσφαιρα είναι



και



Το τρίτο που δημιουργείται από την πρώτη αντίδραση υπάρχει ως φυσική πρόσμιξη στους υδρατμούς της ατμόσφαιρας και στο νερό της βροχής.

## β. Τεχνητή ραδιενέργεια

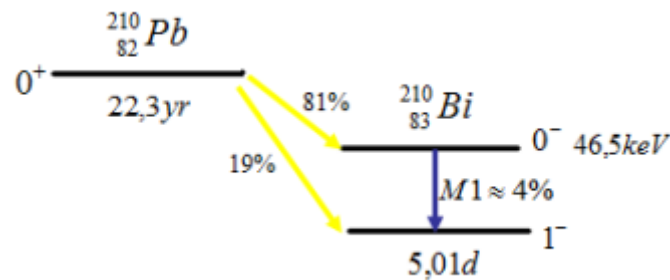
Πέρα της φυσικής ακτινοβολίας, που είναι και το μεγαλύτερο ποσοστό (~90%), συναντάμε στο περιβάλλον και ραδιενεργά ισότοπα που απελευθερώνονται από ανθρώπινες δραστηριότητες. Χρονολογικά οι ρίζες της δεν ξεπερνούν τα 70 χρόνια. Οι κυριότερες πηγές τεχνητής ραδιενέργειας στα θαλάσσια οικοσυστήματα σήμερα σε παγκόσμια κλίμακα είναι οι δοκιμές πυρηνικών όπλων, διαρροές και εναποθέσεις από πυρηνικούς σταθμούς και αντιδραστήρες, μη σωστή αποθήκευση και ρίψη πυρηνικών αποβλήτων σε θαλάσσιους ορίζοντες, το πυρηνικό ατύχημα του Chernobyl (1986) και τέλος ατυχήματα πυρηνικών υποβρυχίων και αεροσκαφών.

Το ραδιενεργό ισότοπο Cs-137 αποτελεί το συνηθέστερο αντιπρόσωπο τεχνητής ραδιενέργειας στον πλανήτη, και μαζί με το Sr-90 και το Pu αποτελούν το μεγαλύτερο κομμάτι ραδιενεργού ρύπανσης ανθρωπογενούς προέλευσης στο περιβάλλον.

### **1.5 Ο Μόλυβδος (Pb) και η μελέτη του**

Ο Pb-210 με χρόνο ημιζωής  $T_{1/2} = 22.23 \pm 0.12$  yr (DDEP, 2010) ανήκει στη ραδιενεργό σειρά διασπάσεων του U-238 και αποτελεί μέρος της φυσικής ραδιενέργειας του πλανήτη. Καθώς εμφανίζεται σε κάθε περιβαλλοντικό διαμέρισμα (Ivanovich and Harmon, 1992) έχει χρησιμοποιηθεί σαν περιβαλλοντικός ιχνηθέτης σε πάρα πολλές διαδικασίες, όπως η ωκεάνια βιογεωχημεία (Nozaki et al., 1991; Wei and Murray, 1994), η ατμοσφαιρική εναπόθεση και μόλυνση (Kaste et al., 2003; Sanchez-Cabeza et al., 2007), ιζηματογενείς διαδικασίες (Robbins and

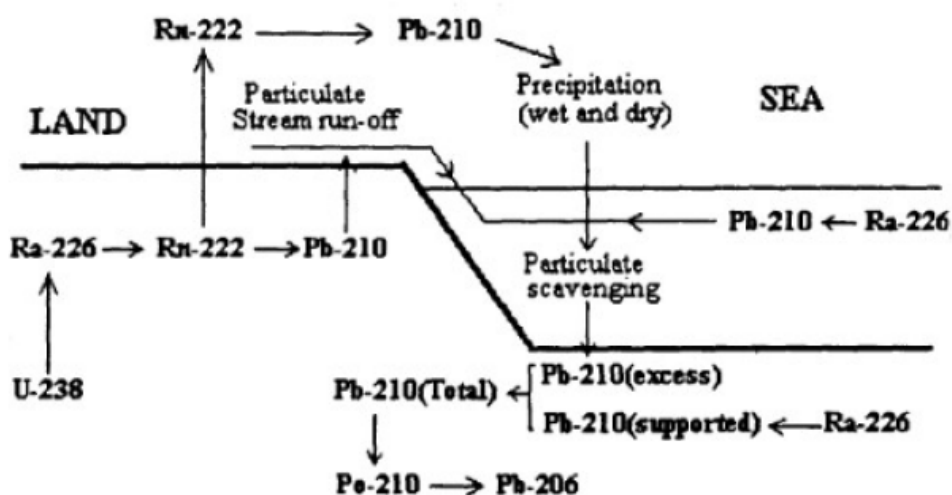
Edgington, 1975; DeMaster et al., 1991) και ραδιοχρονολόγηση ιζημάτων ( Koide et al., 1972; Sanchez-Cabeza et al., 1999).



Σχήμα 1.10 Διάγραμμα διάσπασης του Pb-210 σε διεγερμένη στάθμη του Bi-210, του οποίου η αποδιέγερση οδηγεί στην ακτινοβολία γ ενέργειας 46.5 keV που ανιχνεύουμε στο εργαστήριο.

Σε συστήματα που έχουν παραμείνει κλειστά για επαρκές χρονικό διάστημα (>150 yr), ο supported Pb-210 (ή αλλιώς base Pb-210, Sanchez-Cabeza et al., 2000) βρίσκεται σε ισορροπία με το μητρικό ραδιονουκλίδιο Ra-226 ( $T_{1/2} = 1600$  yr). Στις περισσότερες περιπτώσεις, ο supported Pb-210 στα ιζήματα είναι σε ισορροπία με το Ra-226, αλλά λόγω της διάχυση του Rn-226, αυτό δεν μπορεί να συμβαίνει όταν υπάρχουν μεγάλες και απότομες μεταβολές στο προφίλ του Ra-226 (Brenner et al., 1994).

Σε νεότερα ιζήματα (<150 yr) ο Pb-210 μπορεί να μην είναι σε ισορροπία με το Ra-226. Οι διαδικασίες μεταφοράς του Pb-210 έχουν ως εξής: το Rn-222 ( $T_{1/2} = 3,8$  d), θυγατρικό ραδιονουκλίδιο του Ra-226, μπορεί να εκπνέεται από το έδαφος στην ατμόσφαιρα, εκεί διασπάται σε Pb-210, ο οποίος συνδέεται με αερολύματα και αποτίθεται στην επιφάνεια του πλανήτη μέσω υγρής ή ξηρής εναπόθεσης (Turekian et al., 1977).



Σχήμα 1.11. Διάγραμμα αναπαράστασης της φυσικής διαδικασίας εναπόθεσης Pb-210 από την ατμόσφαιρα στα θαλάσσια ιζήματα, προερχόμενο από το αέριο Rn-222.

Μερικές από τις αποθέσεις του Pb-210 μπορεί να μεταφερθούν σε υδάτινα οικοσυστήματα, ή μπορεί επίσης να παραχθεί στη στήλη του νερού από τη διάσπαση του διαλυμένου Ra-226 (κοινώς ονομάζεται in situ Pb-210). Ο Pb-210 στη στήλη του νερού προσκολλάται σε αιωρούμενα σωματίδια και αποτίθεται στα ιζήματα του

βυθού. Ο Pb-210 που παράγεται από ανισορροπία με Ra-226 ονομάζεται περίσσεια Pb-210 (Pb-210 ex; ή unsupported Pb-210). Ως εκ τούτου, τα ιζήματα πυθμένα περιέχουν ένα μίγμα supported και excess Pb-210.

Από αναλυτική άποψη, η συνολική συγκέντρωση Pb-210 στα ιζήματα προσδιορίζεται συνήθως με

- φασματομετρία  $\gamma$  (46.5 keV; Schelske et al., 1994),
- φασματομετρία  $\alpha$ , μέσω του θυγατρικού του ραδιονουκλιδίου όταν η ισορροπία είναι εγγυημένη (Sanchez-Cabeza et al., 1998),
- υγρούς σπινθηριστές (Vajda et al., 1997) και
- καταμέτρηση  $\beta$  (Godoy et al., 1998).

Κάθε τεχνική έχει τα δικά της πλεονεκτήματα και η επιλογή συγκεκριμένων τεχνικών μπορεί να έχει μια επίδραση στην ακρίβεια της ραδιοχρονολόγησης. Το Ra-226 (supported 210Pb) καθορίζεται συνήθως από φασματομετρία  $\gamma$ , κυρίως μέσω της γραμμής 351.9 keV του Pb-214 με τον οποίο βρίσκεται σε ισορροπία, αλλά μπορεί επίσης να προσδιορισθεί, για παράδειγμα, με υγρό σπινθηρισμό (Sanchez-Cabeza et al., 2010). Ο Pb-210ex, η βασική ποσότητα που χρησιμοποιείται για τη χρονολόγηση, υπολογίζεται ως η διαφορά μεταξύ του συνολικού και του supported Pb-210.

Η μελέτη της αποδιέγερσης του Pb-210ex είναι η βάση της χρονολόγησης των πυρήνων ιζημάτων. Αυτή η μέθοδος έχει χρησιμοποιηθεί σε πολλές μελέτες (πχ Plus, 1998; Sanchez-Cabeza και Druffel, 2009, για τις θαλάσσιες εφαρμογές). Από τότε που ο Pb-210 χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά για την χρονολόγηση πυρήνων πάγου (Goldberg, 1963), αρκετοί συγγραφείς έχουν αναπτύξει θεωρητικά μοντέλα που προσαρμόζονται στις διαφορετικές συνθήκες ιζηματογένεσης.

Θεωρητικά μοντέλα που χρησιμοποιούνται για τη χρονολόγηση μη διαταραγμένων ιζημάτων μπορούν να συναχθούν από μια μόνο θεμελιώδη εξίσωση (Krishnaswamy et al., 1971), η οποία συσχετίζει την συγκέντρωση του Pb-210ex στα ιζήματα, τη ροή του στην επιφάνεια του ιζήματος και το ρυθμό συσσώρευσης μάζας. Το κάθε μοντέλο βασίζεται σε μια θεμελιώδη υπόθεση για κάποια από αυτές τις ποσότητες. Παρακάτω θα παρουσιάσουμε τα βασικά μοντέλα για τον Pb-210, τα οποία ονομάζονται σύμφωνα με την θεμελιώδη υπόθεση στην οποία βασίζεται το καθένα.

Η αποδιέγερση του Pb-210ex ακολουθεί το νόμο της ραδιενεργού αποδιέγερσης. Αν η συσσώρευση του ιζήματος καθώς και η ροή του Pb-210ex στην επιφάνεια του ιζήματος είναι σταθερές και δεν υπάρχουν διαδικασίες που ανακατανέμουν τον Pb-210ex στο ίζημα, το προφίλ της συγκέντρωσης του Pb-210ex κατά μήκος του πυρήνα αναμένεται να είναι μια καθαρά εκθετική καμπύλη. Παρόλο που αυτές οι συνθήκες δεν συναντώνται συχνά, οι υποθέσεις των μοντέλων που περιγράφονται εδώ επιτρέπουν να καταλήξουμε σε καλά αποτελέσματα σε πολλές περιπτώσεις. Τα παρακάτω μοντέλα πρέπει να τα εκλάβουμε σαν εργαλεία, και τα αποτελέσματα σαν εκτιμήσεις που χρειάζονται επαλήθευση με ανεξάρτητες παρατηρήσεις. Η βασική υπόθεση για κάθε διαδικασία χρονολόγησης είναι ότι το σύστημα είναι κλειστό.

#### α. Θεωρητικά μοντέλα χρονολόγησης με Pb-210

##### Constant Activity model (CA)

Θα περιγράψουμε εδώ το **Constant Activity model** (CA; Robbins and Edgington, 1975; Robbins, 1978; Dominik et al., 1981; Binford, 1990; Carroll and Lerche, 2003), ή αλλιώς **Constant Initial Concentration** (CIC; Goldberg, 1963; Crozaz et al., 1964; Pennington et al., 1976; Appleby and Oldfield, 1978; Appleby and Oldfield, 1983).

Η υπόθεση εδώ είναι ότι η ποσότητα  $\frac{f_i}{r_i}$  είναι σταθερή:

$$\frac{f_i}{r_i} = k \quad (1.15)$$

όπου  $f_i$  είναι η μέση ροή στην επιφάνεια του ιζήματος κατά τη διάρκεια της δημιουργίας του δείγματος (i) και  $r_i$  είναι ο μέσος ρυθμός συσσώρευσης μάζας στο δείγμα. Η υπόθεση αυτή στην ουσία σημαίνει ότι η συγκέντρωση του Pb-210ex όταν δημιουργήθηκε το δείγμα (i) ήταν σταθερή, και είχε μία τιμή την οποία θα συμβολίσουμε με  $R_0$ :

$$R_i(t=0) = k \equiv R_0 \quad (1.16)$$

Με έναν παρόμοιο τρόπο, καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι η αρχική συγκέντρωση για κάθε δείγμα ήταν επίσης σταθερή και ίση με  $R_0$ . Χρησιμοποιώντας την βασική υπόθεση, η σχέση  $R_i = R_i(t=0)e^{-\lambda t}$  μπορεί να γραφτεί  $R_i = R_0 e^{-\lambda t}$  επομένως:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{R_0}{R_i} \quad (1.17)$$

Καθώς ο Pb-210ex αποδιεγείρεται κατά τη διάρκεια της δημιουργίας του δείγματος (i), η μέση συγκέντρωση του τμήματος 1 ( $R_1$ ) δεν ανταποκρίνεται αυστηρά στην τιμή  $R_0$ , η οποία στην πραγματικότητα μπορεί να καθοριστεί καλά μόνο για το επιφανειακό δείγμα. Αυτό το πρόβλημα μπορεί να λυθεί με κάποιες τεχνικές, οι οποίες είναι επίσης χρήσιμες και για την εφαρμογή των μοντέλων CF και CFCS:

1. Πειραματικός προσδιορισμός της  $R_0$ : καθώς είναι δύσκολο να βρούμε ένα αντιπροσωπευτικό δείγμα από ένα προσφάτως δημιουργημένο σταθερό ιζήμα, αυτή η τεχνική χρησιμοποιείται σπάνια. Παρ' όλα αυτά, η χρήση «παγίδων» ιζήματος ή η προσεκτική συλλογή του επιφανειακού στρώματος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μια εκτίμηση της  $R_0$  (Goldberg, 1963; Krishnaswamy et al., 1971).
2. Προσδιορισμός της  $R_0$  από extrapolation: αν η συνάρτηση που συνδέει το λογάριθμο μεταξύ συγκέντρωσης και βάθους (mass depth) ( $\ln R_i = f(m_i)$ ) είναι γραμμική για τα επιφανειακά δείγματα, η  $R_0$  μπορεί να προκύψει από γραμμική αναδρομική προσαρμογή (Pennington et al., 1976; Gale et al., 1995).

$$a = \ln R_0 \quad \text{οπότε} \quad R_0 = e^a$$

Είναι σημαντικό να σημειώσουμε πως όταν κάνουμε μια αναδρομική ανάλυση (regression analysis) σιωπηρά θεωρούμε πως ο ρυθμός συσσώρευσης είναι επίσης σταθερός, κάτι που στην ουσία είναι η υπόθεση του CFCS μοντέλου. Αυτή η στρατηγική μας επιτρέπει να εκτιμήσουμε το χρόνο χρησιμοποιώντας τη σχέση:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{R_o}{R_i} \quad (1.18)$$

Ανεξάρτητα από τη στρατηγική που θα χρησιμοποιηθεί, δεν συνιστούμε τη χρήση του μοντέλου CA λόγω άλλων προβλημάτων:

1. Η υπόθεση του μοντέλου CA  $\left( \frac{f_i}{r_i} = k \right)$  υπαινίσσεται πως η ροή στην επιφάνεια του ιζήματος και η συσσώρευση μάζας είναι ανάλογα. Αυτή η υπόθεση είναι πολύ περιοριστική και στις περισσότερες περιπτώσεις λανθασμένη.
2. Η υπόθεση ενός κλειστού συστήματος υπονοεί πως τα χαμηλότερα στρώματα πρέπει να είναι παλαιότερα και, γι' αυτό το λόγο, σε αυτό το μοντέλο το προφίλ της συγκέντρωσης του Pb-210ex πρέπει να μειώνεται μονότονα. Παρ' όλα αυτά, δεν συμβαίνει στα περισσότερα προφίλ, υπονοώντας πως τα βαθύτερα στρώματα με υψηλότερες συγκεντρώσεις πρέπει να είναι νεότερα, το οποίο έρχεται σε αντίθεση για τους αδιατάρακτους πυρήνες ιζήματος.

### Constant Sedimentation model (CS)

Παρ' όλο που αυτό το μοντέλο δεν χρησιμοποιείται για να ερμηνεύσει πραγματικά δεδομένα, το περιλαμβάνουμε εδώ για πληρότητα της αναφοράς. Η βασική υπόθεση του **Constant Sedimentation model** (CS; Robbins, 1978) είναι ότι ο ρυθμός συσσώρευσης μάζας  $r$  είναι σταθερός. Η ποσότητα:

$$r = \frac{f_i}{R_i} \quad (1.19)$$

πρέπει να είναι σταθερή, οπότε το  $f_i$  και το  $R_i$  μπορούν να μεταβάλλονται, πρέπει όμως να είναι ανάλογα. Αν το  $r$  είναι σταθερό, η ολοκλήρωση της σχέσης

$$R(i) = R(i, t = 0) e^{-\lambda t} = \frac{f(i)}{r(i)} e^{-\lambda t} \text{ μας δίνει :}$$

$$t = \frac{m}{r} \quad (1.20)$$

Οπότε:

$$R_i = \frac{f_i}{r} e^{-\lambda m_i / r} \quad (1.21)$$

Αυτό το μοντέλο μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο αν η ροή στην επιφάνεια του ιζήματος  $f_i$  είναι γνωστή στην διάρκεια της περιόδου που μας ενδιαφέρει (περίπου 100yr).

### Constant Flux model (CF)

Το **Constant Flux model** (CF; Robbins, 1978; Smith and Walton, 1980; Appleby and Oldfield, 1983; Binford, 1990; Carroll and Lerche, 2003) είναι περισσότερο γνωστό ως **Constant Rate of Supply model** (CRS; Goldberg, 1963; Crosaz et al., 1964; Krishnaswamy et al., 1971; Appleby and Oldfield, 1978). Σε αυτό το μοντέλο η βασική υπόθεση είναι ότι η ροή του Pb-210ex στην επιφάνεια του

ιζήματος είναι σταθερή ( $f_i=f(i)=k$ ). Χρησιμοποιώντας την εξίσωση  $R(i, t = 0) = \frac{f(i)}{r(i)}$ , μπορεί να γραφτεί:

$$R(i, t = 0) = \frac{f}{r(i)} \quad (1.22)$$

ή διαφορετικά:  $f = R(i, t = 0)r(i) \quad (1.23)$

Σε διαφορετικά στρώματα οι αρχικές συγκεντρώσεις καθώς και οι ρυθμοί συσσώρευσης μάζας μπορεί να είναι διαφορετικοί αλλά πρέπει να είναι αντιστρόφως ανάλογοι. Πραγματικά, σε πολλές περιοχές μια αύξηση στην παροχή ιζήματος (π.χ. λόγω πλημμύρων) δεν είναι απαραίτητο ότι θα συνοδεύεται από μεγαλύτερη ροή του Pb-210ex στην επιφάνεια του ιζήματος, και επομένως η συγκέντρωση του Pb-210ex είναι χαμηλότερη (dilution effect, Robbins, 1978). Παρ' όλο που αυτή είναι μια συνηθισμένη περίπτωση, αυτό μπορεί να μην συμβεί όταν υπάρχει μια μεταβλητή πηγή Pb-210ex.

Ποσότητες που σχετίζονται με τα στρώματα (όπως η μάζα  $m$ ,  $C$  and  $A$ ) αντιπροσωπεύουν συνεχείς συναρτήσεις και μπορούν να ολοκληρωθούν. Επομένως, μπορούμε να υπολογίσουμε τη συσσωρευμένη ποσότητα  $A$  μέσω της παρακάτω ολοκλήρωσης:

$$A = \int_m^\infty R dm \quad (1.24)$$

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις  $R(i) = R(i, t = 0)e^{-\lambda t} = \frac{f(i)}{r(i)}e^{-\lambda t}$  και  $r = \frac{dm}{dt}$  μπορούμε να γράψουμε:

$$A = \int_m^\infty \frac{f}{r} e^{-\lambda t} dm = \int_t^\infty f e^{-\lambda t} dt = \frac{f}{\lambda} e^{-\lambda t} \quad (1.25)$$

Για  $t=0$  (και επομένως  $z=0$  και  $m=0$ , αυτό είναι το στρώμα (0)), και θυμίζοντας ότι  $I=A(0)$ , προκύπτει ότι  $I=A(0)=f/\lambda$ , οπότε η ροή του Pb-210ex στην επιφάνεια του ιζήματος Pb-210ex είναι:

$$f = \lambda A(0) \quad (1.26)$$

Οπότε, η σχέση (1.23) μπορεί να γραφτεί ως  $A = A(0)e^{-\lambda t}$  ή, χρησιμοποιώντας τον ορισμό της συσσωρευμένης ποσότητας κάτω από ένα στρώμα (i):

$$A(i) = A(0)e^{-\lambda t} \quad (1.27)$$

Τελικά, η ηλικία ενός στρώματος (i) μπορεί να υπολογιστεί:

$$t(i) = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{A(0)}{A(i)} \quad (1.28)$$

Επομένως, για τη χρονολόγηση χρειάζεται να γνωρίζουμε το  $A(0)$ . Αν αυτό δεν είναι εφικτό (συνήθως όταν το προφίλ του Pb-210 δεν φτάνει στην βασική τιμή) υπάρχουν κάποιες στρατηγικές ώστε να κάνουμε μια εκτίμηση του  $A(0)$ .

Από την εξίσωση (1.22), και χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (1.26) και (1.27), μπορούμε να υπολογίσουμε το  $r$  σε ένα στρώμα (i) από τη σχέση:

$$r(i) = \frac{f}{R(i, t=0)} = \frac{\lambda A(0)}{R(i)e^{\lambda t}} = \frac{\lambda A(0)e^{-\lambda t}}{R(i)} \quad (1.29)$$

και με την εξίσωση (1.27) προκύπτει:

$$r(i) = \frac{\lambda A(i)}{R(i)} \quad (1.30)$$

το οποίο μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί για έναν τομέα i.

### Periodic Flux model (PF)

Σαν γενίκευση του CF μοντέλου, μπορεί να αποδειχθεί ότι το CF μοντέλο είναι έγκυρο ακόμα και όταν η ροή του ιζήματος στην επιφάνεια  $f(t)$  μεταβάλλεται περιοδικά με το χρόνο, με μια περίοδο (Periodic Flux-PF; Sanchez-Cabeza et al., 2000), για παράδειγμα όταν ακολουθεί έναν ετήσιο κύκλο. Σε αυτή την περίπτωση, παρ' όλο που οι εξισώσεις χρονολόγησης είναι οι ίδιες, το  $r$  πρέπει να υπολογιστεί από τη σχέση:

$$r(i) = \frac{A(i)}{\Delta t R(i)} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (1.31)$$

Αυτό ίσως μας δώσει λίγο διαφορετικές τιμές όταν το  $r$  παρουσιάζει μεγάλες μεταβολές και είναι επίσης και η περίοδος μεγάλη.

### Constant Flux Constant Sedimentation model (CFCS)

Το μοντέλο **Constant Flux Constant Sedimentation** (CFCS; Crosaz et al., 1964; Krishnaswamy et al., 1971; Koide et al., 1973; Brugam, 1978; Appleby and Oldfield, 1983) ενσωματώνει ταυτόχρονα την υπόθεση του CF μοντέλου για σταθερή ροή στην επιφάνεια του ιζήματος ( $f_i=f(i)=f$ ) και αυτή του CS μοντέλου για σταθερό ρυθμό συσσώρευσης μάζας ( $r_i=r(i)=r$ ). Λαμβάνοντας υπ' όψιν και τον ορισμό του μοντέλου CA για το  $R_0$  (εξίσωση 1.16), μπορούμε να γράψουμε:

$$R_i(t=0) = \frac{f}{r} = R_0 \quad (1.32)$$

Εντούτοις, αυτό δεν υπονοεί ότι τα μοντέλα CFCS και CA είναι ισοδύναμα, καθώς στο CA μοντέλο το  $r$  μπορεί να είναι μεταβλητό. Από την εξίσωση (1.21) του μοντέλου CS μπορούμε τώρα να γράψουμε:



$$R_i = \frac{f}{r} e^{-\lambda m_i / r} = R_0 e^{-\lambda m_i / r} \quad (1.33)$$

Αυτό σημαίνει ότι όταν συναντάμε την υπόθεση του CFCS μοντέλου, πρέπει να παρατηρήσουμε μια καθαρά εκθετική μείωση του  $R_i$  συναρτήσει του βάθους.

Τελικά, μπορούμε να λύσουμε την εξίσωση μέσω μιας γραμμικής προσαρμογής (Crozas et al., 1964) μεταξύ του λογαρίθμου της συγκέντρωσης του Pb-210ex ( $\ln R_i$ ) και του mass depth  $m_i$  ( $\text{kg/m}^2$ ):

$$\ln R_i = \ln R_0 - \frac{\lambda}{r} m_i \quad (1.34)$$

Από τη γραμμική εξίσωση ( $y=a+bx$ ) είναι  $a=\ln R_0$  και η κλίση είναι  $b=-\lambda/r$ , οπότε  $R_0=e^a$  και  $r=-\lambda/b$ . Από τις αβεβαιότητες για τις τιμές των  $a$  και  $b$  μπορούν εύκολα να υπολογιστούν και οι αβεβαιότητες για τα  $R_0$  και  $r$ .

Όταν η υπόθεση του μοντέλου CFCS συναντάται, η καθαρά εκθετική συμπεριφορά του  $R_i$  συναρτήσει του  $m_i$  μας επιτρέπει να υπολογίσουμε χρόνους. Από τον μέσο  $r$  και υποθέτοντας ότι  $t(0)=0$ yr, ο χρόνος  $t(i)$  για το δείγμα (i) μπορεί να υπολογιστεί εύκολα από τη σχέση:

$$r_i = \frac{dm}{dt} \quad (1.35)$$

Επίσης, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε το  $R_0$  για να υπολογίσουμε χρονολογίες από την εξίσωση (1.17), αν η υπόθεση του μοντέλου CA θεωρείται αποδεκτή.

Το μοντέλο αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί όταν η συνάρτηση του the  $\ln(R_i)$  σε σχέση με το  $m_i$  είναι γραμμική. Επίσης μπορεί να εφαρμοστεί όταν είναι γραμμική ανά τμήματα, παρουσιάζοντας δύο ή περισσότερες γραμμικές περιοχές (Brugam, 1978; Goldberg et al., 1977). Μπορούμε να υπολογίσουμε το μέσο ρυθμό ιζηματογένεσης σε κάθε περιοχή και το  $R_0$  για την ανώτερη. Εντούτοις, αυτό πρέπει να γίνεται με προσοχή γιατί κάτι τέτοιο μπορεί να σημαίνει μεταβολές στην ροή στην επιφάνεια του ιζήματος και/ή μεταβολή του  $R_0$ .

## β. Επικύρωση των μοντέλων χρονολόγησης

Τα μοντέλα που εξετάστηκαν εδώ είναι ισχυρά και έχουν χρησιμοποιηθεί επιτυχώς σε πολλά περιβάλλοντα. Ωστόσο, η πολυπλοκότητα των περισσότερων πραγματικών καταστάσεων (και ιδιαίτερα των θαλάσσιων) είναι τέτοια που κανένα μοντέλο δεν μπορεί να θεωρηθεί κατάλληλο χωρίς επιβεβαίωση (Schottler and Engstrom, 2006; von Gunten et al., 2009), ειδικά όταν η σχέση της ενεργότητας συναρτήσει του βάθους παρεκκλίνει σημαντικά από την εκθετική (Appleby, 2001).

Συνήθως, χρησιμοποιούνται ραδιοϊσότοπα όπως το Cs-137, το Pu-239, το Pu-240 και το Am-241 τα οποία γνωρίζουμε ότι εκλύθηκαν στην ατμόσφαιρα συγκεκριμένες χρονικές στιγμές. Η παρουσία αυτών των ισοτόπων σε έναν αδιατάραχο πυρήνα σηματοδοτεί το έτος 1963, χρονολογία που ανταποκρίνεται στη μέγιστη συγκέντρωση τους στην τροπόσφαιρα. Επίσης, το Cs-137, σε περιοχές που μπορεί να ανιχνευθεί, σηματοδοτεί επίσης και το έτος 1986, χρονολογία που συνέβη το ατύχημα στο Chernobyl (Sanchez-Cabeza et al., 1999). Εντούτοις, επειδή δεν

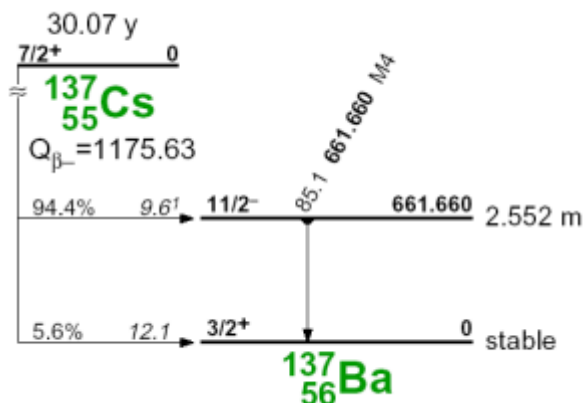
εκλύθηκε ομοιόμορφα σε όλο τον πλανήτη, δεν είναι εύκολο να ανιχνευθεί σε κάθε περιβάλλον (κυρίως στο νότιο ημισφαίριο).

Άλλοι δείκτες που θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν για την επικύρωση των μοντέλων χρονολόγησης, θα μπορούσαν να είναι για παράδειγμα:

- Άλλα ραδιοϊσότοπα, όπως ο C-14 (Marshall et al., 2007), το I-129 (Oktay et al., 2000) και το Bi-207 (Kim et al., 1997), αλλά τέτοια παραδείγματα εφαρμογής είναι σπάνια.
- Εκρήξεις ηφαιστειών, οι οποίες συνήθως είναι καλά τεκμηριωμένες, μπορεί να αφήσουν στρώματα στάχτης που αντιστοιχούν σε μικρές χρονικές περιόδους και είναι καλοί και ανεξάρτητοι χρονικοί δείκτες (Arnaud et al., 2006).
- Άλλα ακραία φαινόμενα, όπως πλημμύρες, σεισμοί ή τσουνάμι, μπορεί να αφήσουν ευδιάκριτες ιζηματώδης αποθέσεις οι οποίες μπορούν να ταυτοποιήσουν απότομες αλλαγές στον ρυθμό ιζηματογένεσης και διάφορα άλλα γεωχημικά χαρακτηριστικά (van den Bergh et al., 2003; Tuttle et al., 2004; Garcia-Orellana et al., 2006).
- Αλλαγές στον τύπο των σωματιδίων που συσσωρεύονται (λόγω αλλαγής στην χρήση της γης, μια πυρκαγιά ή άλλες σημαντικές αλλαγές λόγω μεταβολών στην χρήση της γης ή πυρκαγιές) (Oldfield and Appleby, 1984).
- Η μεταβολή στην ποσότητα καθώς και στο είδος της γύρης μπορεί να σχετίζεται με μεταβολές στη χρήση του εδάφους στην περιοχή μελέτης (Clark and Patterson, 1984).
- Απότομος μεταβολές σε γνωστές πηγές μόλυνσης (π.χ. το άνοιγμα ή κλείσιμο μιας βιομηχανίας) μπορούν εύκολα να προσδιοριστούν στο περιβάλλον χρησιμοποιώντας ως ιχνηθέτες μέταλλα ή ισότοπα του Pb (Palanques et al., 1998; Diaz-Asencio et al., 2009).

## 1.6 Το Καίσιο (Cs) και η μελέτη του

Το Cs ανακαλύφθηκε το 1860 από τους R.W. Bunsen και G. Kirchhoff στη Γερμανία κατά τη διάρκεια φασματοσκοπικών μελετών μεταλλικού νερού. Έχει ατομικό αριθμό 55 και φυσικά και τεχνητά ισότοπα μεταξύ των τιμών 112-148. Τα ραδιενεργά ισότοπα του Cs σχηματίζονται κατά τη διάσπαση του ουρανίου σε πυρηνικούς αντιδραστήρες και σε ατομικές βόμβες.



Σχήμα 1.12 Διάγραμμα διάσπασης του Cs-137 σε διεγερμένη στάθμη Ba-137 του οποίου η αποδιέγερση δίνει ακτινοβολία  $\gamma$  ενέργειας 661,6 keV που ανιχνεύουμε στο εργαστήριο. Το Ba-137 είναι σταθερός πυρήνας, ενώ η αποδιέγερση του Cs-137 είναι μονοενεργειακή.

Από τα τεχνητά - ανθρωπογενή ισότοπά του τα σπουδαιότερα είναι το Cs-134 και το Cs-137. Το Cs-134 έχει χρόνο ημιζωής 2 χρόνια ( $t_{1/2} = 2.07y$ ) και το Cs-137 30 χρόνια ( $t_{1/2} = 30.17y$ ). Στο σχήμα 1.12 δίνεται η μηχανισμός αποδιέγερσης του Cs-137, το οποίο είναι και ένα από τα ραδιοϊσότοπα που μελετάμε σε αυτήν την εργασία.

Το Cs έχει πλήθος χρήσεων στη βιομηχανία και την ιατρική, π.χ. χρησιμοποιείται στον υπολογισμό του πάχους ή της πυκνότητας ενός φύλλου μετάλλου ή στη θεραπεία του καρκίνου. Ιδιαίτερη σημασία έχει, επιπλέον, η μελέτη των ραδιοϊσοτόπων, η οποία έχει αναπτυχθεί τις τελευταίες δεκαετίες επικεντρώνοντας το ενδιαφέρον των ερευνητών στα εξής:

α) στην πρόβλεψη της κίνησης και συγκέντρωσης των ραδιονουκλιδίων στο περιβάλλον,

β) στην πρόβλεψη της ακτινοβολίας ή/και της χημικής τοξικότητας των αναμενόμενων συγκεντρώσεων στο βιολογικό συστατικό των συστημάτων,

γ) στη μελέτη φυσικών διαδικασιών.

#### α. Πηγές Cs

Οι πηγές των τεχνητών ραδιοϊσοτόπων Cs-134 και Cs-137 μπορούν να χωριστούν σε άμεσες και έμμεσες. Στις άμεσες πηγές συγκαταλέγονται εκείνες όπου τα ισότοπα απελευθερώνονται άμεσα στο περιβάλλον, ενώ στις έμμεσες εκείνες στις οποίες τα ισότοπα έχουν δεσμευτεί από κάποιο μέσο και έχουν απελευθερωθεί αργότερα στο περιβάλλον. Η απελευθέρωση ισοτόπων από έμμεσες πηγές μπορεί να οδηγήσει τοπικά σε υψηλές συγκεντρώσεις αυτών πολλά χρόνια έπειτα από την έκλυση τους από μια άμεση πηγή.

Άμεσες πηγές είναι:

- Οι ατομικές δοκιμές ( Ατόλη Μορουρά, Νησιά Μπικίνι, Novaya Zemlya κ.α.), από το 1945 έως το 1980, ιδιαίτερα τις περιόδους 1952-1954, 1957-1957 και 1961-1962, που αποτέλεσαν στην εξάπλωση των ραδιενεργών ισοτόπων του Cs σε ολόκληρη τη γη. Οι συγκεντρώσεις του Cs-137 παρουσιάζουν σε παγκόσμια κλίμακα δύο μέγιστες τιμές για τα έτη 1954 και 1963, ενώ εκτιμάται πως το 90% του συνολικού Cs-137 έλαβε χώρα πριν το 1970.
- Το ατύχημα στο πυρηνικό εργοστάσιο Chernobyl (Ουκρανία) το 1986, το ραδιενεργό νέφος του οποίου εξαπλώθηκε σε όλη τη γη και προκάλεσε μεγάλη ρύπανση ιδιαίτερα σε περιοχές που σημειώθηκαν έντονες βροχοπτώσεις και χιονοπτώσεις. Εκτιμάται πως απελευθερώθηκαν  $10^6$  Ci Cs-

137, ενώ υπολογίζεται πως τοπικά σε πολλές περιοχές η ρύπανση από το ατύχημα του Chernobyl ήταν πολύ μεγαλύτερη από αυτή που προκλήθηκε από τις ατομικές δοκιμές της δεκαετίας του '60, για παράδειγμα στη Σουηδία ως και 50-75 φορές μεγαλύτερη. Συνολικά όμως, η εκλυθείς ποσότητα Cs-137 ήταν πολύ μικρότερη από τις ποσότητες που εκλύθηκαν κατά τη διάρκεια των ατομικών δοκιμών (εκτίμηση  $36 \times 10^6$  Ci).

- Το ατύχημα του πυρηνικού εργοστασίου Three Miles Island (ΗΠΑ) το 1979, όπου εκτιμάται πως εκλύθηκαν  $10^6$  Ci Cs-137.
- Τα απόβλητα και οι διαρροές διάφορων πυρηνικών εργοστασίων (π.χ. Ob and Yenisey rivers, Russia) (Heldal et al. 2002).
- Τα απόβλητα επανεπεξεργασίας πυρηνικών καταλοίπων (π.χ. Sellafield-UK, La Hague\_France, Marcoule-Rhone, France).
- Διαρροές μικρής έκτασης από ερευνητικά εργαστήρια και ινστιτούτα.

Άλλες πηγές ραδιενεργών στοιχείων που έχουν αναφερθεί χωρίς να επικεντρώνονται αποκλειστικά στο Cs είναι:

- Ατυχήματα κατά την επιστροφή δορυφόρων
- Ναυάγια πυρηνικών υποβρυχίων

Στις έμμεσες πηγές συγκαταλέγονται:

- Η μεταφορά ισοτόπων Cs από ποταμούς από τη μολυσμένη λεκάνη απορροής τους
- Η αποδέσμευση ισοτόπων Cs από πάγους που λιώνουν
- Η καταβύθιση εμπλουτισμένων σε Cs προϊόντων απέκκρισης ζωοπλαγκτού που τρέφεται στα επιφανειακά στρώματα με φυτοπλαγκτόν (Fowler, 1987)
- Η μεταφορά από ανέμους που πνέουν στις ερήμους και μεταφέρουν λεπτόκοκκα ιζήματα, π.χ. από τη Σαχάρα προς το Μεσογειακό χώρο (Ligero, 2004)

### β. Το ατύχημα του Chernobyl

Το ατύχημα του Chernobyl (Ουκρανία, 26/4/1986) αποτελεί το μεγαλύτερο ατύχημα πυρηνικού εργοστασίου στην ιστορία και οι επιπτώσεις στην υγεία του ανθρώπου και το περιβάλλον ήταν ιδιαίτερα σημαντικές. Ακριβώς επειδή είναι σχετικά πρόσφατο, επιτρέπει ακόμα τη μελέτη ραδιονουκλιδίων με χρόνο ημιζωής λίγες δεκάδες χρόνια, ιδιαίτερα του Cs-137. Επιπλέον, επειδή ακόμα και σήμερα παρατηρούνται διαρροές ραδιονουκλιδίων από τις εγκαταστάσεις επικάλυψης του κατεστραμμένου αντιδραστήρα (σαρκοφάγο), καθίσταται επιτακτική η μελέτη της κατανομής τους στο φυσικό περιβάλλον και των επιπτώσεών τους στον έμβιο κόσμο. Η βιβλιογραφία που καλύπτει αυτό το αντικείμενο είναι εκτεταμένη, καθώς τα

ραδιονουκλίδια που εκλύθηκαν χρησιμοποιούνται επιπλέον και για τη μελέτη φυσικών και γεωχημικών διαδικασιών και στις επιστήμες της ιατρικής. Έκτοτε, η εντατικοποίηση των ερευνών σε διεθνές επίπεδο διερεύνησε σε βάθος τις επιπτώσεις του ατυχήματος.

Η πορεία του ραδιενεργού νέφους αμέσως μετά το ατύχημα παρουσιάζεται στο σχήμα 1.13.



Σχήμα 1.13. Η πορεία του ραδιενεργού νέφους αμέσως μετά το ατύχημα του Chernobyl.

Έως το Chernobyl τα μόνα τεχνητά ανιχνεύσιμα ραδιονουκλίδια ήταν το Cs-137 και το Sr-90 από τις πυρηνικές δοκιμές. Μετά προστέθηκαν τα Cs-134, I-135, La-140, Ce-144, Ru-103, Ru-106 κ.λπ. Επιπλέον, η συνολική ραδιενέργεια που απελευθερώθηκε ήταν της τάξης του  $1-2 \times 10^{18}$  Bq.

Το πλήθος των αναλύσεων που έγιναν σε δείγματα αέρα, νερού και ιζημάτων σε ολόκληρη την Ευρώπη επέτρεψε την εκτίμηση της απόθεσης του και την δημιουργία χαρτών κατανομής του. Εκτός των κρατών της πρώην Σοβιετικής Ένωσης που μολύνθηκαν σε μεγάλο βαθμό (Ουκρανία, Λευκορωσία, Ρωσία κλπ), μεγάλες επιπτώσεις καταγράφηκαν στην Αυστρία, τα κράτη της Σκανδιναβίας και στην Ελλάδα.

### γ. Το Cs σε θαλάσσια ιζήματα

Τα ραδιονουκλίδια και τα ιχνοστοιχεία που καταλήγουν στο θαλάσσιο περιβάλλον συγκρατούνται από τα ιζήματα σύμφωνα με τις παρακάτω διαδικασίες:

- Δέσμευση στα αιωρούμενα σωματίδια και ιζηματογένεση
- Άμεση καθίζηση σε κolloειδή μορφή

- Άμεση δέσμευση από απορρόφηση
- Απόθεση οργανικών αποβλήτων που έχουν ήδη συγκρατήσει ραδιονουκλίδια

Η συγκέντρωση των ραδιοισοτόπων εξαρτάται από την απόστασή τους από την ακτή, το βάθος της υδάτινης στήλης, της εισαγωγής λεπτομερούς υλικού μέσω αέρα ή ποταμών, την υποθαλάσσια μορφολογία και τη γεωχημική σύσταση των ιζημάτων. Οι Gasco et al. (2002) υποστηρίζουν πως υπάρχει μια τάση για αποθήκευση ραδιοστοιχείων στα ηπειρωτικά περιθώρια.

Η συγκέντρωση των ραδιονουκλιδίων εξαρτάται από το κοκκομετρικό μέγεθος, τη μαγνητική επιδεκτικότητα, τη σύσταση και το οργανικό υλικό. Επιπλέον, επηρεάζεται και από άλλους παράγοντες όπως το pH και το δυναμικό οξειδοαναγωγής, καθώς και τη φυσική και χημική συμπεριφορά των ραδιονουκλιδίων. Διάφορες μελέτες έχουν δείξει πως:

- Η συγκέντρωση των ραδιονουκλιδίων αυξάνεται με τη μείωση του κοκκομετρικού μεγέθους (Becks, 2000, Heldal et al. 2002, Gasco et al., 2002)
- Αυξημένες συγκεντρώσεις Cs-137 συσχετίζονται με το λεπτομερές υλικό ιζημάτων (<2μm). Παρόλα αυτά η δέσμευση του από τα ιζήματα επηρεάζεται και από την ύπαρξη άλλων συστατικών όπως ανθρακικού ασβεστίου, που παρουσιάζει μικρή έλξη για το Cs-137.
- Κάποια αργιλικά ορυκτά δείχνουν μεγάλη απορροφητικότητα στο Cs. Ο βαθμός στον οποίο το Cs-137 δεσμεύεται στα ιζήματα εξαρτάται πρωτίστως στην περιεκτικότητά τους σε Ιλλίτη, στον οποίο το Cs-137 δεσμεύεται μη αντιστρεπτά.
- Τα επίπεδα ραδιενεργών υλικών σε ιζήματα επηρεάζονται από την ύπαρξη οργανικού υλικού (Heldal et al. 2002)
- Υψηλότερες ακτινοβολίες εμφανίζονται σε υλικά με μεγαλύτερη πυκνότητα
- Οι συγκεντρώσεις επηρεάζονται και από τη σύσταση. Οπότε τα U και Th σχετίζονται περισσότερο με βαρέα μέταλλα, ενώ οι συγκεντρώσεις τους στο ελαφρύ κλάσμα των ιζημάτων είναι μικρή. Το ελαφρύ αυτό κλάσμα αποτελείται συνήθως από χαλαζία και άστριους και μπορεί να περιέχει υψηλές ποσότητες K που σχετίζεται με τον άστροιο.

#### δ. Λόγοι μελέτης του Cs-137 στα ιζήματα

Ο κυριότερος λόγος μελέτης του Cs-137 είναι για τον προσδιορισμό του ρυθμού ιζηματογένεσης μιας θαλάσσιας περιοχής. Και αυτό γιατί οι μέγιστες του τιμές λαμβάνονται ως δείκτες χρονικών στιγμών που εκλύθηκαν μεγάλες ποσότητες από αυτό, π.χ. του 1986 (ατύχημα Chernobyl). Για να επιτευχθεί όμως αυτό απαιτείται η γνώση των επιπέδων συγκέντρωσης του πριν από τη στιγμή που κάποια πηγή θα προσφέρει νέες ποσότητες. Επιπλέον, θα πρέπει να λαμβάνονται και πρόσθετα στοιχεία υπόψη της εκάστοτε έρευνας όπως η κίνηση και η διαλυτότητα του ισοτόπου, η ικανότητα αποθήκευσης από τα ιζήματα κλπ. Ακόμα, σε περιοχές που υπάρχουν και πηγές που παρέχουν σταθερές ποσότητες Cs-137, π.χ. διαρροές σε εργοστάσια χωρίς να γίνονται εύκολα αντιληπτές, ενδέχεται να υπάρχουν λάθη στην εκτίμηση του ρυθμού ιζηματογένεσης. Έως σήμερα τα μέγιστα των ατομικών δοκιμών ήταν πολύ χρήσιμα προς την κατεύθυνση αυτή, ακριβώς επειδή για πρώτη φορά καταγράφηκαν τεχνητά ραδιονουκλίδια σε ιζήματα.

Η μελέτη του ρυθμού ιζηματογένεσης μπορεί να προσδιορίσει έμμεσες πληροφορίες για φυσικές διεργασίες. Για παράδειγμα οι Plater et al. (1998)

χρονολογώντας ιζήματα στον ποταμόκολπο (estuary) του ποταμού Tees (UK) επιβεβαίωσαν μια ασήμαντη βιοαναμόχλευση ή/ και διαγένεση των ρηχών αποθέσεων. Επιπλέον, τοποθέτησαν την αρχή της βιομηχανικής μόλυνσης περίπου το 1925, με μέγιστες τιμές στα μέσα της δεκαετίας του '50.

Το μεγαλύτερο μέρος των ραδιοϊσοτόπων που εισέρχονται στο θαλάσσιο περιβάλλον συσσωρεύονται σε παράκτια ιζήματα και για αυτό έχει ενδιαφέρον η γνώση της κατανομής και συγκέντρωσής τους ώστε να είναι δυνατή η μελέτη των μεταβολών τους στο μέλλον. Η καταγραφή αυτή είναι σημαντική όταν μπορεί, εξαιτίας της τοξικότητας κάποιων ισοτόπων, να συσχετιστεί με επιπτώσεις στον έμβιο κόσμο.

#### ε. Μεθοδολογία δειγματοληψίας ιζημάτων

Ο εκάστοτε τρόπος με τον οποίο πραγματοποιείται μια δειγματοληψία των ιζημάτων παρέχει διαφορετικές πληροφορίες. Έτσι, μπορούν να χρησιμοποιηθούν διάφορων τύπων πυρηνολήπτες για να προσδιοριστεί η συγκέντρωση του Cs-137 στα ιζήματα, ενώ αντίστοιχα παγίδες ιζημάτων για να υπολογιστεί ο ρυθμός που αυτό καθιζάνει ή κινείται.

Πιο αναλυτικά, οι *Φαγάνες* είναι αρκετά εύχρηστες ακόμα και σε ρηχά περιβάλλοντα αλλά βοηθούν στη μελέτη μόνο επιφανειακών ιζημάτων. Οι *Πυρηνολήπτες βαρύτητας* (Gravity corers), σε αντίθεση, διεισδύοντας σε βάθος λαμβάνουν πυρήνες ιζημάτων και επιτρέπουν τη μελέτη της κατακόρυφης κατανομής τους. Όμως διαταράσσουν αρκετά τα ιζήματα επηρεάζοντας έτσι σε μεγάλο βαθμό τις εκτιμήσεις του ρυθμού ιζηματογένεσης. Το φαινόμενο αυτό μπορεί να ελαττωθεί με τη χρήση *Κιβωτοληπτών* (Box corers), οι οποίοι δεν διαταράσσουν τα ιζήματα και επιτρέπουν τη μελέτη των ανώτερων στρωμάτων του πυρήνα που σχετίζονται με τα τελευταία στάδια ή καλύτερα την πρόσφατη/ σύγχρονη ιζηματογένεση.

Οι *Παγίδες ιζημάτων* (Sediment traps) είναι ο μόνος τρόπος για να μελετηθούν οι ροές ιζημάτων. Σε κάθε περίπτωση πρέπει να λαμβάνεται υπόψη πως σε μικρά βάθη γύρω από αυτές αναπτύσσονται οργανισμοί, που δημιουργούν ένα στρώμα που περιβάλλει τα συγκρατούμενα σωματίδια, για αυτό και οι ροές που καταγράφονται είναι συχνά χαμηλότερες από τις πραγματικές.

## Κεφάλαιο 2 Πειραματική διαδικασία

### 2.1 Περιοχή μελέτης

Η Ανατολική Μεσόγειος είναι μία από τις πιο πολύπλοκες περιοχές της υδρογείου. Εδώ συναντώνται τρεις λιθοσφαιρικές πλάκες: η Ευρασιατική, η Αφρικανική και η πλάκα της Σαουδικής Αραβίας. Η πλάκα της Αφρικής κινείται προς Βορρά, δηλαδή προς την ευρασιατική. Η πλάκα της Σαουδικής Αραβίας κινείται επίσης προς Βορρά αλλά με μεγαλύτερη ταχύτητα και συγκρούεται με την ευρασιατική πλάκα. Η σύγκρουση αυτή αναγκάζει την ηπειρωτική μικρο-πλάκα της Τουρκίας να κινηθεί προς τα δυτικά, κατά μήκος του ρήγματος της Βόρειας Ανατολίας. Η κίνηση αυτή της Τουρκίας πιέζει τον ηπειρωτικό φλοιό του Αιγαίου από ανατολικά, ο οποίος όμως είναι μπλοκαρισμένος από την δυτική πλευρά του. Ο ηπειρωτικός φλοιός του Αιγαίου, αφού δεν μπορεί να κινηθεί προς Βορρά, Δύση και Ανατολή, παραμορφώνεται και αναγκάζεται να «ξεφύγει» προς Νότο.

Στη διαδικασία της διαφυγής της μικρο-πλάκας του Αιγαίου προς Νότο, ο λιθοσφαιρικός φλοιός σπάει σε διάφορες ζώνες, οι οποίες σε γενικές γραμμές είναι παράλληλες με το Ελληνικό Τόξο, δηλαδή το νοητό τόξο που περιλαμβάνει τα Ιόνια νησιά, την Κρήτη, την Κάρπαθο και τη Ρόδο. Το Ελληνικό Τόξο αποτελεί το όριο μεταξύ της μικρο-πλάκας του Αιγαίου και της Αφρικανικής πλάκας, η οποία βυθίζεται κάτω από αυτό. Όλες αυτές οι κινήσεις και οι παραμορφώσεις των λιθοσφαιρικών πλακών και μικρο-πλακών γίνονται αντιληπτές με τους συχνούς, μικρούς και μεγάλους σεισμούς που εκδηλώνονται στην περιοχή.



Σχήμα 2.1. Χάρτης που παρουσιάζει τις περιοχές δειγματοληψίας στον Κορινθιακό Κόλπο (Cor82b), στον Θερμαϊκό (LT-10) και στη λίμνη Uluabat (IINT-KI-07).

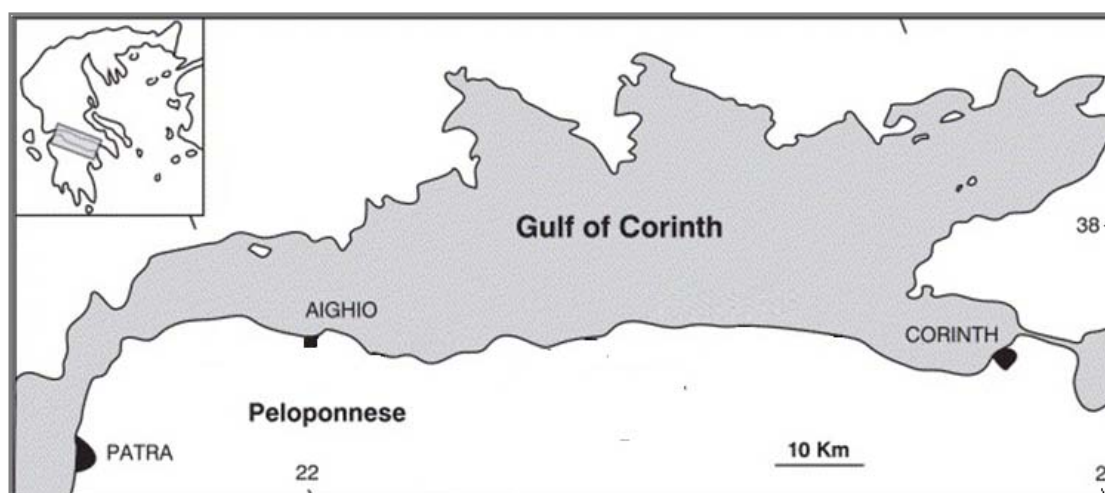


## α. Κορινθιακός Κόλπος

Μία από τις ζώνες παραμόρφωσης του ηπειρωτικού φλοιού του Αιγαίου είναι και ο Κορινθιακός Κόλπος. Είναι μια σχετικά πρόσφατη γεωλογική δομή – άρχισε να δημιουργείται πριν από 4-5 εκατομμύρια χρόνια – που χωρίζει την Πελοπόννησο από την ηπειρωτική Ελλάδα και κόβει σχεδόν κάθετα την ορεινή ραχοκοκαλιά της Ελλάδας. Έχει μήκος 115 km και μέγιστο πλάτος 30 km. Χωρίζεται από την ανοιχτή θάλασσα στα δυτικά από το στενό Ρίου –Αντίρριου και από το 1893 στα ανατολικά από τον Ισθμό της Κορίνθου. Πριν τη δημιουργία του Κορινθιακού, η Πελοπόννησος ήταν ενωμένη με την Κεντρική Ελλάδα και οι οροσειρές της Κεντρικής Ελλάδας ήταν συνεχόμενες με αυτές της Πελοποννήσου.

Πολλοί ερευνητές, διαφόρων ειδικοτήτων, από ελληνικά, ευρωπαϊκά και αμερικανικά ερευνητικά ιδρύματα και πανεπιστήμια ασχολήθηκαν με την μελέτη των γεωλογικών διεργασιών στον Κορινθιακό Κόλπο τα τελευταία 20-25 χρόνια και ιδιαίτερα μετά τον καταστροφικό σεισμό του Αιγίου το 1995. Το γεγονός αυτό κάθε παρά τυχαίο είναι, αφού ο Κορινθιακός Κόλπος είναι μία από τις πιο σεισμικές περιοχές, με ενεργά ρήγματα, μεγάλες κατακόρυφες και οριζόντιες παραμορφώσεις, χερσαίες και υποθαλάσσιες κατολισθήσεις, τσουνάμι κλπ.

Από τις μελέτες που έχουν γίνει γνωρίζουμε πλέον ότι οι δύο ακτές του Κόλπου (της Πελοποννήσου και της Στερεάς Ελλάδας) απομακρύνονται η μία από την άλλη με ρυθμό 1-1,5 μέτρο στα 1000 χρόνια. Ταυτόχρονα, η Βόρεια Πελοπόννησος ανυψώνεται με ρυθμό 1-1,3 μέτρα στα 1000 χρόνια ενώ οι ακτές της Στερεάς Ελλάδας βυθίζονται με τον ίδιο περίπου ρυθμό. Υπολογίστηκε με γεωδαιτικές μεθόδους ότι σεισμός του Αιγίου το 1995 προκάλεσε 12 χιλιοστά βύθιση στο Ακρωτήριο Ψαρομύτα. Υπεύθυνα για αυτές τις κατακόρυφες και οριζόντιες μετατοπίσεις είναι τα ενεργά ρήγματα που έχουν χαρτογραφηθεί τόσο στην στεριά όσο και στον βυθό του Κόλπου και δημιουργούν τις απότομες πλαγιές. Τα ρήγματα στη θάλασσα έχουν χαρτογραφηθεί και μελετηθεί με σύγχρονα ηχοβολιστικά όργανα από ερευνητικά σκάφη.



Σχήμα 2.2 Χάρτης του Κορινθιακού Κόλπου

Η δράση των υποθαλάσσιων ρηγμάτων έχει σαν αποτέλεσμα την συνεχή βύθιση του βυθού του Κορινθιακού Κόλπου με ρυθμό 3,6 μέτρα στα 1000 χρόνια.

Ταυτόχρονα όμως στον βυθό φτάνουν τα φερτά υλικά, άμμος και λάσπη, που μεταφέρονται από τα ποτάμια προς τον Κόλπο. Τα υλικά αυτά αποτίθενται στον βυθό του Κόλπου με ρυθμό 2,5 μέτρα στα χίλια χρόνια περίπου (0,25 cm/y). Έτσι τελικά ο βυθός του κόλπου βαθαίνει με ρυθμό 1-1,5 μέτρο στα χίλια χρόνια. Στον βυθό του Κορινθιακού Κόλπου έχουν αποθεθεί ιζήματα συνολικού πάχους 2.200 μέτρων. Αν υπολογισθεί και το βάθος των 870 μέτρων του βυθού, τότε η συνολική βύθιση της λεκάνης είναι περίπου 3000 μέτρα στα τελευταία 1-1,5 εκατομμύρια χρόνια.

Οι απότομες υποθαλάσσιες πλαγιές του κόλπου ευνοούν την εκδήλωση υποθαλάσσιων κατολισθήσεων και αυτές με τη σειρά τους την δημιουργία τσουνάμι. Πολλές υποθαλάσσιες κατολισθήσεις έχουν χαρτογραφηθεί και πολλά τσουνάμι έχουν καταγραφεί από τους ιστορικούς χρόνους μέχρι πρόσφατα.

Στη διάρκεια της τελευταίας παγετώδους περιόδου η στάθμη της θάλασσας ήταν 120-125 μέτρα χαμηλότερα από την σημερινή στάθμη. Η αντίστοιχη στάθμη του νερού στον Κορινθιακό Κόλπο την ίδια εποχή ήταν 77-78 μέτρα χαμηλότερα από την σημερινή. Το βάθος του βυθού στο στενό Ρίου-Αντίρριου είναι 60 μέτρα. Επομένως ο Κορινθιακός την τελευταία παγετώδη περίοδο είχε μετατραπεί σε λίμνη αποκλεισμένη από την θάλασσα. Πυρηνοληψίες στο βυθό του Κόλπου αποκάλυψαν τα λιμναία ιζήματα κάτω από 13 μέτρα θαλάσσιων ιζημάτων. Ο Κόλπος ενώθηκε με το Ιόνιο Πέλαγος πριν από 12-13 χιλιάδες χρόνια, όταν η άνοδος της στάθμης της θάλασσας κάλυψε τον «ισθμό» Ρίου-Αντιρρίου και τα νερά εισχώρησαν στον Κορινθιακό.

## β. Θερμαϊκός Κόλπος-Λιτόχωρο

Ο κόλπος του Θερμαϊκού (σχήμα 2.3) είναι μια επιμήκης υφαλοκρηπίδα στο βορειοδυτικό μέρος του Βόρειου Αιγαίου Πελάγους. Το πλάτος του κυμαίνεται από 5 km στην περιοχή της Θεσσαλονίκης μέχρι 50 km στο νοτιότερο τμήμα του. Ο κόλπος αυτός υπόκειται σε διάφορες ανθρωπογενείς δραστηριότητες ενώ ταυτόχρονα αποτελεί και μια περιοχή υψηλής περιβαλλοντικής σημασίας. Διάφορες κοινωνικό-οικονομικές δραστηριότητες λαμβάνουν χώρα στην παράκτια ζώνη του κόλπου, αναγκάζοντας το θαλάσσιο σύστημα με υπολείμματα από γεωργικές, αστικές ή βιομηχανικές χρήσεις, όπως και από τις θαλάσσιες μετακινήσεις. Επιπλέον, λόγω της τροφικής κατάστασης (μεσοτροφική, σε σύγκριση με το oligοτροφικό Αιγαίο) και των ήπιων κλίσεων, ο Θερμαϊκός είναι ένας από τους σημαντικότερους τόπους υδατοκαλλιέργειας και αλιείας στην Ελλάδα. Πηγές γλυκού νερού και λεπτόκοκκων ιζημάτων από τα ποτάμια και τα μικρότερα ρέματα κατανέμονται κατά μήκος του μεγαλύτερου μέρους της βόρειας και δυτικής ακτής του (Lykousis and Chronis, 1989).

Ωστόσο, υπάρχουν τέσσερα κύρια ποτάμια που εκβάλλουν στην περιοχή, ο Αξιός, ο Πηνειός, ο Αλιάκμονας και ο Λουδίας, εκ των οποίων τα πρώτα δύο είναι τα μεγαλύτερα. Ας σημειωθεί ότι, επί του παρόντος, ο Λουδίας ενεργεί ως κανάλι αποστράγγισης της παρακείμενης πεδιάδας. Ο κόλπος γεωμορφολογικά χωρίζεται σε τρεις περιοχές που έχουν διαφορετικά χαρακτηριστικά και συχνά εμφανίζουν διαφορετικές συμπεριφορές στην υδροδυναμική, καθώς επηρεάζονται από τις συνθήκες ανέμου, τις εκροές των ποταμών και την εισροή υδάτων του Βορείου Αιγαίου. Αυτές οι περιοχές είναι:

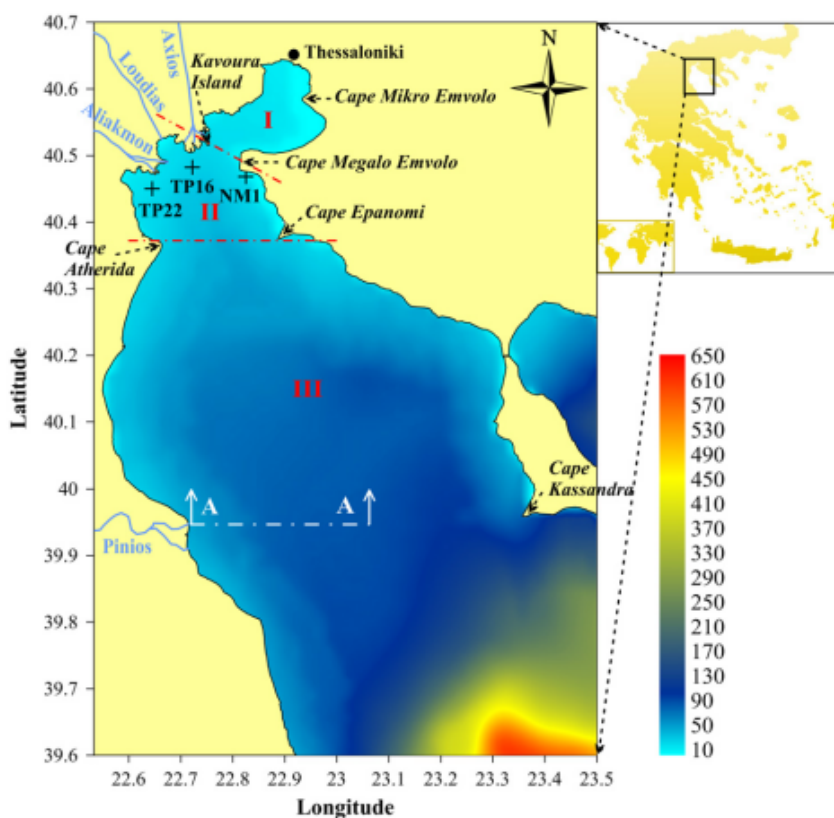
**(α) ο Εσωτερικός Θερμαϊκός** (περιοχή I στο σχήμα 2.3) : Η περιοχή καθορίζεται στα βορειοανατολικά της από το ακρωτήριο Μεγάλο Έμβολο έως το δέλτα του ποταμού Αξιού (νήσος Κάβουρα) και είναι το πιο κλειστό μέρος. Ας σημειωθεί πως

αυτή η περιοχή βόρεια από το ακρωτήριο Μικρό Έμβολο συχνά αναφέρεται ως κόλπος της Θεσσαλονίκης.

**(β) ο Εξωτερικός Θερμαϊκός** (περιοχή II στο σχήμα 2.3): Αυτή η περιοχή εκτείνεται νότια του εσωτερικού μέρους με όριο το ακρωτήριο Επανομή και το ακρωτήριο Αθερίδα.

**(γ) ο Εκτεταμένος Θερμαϊκός** (περιοχή III στο σχήμα 2.3): Αυτός περιλαμβάνει το τμήμα του Θερμαϊκού που βρίσκεται νότια του ορίου που σηματοδοτείται από τα ακρωτήρια Επανομή και Αθερίδα και συνορεύει με τη βαθιά λεκάνη των Σποράδων στο νοτιοδυτικό του άκρο.

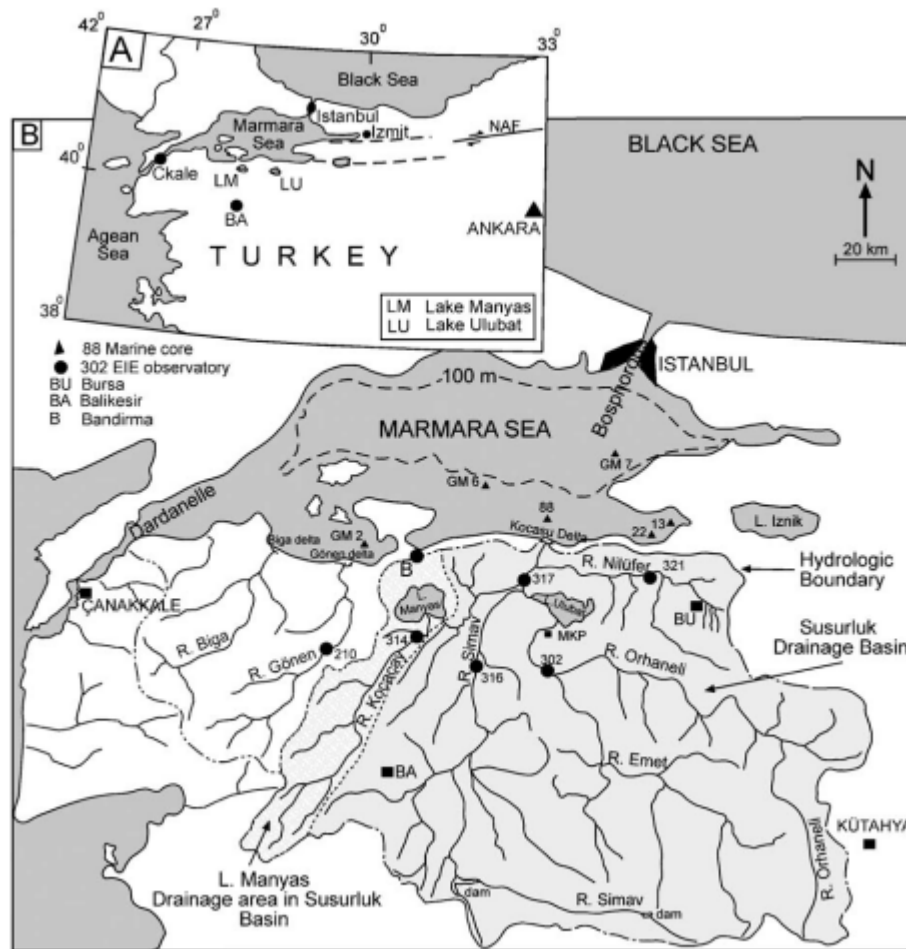
Στην περιοχή του Εκτεταμένου Θερμαϊκού ανήκει και η παραλία του Λιτόχωρου στην οποία έγινε η δεύτερη δειγματοληψία. Ας σημειωθεί πως κοντά στην περιοχή της δειγματοληψίας εκβάλλει ο ποταμός Μαυρονέρι, κάτι που όπως θα δούμε στη συνέχεια επηρεάζει την ιζηματογένεση στην περιοχή. Ο ποταμός Μαυρονέρι είναι το μεγαλύτερο ποτάμι στην Πιερία και σε αυτόν ενώνονται τα νερά αρκετών ρεμάτων της περιοχής. Πηγάζει από το όρος Τίταρος καθώς και από τον Όλυμπο. Η ονομασία του οφείλεται στο χρώμα των νερών του καθώς θολώνουν από μαύρο καστανόχρωμα γιατί στην περιοχή υπάρχει δάσος καστανιάς. Ακόμη το σκούρο χρώμα του, μπορεί να οφείλεται σε χαλίκια από σκουρόχρωμα πετρώματα. Στην πορεία του δημιουργεί φαράγγι δέκα χιλιομέτρων. Είναι τα λεγόμενα στενά της Πιερίας. Πολλές φορές, κυρίως τους καλοκαιρινούς μήνες το ποτάμι δεν έχει καθόλου νερό, λόγω της ξηρασίας όσο και της χρήσης του νερού στην άρδευση.



Σχήμα 2.3 Χάρτης του Θερμαϊκού (location and bathymetry). Παρουσιάζονται τα σημαντικά ποτάμια, τα μορφολογικά χαρακτηριστικά και οι περιοχές του κόλπου (I, II, and III: εσωτερικός, εξωτερικός και εκτεταμένος Θερμαϊκός αντίστοιχα).

γ. Θάλασσα του Μαρμαρά και Λίμνη Ulubat

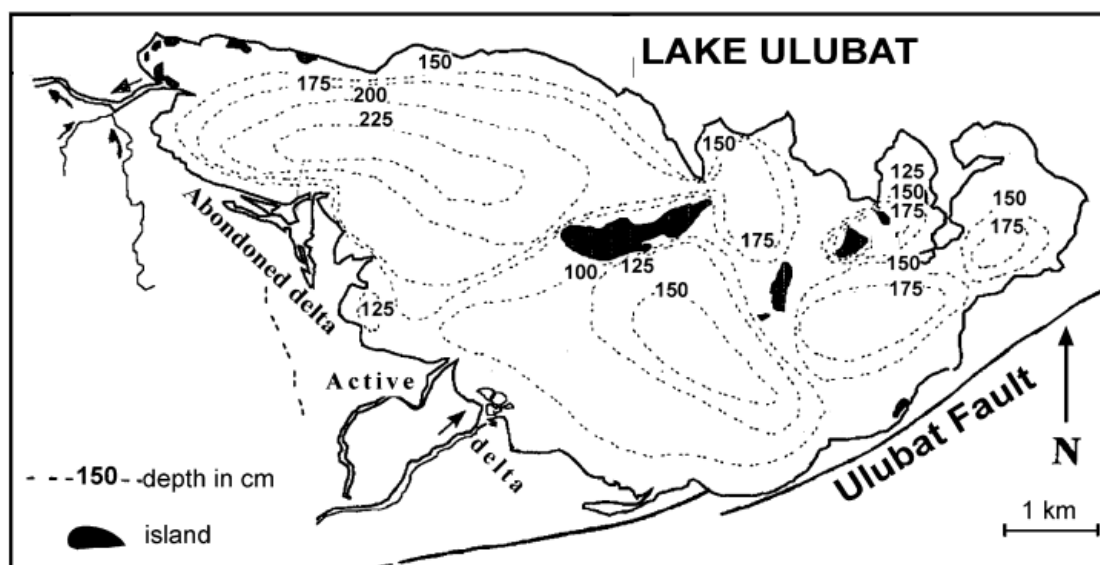
Η βορειοδυτική Ανατολία, συμπεριλαμβανομένης και της περιοχής μελέτης, είναι μια ενεργός σεισμική περιοχή της Τουρκίας. Η θάλασσα του Μαρμαρά, το στενό των Δαρδανελίων, το στενό της Κωνσταντινούπολης (Βόσπορος) και το ρήγμα της Βόρειας Ανατολίας είναι τα κύρια γεωγραφικά και τεκτονικά στοιχεία της περιοχής (Σχήμα 2.4). Η θάλασσα του Μαρμαρά, η οποία έχει βάθος 1271 m και επιφάνεια 75×210 km σήμερα, ήταν λίμνη κατά τη διάρκεια της πλειστοκαίνου εποχής (περιλαμβάνει τη χρονική περίοδο 2.588.000 με 11.700 χρόνια περίπου πριν). Στην ολόκαινο εποχή (αυτή η εποχή άρχισε με το τέλος της πλειστοκαίνου εποχής, περίπου 10 ως 12 χιλιάδες χρόνια πριν, και συνεχίζεται μέχρι σήμερα), η στάθμη της Μεσογείου ανέβαινε σταθερά μέχρι που έφτασε το ύψος του «ισθμού» των Δαρδανελίων (-75 m) και ο Μαρμαράς έγινε μια εσωτερική θάλασσα. Η στάθμη της θάλασσας συνέχισε να ανεβαίνει μέχρι που το νερό πέρασε πάνω από τον «ισθμό» του Βοσπόρου (-32 m) και ενώθηκε με τη Μαύρη Θάλασσα. Η ένωση της Μαύρης Θάλασσας με τη Μεσόγειο Θάλασσα έχει επηρεάσει έντονα την υδρολογία, την αποστράγγιση και τη μορφολογία της περιοχής καθώς έχει αυξηθεί δραστικά η στάθμη των τοπικών και περιφερειακών υδάτων.



Σχήμα 2.4. Τοποθεσία της λίμνης Ulubat νότια της Θάλασσας του Μαρμαρά (Α). Απεικονίζονται οι κύριοι ποταμοί της περιοχής και παρατηρούμε πως η λίμνη Ulubat μαζί με την λίμνη Manyas αποτελούν μέρος της λεκάνης απορροής Susurluk.

Σε συνδυασμό με τεκτονικές διεργασίες, η αύξηση της στάθμης των υδάτων προκάλεσε τη δημιουργία ποταμών και λιμνών, συμπεριλαμβανομένης και της λίμνης Ulubat (Σχήμα 2.5). Η χρονική στιγμή μετά τους παγετώνες που έγινε αυτή η αμοιβαία ανταλλαγή μεταξύ της Μαύρης Θάλασσας και του Αιγαίου Πελάγους είναι αμφισβητήσιμη (Gorur et al., 2001). Οι πιθανές χρονολογίες είναι το 9000 πΧ (Aksu et al., 1999), το 7150 πΧ (Ryan et al., 1997) ή το 4400 πΧ (Algan et al., 2001). Κάθε μία από αυτές τις υποθέσεις βασίζεται σε αποτελέσματα από σεισμικά προφίλ και από τη Θάλασσα του Μαρμαρά και από τη Μαύρη Θάλασσα.

Η λίμνη Ulubat στο ανατολικό άκρο της λεκάνης Manyas-Karacabey έχει έκταση 138 Km<sup>2</sup> και μέγιστο βάθος 2.50 m. Η μέση τιμή του βάθους των νερών της είναι 1-1.5 m. Η ετήσια μεταβολή στη στάθμη του νερού ελέγχεται από το 1990 (Kazanci et al., 1998). Η επιφάνεια της λίμνης είναι μόλις 2 m πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας, η απόστασης της όμως από τη θάλασσα του Μαρμαρά είναι 23 km. Είναι μια ανοιχτή ευτροφική λίμνη γλυκού νερού με μακρόστενο σχήμα (23 km μήκος και 12 km πλάτος). Η περιφέρειά της δεν είναι ομαλή λόγω των απότομων πλαγιών στα νοτιοανατολικά, παλαιών καρστικών χαρακτηριστικών στα βορειοανατολικά και την προέλαση του δέλτα του ποταμού στα νοτιοδυτικά. Τέσσερα νησάκια Μεσοζωικού ασβεστόλιθου διαγράφουν υπολεκάνες μέσα στη λίμνη οι οποίες μπορεί να επηρεάζουν την κυκλοφορία του νερού καθώς και του ιζήματος. Άλλα νησάκια αποτελούνται από ιζήματα που έχουν αποθεθεί μετά τη δημιουργία της λίμνης. Αυτά τα νησάκια μεγαλώνουν ή μικραίνουν ανάλογα με τις εποχιακές μεταβολές στη στάθμη του νερού.



Σχήμα 2.5 Χάρτης της λίμνης Ulubat.

Η κύρια πηγή νερού και ιζήματος της λίμνης Ulubat είναι ο ποταμός Mustafakemalpas (MKP) ο οποίος έχει λεκάνη απορροής έκτασης 10414 km<sup>2</sup>. Το δέλτα του ποταμού εκβάλλει στις νοτιοδυτικές ακτές της λίμνης. Το δέλτα του ποταμού έχει μετακινηθεί προς τα νοτιοανατολικά πιθανότατα υπό την επίδραση τεκτονικών διεργασιών. Η μέση ετήσια στερεοπαροχή του ποταμού MKP είναι περίπου 1,258,143 τόνους / χρόνο (για τα τελευταία 30 χρόνια).

Η ποιότητα του νερού είναι χαμηλή λόγω της εκροής λυμάτων από εργοστάσια καθώς και φυτοφαρμάκων που αδειάζουν στην λίμνη από τις

παρακείμενες γεωργικές εκτάσεις. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση των υδροβίων φυτών, τόσο έντονη που η έξαρση των φυκιών έχει γίνει πλέον χαρακτηριστικό γνώρισμα της λίμνης. Νοτιοανατολικά, το pH του νερού κυμαίνεται από 5 έως 9 (κατά τη διάρκεια του χρόνου), πιθανότατα λόγω επιπλέον νερού από πηγές στον ασβεστόλιθο, ωστόσο μειώνεται στα 6.1-7.4 στις ακτές κοντά στο δέλτα. Σύγχρονα ιζήματα της λίμνης είναι κυρίως αργιλώδης λάσπη με μια μικρή ποσότητα από κόκκους στο μέγεθος της άμμου (2-9%). Αποτελούνται συνήθως από άστριο (feldspar), χαλαζία (quartz), ασβεστίτη (calcite), μαρμαρυγία (micas), σμηκτίτη (smectite), ιλλίτη (illite) και χλωρίτη (chlorite).

## 2.2 Δειγματοληψία - Δειγματοποίηση

### α. Δειγματοληψία

Η συλλογή των πυρήνων ιζήματος από τον πυθμένα πραγματοποιήθηκε με δειγματολήπτη ιζημάτων-πυρήνων που διαθέτει το ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε., το λεγόμενο “multicorer”. Το χώμα στο σωλήνα συλλογής τεμαχίζεται σε «φέτες-δείγματα», ξεκινώντας από την επιφάνεια του πυθμένα, πάχους από 0.5 cm για τα επιφανειακά δείγματα έως και 2 cm για τα πιο βαθιά.

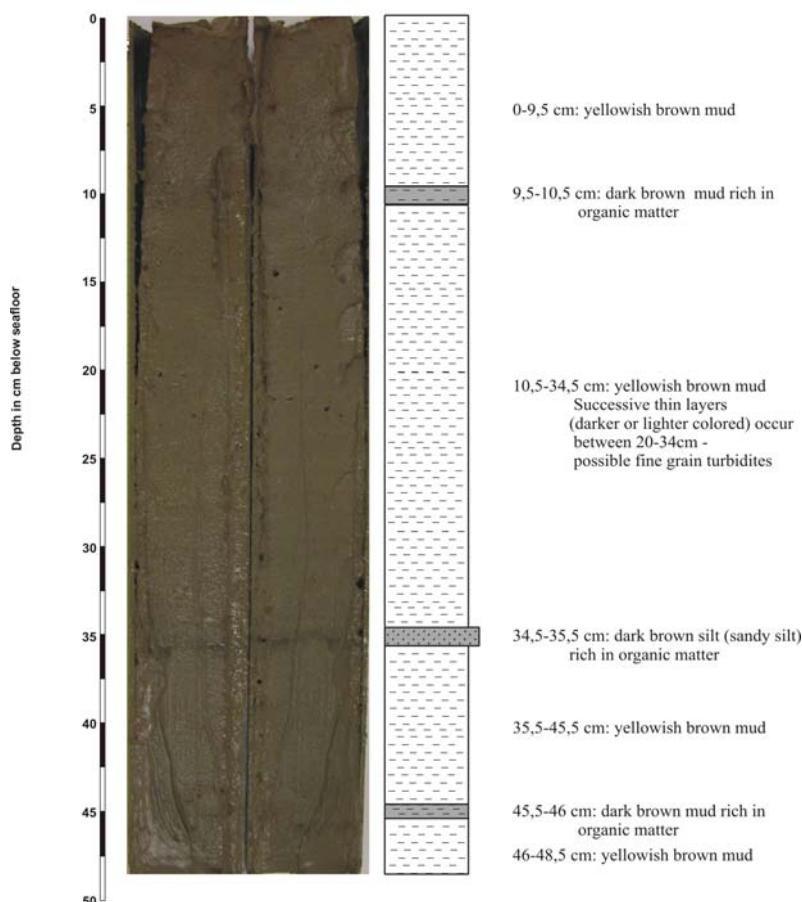
Η δειγματοληψία στην περιοχή του Κορινθιακού κόλπου πραγματοποιήθηκε στις 26/2/2007 από την περιοχή με συντεταγμένες φ:38 12',536 λ:22 21',805 σε βάθος 780m. Ο πυρήνας είχε μήκος 48.5cm και στο εργαστήριο τεμαχίστηκε σε δείγματα πάχους 1 cm. Παρασκευάστηκαν 49 δείγματα.

Στο σχήμα 2.6, βλέπουμε μια φωτογραφία του πυρήνα από τον Κορινθιακό Κόλπο μαζί με την περιγραφή του. Παρατηρούμε πως παρουσιάζει ομοιογενείς περιοχές. Οι περισσότερες αποτελούνται από κιτρινωπή λάσπη, ενώ παρεμβάλλονται κάποια πιο σκούρα τμήματα πλούσια σε οργανική ύλη.

Η δειγματοληψία στην περιοχή του Λιτόχωρου πραγματοποιήθηκε στις 10/5/2009 σε βάθος 40 m και το μήκος του πυρήνα ήταν 80 cm. Από τον πυρήνα αυτό παρασκευάστηκαν συνολικά 38 δείγματα. Ανά 0.5 cm για τα πρώτα 5 cm, ανά 1cm από 5 cm έως 20 cm βάθος, ανά 2 cm από 20 έως 40 cm και δειγματοληπτικά από ένα δείγμα στα 50-52 cm, στα 60-62 cm και στα 70-72 cm.

Η δειγματοληψία στη λίμνη Ulubat πραγματοποιήθηκε τον Ιούνιο του 2007. Ο πυρήνας είχε μήκος 16cm και στάλθηκε από την Τουρκία τεμαχισμένος και τοποθετημένα τα δείγματα σε σακουλάκια. Τα πρώτα 10cm ήταν χωρισμένα σε δείγματα ανά 1 cm και υπήρχε ένα ακόμα δείγμα στα 14-16cm.

φ: 38 12',536, λ: 22 21',805, Depth 780 m, Length 48,5 cm



Σχήμα 2.6 Φωτογραφία του πυρήνα από τον Κορινθιακό Κόλπο με περιγραφή της μορφής του ιζήματος.

### β. Δειγματοποίηση

Τα δείγματα αυτά έπρεπε να επεξεργαστούν, ώστε να πάρουν μορφή κατάλληλη για την μέτρησή τους από ανιχνευτή ακτινοβολίας-γ, και συγκεκριμένα για τον ανιχνευτή HP-Ge που χρησιμοποιήσαμε. Η δειγματοποίηση πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο ιζηματολογίας του ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε.

Τοποθετήσαμε τα δείγματα σε κατάλληλα πυρίμαχα πλαστικά κύπελλα, προσπαθώντας να είναι όσο το δυνατόν πιο ομοιογενή και άνυδρα. Καθ' όλη τη διαδικασία η μετάγγιση πραγματοποιούνταν με κατάλληλα πλαστικά σκεύη για προληπτικούς λόγους. Στη συνέχεια τα κύπελλα τοποθετήθηκαν σε φούρνο αποξήρανσης σε θερμοκρασία 60°C για δυο μέρες ούτως ώστε να εξατμιστεί εντελώς η υγρασία χωρίς να επηρεάσει την πραγματική συγκέντρωση των ισοτόπων που μετράμε στο ιζήμα. Το επόμενο στάδιο επεξεργασίας περιλάμβανε την κονιορτοποίηση των ιζημάτων με χρήση εργαστηριακού μύλου, ώστε να διαλυθούν οι κόκκοι χρώματος και να προκύψει όσο το δυνατόν ομοιόμορφη ψιλόκοκκη σκόνη. Η σκόνη αυτή τοποθετήθηκε σε πλαστικά κουτιά κατάλληλης γεωμετρίας μέχρι την πλήρωσή τους. Τα διαθέσιμα κουτιά ήταν όγκου 65.37 cm<sup>3</sup> (68 mm διάμετρος, 18 mm ύψος) 5.41 cm<sup>3</sup> (36.22 mm διάμετρος, 5.25 mm ύψος). Τα δείγματα τοποθετήθηκαν σε αυτά ανάλογα την διαθέσιμη ποσότητα, ενώ και στις δύο περιπτώσεις τα κοντίνερ ήταν κατασκευασμένα από plexiglas πάχους 1 mm. Τα

δείγματα από τον Κορινθιακό Κόλπο και από το Λιτόχωρο τοποθετήθηκαν στα κουτιά μικρής γεωμετρίας επειδή δεν ήταν επαρκής η ποσότητα του ιζήματος, ενώ τα δείγματα από τη λίμνη Ulubat τοποθετήθηκαν σε κουτιά μεγάλης γεωμετρίας. Σε αυτή τη φάση τα σκεύη που χρησιμοποιήσαμε πλένονταν μετά την επεξεργασία κάθε δείγματος, προκειμένου να μην υπάρξουν υπολείμματα άλλων δειγμάτων σε κάθε κουτί. Σε όσα δείγματα δεν επαρκούσε η ποσότητα του ιζήματος για την πλήρωση του κουτιού προσθέσαμε πούδρα με σκοπό την εξομοίωση των συνθηκών μέσα στο κουτί για τις εξερχόμενες ακτίνες-γ που ανιχνεύονται από τον HP-Ge, καθώς η γεωμετρία των κόκκων ιζήματος δεν διαφέρει από εκείνη των κόκκων της πούδρας, η οποία δεν περιέχει καθόλου ραδιενεργά ισότοπα. Στη συνέχεια έλαβε χώρα το ζύγισμα των ιζημάτων και η καταγραφή και αντιστοιχία κάθε κουτιού με το αντίστοιχο βάθος και σταθμό δειγματοληψίας.

Τέλος, κατασκευάστηκε δείγμα αποτελούμενο μόνο από πούδρα το οποίο μετρήθηκε αρκετές φορές στον ανιχνευτή ανά χρονικά διαστήματα εβδομάδων μεταξύ των μετρήσεων, μετρήσεις οι οποίες αντιστοιχίζονται σε ενεργότητες υποβάθρου για όλα τα ισότοπα που περιέχονται στα δείγματα.

Η μέτρηση τους γίνεται ακουμπώντας τα στο κάλυμμα του ανιχνευτή ο οποίος είναι τοποθετημένος κατακόρυφα, ενώ την όλη περιοχή δείγματος και κρυστάλλου ανιχνευτή περιβάλλει μολύβδινη θωράκιση, ώστε να εξαλείφεται η ακτινοβολία υποβάθρου του περιβάλλοντος του εργαστηρίου κατά τη μέτρηση.

### 2.3 Μετρητικό σύστημα

Η μέτρηση των δειγμάτων πραγματοποιήθηκε με χρήση ανιχνευτή Γερμανίου (HP-Ge Detector), στο Ελληνικό Κέντρο Θαλασσιών Ερευνών. Το ανιχνευτικό σύστημα διακρίνεται από υψηλή διακριτική ικανότητα κυρίως για φάσματα χαμηλών ενεργειών έως και μερικά keV. Στην περίπτωσή μας αποτελεί μια εκ των καλύτερων επιλογών καθώς μετράμε δείγματα με ισότοπα χαμηλής συγκέντρωσης με απαίτηση σε ικανότητα ανίχνευσης φωτονίων μόλις από 30 keV και άνω, ενώ η διακριτική του ικανότητα μας δίνει τον απαιτούμενο διαχωρισμό των ενεργειακών κορυφών που αντιστοιχούν στα ισότοπα που καταγράφουμε για την περαιτέρω διαδικασία.

Ο ανιχνευτής είναι τύπου GEM-FX8530, και πληροί τις απαιτούμενες προδιαγραφές καθώς ανιχνεύει ακτίνες-γ από 10 keV και πάνω, ενώ διακρίνεται από υψηλή απόδοση στην ενεργειακή περιοχή 100-1000 keV, στην οποία περιλαμβάνονται οι ενεργειακές κορυφές των ισοτόπων που μας ενδιαφέρουν. Το σχήμα 2.7 είναι μια φωτογραφία του εργαστηρίου, όπου απεικονίζονται οι εν λόγω ανιχνευτικές διατάξεις, αποτελούμενες από δοχείο (dewar) για αποθήκευση υγρού αζώτου όγκου 30lt, κρύσταλλο, ενισχυτή, υψηλή τροφοδοσία τάσης 4800 V καθώς και μολύβδινη θωράκιση.





Σχήμα 2.7 Φωτογραφία του ανιχνευτή HP-Ge που λειτουργεί στο ΕΛΚΕΘΕ.

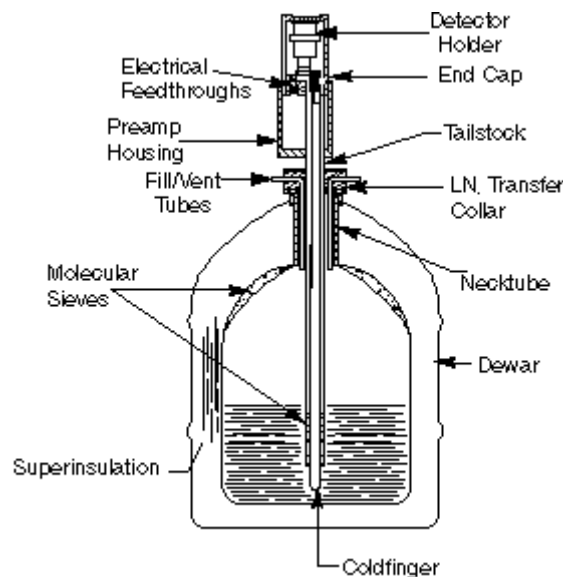
Οι αξονικού τύπου ανιχνευτές της σειράς GEM-FX εξειδικεύονται για μετρήσεις σημειακών πηγών ή και δειγμάτων σε κοντινή απόσταση από τον κρύσταλλο γερμανίου, ή για μετρήσεις επαφής (touch geometry) στο κάλυμμα, κατά τις οποίες εμφανίζουν την υψηλότερη δυνατή απόδοση που μπορεί να επιτύχει ο συγκεκριμένος κρύσταλλος (όταν η στερεά γωνία είναι 0,5). Η ίδια η γεωμετρία του κρυστάλλου γερμανίου με κατά το δυνατόν ελάχιστη χωρητικότητα οδηγεί σε υψηλή απόδοση ανίχνευσης ακτίνων- $\gamma$  χαμηλής ενέργειας. Χαρακτηριστικό τους είναι το υπέρλεπτο παράθυρο εισόδου (μόλις 10  $\mu\text{m}$ ) το οποίο και «κατεβάζει» το χαμηλό όριο ανίχνευσης σε μόλις μερικά keV. Η ενεργειακή κορυφή του Pb-210 που θέλουμε να καταγράψουμε βρίσκεται στα 46,5keV, περιοχή δηλαδή στην οποία έχουμε πολύ υψηλή απόδοση ανίχνευσης.

Τα επιμέρους στοιχεία από τα οποία αποτελείται ο ανιχνευτής αναλυτικά είναι τα παρακάτω (ORTEC, 08):

- Κάλυμμα χαμηλού υποβάθρου αποτελούμενο από ανθρακονήματα περιβάλλει τον κρύσταλλο και σε αντίθεση από τα περισσότερα υλικά (αλόες) επιτρέπει ανίχνευση χαμηλών ενεργειών ακτίνων- $\gamma$ . Είναι επίσης μη τοξικό υλικό και καθαρίζεται εύκολα με μη δυσεύρετα προϊόντα στα πλαίσια εργαστηρίου (μεθανόλη, αιθανόλη, τριχλωροαιθέριο ή ακόμα σαπούνι και νερό).
- Harsh environment option: ειδικό κάλυμμα επίσης από ανθρακονήματα το οποίο «στεγάζει» τα ηλεκτρονικά μέρη του ανιχνευτή (βρίσκεται ανάμεσα στο σωλήνα του κρυστάλλου και το δοχείο ψύξης υγρού αζώτου). Περιλαμβάνει

χώρο «αποξήρανσης» και επιτυγχάνει 100% στεγανότητα ενώ δίνει ένδειξη σε περίπτωση δυσλειτουργίας.

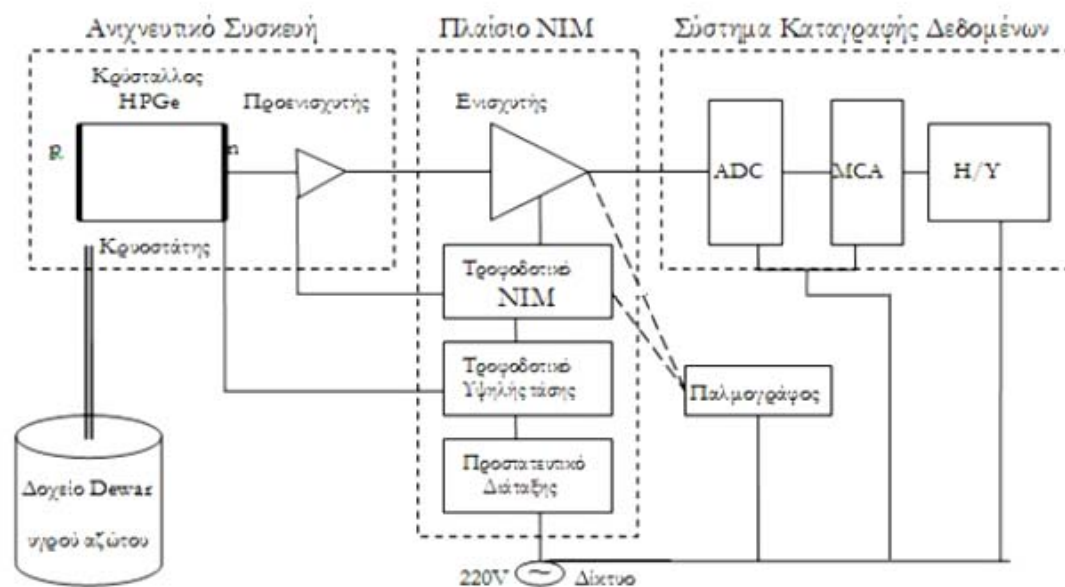
- Ultra-high count-rate preamplifier option: προενισχυτής τρανζίστορ με ικανότητα ενίσχυσης παλμών ακόμα και ενός εκατομμυρίου γεγονότων ανά δευτερόλεπτο, έχοντας μηδενική αντίσταση κατά την είσοδο των ακτινών.
- Smart-1 Option: δίνει αναφορά ζωτικής σημασίας λειτουργιών του όλου συστήματος ενώ μπορεί να αποθηκεύει κωδικούς ρύθμισης και πιστοποίησης. Περιλαμβάνει επίσης σύστημα τροφοδοσίας υψηλής τάσης στα υπόλοιπα μέρη του ανιχνευτή, τα οποία απαλλάσσει εντελώς από σύστημα αποδοχής τάσης από εξωτερική πηγή. Τοποθετημένο σε πλαστικό περίβλημα συνδέεται με το κάτω μέρος του ανιχνευτή μέσω μονωμένου και απαλλαγμένου από μηχανικές τάσεις καλωδίου, ώστε να εξαλείφεται ο κίνδυνος βραχυκυκλώματος από τυχούσα διαρροή υγρασίας από τη φιάλη ψύξης. Τεχνικά, λόγω σχήματος δεν εμποδίζει τη θωράκιση ή τα συστήματα λογισμικού για την καταγραφή.
- Remote pre-Amplifier Option: ως συμπαγές σύστημα σύνδεσης καλωδίων του ανιχνευτή και της πηγής υψηλής τάσης καθιστά δυνατή την απομάκρυνση τόσο των παροχών υψηλής τάσης στον κρύσταλλο όσο και του προενισχυτή από την περιοχή ανίχνευσης, ώστε να μην υπάρχει ενδεχόμενο συνεισφοράς στη μέτρηση γεγονότων ως υπόβαθρο.



Σχήμα 2.8 Γράφημα του ανιχνευτή HP-Ge GEM-FX8530.

Η λειτουργία του ανιχνευτή προϋποθέτει την τροφοδότηση με υψηλή και χαμηλή (η χαμηλή τάση για τον προενισχυτή του ανιχνευτικού μέρους της διάταξης) ανάστροφη τάση, καθώς ως ανιχνευτής στερεάς κατάστασης η ορθή λειτουργία της επαφής p-n ως διόδου ανίχνευσης των διερχόμενων φωτονίων, έγκειται στην διεύρυνση της ζώνης απογύμνωσής της μέσω της τροφοδότησης. Η αύξηση της τάσης οδηγεί σε διέγερση των φορέων της επαφής, με τις οπές p να κινούνται προς την κάθοδο ενώ τα ηλεκτρόνια e προς την άνοδο και σαν αποτέλεσμα έχουμε την αύξηση του μήκους απογύμνωσης, που συνεπάγεται την αύξηση του ενεργού όγκου και άρα της ευαισθησίας του ανιχνευτή (Ζένιος, 2009). Εφαρμογή ορθής τάσης στη διάταξη θα έχει αντίστροφο αποτέλεσμα, δηλαδή τη μείωση του ενεργού όγκου καθώς θα παρεμποδίζεται η κίνηση των φορέων, συνεπώς κακή ευαισθησία του ανιχνευτή και

άρα είναι μη επιθυμητή. Η τροφοδοσία προέρχεται από παροχή τάσης 220V του κυκλώματος του εργαστηρίου, τόσο προς τον κρύσταλλο γερμανίου όσο και σε προενισχυτή και ενισχυτή, μέσω του πλαισίου NIM. Παρακάτω αναπαρίστανται σχηματικά οι επιμέρους διατάξεις που αποτελούν το όλο ανιχνευτικό σύστημα του εργαστηρίου (Ελευθερίου, 2005).



Σχήμα 2.9. Η συνδεσμολογία και ο ρόλος των διαφόρων συστημάτων της διάταξης. Οι συνδέσεις γίνονται μέσω καλωδίων κατάλληλων για διάδοση υψηλών ή χαμηλών τάσεων σημάτων.

Παρατηρούμε ότι η τροφοδοσία του κρυστάλλου, του ενισχυτή και του προενισχυτή προέρχεται από το πλαίσιο NIM, ενώ ο ηλεκτρονικός υπολογιστής, ο παλμογράφος καθώς και ο MCA με τον ADC απ' ευθείας από το δίκτυο. Ο παλμογράφος, συνδεδεμένος με το τροφοδοτικό NIM και την έξοδο του ενισχυτή, αφ' ενός ελέγχει την τάση των ακροδεκτών του τροφοδοτικού, αφ' ετέρου καταγράφει τη διαμόρφωση του εξαγόμενου ηλεκτρικού σήματος του ανιχνευτή.

Ο λόγος για τον οποίο κατά την έξοδο του σήματος από τον κρύσταλλο τοποθετούμε προενισχυτή πριν την τελική ενίσχυση έχει να κάνει με τη βέλτιστη δυνατή συνδεσμολογία, καθώς επιτρέπει την ομαλή διεξαγωγή καταγραφής των γεγονότων από τον ανιχνευτή μακριά από τις επιμέρους διατάξεις όπως τις μονάδες ενίσχυσης οι οποίες ενδέχεται να φορτώσουν περαιτέρω υπόβαθρο το σήμα. Η απομόνωσή του μέσω καλωδίου και διοχέτευσή του στον προενισχυτή εξαλείφει τις πιθανότητες απώλειας μέρους του σήματος, πριν αυτό εισέλθει στον ενισχυτή. Το ενισχυμένο σήμα καθώς εισέρχεται στο σύστημα καταγραφής δεδομένων διέρχεται πρωτίστως από τον λεγόμενο «αναλογικό προς ψηφιακό μετατροπέα» (Analog to Digital Converter) ή ADC και πλέον ως ψηφιακό λαμβάνεται από τον πολύ-διαυλικό αναλυτή (Multi-Channel Analyzer) ή MCA και αναπαράγεται ως φάσμα στην οθόνη του ηλεκτρονικού υπολογιστή.

Σημαντικό σκέλος της πειραματικής διάταξης αποτελεί το δοχείο ψύξης υγρού αζώτου, συνδεδεμένο στο πίσω μέρος του ανιχνευτή. Η εφαρμογή της υψηλής ανάστροφης τάσης (μερικές χιλιάδες Volts) για την αύξηση της ευαισθησίας, θερμαίνει υπερβολικά τον κρύσταλλο λόγω αύξησης της κινητικότητας των φορέων, και μακροπρόθεσμα προκαλεί την καταστροφή του. Είναι απαραίτητη λοιπόν η ταυτόχρονη ψύξη της ανιχνευτικής διάταξης σε όλη τη χρονική περίοδο που υπόκειται σε ανάστροφη τάση, ώστε να αντισταθμίζεται η μηχανική καταπόνηση που

υφίσταται ο κρύσταλλος κατά τη διάρκεια των μετρήσεων. Η θερμοκρασία υγρού αζώτου στη φιάλη είναι περίπου  $-180\text{ }^{\circ}\text{C}$ , διατηρούμενο σε πίεση υψηλότερη της 1 atm, έναντι των  $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$  θερμοκρασία κατά την οποία το άζωτο υγροποιείται υπό φυσιολογικές συνθήκες.

Το format του αρχείου που αντιστοιχεί στο φάσμα εξόδου από τον MCA αποτυπωμένο στην οθόνη του υπολογιστή είναι τύπου "mca". Ο κατασκευαστής παρέχει και το λογισμικό ανάγνωσης του φάσματος στον υπολογιστή, στην περίπτωση μας το GENIE 2000. Στην προσαρμογή του αντίστοιχου αρχείου σε αναγνώσιμη μορφή από το SPECTRW θα αναφερθούμε παρακάτω.

Αξίζει, χάριν ποσοτικής ανάλυσης, να αναφερθούμε στα αριθμητικά χαρακτηριστικά του GEM FX 8530, όπως μας πληροφορεί η κατασκευάστρια εταιρεία. Η ανιχνευτική ικανότητα του HP-Ge εκφρασμένη από το FWHM (Full Width at Half Maximum) μετράται στα 0.7 keV και 1.9 keV αντίστοιχα για τις φωτοκορυφές ενέργειας 122 και 1330 keV, ενώ πλησίον της ενεργειακής κορυφής του Pb-210 που μας ενδιαφέρει η ανιχνευτική ικανότητα είναι περίπου 0.6 keV. Ο λόγος των γεγονότων που καταγράφονται στην φωτοκορυφή προς αυτά που «χάνονται» στην αιχμή Compton είναι 55, ενώ η μέγιστη απόδοσή του στα 1.33 MeV είναι 50%.

Οι μετρήσεις επαφής που εφαρμόζονται έχουν το πλεονέκτημα ότι γεωμετρικά στον συγκεκριμένο ανιχνευτή έχουμε τη μέγιστη δυνατή ανίχνευση καθώς η στερεά γωνία στην οποία βλέπει η ραδιενεργός πηγή (δείγμα) τον κρύσταλλο είναι  $2\pi$  ( $4\pi$  ο συνολικός χώρος).

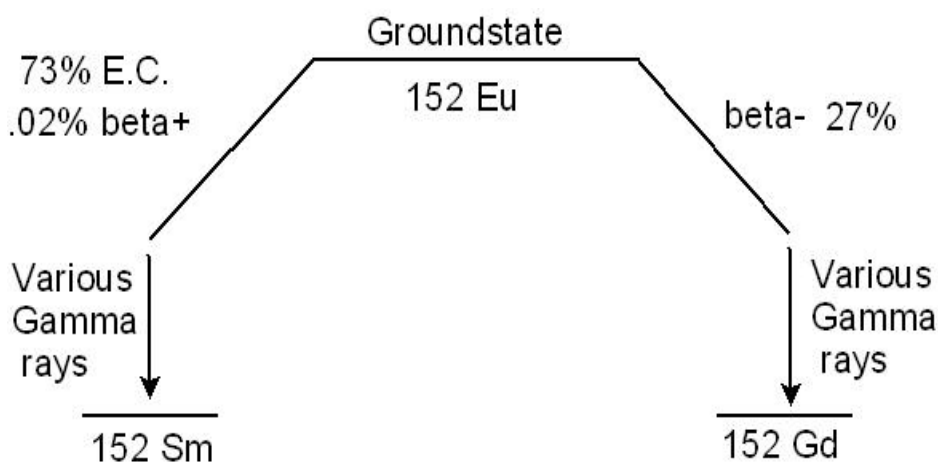
## 2.4 Βαθμονόμηση

Το πρώτο μέρος των μετρήσεων αποτελεί η βαθμονόμηση του ανιχνευτικού συστήματος και περιλαμβάνει την βαθμονόμηση της διακριτικής ικανότητας και την βαθμονόμηση της ανιχνευτικής ικανότητας του συστήματος. Κατόπιν τούτου η διάταξη είναι έτοιμη για μέτρηση των δειγμάτων και εμείς σίγουροι ότι τα αποτελέσματα που θα συλλέξουμε από αυτόν είναι όσο το δυνατόν ακριβέστερα και ομογενοποιημένα ως προς τις συνθήκες μέτρησης. Η βαθμονόμηση πραγματοποιήθηκε με την καταγραφή ενός φάσματος από πρότυπη γνωστή πηγή Eu-152 (με πρόσμιξη Eu-154) υπό μορφή σκόνης, η οποία έχει πληρώσει ένα κυλινδρικό δοχείο ίδιων διαστάσεων με αυτό των δειγμάτων σε θέση επαφής με τον ανιχνευτή. Μετά τη βαθμονόμηση το σύστημα ήταν έτοιμο να δεχτεί τα δείγματα για τη διαδικασία των μετρήσεων και έτσι τα δείγματα τοποθετήθηκαν σε γεωμετρία επαφής ( $2\pi$  γεωμετρία).

Η βαθμονόμηση της ανιχνευτικής διάταξης είναι μια εργασία απαραίτητη πριν από κάθε πειραματική σειρά μετρήσεων. Ακόμα και όταν οι σταθερές που εκφράζουν τις βαθμονομήσεις αυτές, που έχουν ήδη γίνει, δίδονται από τον κατασκευαστή ή μπορούν να εκτιμηθούν από δημοσιευμένες μετρήσεις και υπολογισμούς για ανιχνευτές παρόμοιου μεγέθους, η ακρίβεια των αποτελεσμάτων βασισμένη στις τιμές αυτές δεν είναι μεγαλύτερη από 10-20 %. Αυτό οφείλεται στο ότι οι διαστάσεις ανιχνευτών όπως του γερμανίου δεν είναι τυποποιημένες σε κανένα βαθμό και είναι πολύ δύσκολος ο ακριβής καθορισμός του ενεργού τους όγκου. Επιπλέον, μακράς διάρκειας αλλαγές στην απόδοση της συλλογής φορτίου ή στο πάχος του παραθύρου ή στην αλλαγή της απόδοσης ή/και συμπεριφορά των ηλεκτρικών κυκλωμάτων που συνοδεύουν τον ανιχνευτή, μπορεί να οδηγήσει σε ολισθήσεις στην απόδοση του κυρίως, κατά χρονικές περιόδους, αλλά και σε άλλες παραμέτρους των μετρήσεων. Οι πειραματικές βαθμονομήσεις επιτρέπουν την

κατασκευή εμπειρικής εκδοχής καμπύλων της διακριτικής ικανότητας και της απόδοσης της ενέργειας του ανιχνευτή, καθώς και τον ακριβή προσδιορισμό των αριθμητικών σταθερών των καμπύλων αυτών. Οι τιμές αυτές αποτελούν τελικά ενδογενές χαρακτηριστικό του ανιχνευτικού συστήματος και χρησιμοποιούνται στην αριθμητική επεξεργασία των αποτελεσμάτων μας.

Η διαδικασία της βαθμονόμησης γίνεται συνήθως για μια περιοχή ενεργειών των ακτίνων-γ που καλύπτουν το εύρος ενδιαφέροντος των μετρήσεων. Στο συγκεκριμένο πείραμα αυτό το ενεργειακό εύρος πρακτικά είναι 40-1500 keV περίπου, γιατί εκεί κυμαίνονται οι ενέργειες ακτίνων-γ των ραδιονουκλιδίων που αναμένουμε να συναντήσουμε στα δείγματα από φυσική άποψη. Για το λόγο αυτό, στην παρούσα εργασία και για την πραγματοποίηση των βαθμονομήσεων, χρησιμοποιήθηκαν δύο πρότυπες πηγές (μία μικρής και μία μεγάλης γεωμετρίας) κατασκευασμένες και μετρημένες από την ομάδα Πυρηνικής Φασματοσκοπίας του ΙΠΦ του ΕΚΕΦΕ 'Δημόκριτος'. Πρόκειται για μείγμα Eu-152 και Eu-154 σε υγρή μορφή που έχει διαχυθεί ομοιόμορφα σε μη ραδιενεργό υλικό (πούδρα), που γεμίζει το κουτί της πηγής. Η πηγή μικρής γεωμετρίας παρασκευάστηκε στις 14/10/2009 με αρχική ενεργότητα  $1380 \pm 30$  Bq, ενώ η πηγή μεγάλης γεωμετρίας έχει ημερομηνία κατασκευής την 20/2/2001 με αρχική ενεργότητα  $6700 \pm 200$  Bq. Η κοινή γεωμετρία και ομοιογένεια της πρότυπης πηγής και των δειγμάτων έχει το πλεονέκτημα ότι οι πηγές παρουσιάζουν τον ίδιο βαθμό ενδοαπορρόφησης και συνεπώς κοινή απόδοση του ανιχνευτικού συστήματος. Η ύπαρξη Eu-154 στις πηγές είναι αποτέλεσμα της αδυναμίας να παραχθεί Eu-152 μεγαλύτερης καθαρότητας. Παρόλα αυτά κατά την διαδικασία της βαθμονόμησης δεν μας επηρεάζει γιατί χρησιμοποιούνται μόνο οι υψηλότερες φωτοκορυφές του φάσματος που προφανώς ανήκουν στο Eu-152.



Σχήμα 2.10 Διάγραμμα αποδιέγερσης Eu-152

Το Eu-152 (Ευρώπιο) είναι ασταθής πυρήνας που μπορεί να αποδιεγερθεί είτε με  $\beta^-$  διάσπαση προς το θυγατρικό πυρήνα Gd-152 (γαδολίνιο) είτε με  $\beta^+$  διάσπαση ή EC (δηλαδή εκπομπή ποζιτρονίου ή σύλληψη ενός τροχιακού ατομικού ηλεκτρονίου) στον θυγατρικό πυρήνα Sm-152 (σαμάριο). Όλες αυτές οι αποδιεγέρσεις πραγματοποιούνται με μια σειρά δυνατών εκπομπών ακτίνων-γ συγκεκριμένης ενέργειας και με ορισμένη πιθανότητα εκπομπής. Αντίστοιχα το Eu-154 αποδιεγείρεται με  $\beta^-$  διάσπαση και  $\beta^+$  διάσπαση ή EC στους θυγατρικούς Gd-154 και Sm-154, αντίστοιχα. Οι παραπάνω αποδιεγέρσεις έχουν ως αποτέλεσμα την δημιουργία ενός ενεργειακού φάσματος με συγκεκριμένες φωτοκορυφές που αντιστοιχούν στην ακτινοβολία μετάπτωσης χαρακτηριστικής ενέργειας.

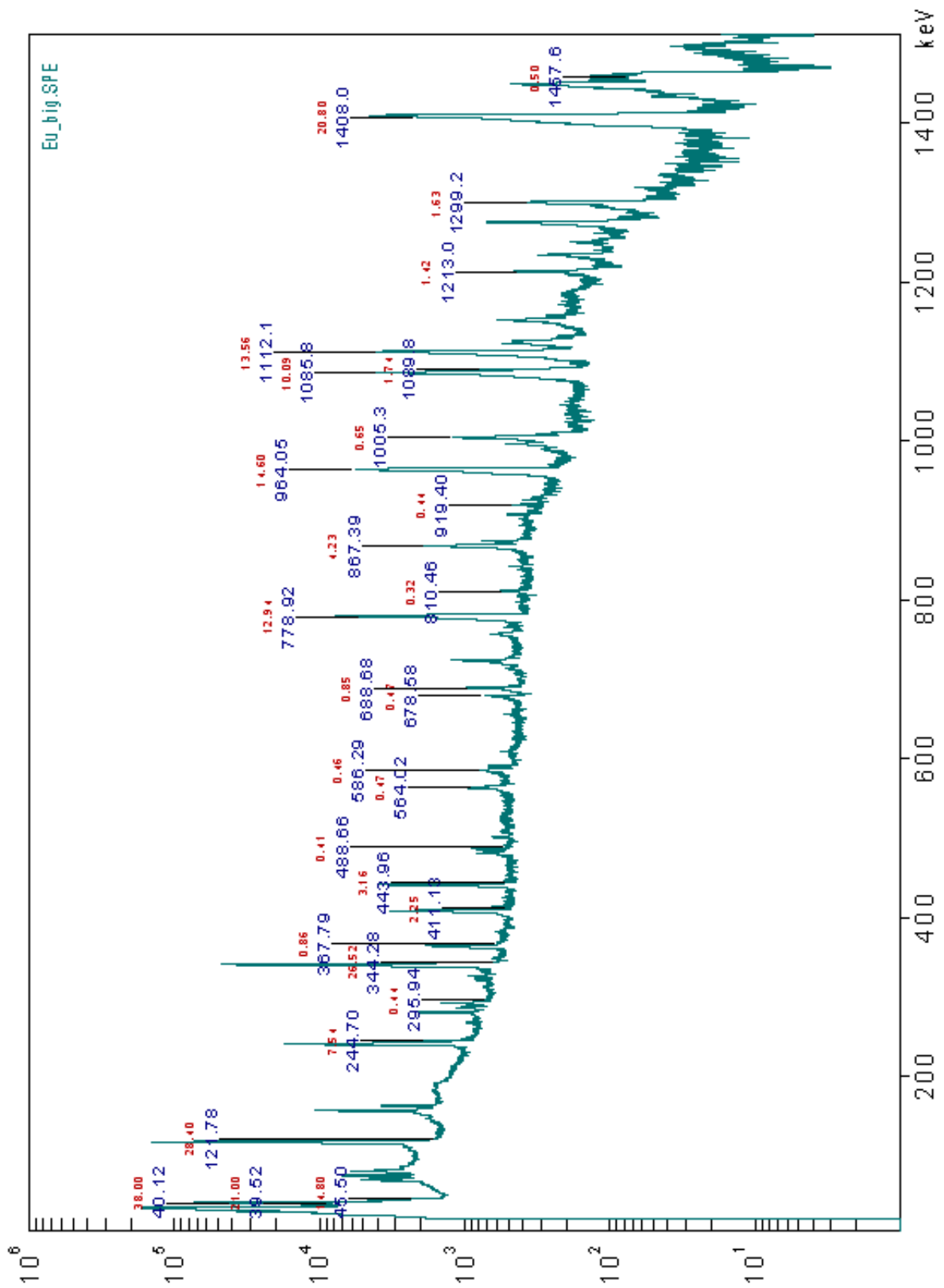
Στον πίνακα 2.1 παρουσιάζονται οι κυριότερες ενέργειες εκπομπής ακτίνων-γ με την αντίστοιχη πιθανότητα να εμφανιστούν.

Energy (keV)	Intensity (%)
45,500	14,8
121,782	28,4
244,699	7,54
344,281	26,52
443,965	2,84
778,920	12,94
867,390	4,23
964,055	14,6
1112,087	13,56
1408,022	20,8

Πίνακας 2.1 Οι κυριότερες ενέργειες εκπομπής ακτίνων γ του Eu-152 με την αντίστοιχη πιθανότητα να εμφανιστούν ανά 100 διασπάσεις.

Κατά τη διαδικασία της βαθμονόμησης τοποθετήσαμε την πρότυπη πηγή σε επαφή με τον ανιχνευτή και την μετρήσαμε για 5400sec (live time). Το αποτέλεσμα της μέτρησης είναι ένα φάσμα φωτοκορυφών, δηλαδή γεγονότων (counts) σε ορισμένα κανάλια μνήμης (channels), που αντιστοιχούν στις παραπάνω ενέργειες ακτίνων-γ. Όπως φαίνεται και στο πειραματικό φάσμα που ακολουθεί (Σχήμα 2.11), ορισμένες μόνο φωτοκορυφές διακρίνονται με ευκρίνεια. Προφανώς οι φωτοκορυφές του Eu-152 είναι πιο έντονες, λόγω αναλογίας των στοιχείων στην πηγή.

Η ανάλυση του παραπάνω φάσματος πραγματοποιήθηκε με το πρόγραμμα SPECTRW, όπως και τα υπόλοιπα φάσματα στην εργασία αυτή, και περιλαμβάνει τον προσδιορισμό των κεντροειδών και την εμβαδομέτρηση για συγκεκριμένες φωτοκορυφές της επιλογής μας. Η διαδικασία που ακολουθήθηκε θα παρουσιαστεί στο Κεφάλαιο 3 και είναι κοινή για όλα τα δείγματα. Για την επίτευξη της απαραίτητης ακρίβειας στις βαθμονομήσεις θεωρήθηκε ικανοποιητική η ανάλυση των 10 ισχυρότερων κορυφών του Eu-152 (Πίνακας 2.1). Από αυτές, μπορούμε να αναφέρουμε ότι όλες προέρχονται από γ-αποδιεγέρσεις του Eu-152 προς Sm-152, εκτός από αυτές στα 344.28 keV και 778.9 keV που είναι από αποδιεγέρσεις προς Gd-152 η επιλογή αυτών των ενεργειών έγινε με κριτήριο την μεγάλη τους σχετική ένταση και συνεπώς την μεγαλύτερη ευκρίνειά τους στο φάσμα, με την έννοια της μεγάλης τιμής του λόγου φωτοκορυφή/ υποβάθρο. Αποτέλεσμα της ανάλυσης είναι η αντιστοίχιση των διαφόρων καναλιών που εμφανίζονται οι φωτοκορυφές στις αντίστοιχες ενέργειες με μια σειρά στοιχείων που αφορούν τον αριθμό των γεγονότων της κορυφής, του υποβάθρου, το σφάλμα στον προσδιορισμό τους, καθώς και του FWHM αυτών.



Σχήμα 2.11 Πειραματικό φάσμα Eu-152 και Eu-154

Κατά την ανάλυση των φωτοκορυφών λάβαμε υπόψη διορθώσεις των γεγονότων τους σε σχέση με την επίδραση του *φαινομένου αλληπάλληλων εκπομπών* (cascade effect) ακτίνων- $\gamma$  ή αλλιώς το φαινόμενο της πραγματικής συμπτωτικής άθροιση (true coincidence summing) φωτοκορυφών. Το φαινόμενο αυξάνεται με την ελαχιστοποίηση της απόστασης μεταξύ πηγής ανιχνευτή και γίνεται μέγιστο για την γεωμετρία επαφής που χρησιμοποιήθηκε, γίνεται πιο έντονο για εκτεταμένη γεωμετρία πηγής, εμφανίζεται σε ραδιονουκλίδια με περίπλοκο τρόπο αποδιέγερση όπως το  $^{152}\text{Eu}$  και χειροτερεύει για ανιχνευτές με λεπτό παράθυρο (όπως ο GEM-FX8030P4) καθώς περισσότερες ακτίνες- $X$  που μπορούν να συμβάλουν στην άθροιση διεισδύουν στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Ο πειραματικός προσδιορισμός των διορθωτικών παραγόντων πραγματικής συμπτωτικής άθροισης για κάθε φωτοκορυφή βαθμονόμησης πραγματοποιήθηκε με διαδοχικές μετρήσεις της πηγής από απόσταση μηδενικής πρακτικά συμπτωτικής άθροισης (25 cm) μέχρι την γεωμετρία επαφής πηγής-παράθυρου του ανιχνευτή, εφαρμόζοντας κατάλληλη μεθοδολογία υπολογισμού της απόκλισης καταγεγραμμένων και αναμενόμενων γεγονότων στις φωτοκορυφές (Debertin και Helmer, 1988).

#### α. Βαθμονόμηση Διακριτικής Ικανότητας

Η βαθμονόμηση της διακριτικής ικανότητας είναι μέτρο της σωστής και ικανοποιητικής λειτουργίας του ανιχνευτή μας. Πρακτικά αποτελεί μέτρο της ικανότητας να ξεχωρίσει και κατ' επέκταση να αναλύσει δυο κοντινές κορυφές. Για την πραγματοποίηση αυτής γίνεται προσαρμογή στο FWHM των 10 ισχυρότερων κορυφών του  $\text{Eu-152}$  που αναλύθηκαν προηγουμένως. Η συνάρτηση προσαρμογής είναι γραμμική, όπως εμπειρικά και βιβλιογραφικά ισχύει για τους ανιχνευτές γερμανίου, σύμφωνα με τη σχέση (Debertin και Helmer, 1988):

$$\text{FWHM} = \sqrt{a + \beta \cdot E}, \text{ όπου } \varepsilon = \sqrt{a} \text{ και } F = 61.03516 \cdot \beta \quad (2.1)$$

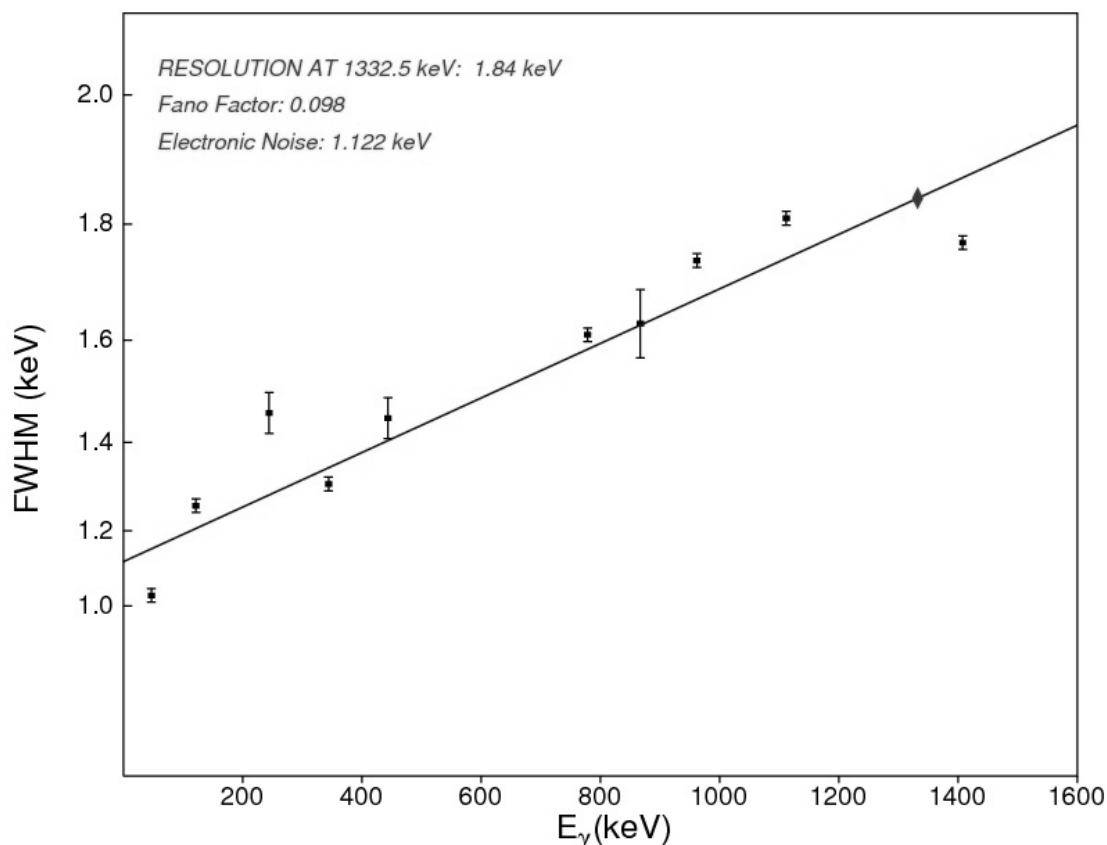
όπου  $E$  είναι η ενέργεια και FWHM το πλάτος της φωτοκορυφής σε ύψος ακριβώς στο μέσο της κορυφής αυτής, μετρημένο σε keV.

Energy (keV)	FWHM (keV)
45,500	1,03
121,782	1,26
244,699	1,46
344,281	1,31
443,965	1,45
778,920	1,61
867,390	1,63
964,055	1,74
1112,087	1,81
1408,022	1,77

Πίνακας 2.2. Οι πειραματικές τιμές του FWHM όπως προέκυψαν από την ανάλυση τους φάσματος της μικρής πηγής  $\text{Eu-152}$ .



Η παραπάνω σχέση για την προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων βαθμονόμησης χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό του ηλεκτρονικού θορύβου  $\epsilon$  στο σύστημα ανίχνευσης και του παράγοντα ποιότητας (Fano Factor) του κρυστάλλου  $F$ , που για ανιχνευτές Ge η τιμή του κυμαίνεται μεταξύ 0.06-0.13, με όσο πιο μικρή τιμή τόσο καλύτερη και η πλεγματική δομή του κρυστάλλου. Τα πειραματικά δεδομένα με την αντίστοιχη γραφική παράσταση παρουσιάζονται στο πίνακα (2.2) και το σχήμα (2.12).



Σχήμα 2.12 Πειραματική βαθμονόμηση διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή από φάσμα Eu-152.

Από την γραφική παράσταση βρίσκουμε ότι οι συντελεστές της βαθμονόμησης της διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή είναι  $\alpha = 1.259 \pm 0.03$  και  $\beta = 0.00160 \pm 0.00003$ . Έτσι, βρίσκουμε το FWHM όχι μόνο για την συγκεκριμένη φωτοκορυφή που μας ενδιαφέρει, αλλά για οποιαδήποτε φωτοκορυφή. Γνωρίζοντας τους συντελεστές  $\alpha$  και  $\beta$  μπορούμε να ελέγξουμε το FWHM βάζοντας μια οποιαδήποτε άλλη πηγή. Τέτοιο παράδειγμα είναι ο έλεγχος του FWHM μιας σημειακής πηγής Co-60 γνωστής ενεργότητας τοποθετημένη σε απόσταση 25 cm από την πρόσοψη του κρυστάλλου στην κορυφή με ενέργεια 1332.5 keV, δηλαδή ο προσδιορισμός της σχετικής διακριτικής ικανότητας, με τις προδιαγραφές που δίνει ο κατασκευαστής.

### β. Βαθμονόμηση Ανιχνευτικής Ικανότητας

Η βαθμονόμηση της ανιχνευτικής ικανότητας ισοδυναμεί με τον προσδιορισμό της απόλυτης τιμής της απόδοσης του για οποιαδήποτε ενέργεια. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τον προσδιορισμό του απόλυτου ρυθμού εκπομπής των ακτίνων- $\gamma$  οποιουδήποτε άγνωστου δείγματος. Ο ρυθμός εκπομπής για μια σημειακή πηγή

μπορεί τότε να υπολογισθεί μετρώντας το πλήρες εμβαδόν της φωτοκορυφής της για κάθε ακτίνα- $\gamma$  σε έναν καθορισμένο χρόνο και προσδιορίζοντας την στερεά γωνία του ανιχνευτή από τις διαστάσεις του και την απόσταση πηγής-ανιχνευτή.

Σε αυτό το σημείο πρέπει να σημειωθεί ότι για αυτήν την βαθμονόμηση χρησιμοποιήθηκε γεωμετρία όμοια με αυτή των δειγμάτων. Αυτό σημαίνει ότι η πρότυπη πηγή Eu τοποθετήθηκε σε επαφή με το παράθυρο του ανιχνευτή. Κατόπιν τούτου από τη σχέση της απόλυτης απόδοσης

$$\varepsilon = \frac{N_{\gamma}}{N_{εκ}} \quad (2.2)$$

μπορούμε να προσδιορίσουμε την απόλυτη απόδοση για τις 10 ισχυρές φωτοκορυφές του Eu-152. Το  $N_{\gamma}$  είναι τα καταγεγραμμένα γεγονότα (counts) από το πειραματικό φάσμα στην αντίστοιχη φωτοκορυφή, ενώ το  $N_{εκ}$  είναι οι θεωρητικοί υπολογισμοί για την εκπομπή των ακτίνων- $\gamma$ .

Για τον υπολογισμό του  $N_{\gamma}$  παίρνουμε από ένα φάσμα Eu-152 τοποθετώντας τις πηγές σε επαφή με τον ανιχνευτή. Η διάρκεια λήψης των φασμάτων είναι (live time) 5400sec και στις δύο περιπτώσεις. Αναλύουμε τις κορυφές των φασμάτων για κάποιες χαρακτηριστικές ακτίνες- $\gamma$  του Eu-152. Η εύρεση των γεγονότων (ακτίνων  $\gamma$ ) της κάθε φωτοκορυφής γίνεται με τη βοήθεια του προγράμματος SPECTRW και τα αποτελέσματα φαίνονται στον Πίνακα 2.3.

Energy (keV)	Intensity (%)	Μεγάλη γεωμετρία		Μικρή γεωμετρία	
		$N_{\gamma}$ (counts)	$\delta N_{\gamma}$	$N_{\gamma}$ (counts)	$\delta N_{\gamma}$
45,500	14,8	519349	2178	197370	940
121,782	28,4	895799	2108	406259	1784
244,699	7,54	146723	1372	73230	1176
344,281	26,52	407457	1170	153059	892
443,965	2,84	36596	648	15354	558
778,920	12,94	113005	666	41531	538
867,390	4,23	34278	698	13194	658
964,055	14,6	109597	580	37524	642
1112,087	13,56	92518	658	30209	542
1408,022	20,8	120546	644	38557	536

Πίνακας 2.3 Αριθμός γεγονότων ( $N_{\gamma}$ ) που υπολογίστηκαν σε κάθε φωτοκορυφή του φάσματος Eu-152.

Για τον υπολογισμό του  $N_{εκ}$  αρχικά υπολογίζουμε την ενεργότητα των πηγών Eu-152, την ημέρα λήψης του φάσματος. Το φάσμα μεγάλης γεωμετρίας λήφθηκε στις 3/5/2010, επομένως από την ημέρα κατασκευής της πηγής παρήλθαν  $t=3360 d=60480000 \text{ sec}$ . Από τον χρόνο ημιζωής του Eu-152 ( $T_{1/2}=13.537 \text{ y}$ ) και από τη σχέση  $\lambda=\ln 2/T_{1/2}$  υπολογίζουμε ότι η σταθερά αποδιέγερσης του Eu-152 είναι  $\lambda=1.62 \cdot 10^{-9} \text{ sec}^{-1}$ . Από τη σχέση  $R(t)=R_0 \exp(-\lambda t)$  και με διάδοση σφαλμάτων, προκύπτει ότι η ενεργότητα της πηγής Eu-152, την ημέρα λήψης του φάσματος ήταν  $R=6699.34 \pm 199.98 \text{ Bq}$  ή  $R=6699.34 \pm 199.98 \text{ διασπάσεις/sec}$ . Βρίσκουμε τον αριθμό των πυρήνων Eu-152 που διασπάστηκαν κατά τη διάρκεια λήψης του φάσματος.

Κάθε 1 sec, γίνονται  $R=6699.34\pm 199.98$  διασπάσεις, άρα σε live time 5400 sec, θα έχουν συμβεί  $36176436\pm 1079892$  διασπάσεις. Υπολογίζουμε το πλήθος των ακτίνων-γ, που έχουν παραχθεί από την πηγή του Eu-152, κατά τη διάρκεια λήψης του φάσματος, για την κάθε ενέργεια χωριστά. Εφαρμόζουμε τη σχέση:

$$N_{εκ} = \text{αριθμός συνολικών διασπάσεων} * I_{\gamma}/100 \quad (2.3)$$

Τελικά, υπολογίζουμε την απόλυτη απόδοση ( $\epsilon$ ) του ανιχνευτή, για κάθε ενέργεια, από τη σχέση  $\epsilon = N_{\gamma}/N_{εκ}$  όπου τα  $N_{\gamma}$  είναι τα δεδομένα από το πειραματικό φάσμα του Eu-152 και τα  $N_{εκ}$  είναι οι θεωρητικοί υπολογισμοί για την εκπομπή των ακτίνων-γ.

Energy (keV)	Intensity(%)	$N_{\gamma}$ (counts)	$\delta N_{\gamma}$	$N_{εκ}$ (counts)	$\delta N_{εκ}$ (counts)	$\epsilon$	$\delta\epsilon$ (%)
45,500	14,8	519349	53178	5354113	159824	0.0970	10.7
121,782	28,4	895799	2108	10274108	306690	0.0872	3.0
244,699	7,54	146723	1372	2727703	81424	0.0538	3.1
344,281	26,52	407457	1170	9593991	286387	0.0425	3.0
443,965	2,84	36596	648	1027411	30669	0.0356	3.5
778,920	12,94	113005	666	4681231	139738	0.0241	3.0
867,390	4,23	34278	698	1530263	45679	0.0224	3.6
964,055	14,6	109597	580	5281760	157664	0.0208	3.0
1112,087	13,56	92518	658	4905525	146433	0.0189	3.1
1408,022	20,8	120546	644	7524699	224618	0.0160	3.0

Πίνακας 2.4 Υπολογισμός της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή για τη μεγάλη γεωμετρία.

Με τους ίδιους υπολογισμούς μπορούμε να υπολογίσουμε και την απόλυτη απόδοση για την μικρή γεωμετρία. Το φάσμα λήφθηκε στις 30/4/2010, επομένως από την ημέρα κατασκευής της πηγής παρήλθαν  $t=199$  d= 3582000sec. Η ενεργότητα της πηγής Eu-152, την ημέρα λήψης του φάσματος ήταν  $R=1372\pm 29,8$  Bq ή  $R=1372\pm 29,8$  διασπάσεις/sec. Άρα κατά τη διάρκεια λήψης του φάσματος έγιναν  $7408800\pm 160920$  διασπάσεις.

Energy (keV)	Intensity(%)	N <sub>γ</sub> (counts)	δN <sub>γ</sub>	N <sub>εκ</sub> (counts)	δN <sub>εκ</sub> (counts)	ε	δε (%)
45,500	14,8	197370	20340	1096502	23816	0.180	10.5
121,782	28,4	406259	1784	2104099	45701	0.193	2.2
244,699	7,54	73230	1176	558624	12133	0.131	2.7
344,281	26,52	153059	892	1964814	42676	0.078	2.2
443,965	2,84	15354	558	210410	4570	0.073	4.2
778,920	12,94	41531	538	958699	20823	0.043	2.5
867,390	4,23	13194	658	313392	6807	0.042	5.4
964,055	14,6	37524	642	1081685	23494	0.035	2.8
1112,087	13,56	30209	542	1004633	21821	0.030	2.8
1408,022	20,8	38557	536	1541030	33471	0.025	2.6

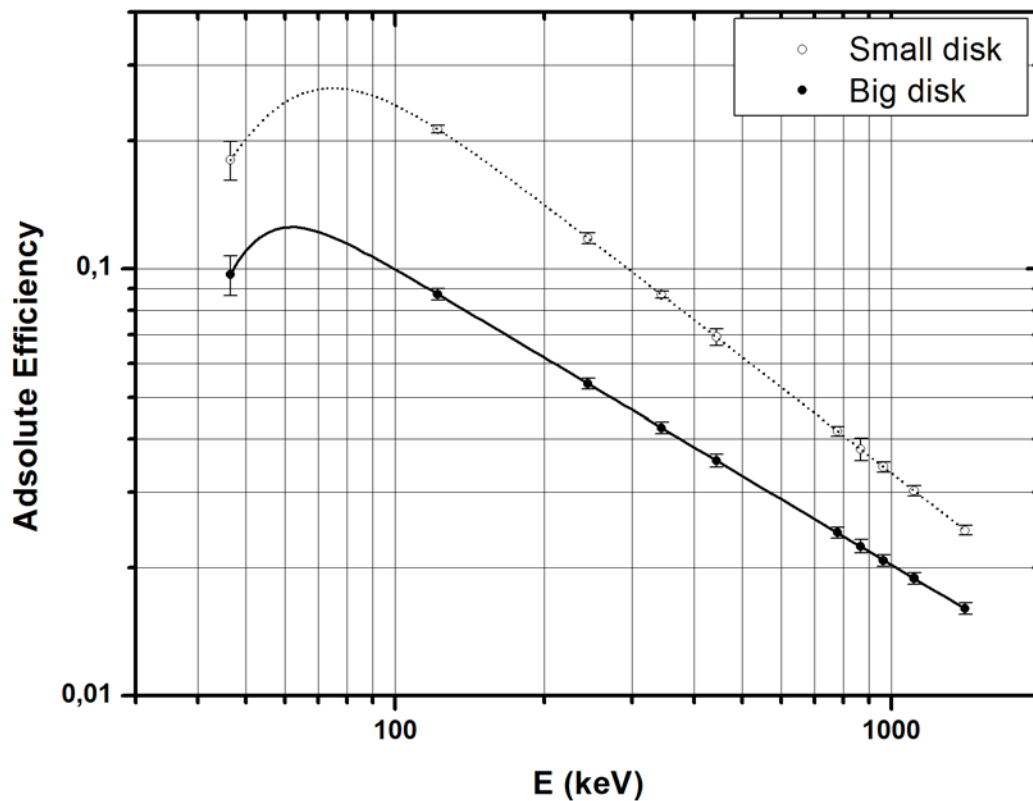
Πίνακας 2.5 Υπολογισμός της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή για τη μικρή γεωμετρία

Από τον πειραματικό πίνακα μεταξύ της ενέργειας των ισχυρών φωτοκορυφών και της απόλυτης απόδοσης της συσκευής μας για αυτές τις κορυφές, φτιάχνουμε το διάγραμμα της απόδοσης συναρτήσει της ενέργειας και με τη βοήθεια του προγράμματος ORIGIN, βρίσκουμε μία καμπύλη που να προσαρμόζεται καλά στα πειραματικά σημεία. Προκύπτει λοιπόν η απόδοση του ανιχνευτή συναρτήσει της ενέργειας. Η θεωρητική καμπύλη εξάρτησης της απόλυτης ανιχνευτικής ικανότητας (ε) από την ενέργεια (E), που είναι της μορφής:

$$\varepsilon = \frac{aE^b}{c + E^d} \quad (2.4)$$

όπου τα a, b, c και d είναι σταθερές.

Η μορφή της συνάρτησης στηρίζεται στην εμπειρία αναλύσεως πολλών φασμάτων από την ομάδα πυρηνικής φασματοσκοπίας του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε., σύμφωνα και με την αντίστοιχη βιβλιογραφία. Με την προσαρμογή που κάνουμε προκύπτουν οι σταθερές a, b, c και d που μπορούν να μας δώσουν την απόδοση για οποιαδήποτε ενέργεια στον συγκεκριμένο ανιχνευτή, όπως φαίνεται παρακάτω.



Σχήμα 2.13 Πειραματική βαθμονόμηση ανιχνευτικής ικανότητας του ανιχνευτή από το φάσμα Eu-152.

Από τους παραπάνω υπολογισμούς προκύπτουν οι σταθερές της βαθμονόμησης της ανιχνευτικής ικανότητας, οι τιμές των οποίων φαίνονται στον Πίνακα 2.6. Με γνώση πλέον αυτών των τιμών μπορούμε να προσδιορίσουμε την απόδοση για κάθε φωτοκορυφή και ακολούθως την πραγματική ποσοτική εκπομπή μιας συγκεκριμένης ακτινοβολίας. Αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό γιατί πλέον μπορούμε να προχωρήσουμε σε ασφαλή ποσοτικά συμπεράσματα όσο αναφορά την περιεκτικότητα των δειγμάτων μας σε συγκεκριμένα ραδιονουκλίδια.

Parameters	Big Disk		Small Disk	
		error		error
a	2,43491	0,03652	16,71569	0,08070
b	5,92530	0,01231	3,05260	0,00953
c	8,22E+15	5,13E+14	7,54E+06	3,13E+10
d	6,6184	0,0176	3,9528	0,0114

Πίνακας 2.6 Εξαγόμενες τιμές των παραμέτρων a, b, c, d για την εφαρμογή της εξίσωσης βαθμονόμησης.

Τέλος, μπορούμε να αναφέρουμε ότι ένας επιπλέον τρόπος ελέγχου της απόλυτης ανιχνευτικής ικανότητας (ή απόδοσης) είναι η τοποθέτηση μιας πηγής Co-60, γνώστης ενεργότητας, σε απόσταση 25cm από τον ανιχνευτή. Στο φάσμα που προκύπτει αναλύεται η υψηλότερη κορυφή του, στα 1332.5 keV, και γνωρίζοντας την ενεργότητα που της αντιστοιχεί προσδιορίζεται η απόλυτη τιμή της ανιχνευτικής ικανότητας του ανιχνευτή που διαθέτουμε.

## 2.5 Φασματική Ανάλυση Δειγμάτων

Έχοντας υπ' όψιν μας τις παραπάνω σταθερές βαθμονόμησης κατέχουμε όλες τις απαραίτητες πληροφορίες του ανιχνευτικού μας συστήματος. Το επόμενο βήμα είναι η συλλογή των πειραματικών φασμάτων. Μετά από αυτό και εφόσον έχουμε τα πειραματικά φάσματα είμαστε σε θέση να τα επεξεργαστούμε και να καταλήξουμε σε συγκεκριμένα αριθμητικά αποτελέσματα για το ποια ραδιονουκλίδια και σε ποιες ποσότητες, με την έννοια της ραδιενεργού συγκέντρωσης (Bq/kg), απαντούμε στα δείγματα.

Στο πρώτο στάδιο, λοιπόν της επεξεργασίας των ενεργειακών φασμάτων είναι η αναγνώριση των κορυφών. Τα φάσματα είναι ως γνωστόν, μια συνεχής ενεργειακή αντιστοιχία που παρουσιάζει αιχμές, περιοχές σταθερότητας και αυξομειώσεις. Η ερμηνεία της μορφής των φασμάτων με την έννοια της πλήρους κατανόησης των αυξομειώσεων που παρουσιάζει σε συνδυασμό με το εύρος των κορυφών αλλά και η δυνατότητα της ποσοτικής αποκωδικοποίησης, των απαραίτητων για την έρευνά μας, αιχμών είναι το αντικείμενο της φασματοσκοπίας. Στη συνέχεια, είναι απαραίτητος ο ακριβής υπολογισμός αυτών των κορυφών καθώς και του εύρους τους. Οι παραπάνω λειτουργίες πραγματοποιούνται σε μεγάλο βαθμό αυτοματοποιημένα από κατάλληλα λειτουργικά προγράμματα φασματοσκοπίας, σε υπολογιστή. Ο ρόλος αυτών των προγραμμάτων είναι η ποιοτική ανίχνευση των κορυφών, κάνοντας την απαραίτητη προσαρμογή της έννοιας 'κορυφή' σε μαθηματικά μοντέλα (π.χ. προσαρμογή σε καμπύλη Gauss-κατανομής), ο προσδιορισμός του ενεργειακού υποβάθρου (background) καθώς και τα μαθηματικά μοντέλα 'κοπής' του (π.χ. με σιγμοειδή καμπύλη), η δυνατότητα μέτρησης των γεγονότων και του FWHM οποιασδήποτε φωτοκορυφής, καθώς και συνδυασμός των παραπάνω αποτελεσμάτων με φυσικά δεδομένα (π.χ. αντιστοίχιση φωτοκορυφών σε συγκεκριμένα ραδιοϊσότοπα, με χρήση ενσωματωμένων αρχείων ραδιοϊσοτόπων). Επιπλέον είναι δυνατή η παράλληλη και ταυτόχρονη επεξεργασία διαφόρων φασμάτων και φωτοκορυφών, δίνοντας την ευχέρεια αποκόμισης επιπλέον στοιχείων μέσω της σύγκρισης. Βέβαια παρ' όλη την μεγάλη βοήθεια που προσφέρουν αυτά τα προγράμματα φασματοσκοπίας η επιλογή των αναλύσεων και οι μέθοδοι που θα ακολουθηθούν εξαρτώνται από την κατανόηση της μορφής των φασμάτων, γι' αυτό και παρακάτω παρουσιάζονται συνοπτικά μερικά στοιχεία που αφορούν την φασματοσκοπία-γ και πιο συγκεκριμένα για τους ανιχνευτές γερμανίου, που μας αφορούν εν προκειμένης.

### Ερμηνεία φάσματος Ακτινοβολίας-γ

Ένα ενεργειακό φάσμα είναι η καταγραφή γεγονότων ενέργειας που πραγματοποιούνται στον κρύσταλλο του ανιχνευτή. Αν εξαιρέσουμε τον ηλεκτρονικό θόρυβο που η συμπεριφορά του είναι γραμμική σε μεγάλο βαθμό (δηλαδή παρουσιάζει περίπου την ίδια πιθανότητα να εμφανίσει ένα γεγονός σε κάθε κανάλι) και ιδιαίτερα χαμηλή, όλα τα άλλα καταγεγραμμένα γεγονότα είναι αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας με την ύλη. Όπως έχει παρουσιαστεί στην αρχή της εργασίας, τρεις είναι οι κυρίαρχοι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης των ακτίνων-γ με τον κρύσταλλο: **το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η δίδυμη γένεση**. Οι υπόλοιποι μηχανισμοί απορρόφησης είναι ιδιαίτερα χαμηλοί και δεν επηρεάζουν ουσιαστικά την μορφή των φασμάτων, τουλάχιστον στην φασματοσκοπία-γ.

Στην εξιδανικευμένη περίπτωση που η μόνη αλληλεπίδραση που συμβαίνει κατά την είσοδο μιας ακτίνας-γ στον ανιχνευτή είναι **το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο**

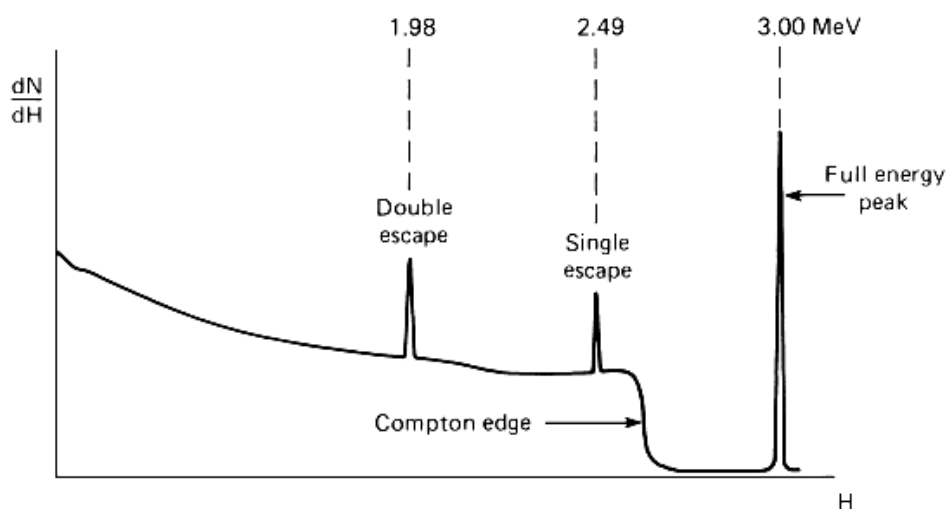
όπου τα εκπεμπόμενα φωτοηλεκτρόνια ανιχνεύονται με 100% απόδοση, η μορφή του ενεργειακού φάσματος θα ήταν μια κορυφή που θα αντιστοιχούσε σε δυναμικό παλμό συγκεκριμένου ύψους που, δημιουργούν τα συζυγή από ενεργειακή άποψη φωτοηλεκτρόνια. Αυτή η κορυφή στο ενεργειακό φάσμα ονομάζεται φωτοηλεκτρικό μέγιστο (full energy peak, FEP). Η θέση του στο ενεργειακό φάσμα είναι ελάχιστα χαμηλότερη από εκείνη που αντιστοιχούσε κανονικά στην ακτινοβολία- $\gamma$ . Η διαφορά τους ισούται με την ενέργεια σύνδεσης του φωτοηλεκτρονίου. Επιπλέον, μια ιδανική κορυφή θα έπρεπε να έχει την μορφή απλής ευθείας γραμμής, αλλά στην πραγματικότητα η κορυφή έχει ένα ορισμένο πλάτος, που οφείλεται στις παραμέτρους του οργάνου ανίχνευσης και στην αρχή της απροσδιοριστίας.

Το φαινόμενο της **σκέδασης Compton**, από την άλλη κάνει την μορφή των φασμάτων πιο περίπλοκη. Η σκεδαζόμενη ακτινοβολία έχει πιθανότητα είτε να διαφύγει από τον ανιχνευτή, είτε να συνεχίσει να αλληλεπιδρά περαιτέρω μέσα στον κρύσταλλο (π.χ. ένα φωτοηλεκτρικό φαινόμενο ή περισσότερες σκεδάσεις Compton). Αν όλη η ενέργεια της ακτίνας- $\gamma$  εναποτεθεί στον ανιχνευτή, εμφανίζεται στο φάσμα ένα φωτοηλεκτρικό μέγιστο. Όμως, μερικές από τις σκεδαζόμενες ακτίνες- $\gamma$  διαφεύγουν από τον ανιχνευτή, παίρνοντας μαζί τους τμήμα της ενέργειας, που κυμαίνεται μεταξύ μιας ελάχιστης τιμής κατά οπισθοσκέδαση  $180^\circ$  και μιας ενέργειας πολύ κοντά στην ενέργεια της προσπίπτουσας ακτινοβολίας- $\gamma$ . Αυτά τα γεγονότα καταγράφονται στο φάσμα σε ενέργειες που εναποτίθενται στον ανιχνευτή από τα αντίστοιχα σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια. Αυτή η περιοχή ενεργειών του φάσματος καλείται συνεχές φάσμα Compton (Compton continuum). Μεταξύ του συνεχούς φάσματος και του φωτοηλεκτρικού μεγίστου υπάρχει ένα χάσμα. Αυτό συμβαίνει επειδή κάθε σκεδαζόμενη ακτίνα- $\gamma$  που θα διαφύγει από τον ανιχνευτή θα πάρει μαζί της το λιγότερο τόση ενέργεια, όση είναι η ελάχιστη ενέργεια ενός οπισθοσκεδαζόμενου κατά  $180^\circ$  φωτονίου. Το χάσμα αυτό για ακτίνες- $\gamma$  υψηλής ενέργειας πλησιάζει τα 0.25 MeV. Γι' αυτό το ιδανικό φάσμα της σκέδασης Compton ακτίνων- $\gamma$  υψηλής ενέργειας, δεν εμφανίζει γεγονότα σε ενέργειες μεταξύ του φωτοηλεκτρικού μεγίστου και της ενέργειας που δίνεται από τη διαφορά (FEP-0.25 MeV).

Πρέπει να αναφερθεί ότι στην πραγματικότητα ο αριθμός των γεγονότων που καταγράφεται μεταξύ του FEP και του συνεχούς φάσματος Compton δεν είναι μηδέν, αν και μεταξύ τους παρεμβάλλεται ένα αξιοσημείωτο ελάχιστο. Τα γεγονότα που καταγράφονται σε αυτό το διάστημα του φάσματος, οφείλονται σε πολλαπλές σκεδάσεις στον ανιχνευτή και εν μέρει σε συνδυασμούς αλληλεπιδράσεων οφειλόμενων σε περισσότερες από μια ακτίνες- $\gamma$  τις οποίες ο ανιχνευτής δε διακρίνει χρονικά. Το υψηλό σημείο στο συνεχές φάσμα Compton λίγο πριν το ελάχιστο ονομάζεται άκρο Compton (Compton edge ή shoulder). Σε πραγματικές μετρήσεις οι ακτίνες- $\gamma$  μπορούν να αλληλεπιδράσουν όχι μόνο με αυτόν τον ίδιο τον ανιχνευτή, αλλά επίσης και με τα υλικά θωράκισης γύρω από τον κρύσταλλο. Μερικές από αυτές τις ακτίνες που σκεδάζονται από τη θωράκιση μέσω φαινομένου Compton μπορούν να εισέλθουν πάλι στον ανιχνευτή και να καταγραφούν. Αυτές οι ακτίνες που οπισθοσκεδάζονται εξωτερικά δημιουργούν στο φάσμα μια κορυφή στην ελάχιστη ενέργεια οπισθοσκέδασης. Επειδή κάποιες ακτίνες- $\gamma$  που σκεδάζονται εξωτερικά, σκεδάζονται σε γωνίες μικρότερες από  $180^\circ$ , το συνεχές φάσμα οπισθοσκέδασης, εμφανίζεται επίσης και σε μεγαλύτερες ενέργειες.

Επιπλέον η **παραγωγή ζεύγους**, έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση ορισμένων χαρακτηριστικών στο ενεργειακό φάσμα. Ένα φωτοηλεκτρικό μέγιστο θα εμφανιστεί σε εκείνες τις περιπτώσεις που όλη η ενέργεια του ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου συν εκείνης των δύο φωτονίων εξαύλωσης εναποτίθενται στον ανιχνευτή. Όμως οι

αλληλεπιδράσεις του ποζιτρονίου μπορεί να έχουν άλλα αποτελέσματα. Ένα από τα φωτόνια εξαύλωσης είναι δυνατόν να διαφύγει από το απορροφητικό υλικό παίρνοντας μαζί του και ενέργεια ίση με 1.02 MeV. Σε αυτήν την περίπτωση θα έχουμε στο φάσμα την καταγραφή μίας κορυφής σε ενέργεια 0.511 MeV κάτω από το FEP. Η κορυφή αυτή ονομάζεται πρώτη κορυφή διαφυγής (single escape peak). Αν διαφύγουν και τα δύο φωτόνια της εξαύλωσης θα πάρουν μαζί τους ενέργεια 1.02 MeV και το γεγονός θα καταγραφεί σε κορυφή στο φάσμα σε ενέργεια 1.02 MeV κάτω από το FEP. Η χαρακτηριστική αυτή κορυφή ονομάζεται δεύτερη κορυφή διαφυγής (double escape peak). Επιπλέον οι ακτίνες-γ μπορούν να αλληλεπιδράσουν μέσω παραγωγής ζεύγους και με τη θωράκιση του ανιχνευτή. Σε αυτή την περίπτωση, είναι πιθανόν ένα από τα φωτόνια εξαύλωσης να εισέλθει στον ανιχνευτή, δημιουργώντας κορυφή στο φάσμα στα 0.511 MeV. Ακόμα οι ακτίνες-X που προέρχονται από τη μολύβδινη θωράκιση του ανιχνευτή, για την ελάττωση της ακτινοβολίας του υποστρώματος, καταγράφονται στην περιοχή χαμηλής ενέργειας όλων των φασμάτων ακτινοβολίας-γ. Οι πιο έντονες ακτίνες-X του μολύβδου παρουσιάζονται στην περιοχή των 74 και 88 keV.



Σχήμα 2.14 Εξιδανικευμένο φάσμα που θα μπορούσε να ληφθεί από μια πηγή ακτίνων γ ενέργειας 3 MeV στο οποίο παρατηρείται η πρώτη και η δεύτερη κορυφή διαφυγής (Knoll, 2000).

Μία ακόμη χαρακτηριστική κορυφή στα φάσματα ακτίνων-γ είναι η αθροιστική κορυφή (sum peak), δηλαδή στη μέγιστη ενέργεια του φάσματος. Είναι πιθανόν οι δύο ακτίνες-γ της ραδιενεργού πηγής να προσπέσουν ταυτόχρονα στον ανιχνευτή και να χάσουν εκεί όλη τους την ενέργεια. Το χαρακτηριστικό γνώρισμα του φάσματος που προκύπτει τότε είναι μία κορυφή με ενέργεια ίση με το άθροισμα των ενεργειών των επιμέρους ακτίνων-γ. Μια αθροιστική κορυφή μπορεί να διακριθεί από τις άλλες κορυφές του φάσματος, αν σημειωθεί με ποιο τρόπο αλλάζει ο ρυθμός κρούσεων σε συνάρτηση με την απόσταση της πηγής από τον ανιχνευτή. Αυτό που αναμένεται είναι η ελάττωση της έντασης της ακτινοβολίας σύμφωνα με το νόμο του αντιστρόφου τετραγώνου (inverse square law), αντιστακτικά το ότι η αύξηση της επιφάνειας της σφαίρας ( $4\pi r^2$ ), διαμέσου της οποίας διαδίδεται η ακτινοβολία, είναι ανάλογη της αύξησης της ακτίνας της απόστασης πηγής-ανιχνευτή. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ο ρυθμός των κρούσεων μιας μεμονωμένης ακτίνας να πέφτει επί ένα



$\frac{1}{r^2}$  παράγοντα της αρχικής του τιμής και ακολούθως η ένταση της αθροιστικής κορυφής δύο ακτίνων να πέφτει επί  $\frac{1}{r^2} \times \frac{1}{r^2} = \frac{1}{r^4}$  παράγοντα, εφόσον η κορυφή εξαρτάται από την πιθανότητα να ανιχνευθούν ταυτόχρονα οι δύο ακτίνες.

Έχοντας γνώση του θεωρητικού υποβάθρου της φασματοσκοπίας-γ, το επόμενο βήμα είναι να τις εφαρμόσουμε, με σκοπό τον ποιοτικό διαχωρισμό και έλεγχο των κορυφών και το πώς αυτές διακρίνονται και προσδιορίζονται μαθηματικά πλέον. Έτσι διαπιστώνουμε ποιας ενέργειας ακτίνες-γ εισήλθαν στον ανιχνευτή μας. Κατόπιν εφόσον εξασφαλίσουμε την 'καθαρότητα' αυτών των κορυφών, με την έννοια του θορύβου και των γεγονότων που δεν ανήκουν πραγματικά σε αυτές, μπορούμε να προχωρήσουμε στον ποσοτικό προσδιορισμό τους. Αυτό επιτυγχάνεται με την εμβαδομέτρηση των φωτοκορυφών, δηλαδή τον προσδιορισμό των πραγματικών γεγονότων της κάθε φωτοκορυφής στο χρόνο της μέτρησης. Επιπλέον προσδιορίζεται το FWHM και το σφάλμα της μέτρησης. Η αναγωγή των γεγονότων αυτών σε αριθμητικά αποτελέσματα αντιστοιχισμένα στις φωτοκορυφές συγκεκριμένων ακτίνων-γ επιτρέπει τον σχετικό αλλά και απόλυτο προσδιορισμό του ρυθμού εκπομπής των ακτίνων του κάθε δείγματος. Με συνδυασμό των κεκτημένων επιστημονικών γνώσεων για το ποιες ακτίνες-γ και σε ποια αναλογία εκπέμπουν οι διάφοροι πυρήνες, γίνεται τελικά η ταυτοποίηση των ραδιενεργών στοιχείων στα δείγματα, καθώς και ο ποσοτικός προσδιορισμός τους (σε Bq/kg).

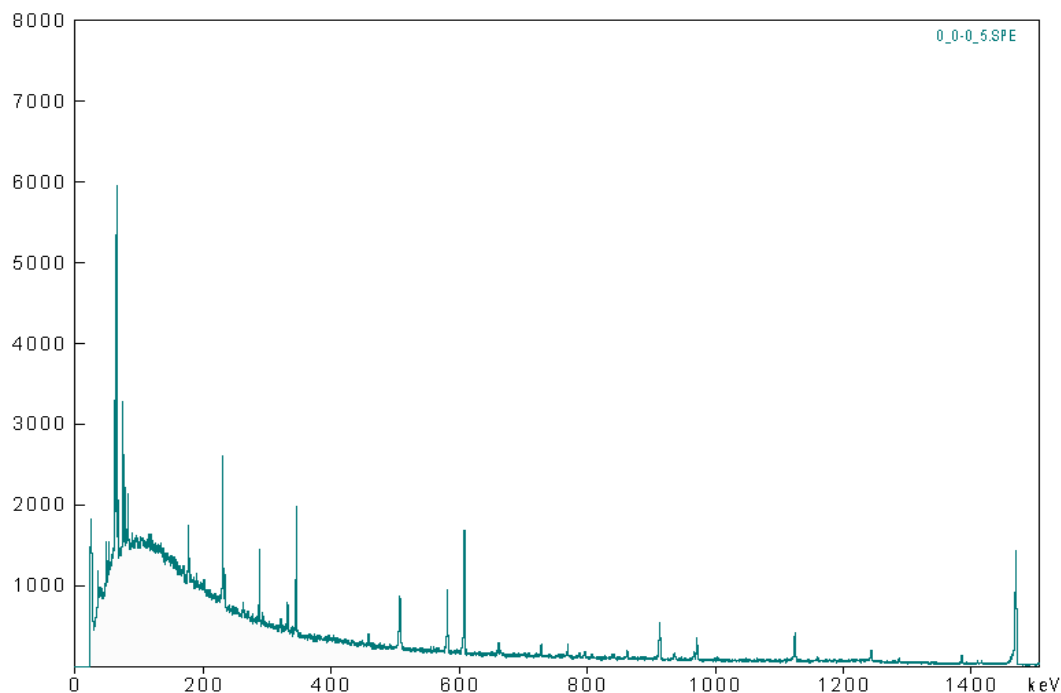
## Κεφάλαιο 3

### Ανάλυση πειραματικών και δεδομένων και αποτελέσματα

Το κεφάλαιο αυτό αφορά στην πειραματική διαδικασία που οδηγεί στον προσδιορισμό του ρυθμού ιζηματογένεσης, αναλυτικά από τη φυσική ραδιενέργεια μέσω του Pb-210 αλλά και ποσοτικά από την τεχνητή ραδιενέργεια, δηλαδή το Cs-137 για λόγους ποσοτικής επιβεβαίωσης. Αρχικά θα παρουσιαστεί αναλυτικά το λογισμικό πακέτο SPECTRW που χρησιμοποιήθηκε σαν εργαλείο στην ανάλυση των φασμάτων. Θα παρουσιαστούν επίσης πίνακες υπολογισμών καθώς και γραφήματα των κάθετων κατανομών ενεργοτήτων συναρτήσει του βάθους του ιζήματος ξεχωριστά για καθένα από τα ισότοπα που μελετάμε. Τέλος, θα παρατεθούν οι συγκεντρωτικοί πίνακες των τελικών αποτελεσμάτων για τις τιμές του ρυθμού ιζηματογένεσης ξεχωριστά για κάθε πυρήνα, αντίστοιχα για κάθε φυσική και τεχνητή ραδιενέργεια.

#### 3.1 Φασματική ανάλυση με το λογισμικό SPECTRW

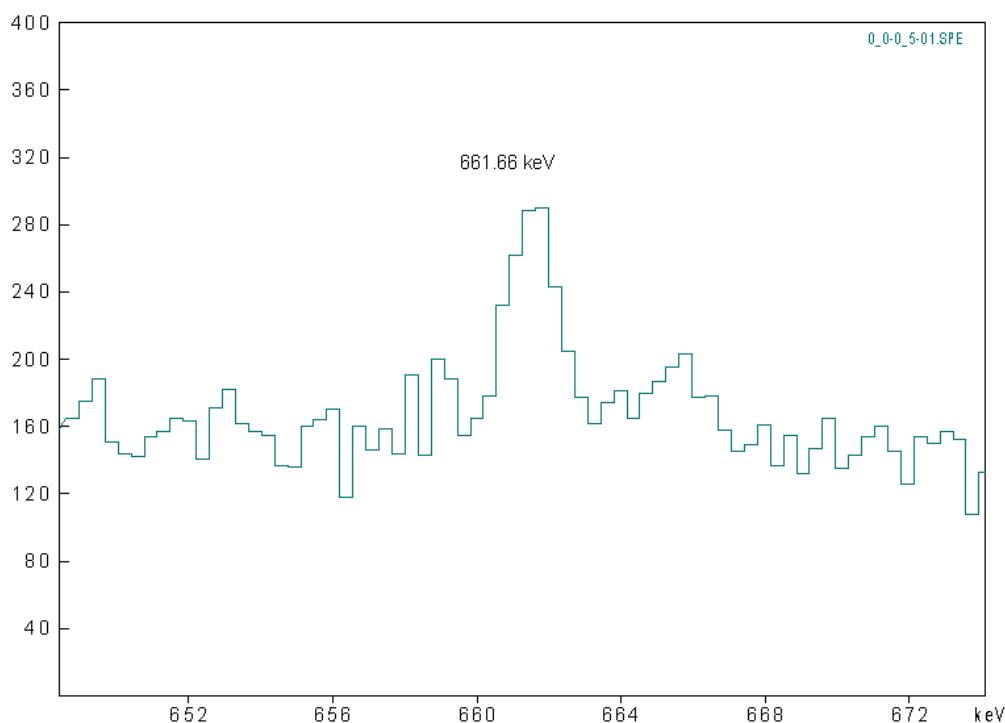
Η καταγραφή και μέτρηση των δειγμάτων από τον ανιχνευτή Γερμανίου HP-Ge μας δίνει τα φάσματα σε διαμόρφωση tsv (tab separated values) από το λογισμικό GENIE 2000. Αυτά τα αρχεία μπορούν να διαβαστούν από το πρόγραμμα SPECTRW που χρησιμοποιούμε και να αποθηκευτούν αυτόματα ως SPE files. Τα αρχεία τύπου SPE περιέχουν μόνο αριθμητικά στοιχεία για τον αριθμό των γεγονότων, διατεταγμένα σε 10 στήλες, με τους συντελεστές βαθμονόμησης της κλίμακας ανάλυσης σε κανάλια στην κορυφή. Η ανάγνωση των αρχείων από το SPECTRW οδηγεί στον προσδιορισμό των γεγονότων ανά μονάδα χρόνου που αντιστοιχούν σε κάθε ενεργειακή κορυφή. Στο σχήμα 3.1 απεικονίζεται ένα τυπικό φάσμα από το SPECTRW, στο οποίο είναι σημειωμένες οι βασικές κορυφές που μελετήσαμε.



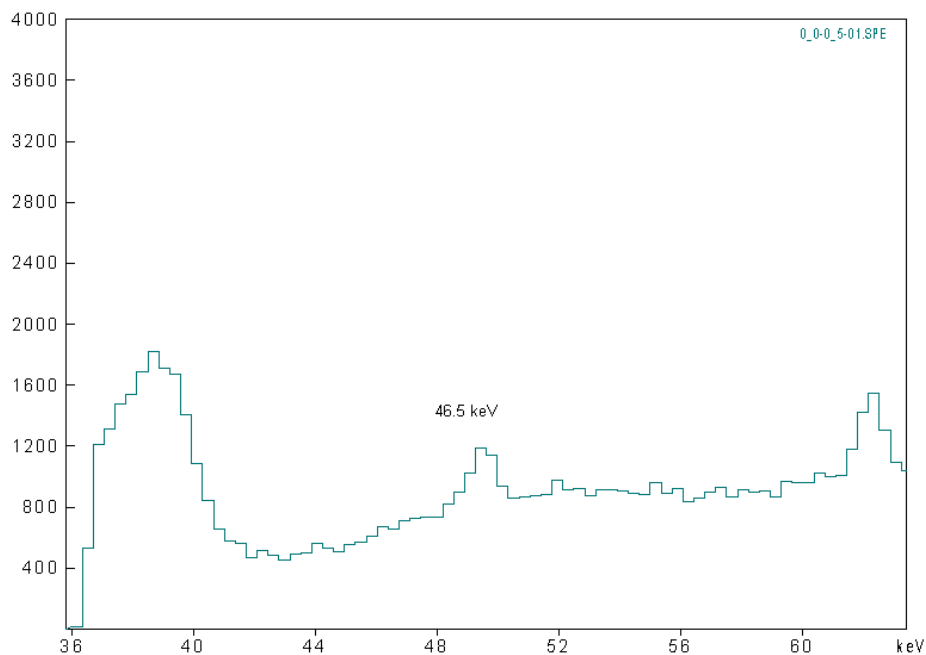
Σχήμα 3.1 Χαρακτηριστικό φάσμα από το SPECTRW που αποτυπώνει τον αριθμό των γεγονότων (counts) για κάθε ενέργεια.

Το λογισμικό SPECTRW (2008) αποτελεί βελτιωμένη έκδοση του SPECTRG, λογισμικό που αναπτύχθηκε στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής του ερευνητικού κέντρου “Δημόκριτος” από τον Δρ. Κάλφα το 1995. Έχει δυνατότητες ανάλυσης φασμάτων που προέρχονται από οποιονδήποτε πολυδιαυλικό αναλυτή (MCA) τα οποία αυτόματα τροποποιούνται σε αναγνώσιμη μορφή τύπου “spe”. Μπορεί να αναλύει μέχρι οκτώ φάσματα τα οποία εμφανίζει μεμονωμένα είτε και ταυτόχρονα.

Στη συνέχεια θα παρουσιάσουμε τις βασικές εντολές που χρησιμοποιήθηκαν για την ανάλυση των φασμάτων στην συγκεκριμένη εργασία. Με την εντολή “**Open**” ανοίγουμε το προς ανάλυση φάσμα και με την εντολή “**Additional**” μπορούμε να ανοίξουμε επιπλέον φάσματα ταυτόχρονα. Συνήθως το φάσμα υποβάθρου με σκοπό να τα αφαιρέσουμε. Πρώτη κίνηση είναι η ενεργειακή βαθμονόμηση των φασμάτων. Δηλαδή η αντιστοίχιση των καναλιών σε ενέργεια. Αυτό γίνεται με την εντολή “**Calibrate**”. Μας δίνει την δυνατότητα να επιλέξουμε δύο ή τρεις κορυφές και να αντιστοιχίσουμε την ενέργεια. Χρησιμοποιήσαμε την κορυφή του Pb-214 στα 351.9 keV, την κορυφή του Bi-214 στα 609.32 keV και την κορυφή του K-40 στα 1460.8 keV, καθώς οι συγκεκριμένες κορυφές ήταν από τις πιο εμφανείς στα φάσματά μας. Η σχέση που συνδέει κάθε ενέργεια με το αντίστοιχο κανάλι είναι γραμμική και αυτό μας επιτρέπει την αναγωγή οποιουδήποτε καναλιού του φάσματος σε ενέργεια. Μια χρήσιμη εντολή είναι η εντολή “**Expand**” με την οποία μπορούμε να κάνουμε “zoom” στη συγκεκριμένη κορυφή που θέλουμε να αναλύσουμε. Στα σχήματα 3.2 και 3.3, έχουμε εφαρμόσει την εντολή αυτή έτσι ώστε να είναι πιο εμφανείς οι κορυφές που αναλύσαμε (την κορυφή του Cs-137 στα 661.66 keV στο σχήμα 3.2 και την κορυφή του Pb-210 στα 46.5 keV στο σχήμα 3.3).

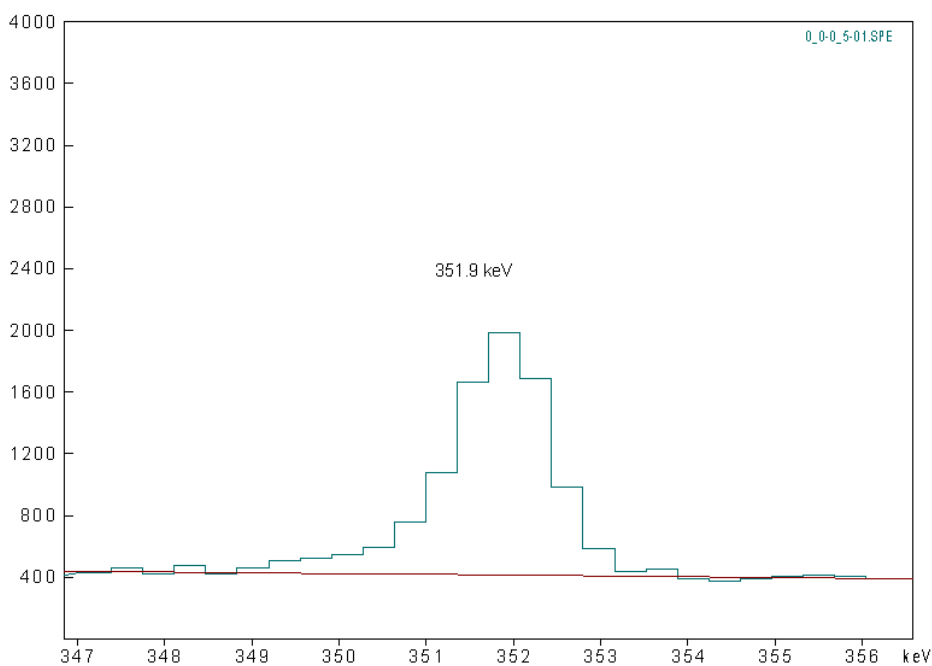


Σχήμα 3.2 Η κορυφή του Cs-137 στα 661.66 keV.



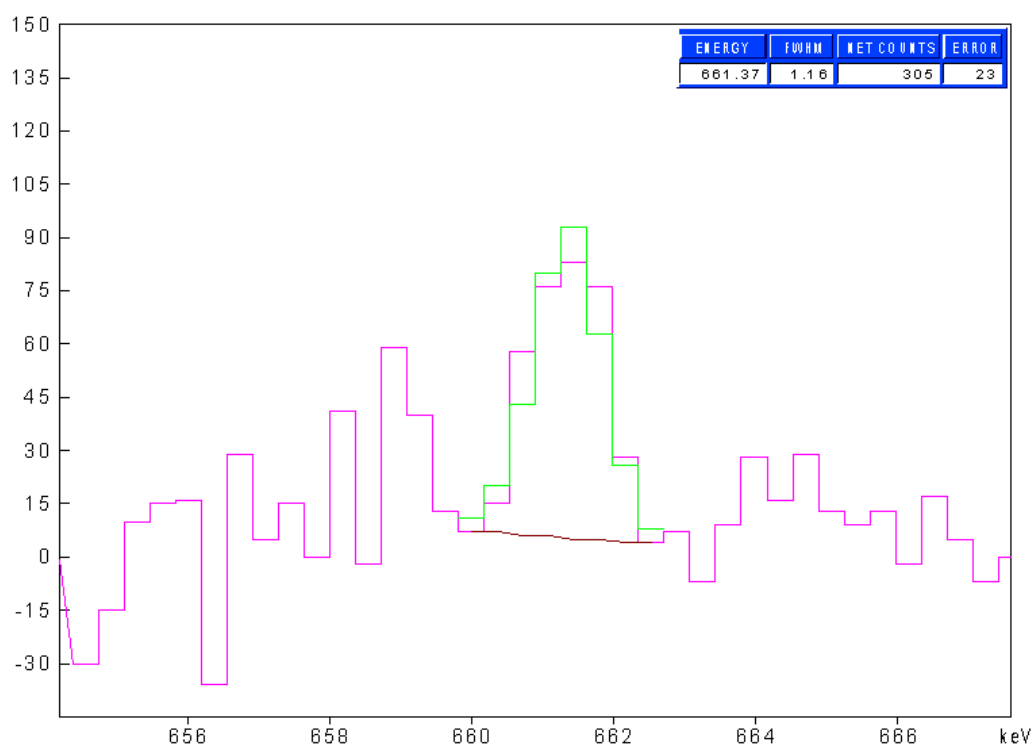
Σχήμα 3.3 Η κορυφή του Pb-210 στα 46.5 keV.

Αφού έχουμε βαθμονομήσει το φάσμα μας και το φάσμα του υποβάθρου, κάνουμε αφαίρεση των δύο φασμάτων κάνοντας προσαρμογή (μέθοδος shift) στην κορυφή που θέλουμε να αναλύσουμε. Η αφαίρεση γίνεται με την εντολή **“Subtract”** και με σκοπό στο να υπολογίσουμε μόνο ότι εκπέμπεται από το δείγμα μας. Στη συνέχεια με την εντολή **“BGR”** μπορούμε να καθορίσουμε τα γεγονότα υποβάθρου και να υπολογίσουμε μόνο τα γεγονότα που ανήκουν στην κορυφή. Στο σχήμα 3.4 παρουσιάζεται η κορυφή του Pb-214 στα 351.9 keV, στην οποία φαίνεται και η γραμμή του υποβάθρου που έχουμε καθορίσει.



Σχήμα 3.4 Η κορυφή του Pb-214 στα 351.9 keV, στην οποία έχουμε καθορίσει και το υπόβαθρο.

Τέλος, με τις εντολές **“Fit”** ή **“Integrate”** υπολογίζουμε τα γεγονότα που αντιστοιχούν στην κορυφή συγκεκριμένης ενέργειας. Η εντολή **“Fit”** κάνει προσαρμογή της κορυφής σε μια Gaussian κατανομή ενώ η εντολή **“Integrate”** κάνει ολοκλήρωση ανάμεσα σε δύο προεπιλεγμένα ενεργειακά σημεία του φάσματος. Στην συγκεκριμένη εργασία, λόγω κακής στατιστικής, χρησιμοποιήθηκε η εντολή **“Integrate”** στις περισσότερες κορυφές. Στο σχήμα 3.5 έχουμε εφαρμόσει την εντολή **“Fit”** για να υπολογίσουμε τον αριθμό των γεγονότων που αντιστοιχούν στην κορυφή 661.66 keV.



Σχήμα 3.5 Η κορυφή του Cs-137 στην οποία έχουμε κάνει **“Fit”** για τον υπολογισμό των γεγονότων.

Η ανάλυση δύο **“κοντινών”** ενεργειακά φωτοκορυφών είναι πιο περίπλοκη, καθώς είναι δύσκολος ο διαχωρισμός τους στην ενεργειακή κλίμακα με τον καθιερωμένο τρόπο ανάλυσης. Η δυνατότητα εφαρμογής του Gaussian fit σε παραπάνω από μία κορυφές μας λύνει το πρόβλημα. Με την εντολή **“Individual view”** μετά από κάθε πολλαπλό fit μας επιτρέπεται να εξετάσουμε τα επιμέρους fit κάθε κοντινής κορυφής και να αποφασίσουμε αν κρατήσουμε το αντίστοιχο αποτέλεσμα. Το μέγεθος FWHM (Full Width at Half Maximum) μπορεί να οριστεί από το χρήστη (εντολή **“FWHM”**), και καθορίζει το εύρος της γκαουσιανής καμπύλης που αναλύει μία φωτοκορυφή. Για τον HPGe, η σχέση της τιμής του προς τον άξονα ενεργειών είναι γραμμική.

Περαιτέρω δυνατότητες του SPECTRW είναι η ταυτοποίηση των ισχυρότερων ή και όλων των ενεργειακών κορυφών του φάσματος που επιτυγχάνεται μέσω των εντολών **“Peak find- Set level”** (με 5 επίπεδα ταυτοποίησης ανάλογα με τον αριθμό των γεγονότων σε κάθε μία) και η δυνατότητα εμφάνισης του φάσματος σε λογαριθμική κλίμακα (για τον άξονα των γεγονότων/ counts) με την εντολή **“Y-scale-Log plot”**, οι οποίες βοήθησαν στις αναλύσεις και χρίζουν μεγάλης σημασίας.

Το τελικό αποτέλεσμα που δίνει το SPECTRW είναι ο αριθμός των γεγονότων που καταμετρώνται στον ανιχνευτή μέσω των φωτοκορυφών που αναλύθηκαν. Το νούμερο αυτό οδηγεί στον υπολογισμό της ενεργότητας (Activity) για την αντίστοιχη κορυφή.

### 3.2 Υπολογισμός της ενεργότητας των δειγμάτων

Η μέτρηση του αριθμού των γεγονότων από τη φασματική ανάλυση των φωτοκορυφών αποτελεί μέρος του προσδιορισμού της ενεργότητας (activity) σε Bq/kg, η οποία για κάθε δείγμα δίνεται από τη σχέση 3.1:

$$Activity = \frac{Counts / Time}{Mass \cdot Efficiency \cdot Intensity\%} \quad (3.1)$$

όπου counts είναι ο αριθμός των γεγονότων (που προέκυψε από την φασματική ανάλυση), time είναι η διάρκεια της μέτρησης, mass είναι η μάζα του κάθε δείγματος σε kg, efficiency η απόδοση του ανιχνευτή HPGe και υπολογίστηκε για κάθε ενέργεια όπως περιγράφεται στο κεφάλαιο 2, intensity% είναι η ένταση της ακτίνας-γ για κάθε ενεργειακή κορυφή (οι τιμές εξάγονται από πίνακα [Kalfas 2007] ).

Ενδεικτικά παρουσιάζεται ο αντίστοιχος συγκεντρωτικός πίνακας για τον Pb-210 από την περιοχή της λίμνης Ulubat:

Depth (cm)	Counts	Mass (kg)	Time (sec)	Eff	Int	Activity (Bq/kg)	δcounts %	δA (Bq/kg)
0,5	1715	0,01801	86400	0,097	0,0406	279,9	4,78	33,6
1,5	1426	0,01385	86400	0,097	0,0406	302,6	5,19	36,8
2,5	1371	0,01368	86400	0,097	0,0406	294,5	5,40	36,1
3,5	1455	0,01694	86400	0,097	0,0406	252,4	5,22	30,7
4,5	1491	0,01738	86400	0,097	0,0406	252,1	5,10	30,6
5,5	1364	0,01561	86400	0,097	0,0406	256,8	5,28	31,3
6,5	1124	0,01648	86400	0,097	0,0406	200,4	5,87	25,0
7,5	1052	0,01452	86400	0,097	0,0406	212,9	6,08	26,8
8,5	730	0,01104	86400	0,097	0,0406	194,3	7,40	25,8
9,5	835	0,01266	86400	0,097	0,0406	193,8	6,71	25,0
15	1662	0,04043	86400	0,097	0,0406	120,8	4,81	14,5

Πίνακας 3.1. Δεδομένα για τον πυρήνα στη λίμνη Ulubat (Τουρκία). Η σχετική αβεβαιότητα της απόδοσης του μετρητικού συστήματος είναι 11%.

Όλοι οι αριθμητικοί υπολογισμοί πραγματοποιούνται μέσω του προγράμματος Excel του Microsoft Office. Η δεύτερη στήλη του πίνακα περιλαμβάνει τον αριθμό γεγονότων (counts) που καταμετρώνται από τον ανιχνευτή έχοντας αφαιρέσει τα γεγονότα του υποβάθρου κατά την ανάλυση του φάσματος.

Το πρόγραμμα SPECTRW εξάγει αυτόματα την στατιστική αβεβαιότητα στον προσδιορισμό των γεγονότων ως την τετραγωνική ρίζα του συνολικού

καταγεγραμμένου αριθμού για κάθε ενεργειακή κορυφή που αναλύουμε. Οι αβεβαιότητες που θα θεωρηθούν στην παραπάνω διαδικασία αφορούν αφενός σε τιμή της απόδοσης, η οποία εκτιμάται στο 3% για τις ενεργειακές κορυφές των ισοτόπων από 100 έως 1000 keV (Pb-214, Bi-214 και Cs-137) ενώ υπολογίστηκε στο 11% για την ενέργεια 46.5 keV του Pb-210. Η αβεβαιότητα στη μέτρηση της μάζας περίπου στα 0.01 gr θεωρείται αμελητέα. Στις τιμές του χρόνου μέτρησης και των τιμών της intensity (οι οποίες εξάγονται από βιβλιογραφία) δεν αντιστοιχούν αβεβαιότητες.

Συνεπώς οι δύο προαναφερθείσες παράμετροι δίνουν ως αβεβαιότητα στην μετρούμενη τιμή της ενεργότητας που υπολογίζεται από τη σχέση 3.2.:

$$\delta(\text{Activity}) = \frac{\sqrt{[\delta(\text{counts}\%)^2] + [\delta(\text{efficiency}\%)^2]} \cdot \text{Activity}}{100} \quad (3.2)$$

Οι εξαγόμενες κάθετες κατανομές των ενεργοτήτων θα παρουσιαστούν σε επόμενη παράγραφο.

### 3.3 Υπολογισμός του ρυθμού ιζηματογένεσης με τη μέθοδο του Pb-210

Ο νόμος της ραδιενεργού εξασθένισης για τη μεταβολή της ενεργότητας συναρτήσει του χρόνου προϋποθέτει το εξής:

$$R(t) = R_0 \cdot \exp(-\lambda t) \quad (3.3)$$

όπου:

$R_0$ : η ενεργότητα του δείγματος τη χρονική στιγμή μηδέν,

$t$ : η χρονική στιγμή που αντιστοιχεί σε ενεργότητα  $R(t)$ , το χρονικό διάστημα που παρήλθε δηλαδή από την ενσωμάτωση,

$\lambda$ : η σταθερά διάσπασης χαρακτηριστική για κάθε ισότοπο, έχει διαστάσεις αντιστρόφου χρόνου και ως γνωστόν ισούται:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (3.4)$$

με  $T_{1/2}$  το χρόνο ημιζωής για το αντίστοιχο ισότοπο.

Με διαδοχικές πράξεις στην εξίσωση 3.3 η ενεργότητα  $R(t)$  μπορεί να εκφραστεί ως εξής:

$$\ln R(t) = -\lambda t + \ln R_0 \quad (3.5)$$

Αν στην παραπάνω εξίσωση θεωρήσουμε την έκφραση  $t=x/v$  για το χρόνο, όπου  $x$  μέγεθος απόστασης και  $v$  ταχύτητας, καταλήγουμε:

$$\ln R(x) = -\left(\frac{\lambda}{v}\right) \cdot x + \ln R_0 \quad (3.6)$$

Η εξίσωση (3.6) είναι της μορφής  $\ln R = a \cdot x + b$ , με  $a = -(\lambda/\nu)$  και  $b = \ln R_0$ , γραμμική δηλαδή εξίσωση που μας δίνει την ενεργότητα (σε λογάριθμο) συναρτήσει κάποιας απόστασης  $x$ .

Η περίπτωση μας αφορά θαλάσσια ιζήματα και τα δείγματά μας αντιστοιχούν σε διαφορετικό βάθος του σημείου δειγματοληψίας. Μετρώντας από την επιφάνεια του πυθμένα, η απόσταση  $x$  έχει να κάνει με το βάθος που βρίσκεται το κάθε δείγμα στο οποίο αντιστοιχεί ενεργότητα  $\ln R$ , ενώ το μέγεθος  $\nu$  ορισμένο σε μονάδες ταχύτητας είναι το μέγεθος που ζητάμε να προσδιορίσουμε, ο ρυθμός ιζηματογένεσης στο συγκεκριμένο σημείο, και εκφρασμένος σε μονάδες  $\text{cm/yr}$  μας αποκαλύπτει πόσο γρήγορα εισχωρεί η ύλη στον πυθμένα ετησίως.

Με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων προσδιορίζεται η κλίση της ευθείας  $\ln R(x)$ , δηλαδή η ποσότητα  $a = -(\lambda/\nu)$  από την οποία με γνωστούς τους χρόνους ημιζωής του κάθε ισotόπου εξαγάγουμε την πειραματική τιμή του ρυθμού ιζηματογένεσης  $\nu$  σε κάθε περιοχή δειγματοληψίας. Στην τιμή του ρυθμού ιζηματογένεσης αντιστοιχεί επίσης σφάλμα που προέρχεται από τη μέθοδο υπολογισμού του και έχει ως εξής:

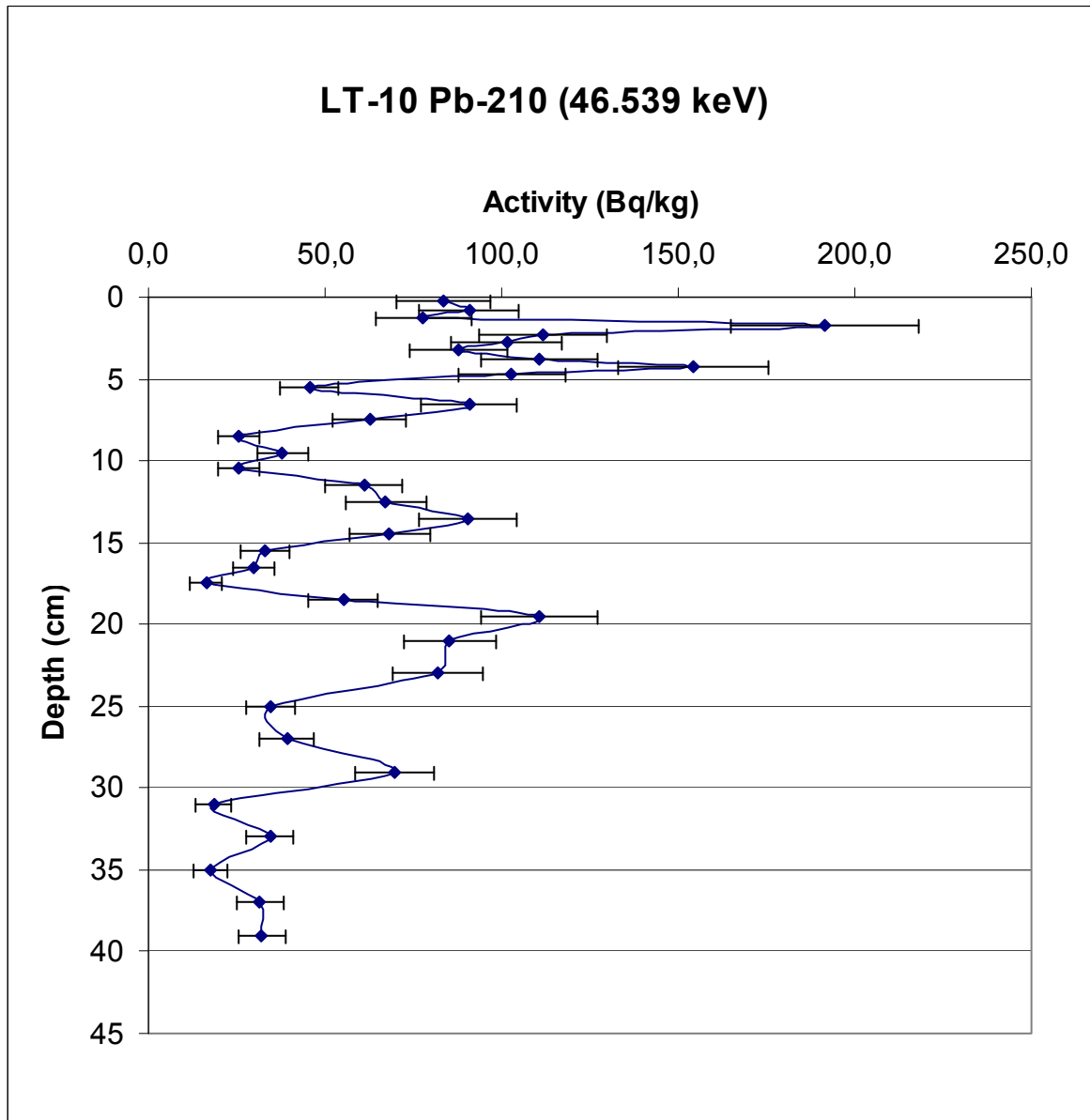
$$\delta\nu = \frac{\lambda \cdot \delta a}{a^2} \quad (3.7)$$

όπου η αβεβαιότητα στην κλίση ( $\delta a$ ) υπολογίζεται από τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων.

Παρακάτω παρουσιάζουμε τις κάθετες κατανομές της ενεργότητας του Pb-210 και υπολογίζουμε τον ρυθμό ιζηματογένεσης σε κάθε περιοχή μελέτης. Σε αυτό το σημείο να σημειωθεί ότι στον πυρήνα από τον Κορινθιακό Κόλπο δεν ανιχνεύτηκε Pb-210, κάτι που μπορεί να εξηγηθεί από το μεγάλο βάθος από το οποίο προέρχεται αυτός ο πυρήνας.

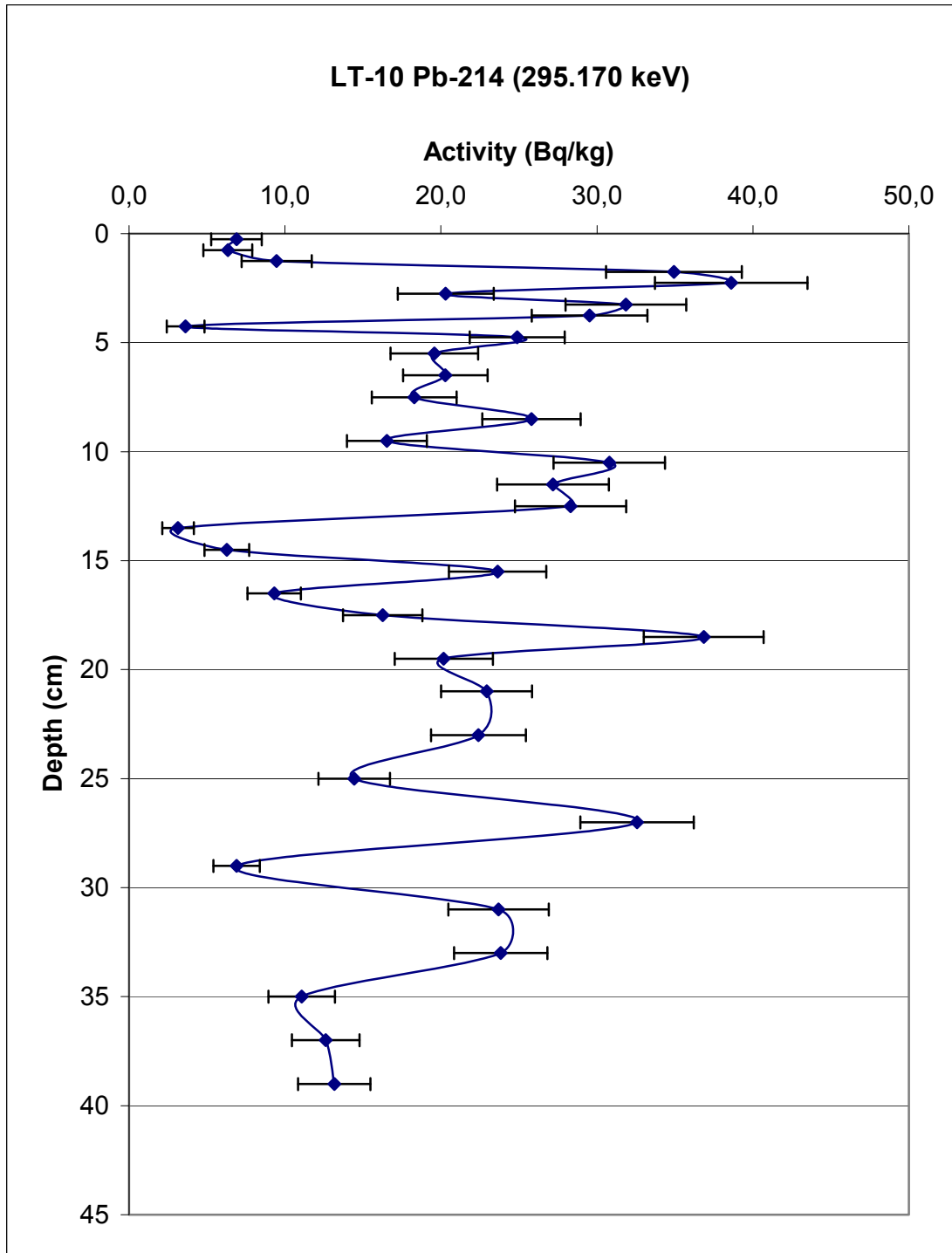


α. Θερμαϊκός Κόλπος-Λιτόχωρο

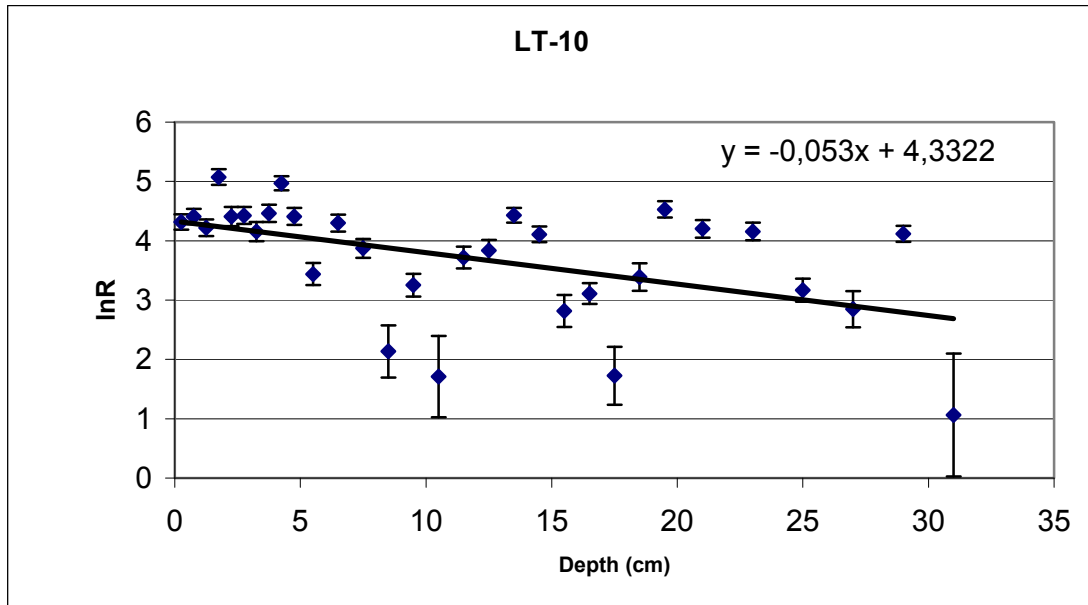


Σχήμα 3.4 Γραφική παράσταση της κάθετης κατανομής του Pb-210 στον πυρήνα από το Λιτόχωρο

Στο σχήμα 3.4 παρουσιάζεται η κάθετη κατανομή της ενεργότητας του Pb-210 (46.5 keV) στον πυρήνα του Λιτόχωρου, ενώ στο σχήμα 3.5 η κάθετη κατανομή του Pb-214 (295.17 keV) στον ίδιο πυρήνα. Για να υπολογίσουμε την ενεργότητα του Pb-210ex αφαιρούμε τις δύο τιμές για κάθε σημείο. Στη συνέχεια φτιάχνουμε τη γραφική παράσταση του λογαρίθμου της διαφοράς σε συνάρτηση με το βάθος (Σχήμα 3.6).



Σχήμα 3.5 Γραφική παράσταση της κάθετης κατανομής του Pb-214(295.17 keV) στον πυρήνα από το Λιτόχωρο



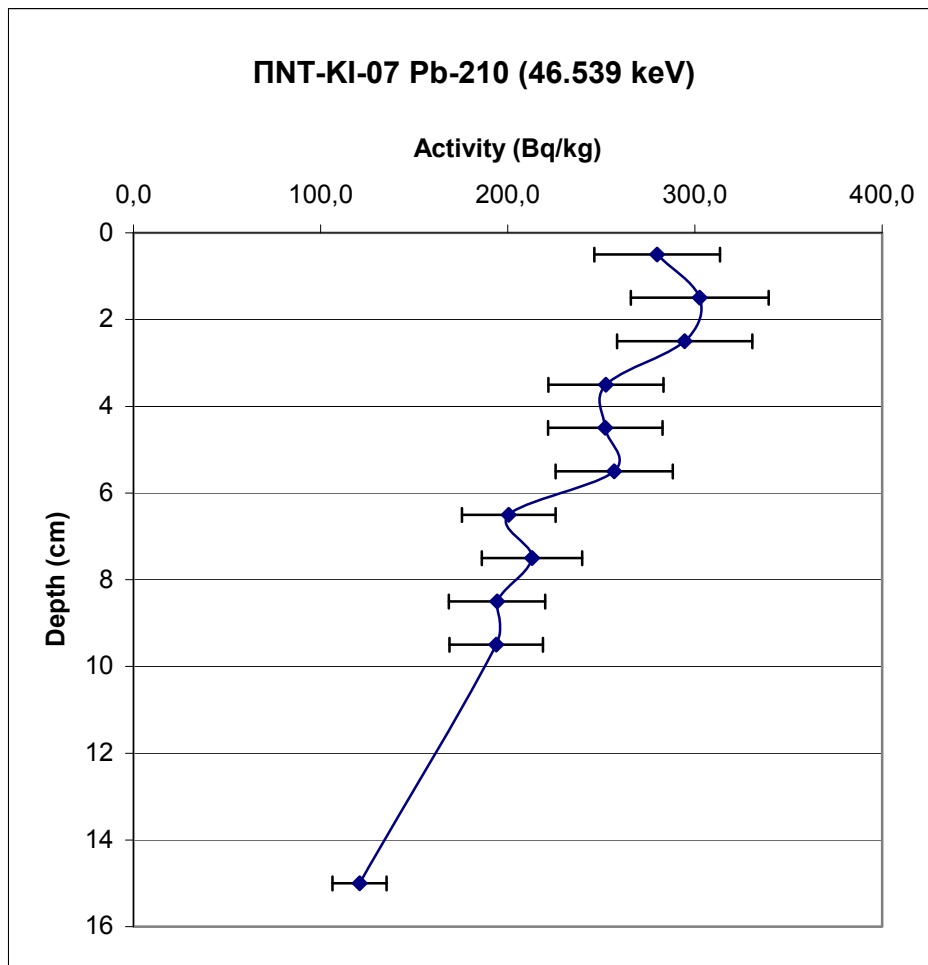
Σχήμα 3.6 Γραφική παράσταση της ενεργότητας του  $Pb-210ex$  (σε λογαριθμική αναπαράσταση) για τα σημεία του πυρήνα σε συνάρτηση με το βάθος (πυρήνας Λιτόχωρου).

Η κλίση της ευθείας υπολογίστηκε ίση με  $\alpha = -0.053 \pm 0.019$  με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων, από τη οποία προκύπτει τιμή για τον ρυθμό ιζηματογένεσης ίση με  $v = 0.58 \pm 0.21 \text{ cm/yr}$ .

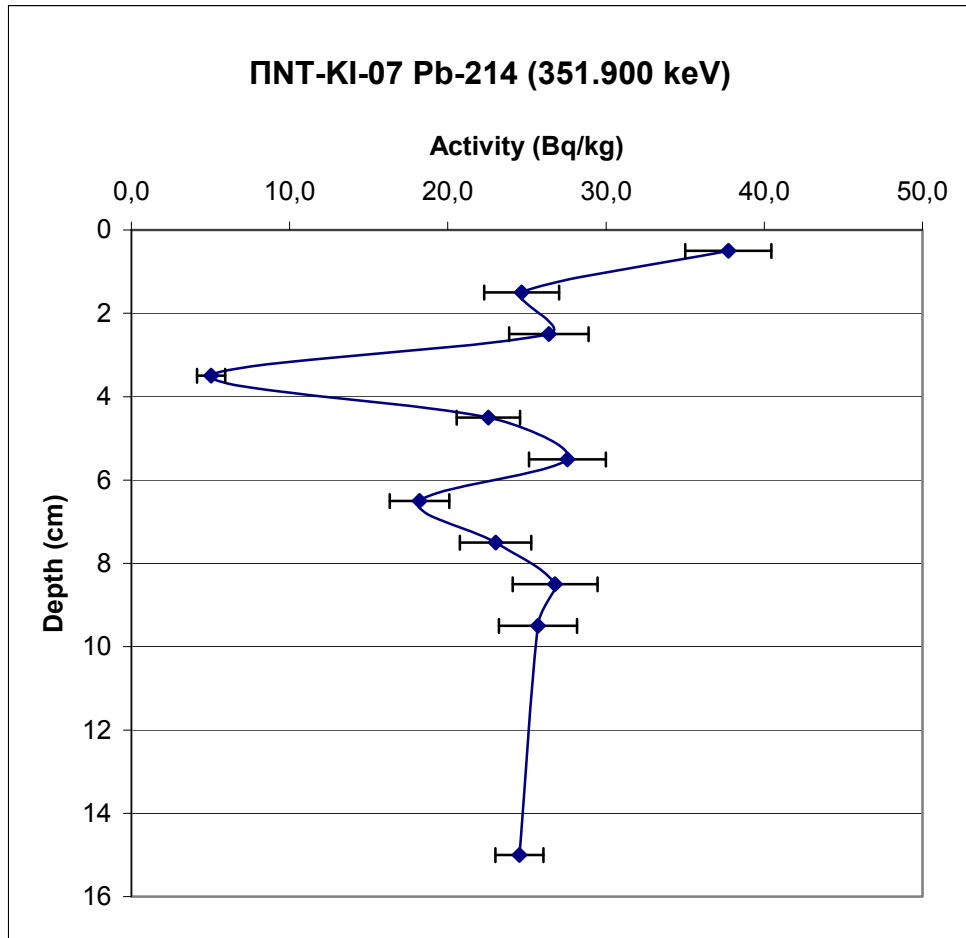
Στις γραφικές παραστάσεις παρατηρούνται αποκλίσεις ορισμένων πειραματικών σημείων από την υπόλοιπη κατανομή, η οποία αναδεικνύει το νόμο ραδιενεργού εξασθένησης (δηλαδή την εκθετική μείωση της ενεργότητας ως προς το βάθος) καθώς τα ισότοπα  $Pb-214$  και  $Bi-214$  αποτελούν φυσική ραδιενέργεια. Η αντιστοιχία των σημείων αυτών και στα δύο διαγράμματα θα μπορούσε να αποτελεί παραβίαση της αρχικής μας υπόθεσης για συνεχή ατμοσφαιρική "τροφοδότηση" φυσικής ραδιενέργειας στο ίζημα. Πιθανότερη αίτια φυσικά είναι η ύπαρξη διαφορετικής κοκκομετρίας και γεωχημείας του πυρήνα του ιζήματος, διαφορά η οποία επηρεάζει σημαντικά την ικανότητα προσρόφησης των ραδιενεργών ισοτόπων στο ίζημα.

### β. Λίμνη Ulubat

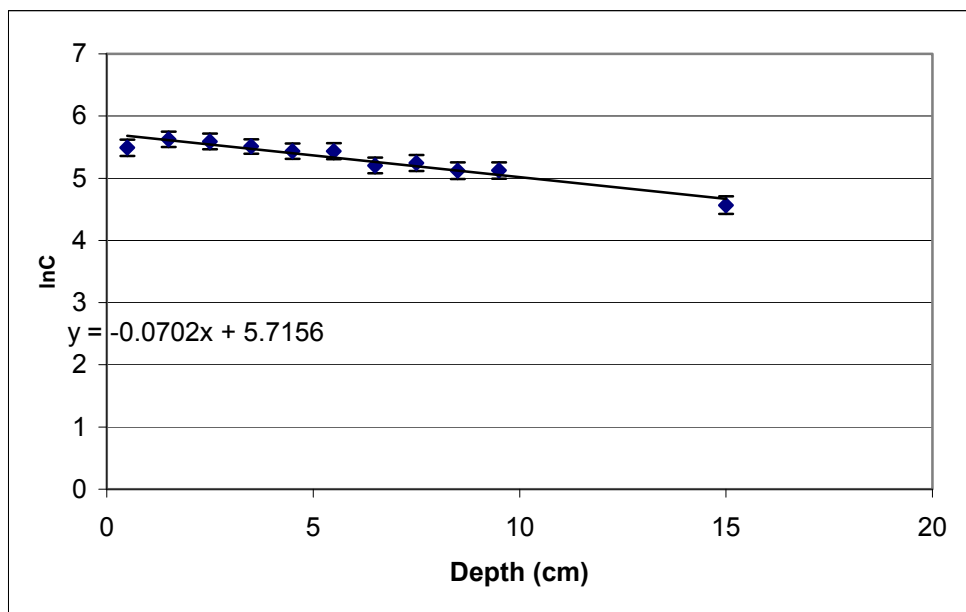
Εφαρμόζοντας την ίδια μέθοδο για τον πυρήνα της λίμνης Ulubat. Στο σχήμα 3.7 παρουσιάζεται η γραφική παράσταση της κάθετης κατανομής της ενεργότητας του  $Pb-210$  και στο σχήμα 3.8 η κατανομή του  $Pb-214$ . Στο σχήμα 3.9 έχουμε αφαιρέσει τις δύο ενεργότητες για κάθε σημείο και το αποτέλεσμα παρουσιάζεται συναρτήσει του βάθους σε λογαριθμική αναπαράσταση. Η κλίση της ευθείας είναι  $\alpha = -0.070 \pm 0.007$ , οπότε ο ρυθμός ιζηματογένεσης υπολογίζεται  $v = 0.44 \pm 0.04 \text{ cm/yr}$ .



Σχήμα 3.7 Γραφική παράσταση της κάθετης κατανομής του Pb-210 στον πυρήνα της λίμνης Ulubat



Σχήμα 3.8 Γραφική παράσταση της κάθετης κατανομής του Pb-214 (351.9 keV) στον πυρήνα της λίμνης Ulubat



Σχήμα 3.9 Γραφική παράσταση της ενεργότητας του Pb-210ex (σε λογαριθμική αναπαράσταση) σε συνάρτηση με το βάθος (λίμνη Ulubat).

Έχοντας αφαιρέσει το μέσο όρο των μητρικών του ισοτόπων, η ενεργότητα του Pb-210 θα αποτελεί αξιόπιστη μορφή συνάρτησης που υπόκειται στο νόμο ραδιενεργού εξασθένησης. Να υπενθυμίσουμε εδώ ότι ως φυσική ραδιενέργεια ο μόλυβδος εξασθενεί εκθετικά, συνεπώς από μια χρονολογία και έπειτα, αναμένουμε τη συγκέντρωσή του να τείνει στο μηδέν (22.3 χρόνια είναι ο χρόνος ημιζωής του Pb-210). Με την αφαίρεση της συνεχούς παροχής λόγω ραδιενεργού ισορροπίας θα πρέπει να παρατηρήσουμε τιμές ενεργότητας αμελητέες σε μεγάλα βάθη. Ο χρόνος ημιζωής του Pb-210 επιτρέπει τη χρονολόγηση και άρα εξαγωγή του ρυθμού ιζηματογένεσης στην περιοχή για ικανοποιητικά μεγάλα βάθη.

Ωστόσο, οι παράγοντες που καθορίζουν το ρυθμό ιζηματογένεσης είναι πολυάριθμοι και αρκετά πολύπλοκοι με συνέπεια η αβεβαιότητα στον προσδιορισμό του να είναι αρκετά μεγάλη. Με την ποσοτική επαλήθευση από την τεχνητή ραδιενέργεια μέσω του Cs-137 η εκτίμηση θα γίνει πιο ολοκληρωμένη.

### 3.4 Ποσοτική επιβεβαίωση του ρυθμού ιζηματογένεσης μέσω της κάθετης κατανομής του Cs-137

Η ενεργότητα των δειγμάτων που περιέχουν τεχνητή ραδιενέργεια μπορεί να αποτελέσει ποσοτική προσέγγιση του ρυθμού ιζηματογένεσης στον πυθμένα. Στην περίπτωση μας μελετάμε την κάθετη κατανομή ενεργότητας του Cs-137 με βάση το ιστορικό πυρηνικών εξελίξεων από τη διεθνή επιστημονική κοινότητα. Η πρώτη εμφάνιση Cs-137 σε πυρήνες ιζήματος σηματοδοτεί το έτος 1954. Επίσης, αναμένουμε δύο μέγιστα στην καμπύλη ενεργότητας συναρτήσει του βάθους ιζήματος, τα οποία κατά σειρά αντιστοιχούν στο ατύχημα του Chernobyl τον Απρίλιο του 1986 και στις πυρηνικές δοκιμές κατά τις δεκαετίες 50's και 60's. Επισήμως έχει καθιερωθεί η αντιστοιχία του τελευταίου μεγίστου για την Ευρώπη στο έτος 1963, έχοντας λάβει υπ' όψιν το απαιτούμενο χρονικό διάστημα για την εξάπλωση της ραδιενέργειας εκκλύμενης από τις δοκιμές στην Αμερική μέχρι τους ευρωπαϊκούς υδάτινους ορίζοντες.

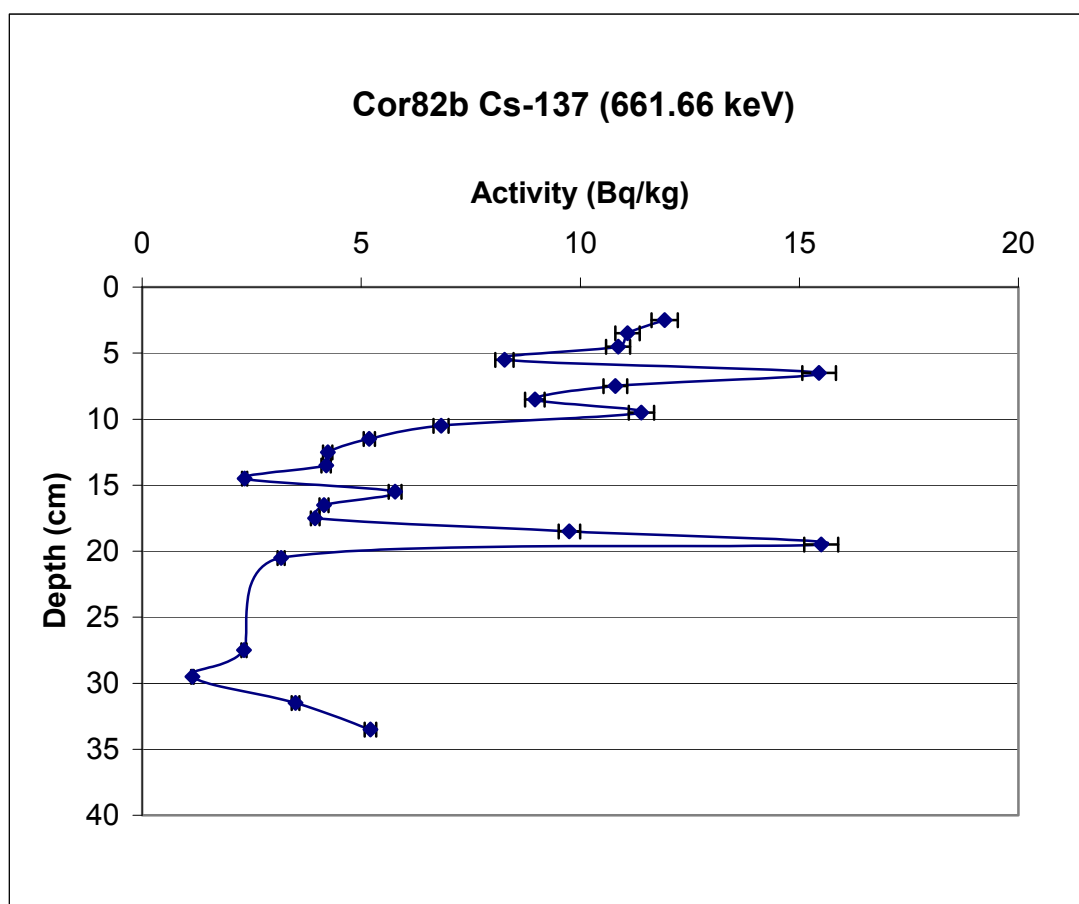
Ο μέσος ρυθμός ιζηματογένεσης πριν το 1963 ( $v_1$ ) και πριν το 1986 ( $v_2$ ) υπολογίζονται αντίστοιχα από τις σχέσεις (3.8) και (3.9) (Ruiz-Fernandez and Hillaire- Marcel 2009):

$$v_1 = \frac{d_1}{t_0 - 1963} \quad (3.8) \quad \text{και} \quad v_2 = \frac{d_2}{t_0 - 1986} \quad (3.9)$$

όπου  $t_0$  είναι η χρονολογία της δειγματοληψίας του πυρήνα,  $d_1$  το βάθος στο οποίο παρατηρείται η κορυφή του Cs-137 λόγω των πυρηνικών δοκιμών και  $d_2$  είναι το βάθος της κορυφής που αντιστοιχεί στο ατύχημα του Chernobyl. Ο μέσος ρυθμός ιζηματογένεσης για τον πυρήνα, υπολογίζεται τελικά από τη μέση τιμή των  $v_1$  και  $v_2$ .

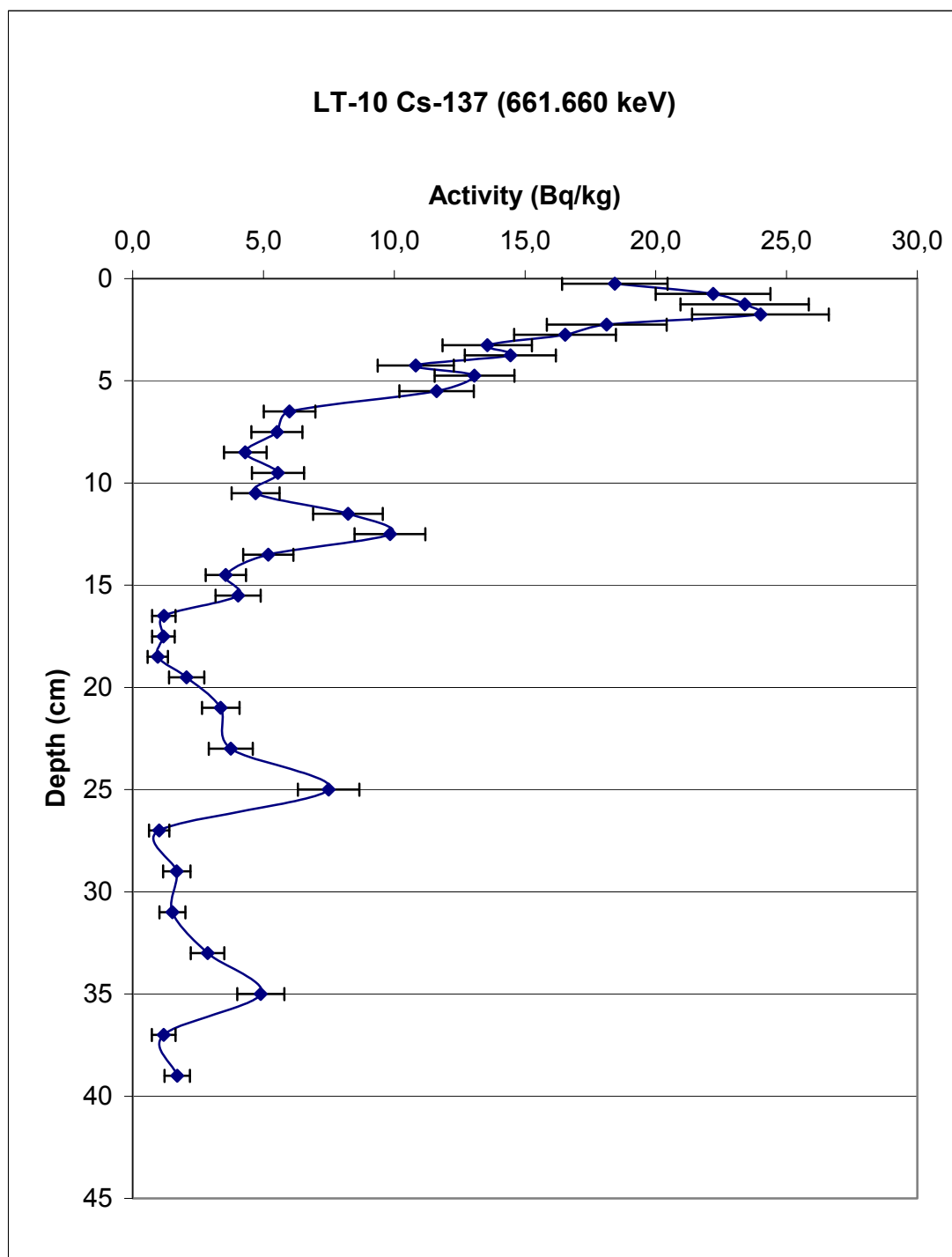
Παρακάτω φαίνονται τα διαγράμματα ενεργότητας συναρτήσει του βάθους για το Cs-137 και για τις τρεις περιοχές μελέτης:

α. Κορινθιακός Κόλπος



Σχήμα 3.10 Η κάθετη κατανομή της ενεργότητας του Cs-137 για τον πυρήνα από την περιοχή του Κορινθιακού. Παρατηρούμε το πρώτο μέγιστο προερχόμενο από το Chernobyl σε βάθος 6.5 cm, ενώ σε βάθος 19.5 cm αντιστοιχεί το μέγιστο των πυρηνικών δοκιμών.

Στην κάθετη κατανομή της ενεργότητας του Cs-137 για τον πυρήνα από τον Κορινθιακό Κόλπο παρατηρούμε το πρώτο μέγιστο προερχόμενο από το Chernobyl σε βάθος 6.5 cm, ενώ σε βάθος 19.5 cm το δεύτερο μέγιστο αντιστοιχεί στις πυρηνικές δοκιμές. Υπολογίζουμε λοιπόν το  $v_1=0.44$  cm/yr και το  $v_2=0.31$  cm/yr. Επειδή οι δύο τιμές που προκύπτουν, παρουσιάζουν μεγάλη διαφορά μεταξύ τους, δεν υπολογίζουμε το μέσο όρο. Υποθέτουμε, πως ο ρυθμός ιζηματογένεσης είχε διαφορετική τιμή στις περιόδους 1963-1986 και 1986-2007. Την υπόθεση αυτή θα την σχολιάσουμε περαιτέρω στο κεφάλαιο 4.



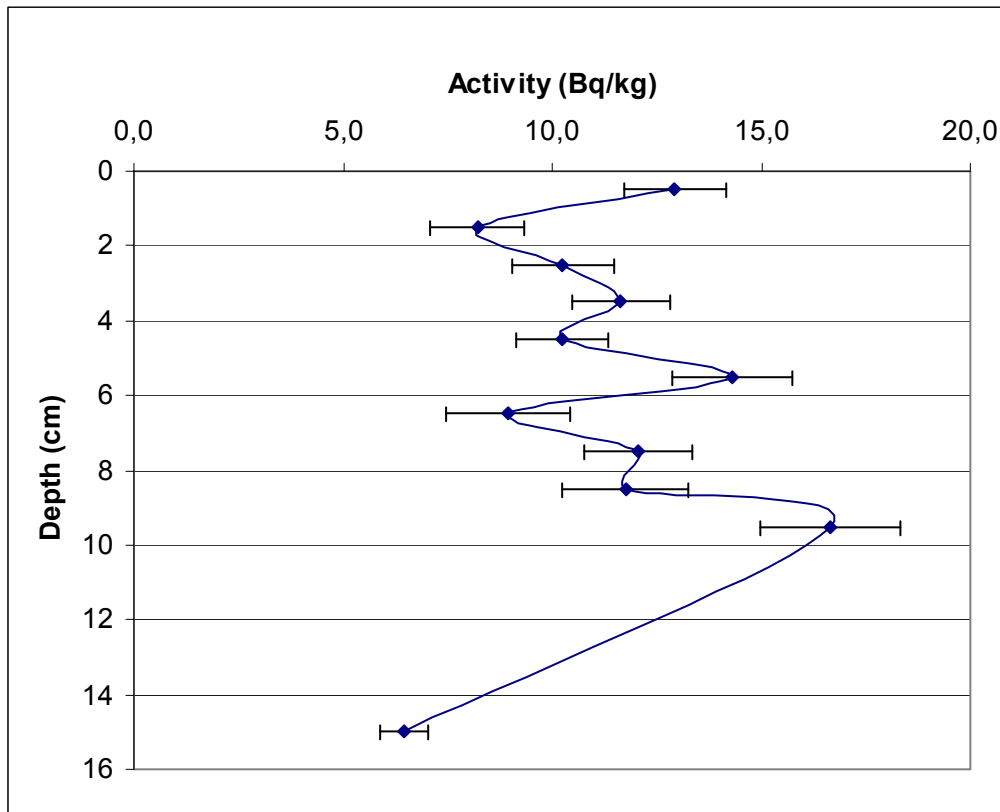
Σχήμα 3.11 Η κάθετη κατανομή της ενεργότητας του Cs-137 για τον πυρήνα από την περιοχή του Λιτοχώρου. Παρατηρούμε το πρώτο μέγιστο προερχόμενο από το Chernobyl σε βάθος 12.5cm, ενώ σε βάθος 25 cm αντιστοιχεί το μέγιστο των πυρηνικών δοκιμών.

Στον πυρήνα του Λιτόχωρου, παρατηρήθηκε το πρώτο μέγιστο σε βάθος 12.5 cm ενώ το δεύτερο σε βάθος 25 cm. Στον πυρήνα αυτό παρατηρήθηκε και μια τρίτη κορυφή σε ακόμη μεγαλύτερο βάθος (35cm) το οποίο αντιστοιχεί στο έτος 1954.



Υπολογίζουμε λοιπόν  $v_1=0.54$  cm/yr και  $v_2=0.54$  cm/yr. Επίσης,  $v_3=0.63$  cm/yr. Άρα, μέσος ρυθμός ιζηματογένεσης για τον πυρήνα αυτόν είναι  $v=0.57$  cm/yr.

γ. Λίμνη Ulubat



Σχήμα 3.12 Η κάθετη κατανομή της ενεργότητας του Cs-137 για τον πυρήνα από την περιοχή της λίμνης Ulubat. Παρατηρούμε το πρώτο μέγιστο προερχόμενο από το Chernobyl σε βάθος 9.5 cm.

Για τον πυρήνα από την λίμνη Ulubat τα δείγματα δεν ήταν αρκετά για να μπορέσουμε να υπολογίσουμε με σιγουριά το ρυθμό ιζηματογένεσης από την κατανομή του Cs-137. Φαίνεται όμως να σχηματίζεται μια κορυφή κοντά στα 9.5 cm. Αυτή η κορυφή μας δίνει τιμή  $v_2=0.45 \pm 0.05$  cm/yr η οποία είναι σε καλή συμφωνία με την τιμή  $v=0.44 \pm 0.04$  cm/yr που μας δίνει η μέθοδος του Pb-210.

Οι αβεβαιότητες στην τιμή του ρυθμού ιζηματογένεσης από το Cs-137 εκτιμήθηκαν βάση του εύρους των κορυφών που εμφανίζονται στα διαγράμματα.

Η τιμή του ρυθμού ιζηματογένεσης που προσδιορίστηκε από το προφίλ του Pb-210 οφείλει να συμφωνεί με τα δύο παρατηρούμενα μέγιστα που δίνει η κάθετη κατανομή του Cs-137, τουλάχιστον σε όρια επιτρεπτά από τα σφάλματα. Η τιμή αυτή αποτελεί μια απλή πιστοποίηση της πειραματικά εξαγόμενης.

Μια γενική σύνοψη των αποτελεσμάτων των ρυθμών ιζηματογένεσης στα οποία καταλήγουμε έχουν ως εξής:

Περιοχή δειγματοληψίας	Προσδιορισμός από Cs-137 (cm/yr)	Προσδιορισμός από Pb-210 (cm/yr)
Λιτόχωρο	0.57± 0.04	0.58 ± 0.21
Κορινθιακός	0.31± 0.05 (2007-1986), 0.44± 0.02 (1986-1963)	δεν έχει ανιχνευθεί Pb-210
Ulubat	0.45± 0.10	0.44 ± 0.04

Πίνακας 3.2 Συγκεντρωτικά αποτελέσματα για τον ρυθμό ιζηματογένεσης σε κάθε περιοχή μελέτης.

Οι προσδιορισμένες τιμές από τα δύο ισότοπα δείχνουν να έχουν καλή συμφωνία, όντας μέσα στα όρια που επιτρέπει το πειραματικό σφάλμα του αναλυτικού υπολογισμού. Η αβεβαιότητα ειδικά για το Λιτόχωρο παρουσιάζεται μεγάλη, καθώς η γραφική μέθοδος προσδιορισμού της κλίσης της συνάρτησης  $\ln R(x)$  παρουσίαζε αρκετά μεγάλη διασπορά στα πειραματικά σημεία ως προς την αντιστοιχούσα ευθεία από το Excel.

Φυσικά οι μετρήσεις της ενεργότητας των ισοτόπων διακρίνονται επίσης από μεγάλη αβεβαιότητα καθώς οι συνθήκες του υδάτινου περιβάλλοντος είναι μάλλον απρόβλεπτες.

## Κεφάλαιο 4

### Ερμηνεία των αποτελεσμάτων και συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία μετρήθηκε και υπολογίστηκε ο ρυθμός ιζηματογένεσης στον Κορινθιακό Κόλπο, στον Θερμαϊκό Κόλπο και στη λίμνη Ulubat της Τουρκίας χρησιμοποιώντας τη μέθοδο της περίσσειας Pb-210 και του Cs-137. Οι μετρήσεις αυτές θα συνεισφέρουν σημαντικά σε θέματα προηγούμενων γεωφυσικών φαινομένων ή φυσικών καταστροφών (όπως σεισμοί, πλημμύρες και άλλα) και θα ενισχύσουν υπάρχουσες βάσεις δεδομένων για περαιτέρω επεξεργασία των δεδομένων και των συνδυασμών τους με άλλες παραμέτρους για κάθε περιοχή. Παρόμοιες μετρήσεις έχουν λάβει χώρα σε διάφορα μέρη ανά την υφήλιο από τις οποίες εμπλουτίζεται η παγκόσμια βιβλιογραφία, γεγονός μείζονος σημασίας για την επιστημονική κοινότητα και ιδιαίτερα στον τομέα της γεωλογίας, της γεωφυσικής και της ωκεανογραφίας.

Αξίζει να αναφερθεί εδώ ο ρόλος της Διεθνούς Επιτροπής Ατομικής Ενέργειας IAEA (International Atomic Energy Agency), η οποία συγκεντρώνει επιστημονικές μετρήσεις παγκοσμίως και διεξάγει επιχειρησιακές έρευνες/μελέτες που αφορούν διάφορα ατυχήματα που μπορεί να προκληθούν από ανθρώπινα λάθη. Οι μελέτες αυτές γίνονται σε ολόκληρο τον πλανήτη με κοινωνικό αντίκτυπο την προστασία του πολίτη.

Εφαρμόστηκε η μέθοδος του Pb-210 για τον υπολογισμό του ρυθμού ιζηματογένεσης στον Θερμαϊκό Κόλπο και στη λίμνη Ulubat. Η μέθοδος αυτή βασίζεται στην κάθετη κατανομή του ραδιοϊσοτόπου σε πυρήνες ιζήματος. Δεν εφαρμόστηκε στον πυρήνα του Κορινθιακού, γιατί δεν ανιχνεύτηκε Pb-210 στον πυρήνα αυτό. Τα αποτελέσματα που έδωσε ήταν αξιόπιστα και σε συμφωνία με τις αναμενόμενες από την βιβλιογραφία τιμές. Ωστόσο, η πολυπλοκότητα των περισσότερων πραγματικών καταστάσεων (και ιδιαίτερα των θαλάσσιων) είναι τέτοια που κανένα μοντέλο δεν μπορεί να θεωρηθεί κατάλληλο χωρίς επιβεβαίωση.

Για επιβεβαίωση της μεθόδου του Pb-210, χρησιμοποιήθηκε η κάθετη κατανομή του Cs-137 με την οποία μπορούμε να αντιστοιχίσουμε σε συγκεκριμένα βάθη του ιζήματος (στα οποία είναι αυξημένη η συγκέντρωση του Cs-137) ημερομηνίες που αντιστοιχούν σε γνωστά πυρηνικά γεγονότα.

Όπως αναδείχτηκε στην εργασία αυτή οι δύο μέθοδοι υπολογισμού του ρυθμού ιζηματογένεσης είναι συμπληρωματικοί. Αυτό παρατηρήθηκε στα δεδομένα της εργασίας αυτής τόσο διότι σε μερικούς πυρήνες ένα από τα δύο ισότοπα είχαν συγκεντρώσεις κάτω από το όριο ανιχνευσιμότητας (οπότε η ιζηματογένεση υπολογίστηκε μέσω μίας μεθόδου), όσο και από το γεγονός ότι τα δεδομένα του Pb-210 βοηθούσαν στην ταυτοποίηση των δύο κορυφών (Chernobyl και πυρηνικών δοκιμών). Επίσης η μέθοδος του Pb-210 μπορεί να δώσει και ρυθμό ιζηματογένεσης ανά περιοχές βάθους.

Ο πυρήνας στον Κορινθιακό Κόλπο προέρχεται από πολύ μεγάλο βάθος (780m) και για το λόγο αυτό δεν ανιχνεύτηκε Pb-210. Κρίνεται όμως σημαντική η παρουσία του Cs-137 στο βάθος αυτό. Ο ρυθμός ιζηματογένεσης υπολογίστηκε στα 0.31 cm/yr για την χρονική περίοδο 2007-1986 και 0.44cm/yr για την χρονική περίοδο 1986- 1963. Σύμφωνα με την βιβλιογραφία (Lykousis et al., 2007) μετρήσεις σε διάφορα σημεία του κόλπου έχουν δώσει τιμές που κυμαίνονται από 0.1 –0.3 cm/yr. Παρατηρούμε λοιπόν πως η τιμή 0.31cm/yr που υπολογίσαμε για την πρώτη χρονική περίοδο είναι σε καλή συμφωνία με την βιβλιογραφία. Η αυξημένη τιμή του ρυθμού ιζηματογένεσης για την περίοδο 1986-1963 μπορεί να εξηγηθεί από τη μορφολογία του κόλπου και την σεισμικότητα της περιοχής. Ο Κορινθιακός Κόλπος

είναι μια βαθιά ασύμμετρη τεκτονική λεκάνη η οποία οριοθετείται προς Νότο από ένα σύστημα πολλών διακριτών υποθαλάσσιων ρηγμάτων, τα οποία είναι περίπου παράλληλα προς τις ακτές του κόλπου και διατάσσονται κλιμακωτά κατά μήκος αυτού. Η αυξημένη σεισμικότητα της περιοχής προκαλεί συχνά υποθαλάσσιες κατολισθήσεις και τσουνάμι. Αυτό έχει μεγάλη επίδραση στην μεταφορά και στην απόθεση ιζημάτων και στην κατανομή των ιζηματογενών φάσεων.

Στο Λιτόχωρο χαρακτηριστικό είναι πως παρουσιάστηκε και τρίτη κορυφή στην κάθετη κατανομή της ενεγότητας του Cs-137. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία μπορούμε να την αντιστοιχίσουμε στο έτος 1954 (Κουτσοδένδρης, 2005). Ο ρυθμός ιζηματογένεσης στην περιοχή υπολογίστηκε στα 0.57 cm/yr, τιμή αρκετά υψηλή σε σύγκριση με τις τιμές για το Β. Αιγαίο (0.25-0.35 cm/yr), όμως αναμενόμενη καθώς η δειγματοληψία πραγματοποιήθηκε κοντά σε εκβολές ποταμού .

Ο πυρήνας στη λίμνη Ulubat δεν είχε το κατάλληλο μήκος ώστε να ανιχνεύσουμε και τις δύο κορυφές του Cs-137. Παρ' όλα αυτά, ο ρυθμός ιζηματογένεσης υπολογίστηκε και με τις δύο μεθόδους 0.44 cm/yr. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία (Kazancı, 2004), ο ρυθμός ιζηματογένεσης στη λίμνη Ulubat ήταν χαμηλός στα 0.22 cm /yr, από το 4000 μέχρι το 2000 π.Χ. και αυξήθηκε στα 0.29 cm /yr τα επόμενα χρόνια και τον τελευταίο αιώνα έχει φτάσει τα 0.44 cm /yr. Πιθανώς η αποψίλωση των δασών έχει ως αποτέλεσμα τον υψηλό ρυθμό ιζηματογένεσης και ισχυρή απογύμνωση της περιοχής. Επιπλέον, ο υψηλός ρυθμός ιζηματογένεσης έχει δημιουργηθεί από μικρής διάρκειας αλλά έντονες επαναλαμβανόμενες αποθέσεις. Κατά τη διάρκεια του τελευταίου αιώνα και πιο συγκεκριμένα τα τελευταία 45 χρόνια, ο ρυθμός ιζηματογένεσης και απογύμνωσης στην ΒΔ Τουρκία έχει αυξηθεί δραματικά. Οι δύο παγκόσμιοι πόλεμοι και η κακοδιαχείριση της γης είχαν σημαντικά τοπικά αποτελέσματα αυξάνοντας την αποψίλωση των δασών και την παρούσα κατάσταση διάβρωσης.

Η μελέτη αυτή θα δώσει σημαντική βοήθεια στις ερευνητικές ομάδες που προσπαθούν να αναπτύξουν πρότυπα εκτίμησης των κάθετων συγκεντρώσεων, τόσο του Cs-137 όσο και του Pb-210, με σκοπό την εκτίμηση της διάχυσης των ισοτόπων στο νερό που εμπεριέχεται στο ίζημα (porewater) σαν συνάρτηση τους βάθους του πυρήνα. Επίσης, η εκτίμηση της κάθετης μετακίνησης του ιζήματος μπορεί να καθοριστεί από ένα τέτοιο πρότυπο. Είναι προφανώς ανοικτό το έδαφος για παρόμοιες διεξαγωγές πειραμάτων που αναμένεται να επιβεβαιώσουν και να προβλέψουν τις συγκεντρώσεις των κάθετων κατανομών Cs-137 και περίσσειας Pb-210 στα ιζήματα των περιοχών που μελετήθηκαν. Τα επόμενα πειράματα θα συνεισφέρουν στην ανάπτυξη του συγκεκριμένου προτύπου για την περαιτέρω διεξαγωγή της έρευνας αυτής.

## Βιβλιογραφία

- Aksu, A.E., Hiscott, R.N., Yasar, D., (1999). Oscillating quaternary water levels of the Marmara Sea and vigorous outflows into the Aegean Sea from the Marmara Sea– Black Sea drainage corridor. *Mar. Geol.* 153, 275– 302.
- Algan, O., Cagatay, N.M., Tchepalyga, A., Ongan, D., Estoe, C., Gokasan, E., (2001). Stratigraphy of the sediment infill in Bosphorus strait: water exchange between Black Sea and Mediterranean Sea during the last glacial Holocene. *Geo Mar. Lett.* 20, 209-218.
- Appleby P. G. and Oldfield F. (1983) The assessment of Pb-210 data from sites with varying sediment accumulation rates. *Hydrobiologia* 103, 29-35.
- Appleby P. G. (2001) Chronostratigraphic techniques in recent sediments. In *Tracking Environmental Change Using Lake Sediments*, vol. 1 (eds. W. M. Last and J. P. Smol), pp.171-201. Basin Analysis, Coring and Chronological Techniques. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands.
- Arnaud F., Magand M. A. (2006) Radionuclide dating (Pb-210, Cs-137, Am-241) of recent lake sediments in a highly active geodynamic setting (Lakes Puychue and Icalma-Chilean Lake District). *Sci. Total Environ.* 366, 837-850.
- Beks, J.P., (2000). Storage and distribution of plutonium, Am-241, Cs-137 and Pu-210xs in North Sea sediments. *Continental Shelf Research*, Vol. 20, pp. 1941-1964.
- Binford M. W. (1990) Calculation and uncertainty analysis of 21 dates for PIRLA project lake cores. *J. Paleolimnol.* 3, 253-268.
- Brenner M., Peplow A. J. and Schelske C. L. (1994) Disequilibrium between Ra-226 and supported Pb-210 in a sediment core from a shallow Florida lake. *Limnol. Oceanogr.* 39, 1222-1227.
- Brugam R. B. (1978) Pollen indicators of land-use change in Southern Connecticut. *Quatern. Res.* 9, 394-362.
- Carroll J. and Lerche I. (2003) *Sedimentary Processes: Quantification Using Radionuclides*. Elsevier, Oxford, pp. 272.
- Clark J. S. and Patterson W. A. (1984) Pollen, Pb-210, and Opaque Spherules: an integrated approach to dating and sedimentation in the intertidal environment. *J. Sed. Res.* 54, 1251.
- Crozaz G., Picciotto E. and de Breuck W. (1964) Antarctic snow chronology with Pb-210. *J. Geophys. Res.* 69, 2597–2604.
- DeMaster D. J., Brewster D. C., McKee B. A. and Nittrouer C. A. (1991) Rates of particle scavenging, sediment reworking and longitudinal ripple formation at the Hebble site based on measurements of the Th-234 and Pb-210. *Mar. Geol.* 99, 423–444.
- Debertin, K. and Helemer, R.G., 1988. *Gamma X-ray spectrometry with semiconductors detectors*. North Holland, Amsterdam, 400 p.
- DDEP – DATA DECAY EVALUATION PROJECT. LNE- LNHB/CEA – Table de radionucléides Pb-210. Available from: <[http://www.nucleide.org/DDEP\\_WG/DDEPdata.htm](http://www.nucleide.org/DDEP_WG/DDEPdata.htm)> (updated 20th August 2010).
- Diaz-Asencio M., Alonso-Hernandez C., Bolan˜os-Alvarez Y., Gomez-Batista M., Pinto V., Morabito R., Hernandez-Albernas J., Eriksson M. and Sanchez-Cabeza J. A. (2009) One century sedimentary record of Hg and Pb pollution in the Sagua estuary (Cuba) derived from Pb-210 and Cs-137 chronology. *Mar. Pollut. Bull.* 59, 108–115.
- Dominik J., Mangini A. and Muller G. (1981) Determination of recent deposition rates in Lake Constance with radioisotopic methods. *Sedimentology* 28, 653–677.

Fowler, S.W., Buat-Menard, P., Yokohama, Y., Ballestra, S., Holm, E. & Van Nguyen, H., (1987). Rapid removal of Chernobyl fallout from Mediterranean surface waters by biological activity. *Nature*, Vol. 329, pp. 56-58.

Gale S. J., Haworth R. J. and Pisanu P. C. (1995) The Pb-210 chronology of late holocene deposition in an eastern Australian lake basin. *Quatern. Sci. Rev. Quatern. Geochronol.* 14, 395–408.

Garcia-Orellana J., Gracia E., Vizcaino A., Masque P., Olid C., Martinez- Ruiz F., Pinero E., Sanchez-Cabeza J. A. and Danobeitia J. (2006) Identifying instrumental and historical earthquake records in the SW Iberian Margin using Pb-210 turbidite dating. *Geophys. Res. Lett.* 33, L24601.

Gascó, C., Antón, M.P., Pozuelo, M., Meral, J., González, A.M., Papucci, C., Delfanti, R., (2002). Distribution of Pu, Am and Cs in margin sediments from the western Mediterranean (Spanish coast). *Journal of Environmental Radioactivity*, Vol. 59, pp. 75-89.

Godoy J. M., Moreira I., Wanderley C., Simoes Filho F. F. and Mozeto A. A. (1998) An alternative method for the determination of excess Pb-210 in sediments. *Radiat. Protect. Dosim.*(1–4), 111–115.

Goldberg E. D. (1963) Geochronology with Pb-210. In *Radioactive Dating. Proceedings of a Symposium.* International Atomic Energy Agency, Vienna, pp. 21–131.

Goldberg E. D., Gamble E., Griffin J. J. and Koide M. (1977) Pollution history of Narragansett Bay as recorded in its sediments. *Estuar. Coast. Mar. Sci.* 5, 549–561.

Gorur, N., Cagatay, M.N., Emre, O., Alpar, B., Sakıncı, M., Islamoglu, Y., Algan, O., Erkal, T., Kececi, M., Akkok, R., Karlık, G., (2001). Is the abrupt drowning of the Black Sea shelf at 7150 yr BP a myth? *Mar. Geol.* 176, 65– 73.

Heldal, H.E., Varskog, P., Føzén, L., (2002). Distribution of selected anthropogenic radionuclides (Cs-137, Pu-238, Pu-239, Pu-240 and Am-241) in marine sediments with emphasis on the Spitsbergen-Bear Island area. *The Science of Total Environment*, Vol. 293, pp. 233-245.

Ilus E. (Eds.) (1998) *Proceedings on the Seminar on Dating of Sediments and Determination of Sedimentation Rate.* Helsinki 2–3 April 1997, STUK-A145, Radiation and Nuclear Safety Authority, Helsinki.

Ivanovich M. and Harmon H. S. (1992) *Uranium Series Disequilibrium: Applications to Environmental Problems.* Clarendon Press, Oxford, pp. 571.

Kaste J. M., Friedland A. J. and Sturup S. (2003) Using stable and radioactive isotopes to trace atmospherically deposited Pb in montane forest soils. *Environ. Sci. Technol.* 37, 3560–3567.

Kazancı, N., İleri, O., Suliman, N., Ozdoğan, M., Bayhan, E., Sahbaz, A., Gencer, A., Ergin, M., Erkmen, C., (1998). Ulubat Gölünde güncel tortullasma/recent sedimentation in Lake Ulubat. *Marmara Denizi Güneyi Kıyı ve Kıyı Ardı İstiflerinin Stratigrafisi, Sedimentolojisi ve Morfotektoniği.* TUBITAK Raporu, YDABCAG-598/G, s. 99– 145.

Kazancı N., Leroy S., İleri O., Emre O., Kibar M., Oncel S, (2004). Late Holocene erosion in NW Anatolia from sediments of Lake Manyas, Lake Ulubat and the southern shelf of the Marmara Sea, Turkey. *Catena* 57 277–308

Kim G., Hussain N., Church T. M. and Carey W. L. (1997) The fallout isotope Bi-207 in a Delaware salt marsh: a comparison with Pb-210 and Cs-137 as a geochronological tool. *Sci. Total Environ.* 196, 31–41.

Knoll, G. F. (2000). "Radiation Detection and Measurement," 3rd ed. Wiley, New York.

Koide M., Bruland K.W. and Goldberg E. D. (1973) Th-228/Th-232 and Pb-210 geochronologies in marine and lake sediments. *Geochim. Cosmochim. Acta* 37, 1171–1181.

- Koide M., Soutar A. and Goldberg E. D. (1972) Marine geochronology with Pb-210. *Earth Planet. Sci. Lett.* 14, 442.
- Krishnaswamy S., Lal D., Martin J. and Meybeck M. (1971) Geochronology of lake sediments. *Earth Planet. Sci. Lett.* 11, 407–414.
- Ligero, R.A., Barrera, M., Casas-Ruiz, M., (2005). Levels of Cs-137 in muddy sediments on the seabed in the Bay of Cádiz (Spain). Part I. Vertical and spatial distribution of activities. *Journal of Environmental Radioactivity*, Vol. 80, pp. 75-86.
- Lykousis, V., Chronis, G., (1989). Mechanisms of sediment transport and deposition: sediment sequences and accumulation during the Holocene on the Thermaikos plateau, the continental slope, and basin (Sporadhes basin), northwestern Aegean Sea, Greece. *Marine Geology* 87, 15–26.
- Lykousis V., Sakellariou D., Moretti I., Kaberi H., (2007). Late Quaternary basin evolution of the Gulf of Corinth: Sequence stratigraphy, sedimentation, fault-slip and subsidence rates. *Tectonophysics* 440, 29-51.
- Marshall W. A., Gehrels W. R., Garnett M. H., Freeman S. P. H. T., Maden C. and Xu S. (2007) The use of ‘bomb spike’ calibration and high-precision AMS C-14 analyses to date saltmarsh sediments deposited during the past three centuries. *Quatern. Res.* 68, 325–337.
- Nozaki Y., Tsubota H., Kasemsupaya V., Yashima M. and Ikuta N. (1991) Residence times of surface-water and particle-reactive Pb-210 and Po-210 in the east china and yellow seas. *Geochim. Cosmochim. Acta* 55, 1265–1272.
- Oldfield F. and Appleby P. G. (1984) A combined radiometric and mineral magnetic approach to recent geochronology in lakes affected by catchment disturbance and sediment redistribution. *Chem. Geol.* 44, 67–83.
- Oktay S. D., Santschi P. H., Moran J. E. and Sharma P. (2000) The <sup>129</sup>Iodine bomb pulse recorded in Mississippi River Delta sediments: results from isotopes of I, Pu, Cs, Pb and C. *Geochim. Cosmochim. Acta* 64, 989–996.
- ORTEC, 08 ORTEC Catalog Edition 09/15/08
- Palanques A., Sanchez-Cabeza J. A., Masque P. and Leon L. (1998) Historical record of heavy metals in a highly contaminated mediterranean deposit: the Besos prodelta. *Mar. Chem.* 61, 209–217.
- Pennington W., Cambray R. S., Eakins J. D. and Harkness D. D. (1976) Radionuclide dating of the recent sediments of Blelham Tarn. *Freshwater Biol.* 6, 317–331.
- Plater, A.J., Ridgway, J., Appleby, P.G., Berry, A. and Wright, M.R., 1998. Historical contaminant fluxes in the Tees Estuary, UK: Geochemical, magnetic and radionuclide evidence. *Marine Pollution Bulletin*, Vol. 37, No. 3-7, pp. 343-360.
- Robbins J. A. (1978) Geochemical and geophysical applications of radioactive lead isotopes. In *Biochemistry of Lead* (ed. J. O. Nriagu). Elsevier, Amsterdam, pp. 85 -393.
- Robbins J. A. and Edgington D. N. (1975) Determination of recent sedimentation rates in Lake Michigan using Pb-210 and Cs-137. *Geochim. Cosmochim. Acta* 39, 285–304.
- Ruiz-Fernandez A. C., Hillaire-Marcel C., de Vernal A., Machain-Castillo M. L., Vasquez L., Ghaleb B., Aspiazu-Fabian J. A. and Paez-Osuna F. (2009) Changes of coastal sedimentation in the Gulf of Tehuantepec, South Pacific Mexico, over the last 100 years from short-lived radionuclide measurements. *Estuar. Coast. Shelf Sci.* 82(3), 525–536.
- Ryan, W.B.F., Pitman, W.C., Major, C.O., Shimkus, K., Moskalenko, V., Jones, G.A., Dimitrov, P., Gorur, M., Sakinc, M., Yuce, H., (1997). An abrupt drowning of the Black Sea shelf. *Mar. Geol.* 138 (1–2), 119–126.

- Sanchez-Cabeza J. A., Ani-Ragolta I. and Masque P. (2000) Some considerations of the Pb-210 constant rate of supply (CRS) dating model. *Limnol. Oceanogr.* 45, 990–995.
- Sanchez-Cabeza J. A., Garcia-Talavera M., Costa E., Pena V., Garcia-Orellana J., Masque P. and Nalda C. (2007) Regional calibration of erosion radiotracers Pb-210 and Cs-136: atmospheric fluxes to soils Northern Spain. *Environ. Sci. Technol.* 41, 1324–1330.
- Sanchez-Cabeza J. A. and Druffel E. R. M. (2009) Environmental records of anthropogenic impacts on coastal ecosystems: an introduction. *Mar. Pollut. Bull.* 59, 87–90.
- Sanchez-Cabeza J. A., Liong Wee Kwong L. and Betti M. (2010) Method to determine Ra-226 in small sediment samples by ultralow background liquid scintillation. *Anal. Chem.* 82, 6847–6853.
- Schelske C. L., Peplow A., Brenner M. and Spencer C. N. (1994) Low-background gamma counting: applications for Pb-210 dating of sediments. *J. Paleolimnol.* 10/2, 115–128.
- Schottler S. P. and Engstrom D. R. (2006) A chronological assessment of Lake Okeechobee (Florida) sediments using multiple dating markers. *J. Paleolimnol.* 36, 19–36.
- Smith J. N. and Walton A. (1980) Sediment accumulation rates and geochronologies measured in the Saguenay Fjord using the Pb-210 dating method. *Geochim. Cosmochim. Acta* 44, 225–240.
- Tuttle M. P., Ruffman A., Anderson T. and Jeter H. (2004) Distinguishing tsunamis from storm deposits in Eastern North America: the 1929 Grand Banks Tsunami versus the 1991 Halloween Storm. *Seismol. Res. Lett.* 75, 117–131.
- Turekian K. K., Nozaki Y. and Benninger L. K. (1977) Geochemistry of atmospheric radon and radon products. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 5, 227–255.
- Vajda N., LaRosa J., Zeisler R., Danesi P. and Gy Kis-Benede (1997) A novel technique for the simultaneous determination of Pb-210 and Po-210 using a crown ether. *J. Environ. Radioactiv.*(37/3), 355–372.
- van den Bergh G. D., Boer W., de Haas H., van Weering Tj C. E. and van Wijhe R. (2003) Shallow marine tsunami deposits in Teluk Banten NW Java, Indonesia, generated by the 1883 Krakatau eruption. *Mar. Geol.* 197, 13–34.
- von Gunten L., Grosjean M., Beer J., Grob P., Morales A. and Urrutia R. (2009) Age modeling of young non-varved lake sediments: methods and limits. Examples from two lakes in Central Chile. *J. Paleolimnol.* 42, 401–412.
- Wei C. L. and Murray J. W. (1994) The behavior of scavenged isotopes in marine anoxic environments – Pb-210 and Po-210 in the water column of the black-sea. *Geochim. Cosmochim. Acta* 58, 1795–1811.
- Ασημακόπουλος Π.Α. 2002. Εισαγωγή στην πυρηνική φυσική. Εκδ. Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
- Ελευθερίου Γ., (2005). Ραδιενεργός διασπορά στη λιμνοθάλασσα Butrint (Άγιοι Σαράντα, Αλβανία). Διπλωματική εργασία.
- Ζένιος Κ., (2009). Μελέτη χαρακτηριστικών ανιχνευτή γερμανίου υψηλής καθαρότητας. Διπλωματική εργασία.
- Κουτσοδένδρης Α., (2005). Κατακόρυφες κατανομές ραδιοισοτόπων και βαρέων μετάλλων σε ιζήματα του Πατραϊκού Κόλπου.
- Φίλλης-Τσιράκης Ε., (2009). Προσδιορισμός του ρυθμού ιζηματογένεσης στον κόλπο του Αμβρακικού με πυρηνικές μεθόδους. Διπλωματική εργασία.