



**ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ**

**ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ  
ΤΟΜΕΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΚΑΙ  
ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ**

**Ανακατασκευή Προβολικής Εικόνας  
Συστήματος  $\gamma$ -Camera  
με Χρήση Ομογενών Κρυστάλλων Σπινθηρισμού**

**ΜΙΚΕΛΗ ΜΑΡΙΑ  
Α.Μ. 200716**

Διπλωματική Εργασία για την απόκτηση του Τίτλου Μ.Δ.Ε.  
Επιβλέπων: Επικ. Καθηγητής Ε. Στυλιάρης

**ΑΘΗΝΑ 2010**

Μαρία Μικέλη  
mmikeli@phys.uoa.gr

Τριμελής Εξεταστική Επιτροπή

Κ.Ν. Παπανικόλας, Καθηγητής  
Α. Καραμπαρμπούνης, Αναπληρωτής Καθηγητής  
Ε. Στυλιάρης (επιβλέπων), Επίκουρος Καθηγητής

Ημερομηνία Εξέτασης: 16 Ιουλίου 2010

## ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον Επίκουρο Καθηγητή κ. Ευστάθιο Στυλιάρη για την ανάθεση της μεταπτυχιακής εργασίας και για τη βοήθεια και καθοδήγηση που μου παρείχε καθ' όλη τη διάρκεια της εκπόνησής της. Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον υποψήφιο διδάκτορα κ. Δημήτρη Θανάσα που με τη γνώση που κατέχει σχετικά με το θέμα που διαπραγματεύεται η εργασία και με τις χρήσιμες οδηγίες και συμβουλές του συνέβαλε αποτελεσματικά στη διεκπεραίωσή της. Παράλληλα, εκφράζω τις ευχαριστίες μου προς τον Αναπληρωτή Καθηγητή κ. Α. Καραμπαρμπούνη, υπεύθυνο του Ελληνο-Ουκρανικού ερευνητικού προγράμματος συνεργασίας που υποστηρίχθηκε από την Γενική Γραμματεία Έρευνας & Τεχνολογίας, για την δυνατότητα της διάθεσης προς μελέτη των ομογενών κρυστάλλων σπινθηρισμού. Τέλος προς τα μέλη της οικογένειάς μου και ιδιαίτερα τα στενά φιλικά πρόσωπα, που όλον αυτόν τον καιρό με υποστήριξαν ηθικά για την επιτυχή διεκπεραίωση της εργασίας αυτής, εκφράζω τις βαθύτερες ευχαριστίες μου.



## ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

<b>Περίληψη</b>	i
<b>Κεφάλαιο 1: Εισαγωγικές Έννοιες – Διάδοση Φωτός σε Κρυστάλλους Σπινθηρισμού</b>	
1.1 Ιονίζουσες Ακτινοβολίες	1
i. Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο	1
ii. Σκέδαση Compton	2
iii. Δίδυμη γένεση	3
1.2 Πυρηνική Ιατρική	4
1.3 Κρύσταλλοι Σπινθηρισμού	6
1.4 Μελέτη των Οπτικών Φωτονίων στο Εσωτερικό των Σπινθηριστών	8
<b>Κεφάλαιο 2: Το Ανιχνευτικό Σύστημα</b>	
2.1 Τα Μέρη του Ανιχνευτικού Συστήματος	23
2.2 Μελέτη των ADC του Ανιχνευτικού Συστήματος	28
2.3 Μελέτη του Χρόνου Ψηφιοποίησης και Καθυστέρησης των Σημάτων	31
2.4 Τα Πρώτα Πειραματικά Αποτελέσματα του Συστήματος	37
<b>Κεφάλαιο 3: Μια Νέα Μέθοδος Ανακατασκευής Προβολικής Εικόνας</b>	
3.1 Προσδιορισμός της Θέσης του Συλλεγόμενου Φορτίου	45
3.2 Μοντελοποίηση της Κατανομής του Προσπίπτοντος Φωτός	48
3.3 Μέθοδοι Ανακατασκευής της Θέσης στην Προβολική Εικόνα	54
3.4 Καθολικότητα της Μεθόδου της Αντιστροφής	59
<b>Κεφάλαιο 4: Μελέτη Κρυστάλλων Σπινθηρισμού</b>	
4.1 Η Πειραματική Διάταξη για την Μελέτη των Κρυστάλλων	63
4.2 Η Μελέτη των Κρυστάλλων	65
<b>Καταληκτικά Συμπεράσματα</b>	75
<b>Βιβλιογραφία</b>	77



## Περίληψη

Αναπόσπαστο κομμάτι της ύπαρξης της έμβιας ύλης αποτελούν οι ιονίζουσες ακτινοβολίες, οι οποίες μπορούν να λειτουργήσουν τόσο θετικά όσο και αρνητικά για τον άνθρωπο. Μία από τις κυριότερες ωφέλιμες χρήσεις της ακτινοβολίας είναι αυτή που πραγματοποιείται σε ιατρικές εφαρμογές. Ο άνθρωπος, εκμεταλλευόμενος την αλληλεπίδραση των ακτινοβολιών με την ύλη, ανέπτυξε τον επιστημονικό κλάδο της Πυρηνικής Ιατρικής για διαγνωστικούς και θεραπευτικούς σκοπούς. Στις απεικονιστικές τεχνικές εκπομπής της Πυρηνικής Ιατρικής κατάλληλο ραδιοφάρμακο εισέρχεται στον οργανισμό του ασθενούς και συσσωρεύεται στο υπό εξέταση όργανο. Στην συνέχεια η εκπεμπόμενη ακτινοβολία διαπερνά το σώμα του ασθενούς και συλλέγεται με την βοήθεια ειδικών συσκευών.

Δύο είναι τα βασικότερα συστήματα – μέθοδοι ανίχνευσης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας  $\gamma$  στην Πυρηνική Ιατρική: Πρώτον, η μέθοδος Μονοφωτονικής Υπολογιστικής Τομογραφίας Εκπομπής, SPECT (Single Photon Emission Computed Tomography) με συστήματα  $\gamma$  – camera. Και δεύτερον, η μέθοδος PET (Positron Emission Tomography) που στηρίζεται στην εκπομπή των δύο αντιδιαμετρικών φωτονίων της εξαύλωσης από τα ποζιτρόνια τα οποία είναι προϊόντα πυρηνικής αποσύνθεσης.

Αμφότερες οι παραπάνω μέθοδοι έχουν ως στόχο την λήψη προβολικών εικόνων της κατανομής του ραδιοφαρμάκου και την ανασύνθεση της τομογραφικής εικόνας από αυτές με την βοήθεια διαφόρων αλγορίθμων ανακατασκευής. Στην τεχνική SPECT τα συστήματα  $\gamma$ -camera αποτελούνται από ένα μολύβδινο κατευθυντήρα πολλών οπών, έναν μεγάλης επιφάνειας σπινθηριστή π.χ. NaI(Tl), μια συστοιχία φωτοπολλαπλασιαστών (ΦΠ) διατεταγμένων συνήθως σε εξαγωνικό πλέγμα και μια σειρά αναλογικών ή/και ψηφιακών ηλεκτρονικών κυκλωμάτων για τον εντοπισμό της θέσης των σπινθηρισμών και για την ενεργειακή ανάλυση από το ύψος των καταγραφόμενων παλμών. Όλη η  $\gamma$ -camera περιβάλλεται από μολύβδινη θωράκιση ικανού πάχους ώστε να ελαχιστοποιείται η σκεδαζόμενη ακτινοβολία καθώς και η ακτινοβολία υποστρώματος που προέρχεται από σημεία έξω από το απεικονιστικό πεδίο της.

Στόχος της παρούσας εργασίας είναι να μελετήσει ένα πλήθος ομογενών, ανόργανων κρυστάλλων - σπινθηριστών με διαφορετικές διαστάσεις και από διαφορετικά υλικά κατασκευής, μέσα στα πλαίσια ανάπτυξης ερευνητικού συστήματος  $\gamma$ -camera μικρού πεδίου, υψηλής ευκρίνειας και ευαισθησίας. Οι κρύσταλλοι αυτοί μετατρέπουν την ενέργεια των εισερχόμενων φωτονίων σε ανιχνεύσιμο φως. Τα φωτόνια, όπως είναι γνωστό, δεν φέρουν φορτίο και για το λόγο αυτό δεν προκαλούν άμεσο ιονισμό στα υλικά από τα οποία διέρχονται. Επομένως για την ανίχνευση των φωτονίων ακτίνων  $\gamma$  είναι απαραίτητη η αλληλεπίδραση αυτών με τέτοιο τρόπο ώστε να μεταφέρουν μέρος ή και ολόκληρη την ενέργειά τους σε ηλεκτρόνια στο υλικό αλληλεπίδρασης. Η λειτουργία λοιπόν του κρυστάλλου σπινθηρισμών βασίζεται στο γεγονός ότι όταν ακτινοβολία  $\gamma$  της ενέργειας των εν χρήσει ραδιοφαρμάκων προσπέσει στον

κρύσταλλο αλληλεπιδρά με αυτόν κυρίως μέσω των μηχανισμών του φωτοηλεκτρικού φαινομένου και της σκέδασης Compton.

Στο πρώτο κεφάλαιο, γίνεται μια σύντομη αναφορά στα διάφορα μέρη που απαρτίζουν ένα σύστημα  $\gamma$ -camera. Από αυτά, ιδιαίτερη βαρύτητα δίνεται στους σπινθηριστές και εξηγείται ο ρόλος και ο τρόπος λειτουργίας τους. Επιπλέον διακρίνονται οι δυο βασικές κατηγορίες των κρυστάλλων, οι ομογενείς στο εσωτερικό των οποίων εμφανίζεται έντονη διάχυση του παραγόμενου φωτός, και οι διακριτοποιημένοι, όπου το φως αποκτά κατευθυντικότητα. Σε όλες τις κατηγορίες σπινθηριστών παρατηρείται παραγωγή οπτικών φωτονίων από όλο τον όγκο τους, προς όλες τις κατευθύνσεις. Τα φωτόνια αυτά ανιχνεύονται και καταγράφονται από το σύστημα με αποτέλεσμα να επηρεάζουν αισθητά τα τελικά αποτελέσματα γι' αυτό μελετώνται μέσω οπτικών προσομοιώσεων με το πρόγραμμα DETECT2000. Στις προσομοιώσεις αυτές έχει αναλυθεί ο ρόλος που παίζει ο δείκτης διάθλασης του υλικού των κρυστάλλων όσο και οι γεωμετρικές των διαστάσεις.

Στο δεύτερο κεφάλαιο περιγράφεται η συνολική διάταξη με την οποία πραγματοποιήθηκαν οι πειραματικές διαδικασίες που ακολουθούν και μελετήθηκαν τα χαρακτηριστικά σήματα του ηλεκτρονικού κυκλώματος από τον χωρικά ευαίσθητο φωτοπολλαπλασιαστή (Position Sensitive PhotoMultiplier Tube – PSPMT) της  $\gamma$ -camera. Συγκεκριμένα, ελέγχθηκε η γραμμικότητα των ψηφιοποιητών ADC'ς όλων των καναλιών και βρέθηκε ο βέλτιστος χρόνος ψηφιοποίησης και καθυστέρησης των σημάτων που λαμβάνονται από το ανοδικό πλέγμα του φωτοπολλαπλασιαστή. Με βάση της ενδείξεις αυτές ρυθμίστηκε η διάταξη και λήφθηκαν οι πρώτες μετρήσεις οι οποίες και αναλύθηκαν για να προσεγγιστεί και να εξηγηθεί το φαινόμενο του ελλιπούς φορτίου που παρατηρείται κυρίως στα άκρα του οπτικού πεδίου της συσκευής. Το φαινόμενο αυτό περιορίζει τις δυνατότητες του συστήματος για την λήψη μιας ελεύθερης παραμορφώσεων προβολικής εικόνας και αντιμετωπίζεται στο επόμενο κεφάλαιο.

Στο τρίτο κεφάλαιο γίνεται λόγος για την ανακατασκευή των προβολικών εικόνων από τις πειραματικές τιμές των φορτίων και αναλύεται το πρόβλημα που παρατηρείται με τον γνωστό έως τώρα αλγόριθμο του κέντρου βάρους. Για την επίλυση του προβλήματος αυτού, το φως που προσπίπτει στην φωτοευαίσθητη επιφάνεια της ανιχνευτικής διάταξης μοντελοποιείται με απλές αναλυτικές εκφράσεις, οι οποίες όμως καθοδηγούνται από τα αποτελέσματα των οπτικών προσομοιώσεων του πρώτου κεφαλαίου. Με τον τρόπο αυτό υπολογίζεται η κατανομή του φορτίου στο ανοδικό πλέγμα του φωτοπολλαπλασιαστή, δεχόμενοι σταθερή ενίσχυση και ανεξάρτητη της αρχικής θέσης σπινθηρισμού. Με βάση το μοντέλο αυτό, καθίσταται τώρα δυνατόν από τις μετρούμενες τιμές φορτίου του πολυανοδικού πλέγματος της λυχνίας να υπολογισθούν οι παράμετροι των παραπάνω εισαχθέντων αναλυτικών εκφράσεων. Η αντίστροφη αυτή διαδικασία, η οποία τελικά μπορεί να προσδιορίσει τις αρχικές θέσεις του προσπίπτοντος φωτός πέρα από το εύρος των κατανομών, βασίζεται στην ελαχιστοποίηση του σφάλματος μέσω του προγράμματος MINUIT για κάθε καταγραφόμενο γεγονός. Κατά συνέπεια, η αντίστροφη αυτή διαδικασία αποτελεί έναν βελτιωμένο αλγόριθμο ανακατασκευής της προβολικής εικόνας από τα καταγραφόμενα φορτία. Όλοι οι γνωστοί μέθοδοι ανακατασκευής συγκρίνονται στο κεφάλαιο αυτό και αναδεικνύεται η βέλτιστη περίπτωση. Η καθολικότητα της μεθόδου της αντιστροφής, που χαρακτηρίζεται ως η ιδανικότερη λύση,



επιβεβαιώνεται με ένα πείραμα που καλύπτει όλο το εύρος του οπτικού πεδίου του φωτοπολλαπλασιαστή.

Τέλος, στο τέταρτο κεφάλαιο ελέγχονται πειραματικά δυο σειρές ομογενών ανόργανων κρυστάλλων, CsI(Tl) και BGO, διαφόρων διαστάσεων. Χρησιμοποιώντας κάθε κρύσταλλο ξεχωριστά, λαμβάνονται οι απαραίτητες μετρήσεις και εφαρμόζεται η μέθοδος της αντιστροφής ώστε να προσδιοριστεί το εύρος της κατανομής του φωτός που ανιχνεύεται. Υπενθυμίζεται πως το φως που προσπίπτει στην φωτοευαίσθητη επιφάνεια, είναι το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης της αρχικής ακτινοβολίας με τον σπινθηριστή, κυρίως μέσω των φαινομένων Compton και φωτοηλεκτρικού. Στόχος της μελέτης αυτής είναι η συγκριτική ανάλυση των δυο ειδών σπινθηριστών διαφορετικών διαστάσεων σε συγκεκριμένη ακτινοβολία. Τα καταληκτικά συμπεράσματα της παραπάνω μελέτης και η συμφωνία τους σε σχέση με τις προβλέψεις των οπτικών προσομοιώσεων δίνονται σε ξεχωριστό κεφάλαιο.



# Κεφάλαιο 1<sup>ο</sup>

## Εισαγωγικές Έννοιες

### Διάδοση Φωτός σε Κρυστάλλους Σπινθηρισμού

#### 1.1 Ιονίζουσες Ακτινοβολίες

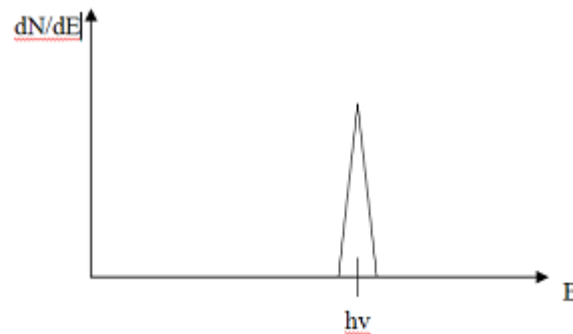
Οι ιονίζουσες ακτινοβολίες αποτελούν ένα αναπόσπαστο κομμάτι της ύπαρξης της έμβιας ύλης. Υπάρχει πλήθος τόσο «φυσικών» όσο και «τεχνικών» πηγών ραδιενέργειας, που άλλοτε λειτουργούν θετικά και άλλοτε αρνητικά για τον άνθρωπο. Μία από τις κυριότερες ωφέλιμες χρήσεις της ακτινοβολίας είναι αυτή που πραγματοποιείται σε ιατρικές εφαρμογές.

Οι ιατρικές εφαρμογές διακρίνονται σε τρεις κατηγορίες [ΑΓΓ94]. Η πρώτη περιλαμβάνει τις διαγνωστικές μεθόδους όπου χρησιμοποιούνται δέσμες ακτινοβολιών, γνωστή ως ακτινοδιαγνωστική ή ραδιολογία, και στοχεύει στην απεικόνιση των δομών του σώματος με σκοπό τον εντοπισμό παθολογικών καταστάσεων. Η δεύτερη περιλαμβάνει τις εφαρμογές που χρησιμοποιούν δέσμες ακτινοβολιών με σκοπό την καταστροφή κακοηθών όγκων και καλείται ακτινοθεραπευτική ή ραδιοθεραπευτική. Τέλος η τρίτη, περικλείει τις εφαρμογές, διαγνωστικές ή θεραπευτικές, κατά τις οποίες η ακτινοβολία προέρχεται από κατάλληλα ραδιονουκλίδια που εισάγονται στο σώμα του ασθενούς με φάρμακα και ονομάζεται πυρηνική ιατρική.

Οι ραδιενεργές ουσίες εκπέμπουν εν γένει τριών ειδών ακτινοβολίες (ή σωματίδια)  $\alpha$ ,  $\beta$  και  $\gamma$ . Και οι τρεις αυτές ακτινοβολίες, όπως και οι ακτίνες X, είναι ιονίζουσες και αλληλεπιδρούν με την ύλη μέσω της οποίας μεταδίδονται, εναποθέτοντας σε αυτή μέρος της ενέργειας τους. Συγκεκριμένα οι ακτίνες  $\gamma$  αλληλεπιδρούν με την ύλη με τρεις βασικούς μηχανισμούς οι οποίοι περιγράφονται παρακάτω:

#### ***i. Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο***

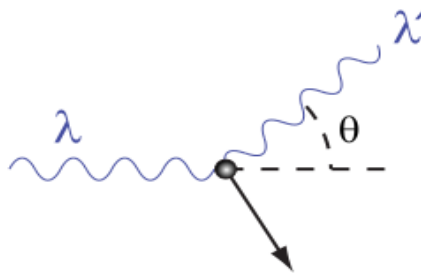
Με τον όρο αυτό περιγράφεται η αλληλεπίδραση των φωτονίων με τα άτομα, κατά την οποία το αρχικό φωτόνιο εξαφανίζεται καθώς απορροφάται από το άτομο που μετέχει στη διαδικασία και στη θέση του εμφανίζεται ένα από τα ηλεκτρόνια των στοιβάδων του ατόμου με ενέργεια αυτή του φωτονίου μείον την ενέργεια σύνδεσής του στο άτομο. Το κενό που παρουσιάζεται με τον τρόπο αυτό στις στοιβάδες του ατόμου συμπληρώνεται μέσω αναδιάταξης των υπολοίπων ηλεκτρονίων ενώ παράλληλα η ενέργεια σύνδεσης ελευθερώνεται μέσω εκπομπής ακτίνων X ή ηλεκτρονίων Auger. Τα ηλεκτρόνια αυτά δρουν με το συνηθισμένο τρόπο ενώ και οι ακτίνες X, λόγω της χαμηλής τους ενέργειας, απορροφώνται και αυτές γρήγορα. Με τον τρόπο αυτό ολόκληρη η ενέργεια του φωτονίου τελικά ανιχνεύεται και στο ενεργειακό φάσμα αναμένεται μία κορυφή ολικής απορρόφησης που στην ουσία είναι μια  $\delta$ -συνάρτηση της μορφής του σχήματος 1.1.



Σχήμα 1.1: Σχηματική απεικόνιση του θεωρητικά αναμενόμενου φάσματος λόγω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου.

## ii. Σκέδαση Compton

Ο όρος αυτός περιγράφει τη σκέδαση ενός φωτονίου από ηλεκτρόνιο κατά την οποία η αρχική ενέργεια του φωτονίου μοιράζεται ανάμεσα σε αυτό και το ανακρουόμενο ηλεκτρόνιο. Ο τρόπος ανακατανομής της ενέργειας εξαρτάται από τη γωνία  $\theta$  που σχηματίζει η διεύθυνση του σκεδαζόμενου φωτονίου σε σχέση με αυτήν που είχε αρχικά.



Σχήμα 1.2: Σχηματική απεικόνιση της σκέδασης Compton.

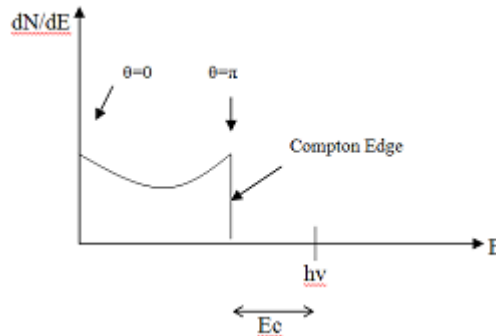
Στην περίπτωση που η γωνία  $\theta$  είναι μηδέν τότε όλη σχεδόν η ενέργεια παραμένει στο φωτόνιο. Στην άλλη ακραία περίπτωση που η γωνία  $\theta$  είναι 180 μοίρες το ηλεκτρόνιο θα πάρει τη μέγιστη δυνατή ενέργεια που είναι μια τιμή προφανώς μικρότερη από την ολική ενέργεια του φωτονίου αν και εξαρτάται από αυτή. Επειδή όλες οι ενδιάμεσες γωνίες σκέδασης είναι δυνατές η αναμενόμενη καμπύλη είναι συνεχής και έχει τη μορφή που φαίνεται στο σχήμα 1.3 που ακολουθεί. Παρατηρούμε από το σχήμα ότι αν και συνεχής η καμπύλη δεν είναι ομοιόμορφη καθώς παρουσιάζει μέγιστα στις περιοχές που αφορούν στις δύο ακραίες περιπτώσεις. Η μορφή αυτή εξηγείται θεωρητικά από τη σχέση των Klein – Nishina που δίνει τη γωνιακή κατανομή που παρουσιάζουν οι σκεδαζόμενες ακτίνες  $\gamma$  για διαφορετική ενεργό διατομή  $d\sigma / d\Omega$ . Πιο συγκεκριμένα έχουμε:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z \cdot r_0^2 \cdot \left( \frac{1}{1 + a(1 - \cos \theta)} \right)^2 \cdot \left( \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \cdot \left( 1 + \frac{a^2 \cdot (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta) \cdot [1 + a(1 - \cos \theta)]} \right)$$

όπου  $a = h\nu / m_0 c^2$ ,  $Z$  ο ατομικός αριθμός του υλικού στο οποίο γίνεται η αλληλεπίδραση και  $r_0$  η κλασική ακτίνα του ηλεκτρονίου.

Από την τελευταία σχέση φαίνεται ότι η πιθανότητα του φαινομένου είναι ανάλογη του  $\cos^2 \theta$  και επομένως δικαιολογείται το μέγιστο που παρατηρείται σε

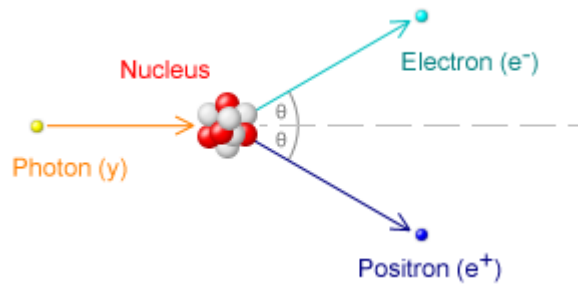
γωνίες  $\theta = 0^\circ$  και  $\theta = 180^\circ$ . Επιπλέον δικαιολογείται και η μη ομοιομορφία της συνεχούς καμπύλης με ελάχιστο που αντιστοιχεί στη γωνία  $\theta = 90^\circ$  όπου  $\cos\theta = 0$ .



Σχήμα 1.3 : Σχηματική απεικόνιση του θεωρητικά αναμενόμενου φάσματος λόγω του φαινομένου Compton.

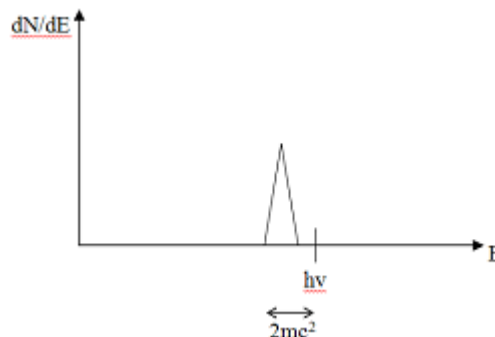
**iii. Δίδυμη γένεση**

Η διαδικασία αυτή λαμβάνει χώρα στην περιοχή των πυρήνων του υλικού αλληλεπίδρασης και έχει σαν αποτέλεσμα την πλήρη εξαύλωση του φωτονίου και την εμφάνιση ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου.



Σχήμα 1.4: Σχηματική απεικόνιση του φαινομένου της δίδυμης γένεσης.

Στην περίπτωση αυτή, μέρος της αρχικής ενέργειας του φωτονίου καταναλώνεται στη δημιουργία του ζεύγους ( $mc^2$  για κάθε ένα από τα λεπτόνια) και η υπόλοιπη γίνεται κινητική ενέργεια αυτών και τελικά απορροφάται από το υλικό. Στο σχήμα 1.5 που ακολουθεί φαίνεται η κορυφή στο ενεργειακό φάσμα που προκύπτει από αυτή τη διαδικασία.



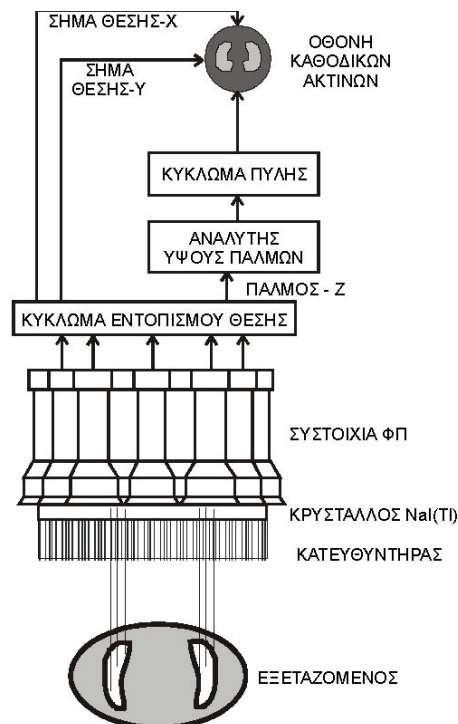
Σχήμα 1.5: Σχηματική απεικόνιση του θεωρητικά αναμενόμενου φάσματος λόγω της ενεργειακής απώλειας στη δίδυμη γένεση.

## 1.2 Πυρηνική Ιατρική

Η ικανότητα των ακτίνων  $\gamma$  να διαπερνούν με επιτυχία τους ιστούς, τις καθιστά κατάλληλες για χρήση στην Πυρηνική Ιατρική, όπου προέρχονται από το ίδιο το σώμα του ασθενούς στον οποίο έχει γίνει προηγουμένως ενδοφλέβια έγχυση ραδιενεργού ουσίας, και καταγράφονται από σύνθετα συστήματα ανιχνευτών. Έτσι η απεικόνιση στοχεύει στον υπολογισμό της χωρικής κατανομής του ραδιοφαρμάκου στον άνθρωπο.

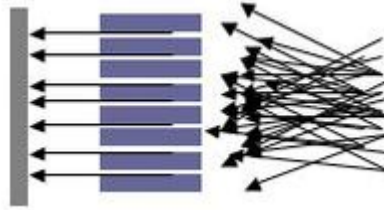
Δύο είναι τα βασικότερα συστήματα – μέθοδοι ανίχνευσης στην Πυρηνική Ιατρική: Πρώτον, η μέθοδος Μονοφωτονιακής Υπολογιστικής Τομογραφίας Εκπομπής, SPECT (Single Photon Emission Computed Tomography), όπου χρησιμοποιούνται τα συστήματα  $\gamma$  – camera. Με αυτά μπορεί κανείς να λάβει τομογραφικές εικόνες της κατανομής της ραδιενέργειας, συλλέγοντας προβολικές εικόνες της κατανομής από πολλές διαφορετικές γωνίες γύρω από το σώμα του εξεταζόμενου. Στη συνέχεια, με χρήση κατάλληλων αλγορίθμων μπορεί να γίνει ανασύνθεση της τρισδιάστατης κατανομής και να εμφανιστεί με τη μορφή εγκάρσιων, στεφανιαίων και οβελιαίων τομών.

Στο παρακάτω σχήμα 1.6 παρουσιάζονται τα κυριότερα μέρη μιας  $\gamma$ -camera, καθώς και η βασική αρχή σχηματισμού της εικόνας. Μια σύγχρονη  $\gamma$ -camera αποτελείται από έναν μολύβδινο κατευθυντήρα πολλών οπών, έναν μεγάλης επιφάνειας σπινθηριστή π.χ. NaI(Tl), μια συστοιχία φωτοπολλαπλασιαστών (ΦΠ) διατεταγμένων συνήθως σε εξαγωγικό πλέγμα και μια σειρά αναλογικών ή/και ψηφιακών ηλεκτρονικών κυκλωμάτων για τον εντοπισμό της θέσης των σπινθηρισμών και για την ανάλυση του ύψους των παλμών. Το όλο σύστημα περιβάλλεται από μολύβδινη θωράκιση ικανού πάχους ώστε να ελαχιστοποιείται η ακτινοβολία υποστρώματος που προέρχεται από σημεία έξω από το απεικονιστικό πεδίο της [ANG58], [ANG64].



Σχήμα 1.6: Τα βασικά μέρη μιας  $\gamma$ -camera και η αρχή σχηματισμού της προβολικής εικόνας.

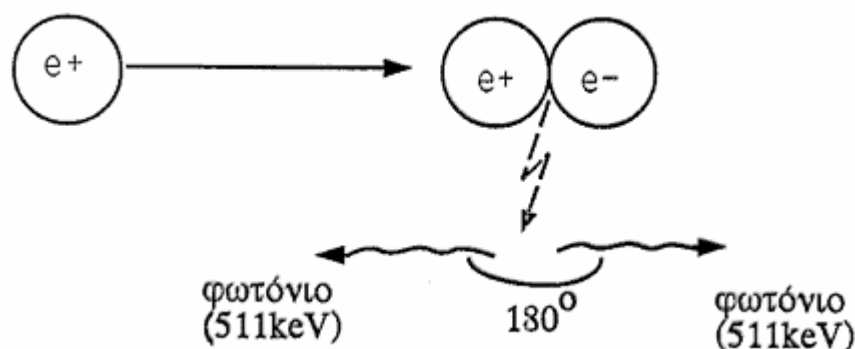
Ο κατευθυντήρας χρησιμεύει για να επιλέγει τη διεύθυνση των φωτονίων που προσπίπτουν στον κρύσταλλο. Ο κατευθυντήρας ορίζει το γεωμετρικό απεικονιστικό πεδίο και καθορίζει σε μέγιστο βαθμό την ευαισθησία και τη χωρική διακριτική ικανότητα της  $\gamma$ -camera.



Σχήμα 1.7: Διέλευση φωτονίων από κατευθυντήρα.

Τα φωτόνια  $\gamma$  που περνούν μέσα από τις οπές του κατευθυντήρα, προσπίπτουν στον κρύσταλλο προκαλώντας ένα σύνολο σπινθηρισμών που αντιστοιχεί στην προβολή της τρισδιάστατης κατανομής της ραδιενέργειας στο σώμα του εξεταζόμενου. Η συστοιχία των ΦΠ που βρίσκονται στην πίσω επιφάνεια του κρυστάλλου ανιχνεύει τους σπινθηρισμούς αυτούς και τροφοδοτεί με ηλεκτρικά σήματα τα ακόλουθα κυκλώματα. Στα σύγχρονα συστήματα η καταγραφή της εικόνας γίνεται ψηφιακά. Για κάθε ένα φωτόνιο που ανιχνεύεται, τα σήματα από το κύκλωμα εντοπισμού θέσης ψηφιοποιούνται και καταγράφονται στη μνήμη ενός ηλεκτρονικού υπολογιστή.

Η δεύτερη μέθοδος, PET (Photon Emission Tomography) στηρίζεται στην εκπομπή φωτονίων από τα ποζιτρόνια τα οποία είναι προϊόντα πυρηνικής αποσύνθεσης. Τα ποζιτρόνια είναι ηλεκτρόνια με θετικό φορτίο. Αφού ένα ποζιτρόνιο χάσει όλη του την ενέργεια, ενώνεται με κάποιο ηλεκτρόνιο και στιγμιαία αλληλοεξουδετερώνεται (δίδυμη γένεση). Η μάζα ηρεμίας των δυο σωματιδίων αντιστοιχεί σε ενέργεια  $1.02\text{MeV}$  που μετατρέπεται σε ενέργεια με τη μορφή δυο φωτονίων ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Τα δυο αυτά φωτόνια έχουν ακριβώς την ίδια ενέργεια, εκπέμπονται σε αντίθετες κατευθύνσεις και στη συνέχεια ανιχνεύονται για το σχηματισμό της εικόνας.



Σχήμα 1.8: Μηχανισμός αλληλεξουδετέρωσης ποζιτρονίου και ηλεκτρονίου.

### 1.3 Κρύσταλλοι Σπινθηρισμού

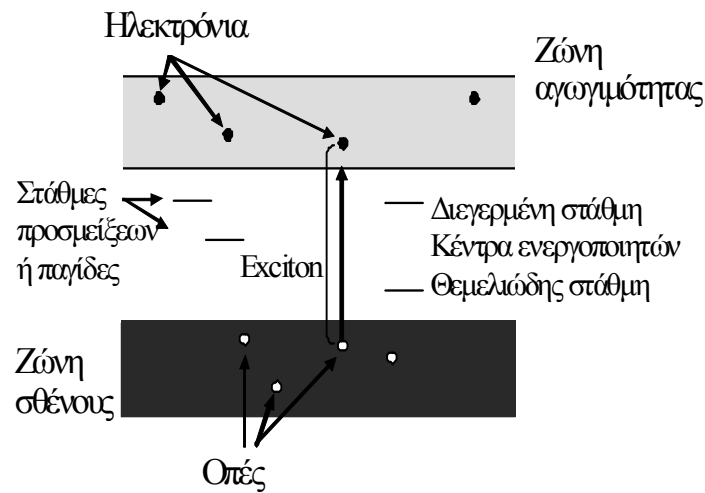
Ένα από τα βασικότερα τμήματα του ανιχνευτικού συστήματος που αναλύεται στην εργασία αυτή είναι ο κρύσταλλος σπινθηρισμού. Αυτός μετατρέπει την ενέργεια των φωτονίων που εισέρχονται σε αυτόν (υψηλοενεργειακά σε συνήθεις εφαρμογές πυρηνικής ιατρικής) σε ανιχνεύσιμο φως και μάλιστα με τέτοιο τρόπο ώστε η μετατροπή να είναι γραμμική. Τα φωτόνια, όπως είναι γνωστό, δεν φέρουν φορτίο και για το λόγο αυτό δεν προκαλούν άμεσο ιονισμό στα υλικά από τα οποία διέρχονται. Επομένως για την ανίχνευση των φωτονίων ακτίνων γ είναι απαραίτητη η αλληλεπίδραση αυτών με τέτοιο τρόπο ώστε να μεταφέρουν μέρος ή και ολόκληρη την ενέργειά τους σε ηλεκτρόνια στο υλικό αλληλεπίδρασης. Η λειτουργία λοιπόν του κρυστάλλου σπινθηρισμών βασίζεται στο γεγονός ότι όταν ακτινοβολία γ προσπέσει στον κρύσταλλο αλληλεπιδρά με αυτόν μέσω τριών μηχανισμών: το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, τη σκέδαση Compton και τη δίδυμη γένεση, που αναφέρθηκαν νωρίτερα [KNO99].

Οι σπινθηριστές με βάση το υλικό τους χωρίζονται σε δυο μεγάλες κατηγορίες τους ανόργανους (ανόργανοι κρύσταλλοι, γυαλιά, αέρια) και τους οργανικούς (οργανικοί κρύσταλλοι, υγρά, πλαστικά). Στη κατηγορία των ανόργανων κρυστάλλων σπινθηρισμού, ανήκουν οι κρύσταλλοι ανόργανων αλάτων, που περιέχουν μικρά ποσά προσμείξεων ενεργοποιητικών ουσιών. Στα ανόργανα κρυσταλλικά πλέγματα τα ηλεκτρόνια μπορούν να βρίσκονται σε δύο ενεργειακές περιοχές και μόνο, τη ζώνη σθένους και τη ζώνη αγωγιμότητας. Το πέρασμα ενός φορτισμένου σωματίου από τον κρύσταλλο δημιουργεί ένα ζευγάρι ηλεκτρονίου-οπής που λέγεται exciton. Το ζευγάρι αυτό κινείται μαζί στον κρύσταλλο και σχηματίζει ένα «άτομο» τύπου υδρογόνου και δημιουργεί μια ζώνη «Exciton», της οποίας το κάτω όριο είναι η «exciton» βασική στάθμη και το άνω όριο είναι η κάτω στάθμη της ζώνης αγωγιμότητας. Οποιοσδήποτε ατέλειες στον κρύσταλλο, όπως άτομα πρόσμειξης, ή κρυσταλλικά κενά, δημιουργούν επιτρεπόμενες ενεργειακές στάθμες στην απαγορευμένη περιοχή ενεργειών, σε απομονωμένα σημεία μέσα στον κρύσταλλο και καθορίζουν τις θέσεις των ενεργοποιητών ή παγίδων. Τα excitons και οι ελεύθερες οπές και ηλεκτρόνια, κινούνται μέσα στον κρύσταλλο μέχρι να παγιδευτούν στα κέντρα ενεργοποιητών ή παγίδων. Έτσι τα κέντρα των προσμείξεων ανυψώνονται στις διεγερμένες στάθμες, απ' όπου εν συνεχεία μεταβαίνουν στη θεμελιώδη στάθμη εκπέμποντας φωτόνια σε χρόνο περίπου  $10^{-8}$  sec. Οι ζώνες αυτές φαίνονται στο ακόλουθο σχήμα 1.9. Ένα μέρος λοιπόν της ενέργειας του φορτισμένου σωματίου που περνάει από τον κρύσταλλο μετατρέπεται σε φως.

Οι σπινθηριστές που χρησιμοποιούνται στην πυρηνική ιατρική, καθώς και στη μελέτη που θα αναλυθεί στα επόμενα κεφάλαια, ανήκουν στην κατηγορία των ανόργανων κρυστάλλων. Οι κρύσταλλοι αυτοί θα πρέπει να ικανοποιούν τις εξής προδιαγραφές: Πρώτον, θα πρέπει να έχουν υψηλή απόδοση μετατροπής της διεγείρουσας ενέργειας σε ακτινοβολία φθορισμού και διαφάνεια στο ορατό φως.

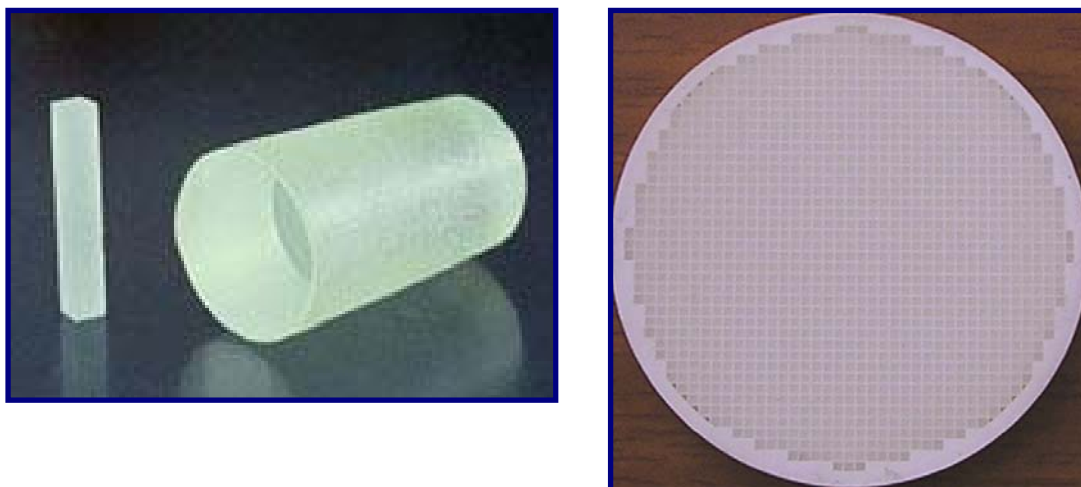
Δεύτερον, η φασματική περιοχή του εκπεμπόμενου ορατού φωτός θα πρέπει να αντιστοιχεί στην περιοχή φασματικής απόκρισης του εν χρήση φωτοπολλαπλασιαστή. Τρίτον, απαιτείται ικανότητα υψηλού ρυθμού μέτρησης και απόδοσης γρήγορου ηλεκτρονικού σήματος. Επίσης, το μήκος απορρόφησης θα πρέπει να είναι μικρό, ενώ η πυκνότητα και ο ατομικός αριθμός  $Z$  υψηλά. Επιπλέον θα πρέπει να χαρακτηρίζονται από καλή ενεργειακή και χωρική διακριτική ικανότητα με χαμηλό φυσικό θόρυβο. Τέλος, η σταθερά αποδιέγερσης να είναι μικρή και να έχουν χημική, θερμική και μηχανική σταθερότητα.





Σχήμα 1.9: Οι διάφορες ζώνες στο εσωτερικό του κρυστάλλου σπινθηριστή.

Οι ανόργανοι κρύσταλλοι διακρίνονται στη συνέχεια στους ομογενείς (homogeneous) και στους διακριτοποιημένους (pixilated) (Σχήμα 1.10). Οι ομογενείς, παρουσιάζουν το πλεονέκτημα της εύκολης κατασκευής τους σε μεγάλη ποικιλία μεγεθών και γεωμετρίας, και της υψηλής ευαισθησίας τους. Από την άλλη πλευρά, οι διακριτοποιημένοι κρύσταλλοι έχουν την δυνατότητα να κατευθύνουν τα παραγόμενα οπτικά φωτόνια στο εσωτερικό του κρυστάλλου, με αποτέλεσμα την καλύτερη χωρική διακριτική ικανότητα.



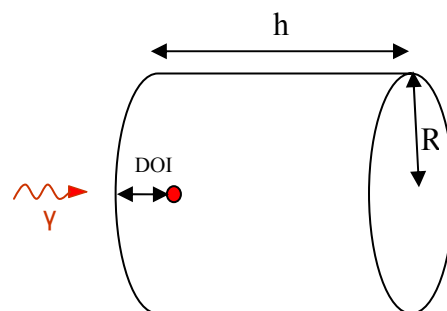
Σχήμα 1.10: Ομογενείς (αριστερά) και διακριτοποιημένοι (δεξιά) κρύσταλλοι που χρησιμοποιούνται στην πυρηνική ιατρική.

### 1.4 Μελέτη των Οπτικών Φωτονίων στο Εσωτερικό των Σπινθηριστών

Σύμφωνα με τους μηχανισμούς αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας ύλης που αναφέρθηκαν προηγουμένως, στο εσωτερικό του κρυστάλλου σπινθηριστή παρατηρείται παραγωγή οπτικών φωτονίων από όλο τον όγκο του, προς όλες τις κατευθύνσεις [POL09]. Ένα μέρος αυτών κατευθύνονται προς το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή με αποτέλεσμα να καταγράφονται και συνεπώς να επηρεάζουν αισθητά τα τελικά αποτελέσματα. Για το λόγο αυτό έχουν αναπτυχθεί διάφορα προγράμματα για την μελέτη της διάδοσης των οπτικών αυτών φωτονίων. Ένα από αυτά, το οποίο χρησιμοποιήθηκε και στην μελέτη της παρούσας εργασίας, είναι και το πρόγραμμα προσομοιώσεων DETECT2000 [MOI00] που στηρίζεται σε προσομοιώσεις Monte Carlo (όπως για παράδειγμα [HUL08]). Με βάση αυτό, τα μεμονωμένα οπτικά φωτόνια παράγονται σε καθορισμένες θέσεις, παρακολουθείται η διαδρομή τους στο εσωτερικό των διαφόρων υλικών, η αλληλεπίδραση τους με αυτά και η μετάβαση τους από το ένα στο άλλο με βάση τον δείκτη διάθλασης  $n = c/u$ , όπου  $c$  η ταχύτητα του φωτός και  $u$  η ταχύτητα των φωτονίων στο συγκεκριμένο υλικό. Στη συνέχεια καταγράφεται η "μοίρα" κάθε φωτονίου, δηλαδή η απορρόφηση ή η ανίχνευση του, ο χρόνος αποδιέγερσης ο αριθμός ανακλαστικών επιφανειών που συνάντησε και άλλα χαρακτηριστικά του [DHA03].

Το βάθος στο οποίο έχει εισχωρήσει ένα φωτόνιο μέχρι να αλληλεπιδράσει στον κρύσταλλο καλείται βάθος αλληλεπίδρασης (Depth Of Interaction – DOI) και αποτελεί έναν πολύ βασικό παράγοντα για την ποιότητα της τελικής ληφθείσας εικόνας. Συγκεκριμένα, στην μέθοδο PET, εξαιτίας της μεγάλης ενέργειας των ακτίνων  $\gamma$  απαιτούνται σπινθηριστές μεγάλου πάχους για να επιτευχθεί υψηλή απόδοση ανίχνευσης. Με την αύξηση όμως του πάχους αυξάνεται και η αβεβαιότητα του βάθους αλληλεπίδρασης με αποτέλεσμα να καταστρέφεται η ομοιομορφία και η χωρική διακριτική ικανότητα της τελικής εικόνας [LER07].

Για τον καθορισμό του βαθμού και του τρόπου εξάρτησης του τελικού αποτελέσματος από τα παραγόμενα οπτικά φωτόνια στο εσωτερικό των κρυστάλλων, έχουν πραγματοποιηθεί διάφορες προσομοιώσεις με το πρόγραμμα DETECT2000. Αρχικά μελετήθηκε το εύρος της κατανομής των φωτονίων που προσπίπτουν πάνω στην ευαίσθητη επιφάνεια ανίχνευσης. Αναλυτικά, προσομοιώθηκε ένας ομογενής κρύσταλλος CsI(Tl) κυλινδρικού σχήματος με ακτίνα  $R = 25\text{mm}$  και ύψος  $h$  που κυμαίνεται μεταξύ των τιμών  $1 - 30\text{mm}$ . Το υλικό αυτό έχει δείκτη διάθλασης  $n = 1,78$  και μια σημειακή πηγή οπτικών φωτονίων τοποθετείται στο κέντρο του εσωτερικού μέρους της εισερχόμενης επιφάνειας, δηλαδή  $DOI = 0,1\text{mm}$ . Η διάταξη αυτή φαίνεται στο σχήμα 1.11.

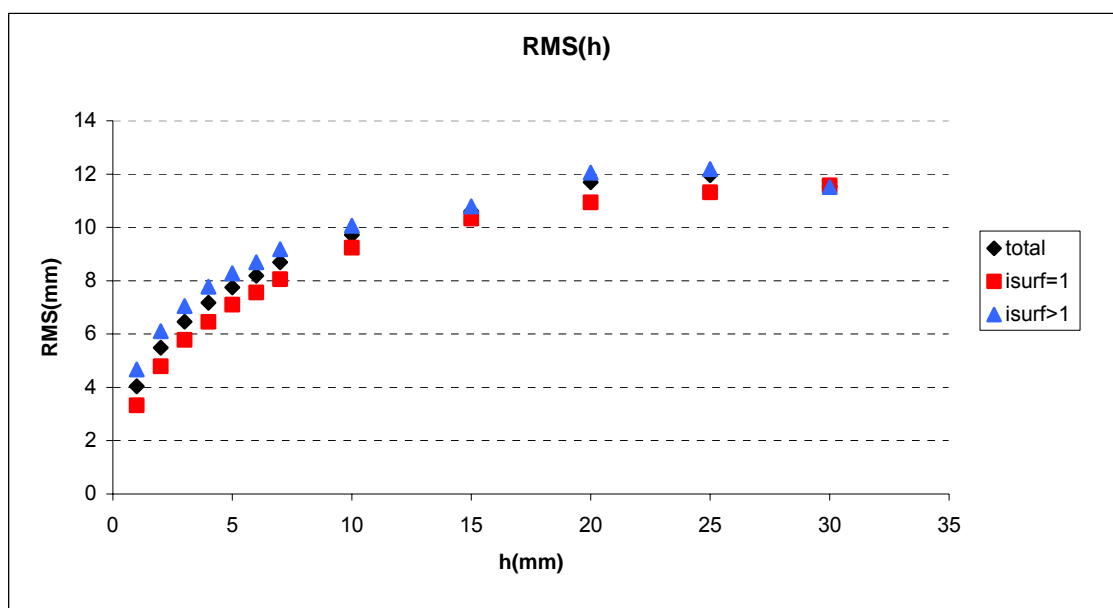


Σχήμα 1.11: Γεωμετρία κρυστάλλου για την προσομοίωση και την μελέτη των οπτικών φωτονίων. Η πηγή των φωτονίων παρίσταται με τον (κόκκινο) μικρό κύκλο σε απόσταση DOI (Depth Of Interaction) από την πίσω επιφάνεια.

Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων παρουσιάζονται στον πίνακα 1 με την αντίστοιχη γραφική παράσταση στο σχήμα 1.12. Διαπιστώνεται πως με την αύξηση του ύψους του κυλίνδρου  $h$  και άρα την απομάκρυνση της πηγής από την επιφάνεια ανίχνευσης, η κατανομή αυξάνει το εύρος της έως ότου το ύψος πάρει τιμή κοντά στην τιμή της ακτίνας  $R$ . Από την τιμή αυτή και μετά το εύρος διατηρείται σταθερό. Το σύνολο όμως των ανιχνευόμενων φωτονίων, προέρχεται από απευθείας ανιχνευόμενα φωτόνια, αλλά και από φωτόνια που έχουν υποστεί μια ή και περισσότερες ανακλάσεις στο εσωτερικό μέρος των τοιχωμάτων του κρυστάλλου. Τα άμεσα ανιχνευόμενα φωτόνια ικανοποιούν τη σχέση  $ISurf = 1$ , ενώ τα ανακλώμενα την  $ISurf > 1$ . Οι δυο αυτές κατηγορίες ακολουθούν την ίδια εξάρτηση από το ύψος  $h$ .

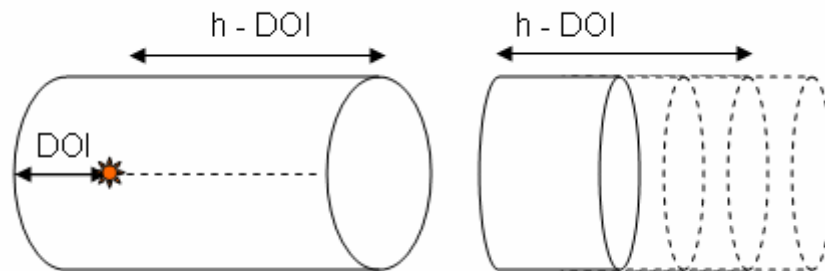
h(mm)	RMS(mm)		
	Total	Isurf=1	Isurf>1
1	4,040	3,328	4,672
2	5,486	4,793	6,102
3	6,462	5,779	7,053
4	7,174	6,459	7,776
5	7,750	7,102	8,279
6	8,191	7,559	8,692
7	8,695	8,061	9,178
10	9,717	9,241	10,060
15	10,610	10,330	10,790
20	11,700	10,940	12,060
25	11,960	11,320	12,190
30	11,540	11,580	11,520

Πίνακας 1: Το εύρος της κατανομής των οπτικών φωτονίων στις διάφορες επιφάνειες του κρυστάλλου για διάφορες τιμές του ύψους του.

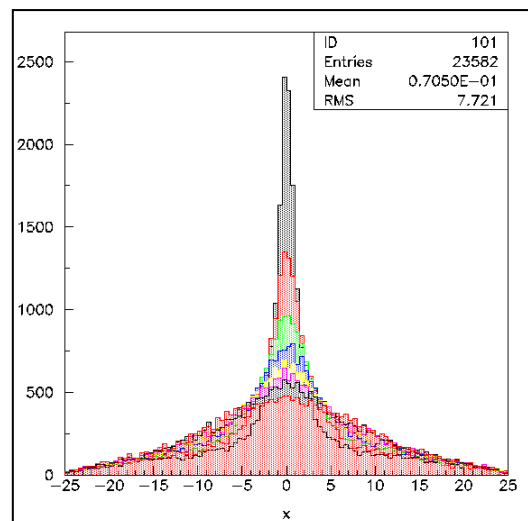


Σχήμα 1.12: Το εύρος της κατανομής των οπτικών φωτονίων στις διάφορες επιφάνειες του κρυστάλλου για διάφορες τιμές του ύψους του.

Στη συνέχεια, έχει μελετηθεί η επίδραση της επιφάνειας από την οποία εισέρχονται οι ακτίνες  $\gamma$ , στην κατανομή των συνολικών καταγραμμένων φωτονίων. Για το σκοπό αυτό έχει προσομοιωθεί κυλινδρικός κρύσταλλος σταθερού πάχους  $h=10\text{mm}$  στον οποίο η σημειακή πηγή μεταφέρεται πάνω στον άξονα συμμετρίας και απέχει από την επιφάνεια ανίχνευσης κάθε φορά  $(h-DOI)\text{mm}$  (σχήμα 1.13). Οι κατανομές για τις διάφορες θέσεις παρουσιάζονται στο σχήμα 1.14 και οι αντίστοιχες τιμές δίνονται στον πίνακα 2.



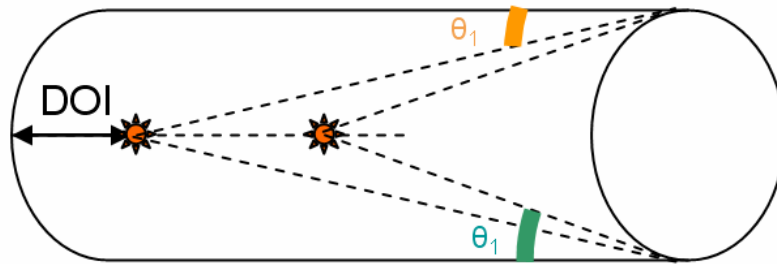
Σχήμα 1.13: Κρύσταλλος σταθερού ύψους  $h=10\text{mm}$  και μεταβλητού DOI (αριστερά) και κρύσταλλος μεταβλητού ύψους με σταθερό DOI=0,1mm (δεξιά).



Σχήμα 1.14: Η κατανομή των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια ανίχνευσης για διάφορες θέσεις της πηγής πάνω στον άξονα συμμετρίας του κυλίνδρου.

Για τον παραπάνω κρύσταλλο σταθερού ύψους παρατηρείτε στο ακόλουθο σχήμα (σχήμα 1.15), πως καθώς αυξάνεται η τιμή του βάθους αλληλεπίδρασης (DOI) το εύρος των τιμών της γωνίας πρόσπτωσης των φωτονίων στην ανιχνευτική επιφάνεια αυξάνεται. Η μεταβολή αυτή παίζει ιδιαίτερο ρόλο στην περίπτωση που ο κρύσταλλος ακολουθείται και από έναν δεύτερο, εμφανίζοντας έτσι το φαινόμενο της ολικής ανάκλασης που θα μας απασχολήσει παρακάτω.

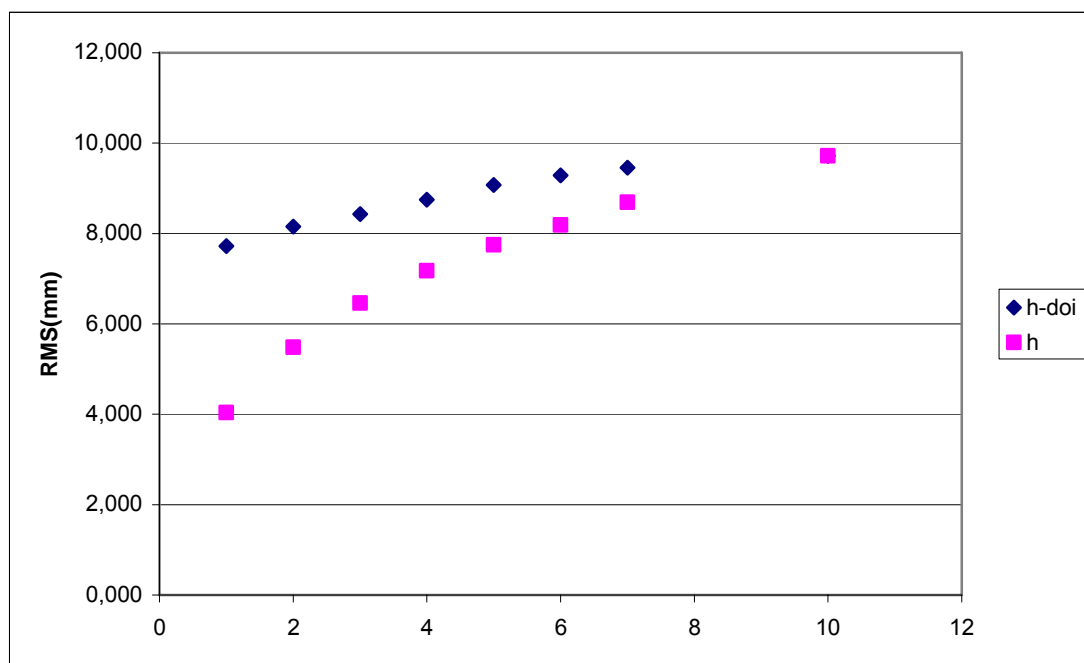
Τα αποτελέσματα αυτά συγκρίνονται με τα παραπάνω για την περίπτωση που η διαφορά  $(h-DOI)\text{mm}$  είναι ίση με το ύψος  $h$ . Έτσι η πηγή διατηρείται σε σταθερή απόσταση από την επιφάνεια ανίχνευσης και μετατοπίζεται η απέναντι όπου γίνονται οι ανακλάσεις. Παρακάτω παρουσιάζονται τα αντίστοιχα αποτελέσματα στον πίνακα 2 και στο σχήμα 1.16.



Σχήμα 1.15: Σε κρύσταλλο σταθερού ύψους  $h$ , η μεταβολή του DOI μεταβάλλει τα όρια της γωνίας πρόσπτωσης των φωτονίων στην επιφάνεια ανίχνευσης..

(h-DOI)mm	RMS(mm)	h(mm)	RMS(mm)
1	7,721	1	4,040
2	8,154	2	5,486
3	8,428	3	6,462
4	8,747	4	7,174
5	9,071	5	7,750
6	9,285	6	8,191
7	9,460	7	8,695
10	9,717	10	9,717

Πίνακας 2: Το εύρος της κατανομής των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια ανίχνευσης για διάφορες θέσεις της πηγής καθοριζόμενες από την παράμετρο DOI πάνω στον άξονα συμμετρίας του κυλίνδρου σταθερού ύψους ( $h=10\text{mm}$ ). Αντίστοιχα, το εύρος για κρύσταλλο μεταβλητού ύψους  $h$  και για την πηγή στην εισερχόμενη επιφάνεια.



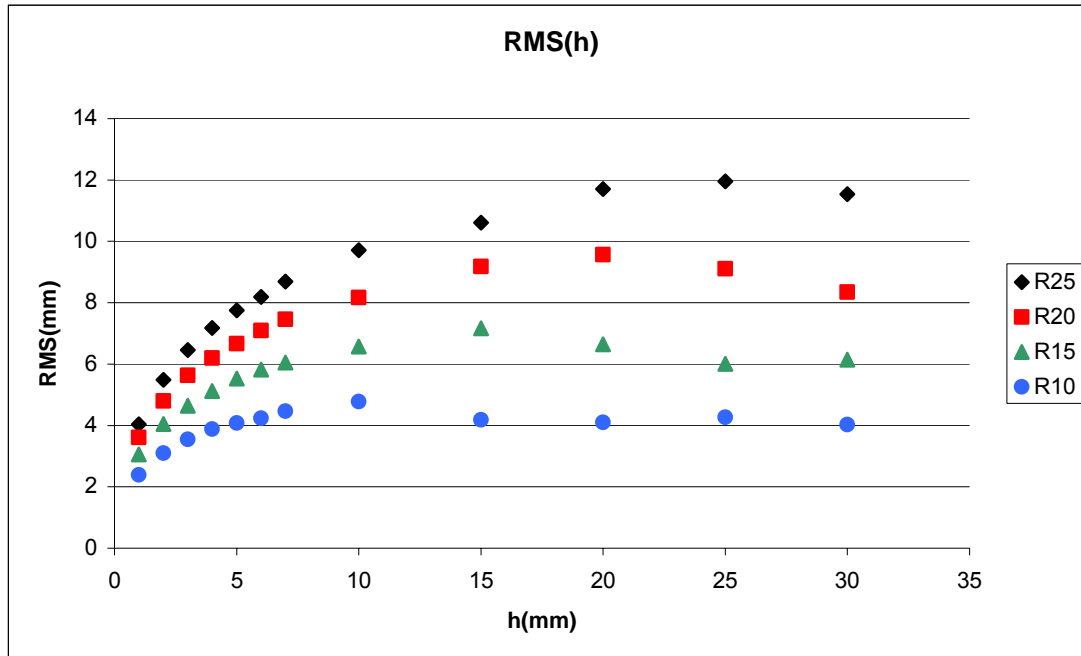
Σχήμα 1.16: Το εύρος της κατανομής των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια ανίχνευσης για τις τιμές του Πίνακα 2.

Εκτός όμως από το ύψος του κρυστάλλου πρέπει να μελετηθεί και η ακτίνα του  $R$ . Για τέσσερις διαφορετικές τιμές της ακτίνας για τις ίδιες τιμές του ύψους  $h$  με παραπάνω, υπολογίστηκε ξανά το εύρος της κατανομής των συνολικών φωτονίων. Η

μορφή της εξάρτησης του εύρους παραμένει σταθερή αλλά παρατηρείται γρηγορότερη σταθεροποίηση σε μικρότερες τιμές όσο μικραίνει και η ακτίνα του σπινθηριστή. Η εξάρτηση αυτή ήταν αναμενόμενη καθώς με την μείωση της ακτίνας αυξάνονται οι ανακλάσεις στην περιφέρεια του κυλίνδρου με αποτέλεσμα τα ανακλώμενα φωτόνια να συμβάλουν με μια σταθερότερη κατανομή, σε σχέση με τα απευθείας, σε μεγαλύτερο βαθμό. Ο αντίστοιχος πίνακας και η γραφική παράσταση ακολουθούν:

	R=25mm	R=20mm	R=15mm	R=10mm
h(mm)	RMS	RMS	RMS	RMS
1	4,040	3,608	3,055	2,394
2	5,486	4,799	4,046	3,095
3	6,462	5,636	4,645	3,552
4	7,174	6,197	5,120	3,884
5	7,750	6,661	5,529	4,076
6	8,191	7,099	5,826	4,239
7	8,695	7,462	6,048	4,465
10	9,717	8,171	6,571	4,778
15	10,610	9,179	7,170	4,179
20	11,700	9,566	6,642	4,095
25	11,960	9,103	6,005	4,270
30	11,540	8,349	6,144	4,029

Πίνακας 3: Το εύρος της κατανομής των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια ανίχνευσης για κρυστάλλους διαφόρων διαστάσεων (ύψους – ακτίνας).

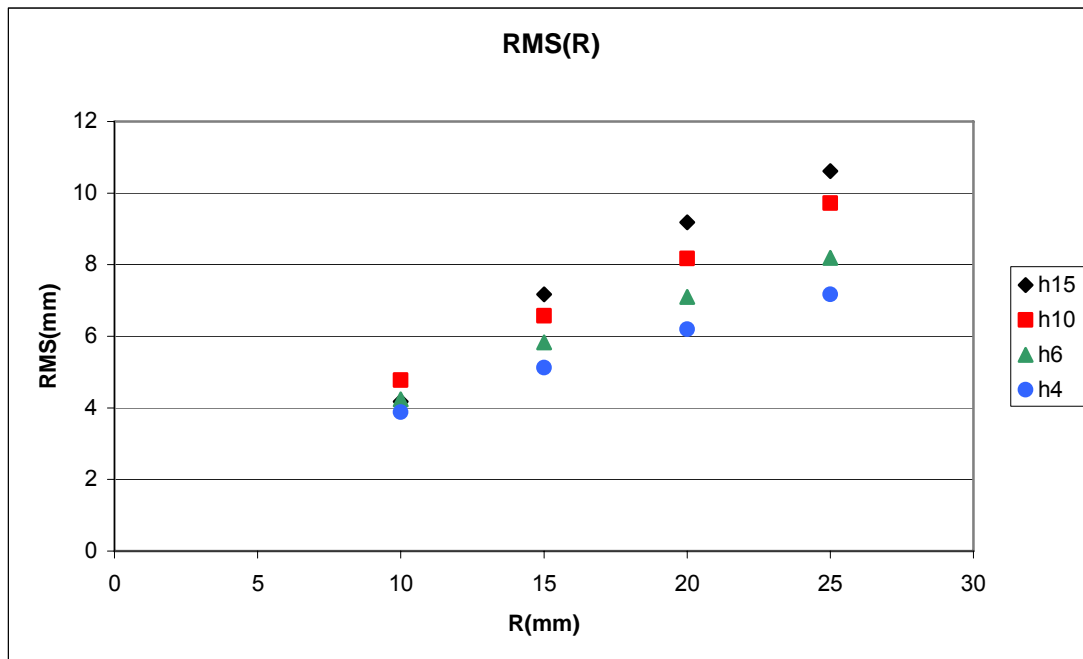


Σχήμα 1.17: Το εύρος της κατανομής των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια ανίχνευσης για κρυστάλλους διαφόρων διαστάσεων (ύψους – ακτίνας).

Παρακάτω εμφανίζονται συνοπτικά τα αποτελέσματα που δείχνουν την εξάρτηση του εύρους της κατανομής των καταγραμμένων φωτονίων από την ακτίνα R του κρυστάλλου για διάφορες τιμές του ύψους.

	h=4mm	h=6mm	h=10mm	h=15mm
R(mm)	RMS	RMS	RMS	RMS
10	3,884	4,239	4,778	4,179
15	5,120	5,826	6,571	7,170
20	6,197	7,099	8,171	9,179
25	7,174	8,191	9,717	10,61

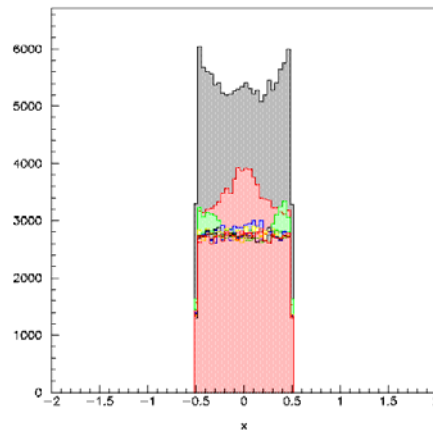
Πίνακας 4: Το εύρος της κατανομής των οπτικών φωτονίων για κρυστάλλους διαφόρων μεγεθών. Η παραμετροποίηση εδώ γίνεται με βάση την ακτίνα του κρυστάλλου για διαφορετικά ύψη.



Σχήμα 1.18: Το εύρος της κατανομής των οπτικών φωτονίων για κρυστάλλους διαφόρων μεγεθών.

Σημειώνεται ότι στην περίπτωση που ο κρύσταλλος έχει την μικρότερη ακτίνα, η μικρή αύξηση του ύψους δεν μεταβάλλει αισθητά το εύρος. Το φαινόμενο αυτό συναντάται στην περίπτωση των διακριτοποιημένων κρυστάλλων, στους οποίους κάθε «pixel» αποτελεί έναν ορθογώνιο παραλληλεπίπεδο σπινθηριστή, με τα φωτόνια να μην μπορούν να μεταφερθούν σε γειτονικά «pixel» εξαιτίας του αδιαφανούς υλικού. Στους διακριτοποιημένους κρυστάλλους οι επιμέρους κατανομές από κάθε στοιχειώδη κρύσταλλο έχουν την μορφή σταθερής κατανομής όπως φαίνονται στο παρακάτω σχήμα 1.19 και παρουσιάζουν μικρές διαφορές για τα διαφορετικά ύψη.

Συμπέρασμα όλων των παραπάνω είναι πως τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά και το μέγεθος των κρυστάλλων επηρεάζει την κατανομή των οπτικών φωτονίων που συλλέγονται και συμμετέχουν στην διαμόρφωση της εικόνας.



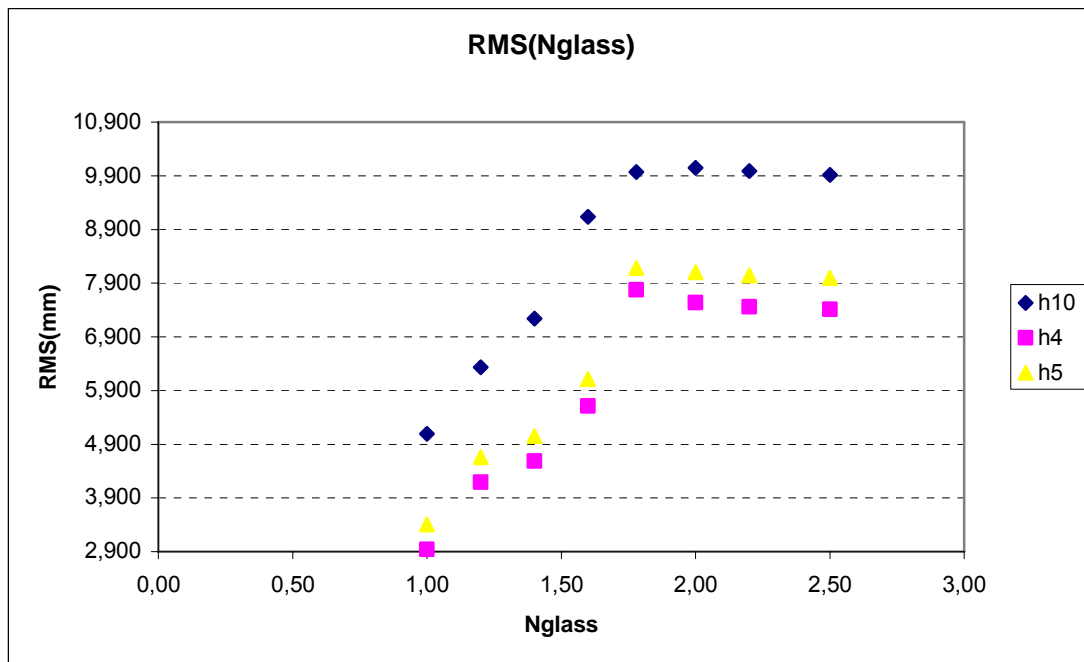
Σχήμα 1.19: Οι κατανομές των οπτικών φωτονίων διακριτοποιημένων κρυστάλλων διαφόρων υψών. Η επιφάνεια του τετραγωνικού pixel είναι 1mm x 1mm.

Ένας δεύτερος σημαντικός παράγοντας που επηρεάζει την κατανομή των ανιχνευόμενων τελικά οπτικών φωτονίων από τον φωτοπολλαπλασιαστή είναι ο δείκτης διάθλασης τόσο του κρυστάλλου όσο και του υλικού του παραθύρου του ανιχνευτή μέσα από το οποίο διέρχονται τα φωτόνια. Οι σχετικές τιμές των δυο δεικτών διάθλασης μπορούν να προκαλέσουν τόσο διάθλαση όσο και ολική ανάκλαση. Για την εξέταση της σχέσης μεταξύ των δεικτών προσομοιώθηκε στη συνέχεια και ένας δεύτερος κύλινδρος ίσης ακτίνας με τον πρώτο και ομοαξονικός του. Ο δεύτερος κύλινδρος παίζει το ρόλο του παραθύρου του ανιχνευτή γι' αυτό τοποθετείται από την πλευρά της ανιχνευτικής επιφάνειας. Το ύψος του θεωρείται σταθερό και ίσο με  $h'=1mm$  και ο δείκτης διάθλασης  $n_{glass}$  λαμβάνει οχτώ διαφορετικές τιμές για τρία διαφορετικά ύψη κρυστάλλου ο οποίος χαρακτηρίζεται από σταθερή ακτίνα  $R=25mm$  και δείκτη διάθλασης  $n=1,78$ . Οι εξαγόμενες τιμές για το εύρος των κατανομών των οπτικών φωτονίων παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα 5 και απεικονίζονται στο σχήμα 1.20.

$n_{glass}$	RMS(mm)		
	$h=10mm$	$h=5mm$	$h=4mm$
1,00	5,091	3,407	2,943
1,20	6,332	4,659	4,192
1,40	7,239	5,052	4,586
1,60	9,136	6,114	5,612
1,78	9,970	8,182	7,778
2,00	10,050	8,106	7,535
2,20	9,986	8,042	7,463
2,50	9,915	7,996	7,413

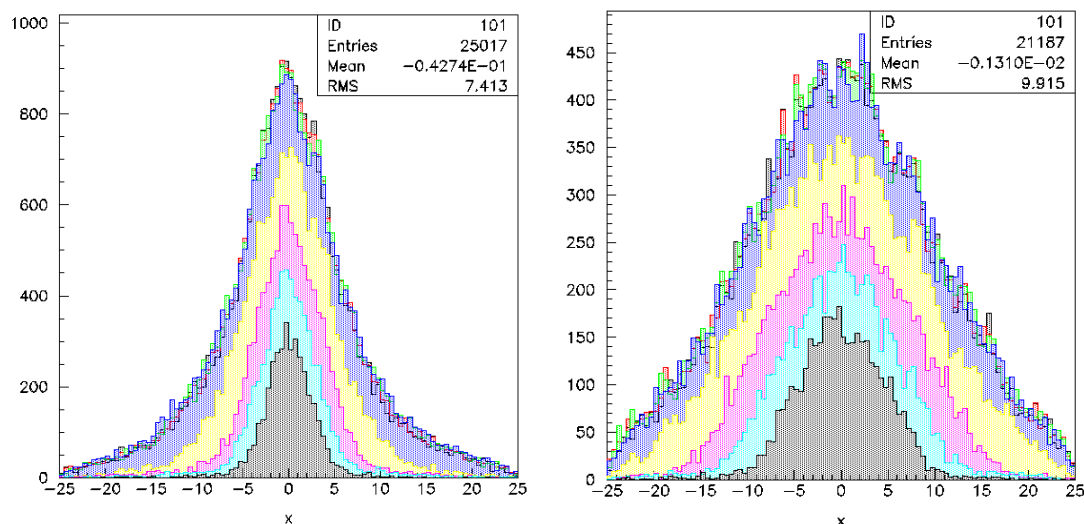
Πίνακας 5: Το εύρος των κατανομών των οπτικών φωτονίων για κρύσταλλο διαφόρων υψών και παράθυρο ανιχνευτή διαφόρων δεικτών διάθλασης.





Σχήμα 1.20: Το εύρος των κατανομών των οπτικών φωτονίων για κρύσταλλο διαφόρων υψών και παράθυρο ανιχνευτή διαφόρων δεικτών διάθλασης.

Η μορφή της γραφικής παράστασης δηλώνει πως όσο το υλικό του παραθύρου του φωτοπολλαπλασιαστή έχει μικρότερο δείκτη διάθλασης από τον κρύσταλλο, επιτρέπει στα φωτόνια μόνο να διαθλαστούν. Όσο μικρότερος είναι ο δείκτης του παραθύρου τόσο στενότερη είναι η κατανομή για συγκεκριμένο ύψος κρυστάλλου (σχήμα 1.20). Όταν το παράθυρο του ανιχνευτή γίνει πυκνότερο από τον κρύσταλλο, εμφανίζεται το φαινόμενο της ολικής ανάκλασης και η κατανομή διατηρεί σταθερό το εύρος της.



Σχήμα 1.21: Οι κατανομές των οπτικών φωτονίων για κρύσταλλο ύψους 4mm (αριστερά) και 10mm (δεξιά) και με παράθυρο ανιχνευτή διαφόρων δεικτών διάθλασης (1,0-2,5).

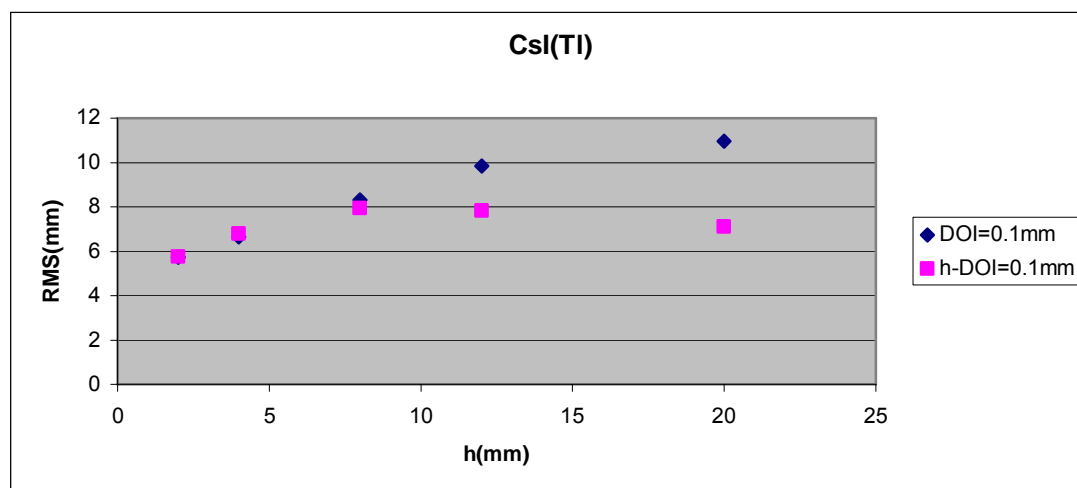
Τα παραπάνω βασικά συμπεράσματα μας οδήγησαν στην εξέταση της κατανομής των οπτικών φωτονίων χρησιμοποιώντας τη συνολική διάταξη, δηλαδή τον κρύσταλλο σπινθηρισμού και το υλικό εισόδου του ανιχνευτή, συναρτήσει της θέσης αλληλεπίδρασης της ακτίνας γ όπου παράγονται τα οπτικά φωτόνια. Η

διερεύνηση αυτή έχει πραγματοποιηθεί για δυο είδη κρυστάλλων που χρησιμοποιήθηκαν και σε πειραματικές διαδικασίες. Πρώτος προσομοιώθηκε ο κρύσταλλος CsI(Tl) με δείκτη διάθλασης  $n_{CsI(Tl)} = 1,78$  και δεύτερος ο BGO με  $n_{BGO} = 2,15$ . Οι δυο κρύσταλλοι έχουν από πέντε και τέσσερις διαφορετικές τιμές πάχους αντίστοιχα και σταθερή ακτίνα  $R = 25mm$ . Σε επαφή με τους κρυστάλλους έχει τοποθετηθεί δεύτερος κύλινδρος ίδιας ακτίνας και πάχους 3mm που αποτελεί το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή με  $n_{glass} = 1,47$ .

CsI(Tl)	RMS(mm)	
	DOI=0,1mm	h-DOI=0,1mm
2	5,738	5,757
4	6,653	6,802
8	8,325	7,954
12	9,832	7,831
20	10,95	7,099

Πίνακας 6: Το εύρος των κατανομών των οπτικών φωτονίων για κρύσταλλο CsI(Tl) διαφόρων υψών και για δυο θέσεις τις σημειακής πηγής.

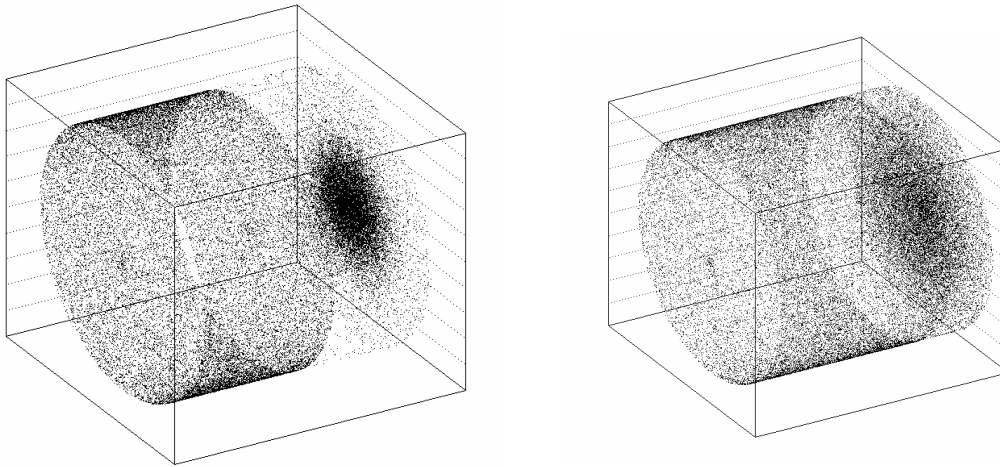
Η πηγή των οπτικών φωτονίων τοποθετείται σε δύο διαφορετικές θέσεις στο εσωτερικό του σπινθηριστή. Αρχικά 0,1mm από την επιφάνεια που εισέρχεται η ακτίνα  $\gamma$  ( $DOI = 0,1mm$ ) και στη συνέχεια 0,1mm πριν την επιφάνεια που είναι σε επαφή με το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή ( $h - DOI = 0,1mm$ ). Τα μετρούμενα αποτελέσματα για την περίπτωση του κρυστάλλου CsI(Tl) παρουσιάζονται στον πίνακα 6 και στο σχήμα 1.22.



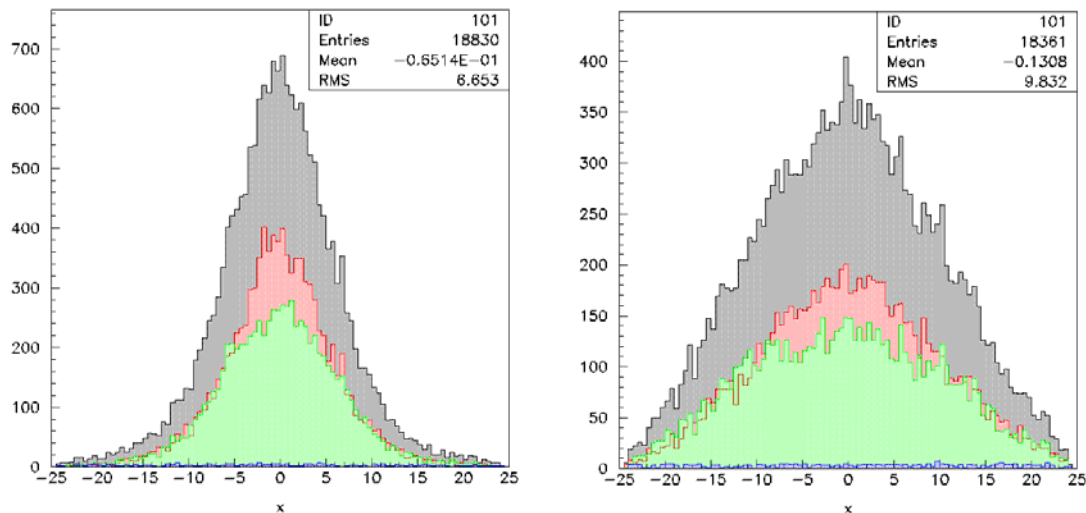
Σχήμα 1.22: Το εύρος των κατανομών των οπτικών φωτονίων για κρύσταλλο CsI(Tl) διαφόρων υψών και δυο θέσεις τις σημειακής πηγής.

Διαπιστώνετε πως η κατανομή των οπτικών φωτονίων έχει εύρος που συνεχώς αυξάνεται με την αύξηση του ύψους είτε αυτά παράγονται μακριά είτε κοντά στην περιοχή του φωτοπολλαπλασιαστή. Παρόλα αυτά, όσο μικρότερη είναι η τιμή του βάθους αλληλεπίδρασης τόσο μεγαλύτερη είναι η διάχυση στο εσωτερικό του CsI(Tl), με αποτέλεσμα ύστερα από την διάθλαση τους στην διαχωριστική επιφάνεια να ανιχνεύονται με συνεχώς αυξανόμενο εύρος κατανομής. Στα παρακάτω σχήματα παρουσιάζονται οι κατανομές των οπτικών φωτονίων σε τρεις διαστάσεις, καθώς και η κατανομή αυτών στην αρχική επιφάνεια από την οποία εισέρχονται οι ακτίνες  $\gamma$  και

στην επιφάνεια ανίχνευσης, για την περίπτωση που ο κρύσταλλος έχει ύψος  $h = 4mm$  και  $h = 12mm$ , με την πηγή να βρίσκεται στην θέση  $DOI = 0,1mm$ .

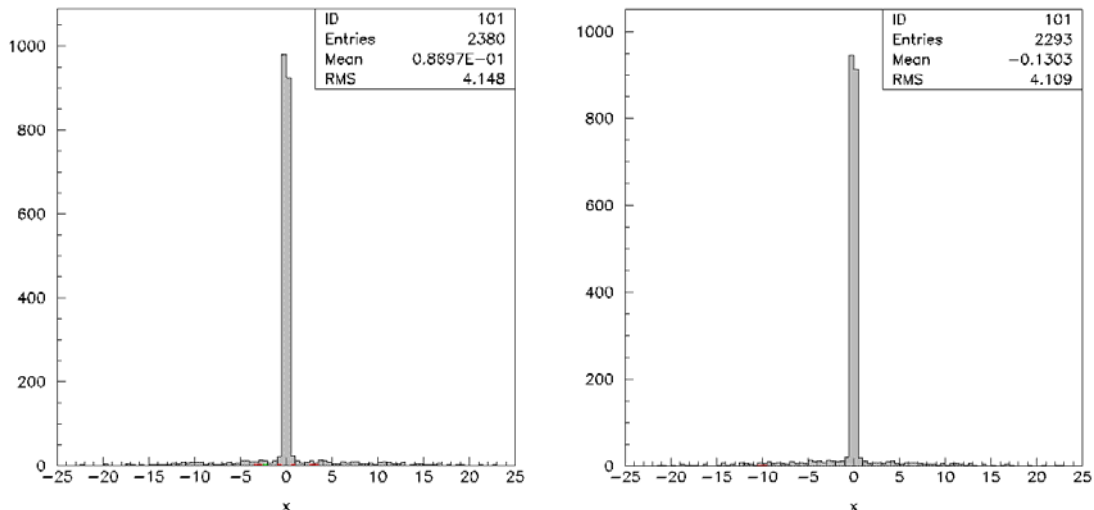


Σχήμα 1.23: Τρισδιάστατη απεικόνιση των οπτικών φωτονίων σε κρύσταλλο CsI(Tl) ύψους 4 και 12mm αντίστοιχα, παραγόμενα από σημειακή πηγή με  $DOI = 0,1mm$ .



Σχήμα 1.24: Η κατανομή, πάνω στον  $x$  άξονα, των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια ανίχνευσης για κρύσταλλο CsI(Tl) ύψους 4 και 12mm αντίστοιχα, από σημειακή πηγή με  $DOI = 0,1mm$ .

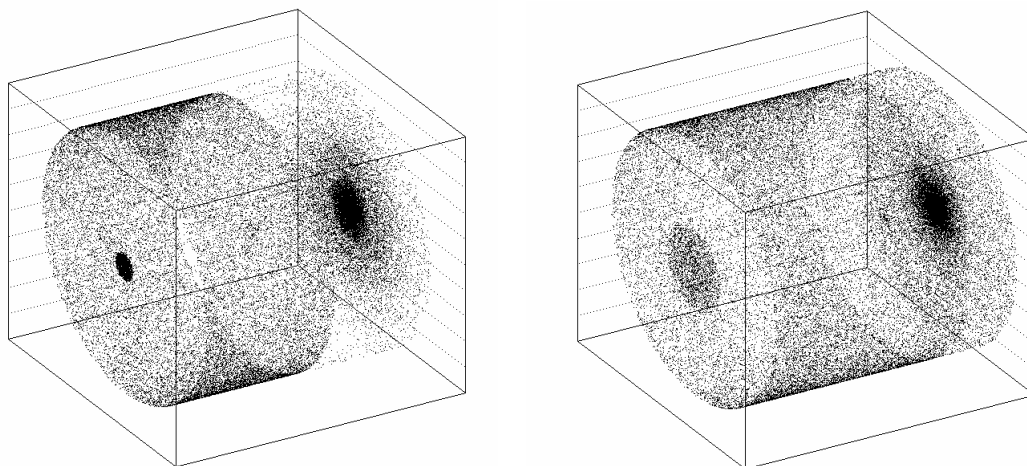
Στα παραπάνω διαγράμματα η συνολική κατανομή φαίνεται με μαύρο χρώμα. Η κόκκινη κατανομή απαρτίζεται από τα φωτόνια που έχουν περάσει την διαχωριστική επιφάνεια και έχουν ανιχνευθεί απευθείας, η πράσινη αυτά που έχουν υποστεί και μια ανάκλαση πριν καταμετρηθούν και τέλος η μπλε κατανομή τα καταγεγραμμένα ύστερα από δυο ανακλάσεις. Η ανάλυση αυτή μας δείχνει πως μόνο τα φωτόνια που έχουν υποστεί καμία ή τουλάχιστον μια ανάκλαση συμμετέχουν στην τελική εικόνα. Αυτά που έχουν υποστεί περισσότερες ανακλάσεις και έχουν ανιχνευτεί είναι στατιστικά πάρα πολύ λίγα. Το γεγονός αυτό οφείλεται στον χρόνο ημιζωής των φωτονίων που δεν τους επιτρέπει να καταγραφούν μετά από πολλές ανακλάσεις.



Σχήμα 1.25: Η κατανομή, πάνω στον  $x$  άξονα, των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια εισόδου των ακτίνων  $\gamma$  για κρύσταλλο CsI(Tl) ύψους 4 και 12mm αντίστοιχα, από σημειακή πηγή με  $DOI = 0,1mm$ .

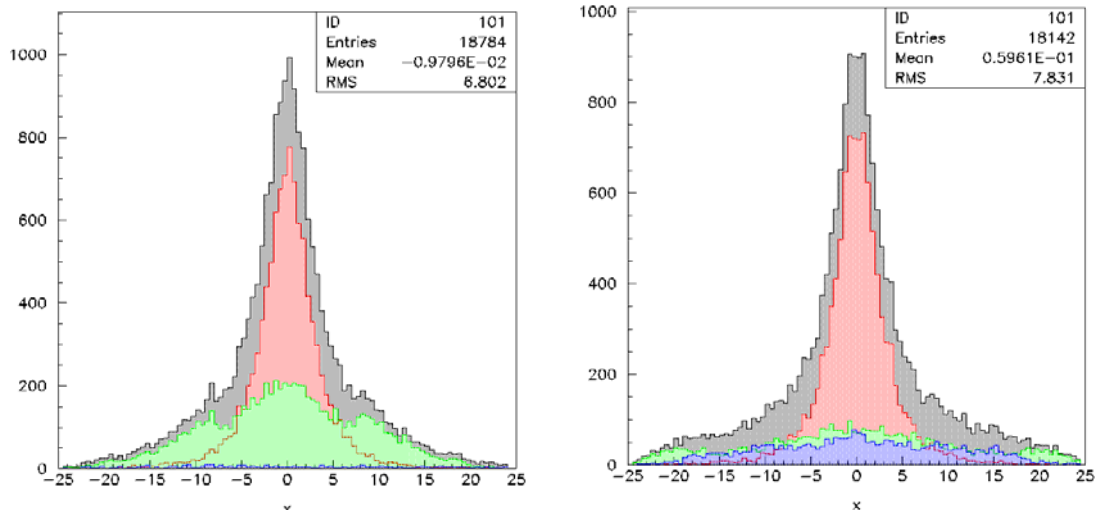
Το παραπάνω σχήμα 1.23 φανερώνει άμεσα την θέση της πηγής. Η απόσταση μεταξύ της επιφάνειας εισόδου και της πηγής είναι μόλις 0,1mm, έτσι ο κώνος διάδοσης των φωτονίων δεν προλαβαίνει να ανοίξει και αυτά προσκρούουν σχεδόν όλα στη κεντρική θέση όπου βρίσκεται η πηγή. Το φαινόμενο αυτό παρατηρείται ανεξαρτήτως του ύψους του κρυστάλλου.

Χρησιμοποιώντας την ίδια γεωμετρία και τις ίδιες συνθήκες τοποθετείτε τώρα η πηγή στη θέση  $h - DOI = 0,1mm$ . Τα ανάλογα αποτελέσματα ακολουθούν.



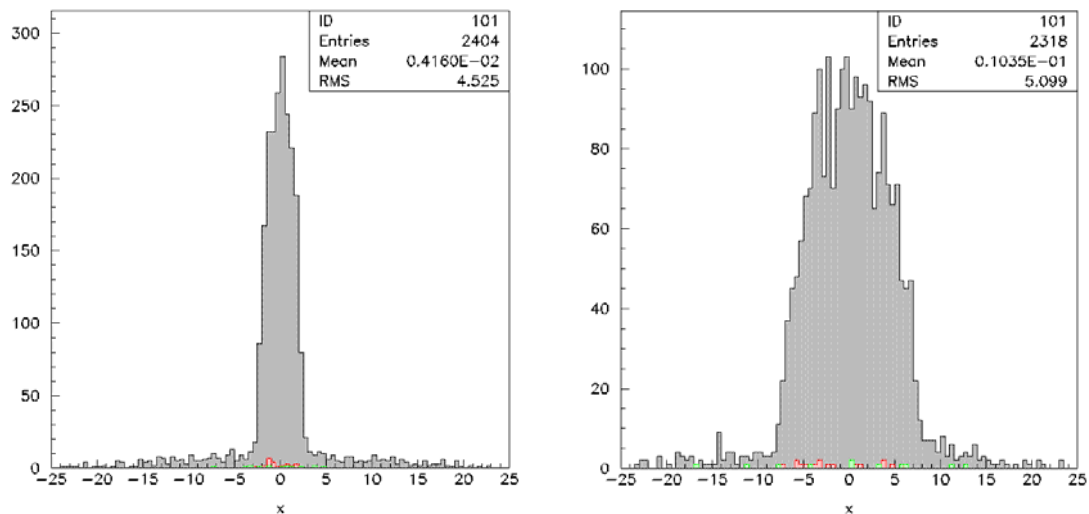
Σχήμα 1.26: Τρισδιάστατη απεικόνιση των οπτικών φωτονίων σε κρύσταλλο CsI(Tl) ύψους 4 και 12mm αντίστοιχα, παραγόμενα από σημειακή πηγή με  $h - DOI = 0,1mm$ .

Στη συνολική κατανομή (μαύρη), σε αντίθεση με την περίπτωση που η πηγή βρισκόταν στη θέση  $DOI = 0,1mm$ , συνεισφέρουν κυρίως τα φωτόνια που έχουν διέλθει μέσα από την διαχωριστική επιφάνεια και έχουν ανιχνευθεί κατευθείαν (κόκκινη κατανομή).



Σχήμα 1.27: Η κατανομή, πάνω στον  $x$  άξονα, των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια ανίχνευσης για κρύσταλλο CsI(Tl) ύψους 4 και 12mm αντίστοιχα, από σημειακή πηγή με  $h - DOI = 0,1mm$ .

Στην επιφάνεια εισόδου καταφτάνουν φωτόνια υπό μεγαλύτερες πλέον γωνίες όσο αυξάνεται και το ύψος του κρυστάλλου. Τα φωτόνια που έχουν απορροφηθεί πάνω στην επιφάνεια αυτή καταγράφονται ύστερα από διαφορετικό αριθμό ανακλάσεων χωρίς έτσι να μπορεί να συμπεράνει κανείς ότι κάποια κατανομή συμμετέχει σε μεγαλύτερο βαθμό από κάποια άλλη.

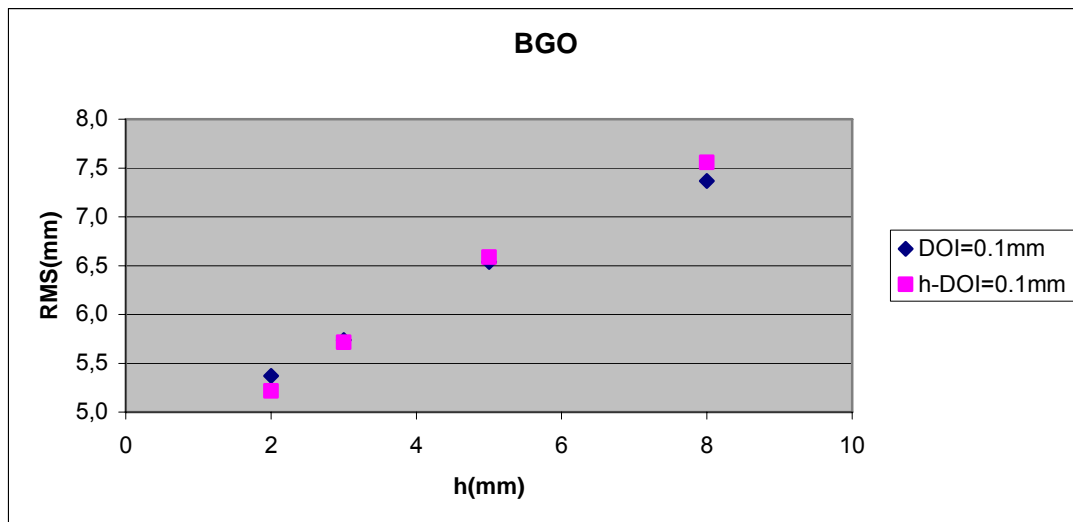


Σχήμα 1.28: Η κατανομή, πάνω στον  $x$  άξονα, των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια εισόδου των ακτίνων  $\gamma$  για κρύσταλλο CsI(Tl) ύψους 4 και 12mm αντίστοιχα, από σημειακή πηγή σε σταθερή απόσταση  $h - DOI = 0,1mm$ .

Η ίδια διαδικασία έχει ακολουθηθεί για κρύσταλλο BGO διαφορετικών υψών και δίνεται ο αντίστοιχος πίνακας 7 και το σχήμα 1.29.

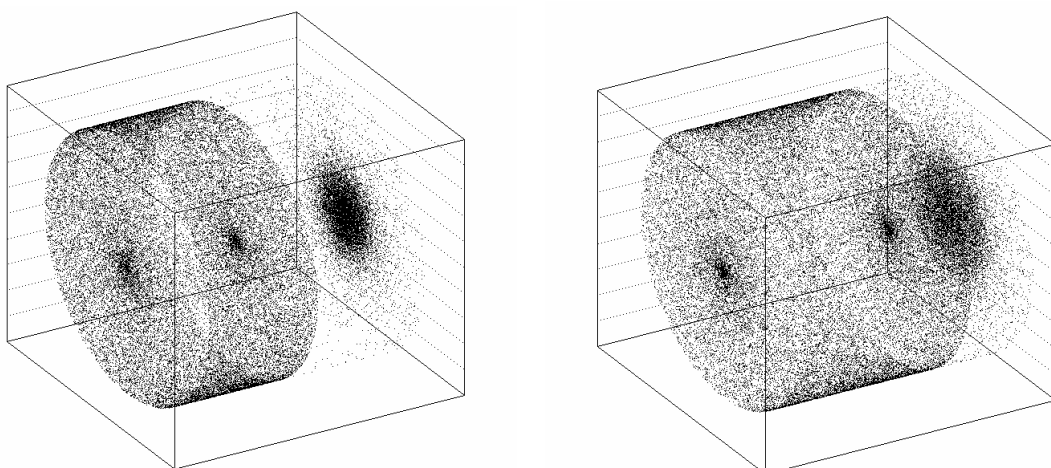
BGO	RMS(mm)	
	DOI=0,1mm	h-DOI=0,1mm
2	5,370	5,216
3	5,738	5,716
5	6,539	6,588
8	7,366	7,559

Πίνακας 7: Το εύρος των κατανομών των οπτικών φωτονίων για κρύσταλλο BGO διαφόρων υψών και για δυο θέσεις τις σημειακής πηγής.

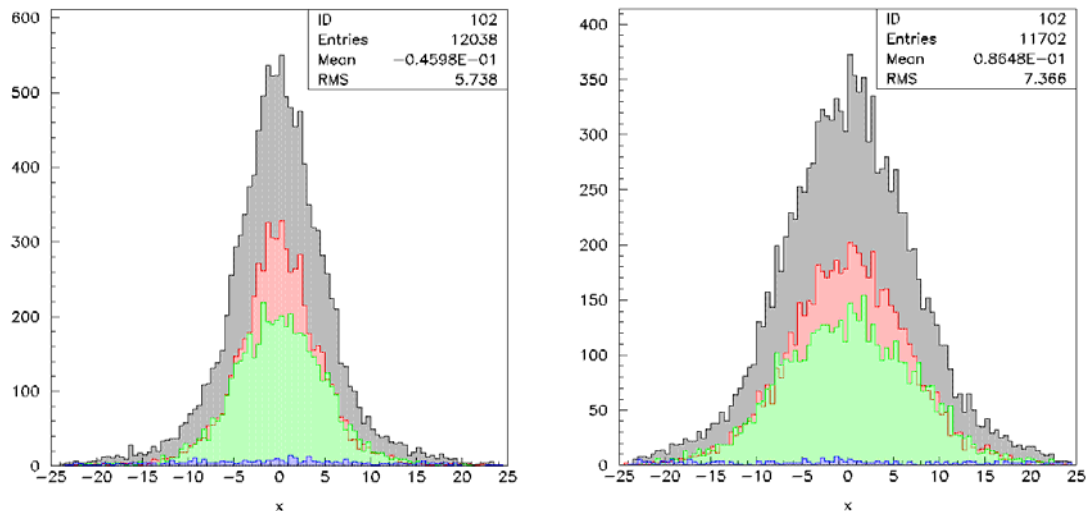


Σχήμα 1.29: Το εύρος των κατανομών των οπτικών φωτονίων για κρύσταλλο BGO διαφόρων υψών και δυο θέσεις τις σημειακής πηγής.

Εξετάζοντας προσεχτικά τα αποτελέσματα διαπιστώνετε αύξηση του εύρους της κατανομής των οπτικών φωτονίων με την αύξηση του ύψους του σπινθηριστή όπως ακριβώς συνέβαινε και στην περίπτωση του CsI(Tl). Ενδιαφέρον όμως παρουσιάζει η αντίστροφη εξάρτηση της θέσης της πηγής για συγκεκριμένο ύψος  $h$ . Καθώς αυξάνεται το ύψος μεγαλύτερο εύρος αποκτά η κατανομή που προέρχεται από φωτόνια παραγόμενα στη θέση  $h-DOI=0,1mm$ . Η αντίθετη αυτή συμπεριφορά μεταξύ των δυο υλικών, οφείλετε πιθανότατα στην διαφορετική τιμή του δείκτη διάθλασης. Ο πρώτος κρύσταλλος έχει δείκτη ελάχιστα μεγαλύτερο από αυτόν του υλικού του παραθύρου του φωτοπολλαπλασιαστή, ενώ ο δεύτερος εμφανίζει πολύ μεγαλύτερη τιμή. Ο αρκετά μεγαλύτερος δείκτης διάθλασης οδηγεί με μεγάλη σχετικά πιθανότητα στο φαινόμενο της ολικής ανάκλασης και άρα τα φωτόνια ανακλώνται σε περισσότερες επιφάνειες προτού ανιχνευτούν.

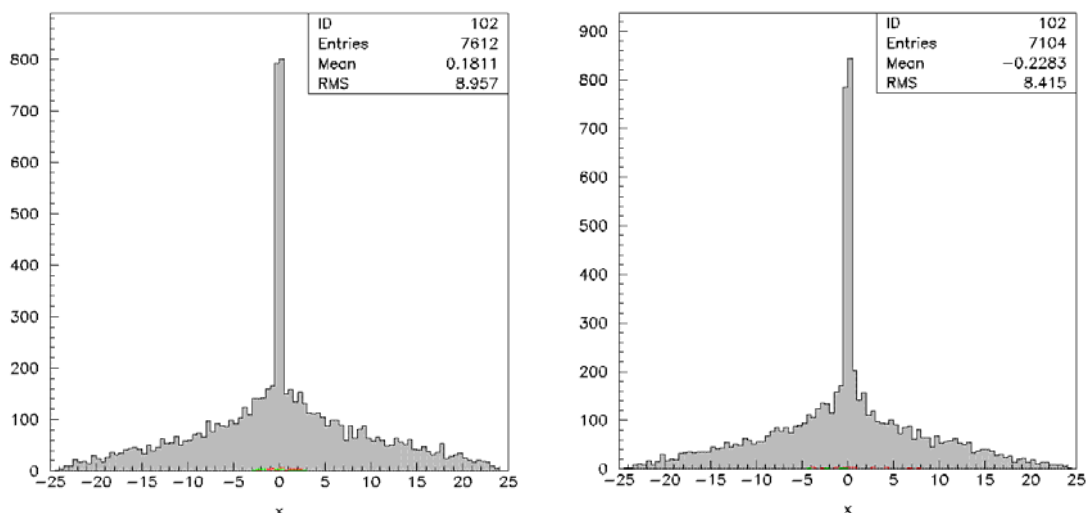


Σχήμα 1.30: Τρισδιάστατη απεικόνιση των οπτικών φωτονίων σε κρύσταλλο BGO ύψους 3 και 8mm αντίστοιχα, παραγόμενα από σημειακή πηγή με  $DOI = 0,1mm$ .



Σχήμα 1.31: Η κατανομή, πάνω στον x άξονα, των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια ανίχνευσης για κρύσταλλο BGO ύψους 3 και 8mm αντίστοιχα, από σημειακή πηγή με  $DOI = 0,1mm$ .

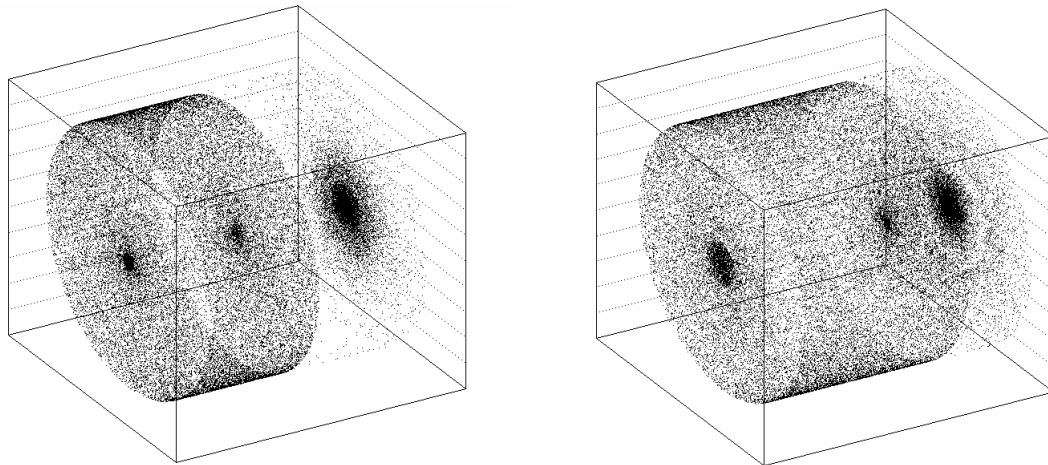
Στην περίπτωση του κρυστάλλου BGO οι κατανομές συμμετέχουν με το ίδιο τρόπο όπως και στον σπινθηριστή CsI(Tl). Δηλαδή την μορφή της κατανομής ρυθμίζουν τα απευθείας φωτόνια (κόκκινη κατανομή) και αυτά που έχουν υποστεί μια ανάκλαση(πράσινη κατανομή).



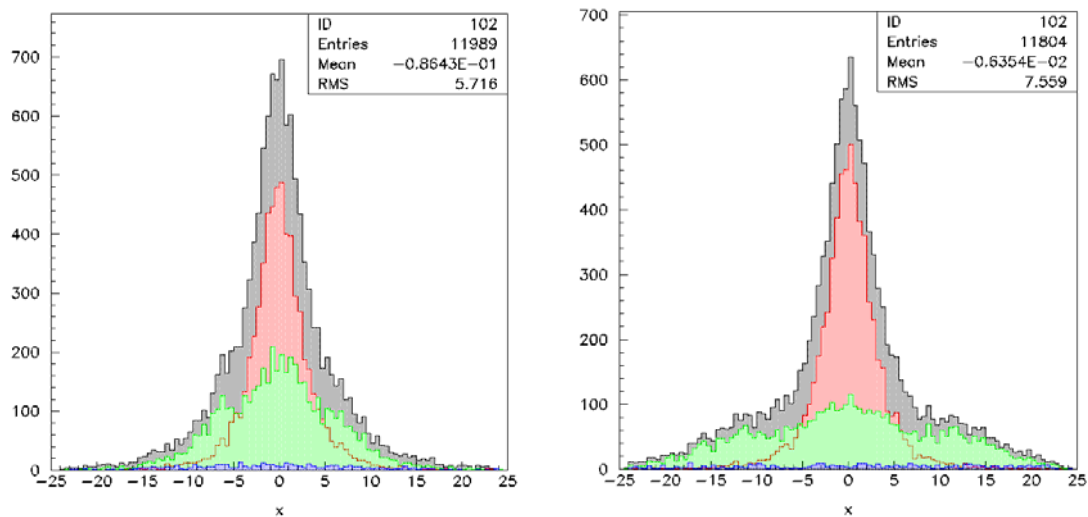
Σχήμα 1.32: Η κατανομή, πάνω στον  $\chi$  άξονα, των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια εισόδου των ακτίνων  $\gamma$  για κρύσταλλο BGO ύψους 3 και 8mm αντίστοιχα, από σημειακή πηγή με  $DOI = 0,1mm$ .

Σε αντίθεση με την κατανομή των φωτονίων στην επιφάνεια εισόδου του CsI(Tl), στον κρύσταλλο BGO εκτός από την έντονη κορυφή που δημιουργείται στην συντεταγμένη στην οποία βρίσκεται η πηγή, εμφανίζεται και ένα μη αμελητέο υπόβαθρο. Το υπόβαθρο μπορεί να περιγραφεί σαν μια πλατιά κατανομή που προέρχεται κυρίως από το φαινόμενο της ολικής ανάκλασης πάνω στην διαχωριστική επιφάνεια του σπινθηριστή με το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή.

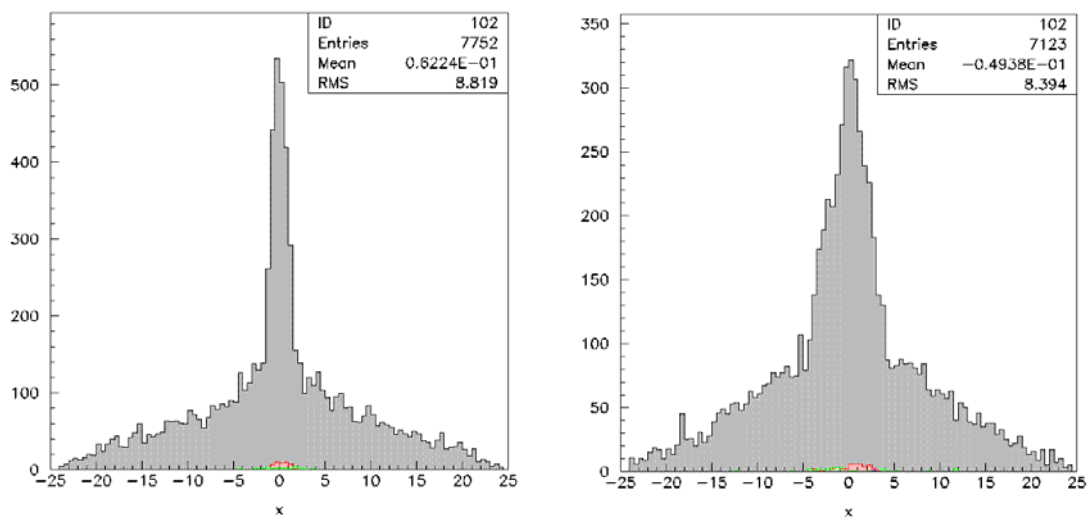
Αντίστοιχα, όταν τα φωτόνια παράγονται στη θέση  $h - DOI = 0,1mm$ , έχουμε τις παρακάτω απεικονίσεις. Στην περίπτωση αυτή τα απευθείας οπτικά φωτόνια είναι αυτά που συμμετέχουν κατά κύριο λόγο στην κατανομή, εξαιτίας της μικρής απόστασης της πηγής από την επιφάνεια ανίχνευσης. Στην επιφάνεια εισόδου το υπόβαθρο που περιβάλλει την κορυφή της θέσης της πηγής συμβάλει με μεγαλύτερη αναλογία καθώς τα φωτόνια διαχέονται περισσότερο στο εσωτερικό του κρυστάλλου.



Σχήμα 1.33: Τρισδιάστατη απεικόνιση των οπτικών φωτονίων σε κρύσταλλο BGO ύψους 3 και 8mm αντίστοιχα, παραγόμενα από σημειακή πηγή με  $h - DOI = 0,1mm$ .



Σχήμα 1.34: Η κατανομή, πάνω στον  $x$  άξονα, των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια ανίχνευσης για κρύσταλλο BGO ύψους 3 και 8mm αντίστοιχα, από σημειακή πηγή με  $h - DOI = 0,1mm$ .



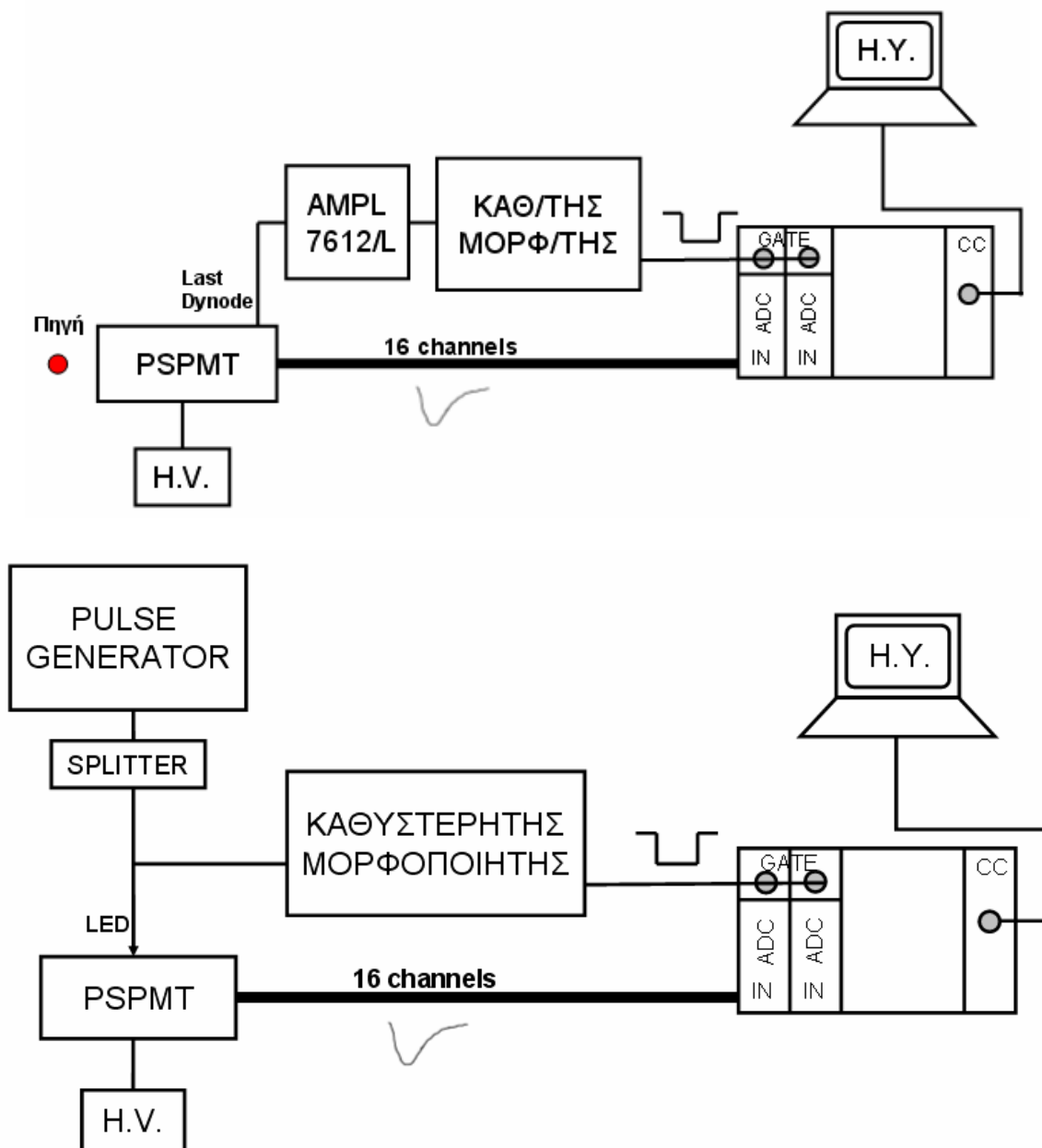
Σχήμα 1.35: Η κατανομή, πάνω στον  $x$  άξονα, των οπτικών φωτονίων στην επιφάνεια εισόδου των ακτίνων  $\gamma$  για κρύσταλλο BGO ύψους 3 και 8mm αντίστοιχα, από σημειακή πηγή με  $h - DOI = 0,1mm$ .



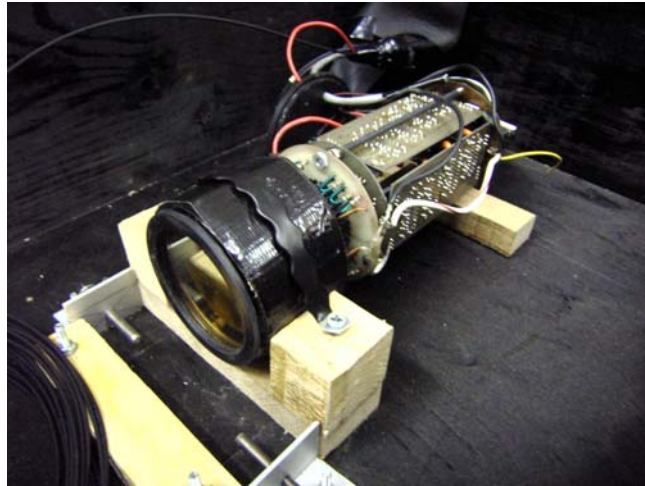
## Κεφάλαιο 2<sup>ο</sup> Το Ανιχνευτικό Σύστημα

### 2.1 Τα Μέρη του Ανιχνευτικού Συστήματος

Η μελέτη που θα ακολουθήσει στην παρούσα εργασία, πραγματοποιήθηκε με χρήση μιας γ-camera και του συστήματος που φαίνεται στο σχήμα 2.1, είτε με χρήση ραδιενεργούς πηγής είτε με μια γεννήτρια παλμών 33220A της Agilent.

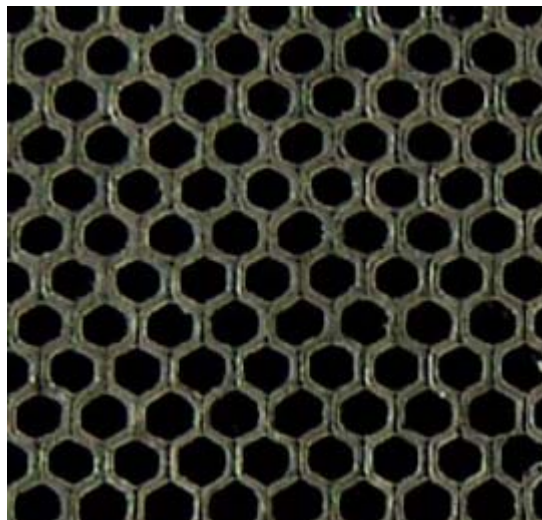


Σχήμα 2.1: Η πειραματική διάταξη του συστήματος της γ-camera με ραδιενεργή πηγή (πάνω) και γεννήτρια παλμών (κάτω).



Σχήμα 2.2: Η  $\gamma$ -camera που χρησιμοποιήθηκε στην μελέτη της παρούσας εργασίας. Πέραν του χωρικά ευαίσθητου φωτοπολλαπλασιαστή διακρίνονται και οι πλακέτες των προενιχυτών.

Πρώτο μέρος του συστήματος της  $\gamma$  - camera είναι ένας κατευθυντήρας παράλληλων οπών (parallel hole collimator). Αυτός είναι κατασκευασμένος από φύλλα μολύβδου τοποθετημένα με κατάλληλο τρόπο ώστε να σχηματίζουν οπές σχήματος κανονικού εξαγώνου όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.



Σχήμα 2.3: Ο κατευθυντήρας αποτελείται από φύλλα μολύβδου που σχηματίζουν εξαγωνικές οπές.

Σύμφωνα με τον κατασκευαστή κάθε φύλλο μολύβδου έχει πάχος (septum  $s$ )  $250\mu\text{m}(=0.25\text{mm})$ , κάθε οπή που σχηματίζεται μέση διάμετρο  $1.5\text{mm}$  (συνεπώς μέση ακτίνα  $R=0.75\text{mm}$ ) και ο κατευθυντήρας συνολικό πάχος (διάσταση  $z$ )  $26.8\text{mm}$ . Η διαπερατότητα  $D$  (ευαισθησία) του κατευθυντήρα, είναι ο λόγος των ακτίνων  $\gamma$  που καταφέρνουν να διαπεράσουν τον κατευθυντήρα ( $N_0$ ), προς αυτές που έπεσαν στην επιφάνεια του ( $N$ ) και δίνεται από την σχέση:

$$D = \frac{N}{N_0}$$

και για το συγκεκριμένο πάχος  $y=26,8\text{mm}$  έχει τιμή  $0,1\%$  [ΜΙΚ07]. Τα χαρακτηριστικά των διαστάσεων του κατευθυντήρα εμφανίζονται στον παρακάτω πίνακα 2.1.

Χαρακτηριστικά	Τιμή
x (cm)	6,00
y (cm)	2,68
z (cm)	5,90
δx (cm)	0,01
δy (cm)	0,01
δz (cm)	0,01
Οπές x άξονα Nx	32,5
Οπές y άξονα Ny	23,5

Πίνακας 2.1: Τα χαρακτηριστικά των διαστάσεων του εν χρήση κατευθυντήρα, παραλλήλων εξαγωγικών οπών.

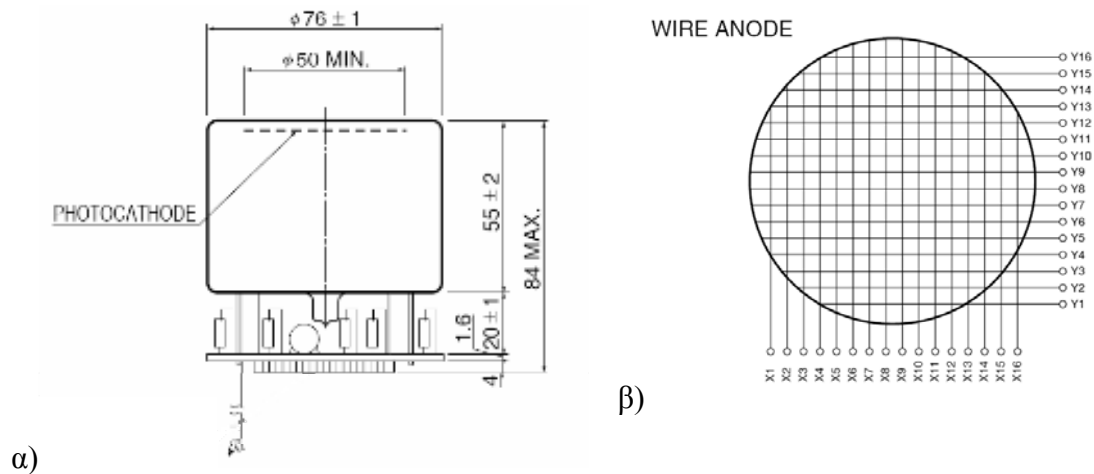
Σε επαφή με τον κατευθυντήρα τοποθετείται ο κρύσταλλος σπινθηρισμού, στο εσωτερικό του οποίου γίνεται η αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με την ύλη. Τα είδη των κρυστάλλων διακρίνονται σε δυο κατηγορίες, τους ομογενείς και τους διακριτοποιημένους, που έχουν αναλυθεί στο προηγούμενο κεφάλαιο. Για την μελέτη που ακολουθεί έχουν χρησιμοποιηθεί, μια σειρά από ομογενείς κρυστάλλους CsI(Tl) και BGO, διαφόρων μεγεθών και ένας διακριτοποιημένος CsI(Tl). Στον πίνακα 2.2 εμφανίζονται ορισμένα χαρακτηριστικά των κρυστάλλων αυτών.

Κρύσταλλος	CsI(Tl)	BGO
Μέγιστη εκπομπή (nm)	550	480
Φωτεινότητα (photons/KeV)	54	9
Χρόνος Αποδιέγερσης (μs)	0,8 – 6	0,3
Δείκτης Διάθλασης	1,78	2,15
Πυκνότητα (g/cm <sup>3</sup> )	4,51	7,13
Radiation length (cm)	1,8	1,1
ΔE/E (στα 662 KeV)	4,3 %	9,0 %

Πίνακας 2.2: Τα χαρακτηριστικά των κρυστάλλων CsI(Tl) και BGO.

Τον σπινθηριστή διαδέχεται ένας χωρικά ευαίσθητος φωτοπολλαπλασιαστής (Position Sensitive PhotoMultiplier Tube - PSPMT) της HAMAMATSU (Model R2486-01). Αυτός έχει κυλινδρικό σχήμα και αποτελείται από μια διαλκαλική φωτοκάθοδο με 12 δυνόδους και ένα ανοδικό πλέγμα. Η διαφορά δυναμικού μεταξύ των δυνόδων, στις οποίες επιταχύνονται και πολλαπλασιάζονται τα ηλεκτρόνια, είναι 100V στην ονομαστική τάση λειτουργίας. Το ανοδικό πλέγμα αποτελείται από 32 καλώδια τοποθετημένα ανά 16 σε δυο κάθετους άξονες.

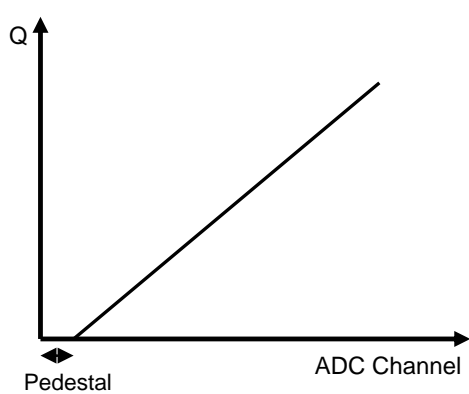
Τα καλώδια που απέχουν μεταξύ τους απόσταση 3,75mm, είναι συνδεδεμένα ανά δυο έτσι ώστε σε κάθε άξονα να παράγονται από οχτώ σήματα. Μέσω των σημάτων αυτών μπορεί να προσδιοριστεί τόσο η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου όσο και η θέση αυτού καθώς ο φωτοπολλαπλασιαστής είναι χωρικά ευαίσθητος.



α) Σχήμα 2.4: α) Οι εξωτερικές διαστάσεις και β) το ανοδικό πλέγμα της ανόδου του χωρικά ευαίσθητου φωτοπολλαπλασιαστή.

Τα 16 συνολικά σήματα που λαμβάνονται από το ανοδικό πλέγμα, οδηγούνται στη συνέχεια ανά τέσσερα στις τέσσερις πλακέτες των τεσσάρων προενισχυτών (4x4) που βρίσκονται τοποθετημένοι πάνω στην  $\gamma$ -camera ώστε να έχουμε ενίσχυση των ασθενών σημάτων. Οι προενισχυτές αυτοί εξαιτίας του ότι βρίσκονται πολύ κοντά στον ανιχνευτή παρέχουν τα εξής πλεονεκτήματα: Πρώτον, τα σήματα δεν προλαβαίνουν να εξασθενίσουν και δεύτερον, να επηρεαστούν από εξωτερικά ηλεκτρομαγνητικά πεδία. Το μικρό μήκος καλωδίου παρέχει ακόμα το βέλτιστο λόγο σήματος προς θόρυβο.

Τα προενισχυμένα αυτά σήματα μεταφέρονται ακολούθως για την ψηφιοποίηση τους και την επεξεργασία τους σε μια μονάδα CAMAC. Η μονάδα αυτή περιέχει δυο ψηφιοποιητές (Analog to Digital Converters-ADC) της εταιρίας Le Croy (2249W). Κάθε ένας παρέχει 12 εισόδους για την μετατροπή των αναλογικών σε ψηφιακά σήματα. Στον πρώτο τοποθετούνται τα πρώτα 12 σήματα από τα 16 που λαμβάνονται και τα υπόλοιπα 4 στον δεύτερο. Κάθε ψηφιοποιητής θα πρέπει να χαρακτηρίζεται από την γραμμικότητα μεταξύ του σήματος εισόδου και εξόδου. Η χαρακτηριστική όμως αυτή ιδιότητα παρουσιάζει αποκλίσεις για σήματα πολύ χαμηλών τιμών που καταλαμβάνουν τα μικρά κανάλια ενός ADC. Έτσι ακόμα και σε ένα μηδενικό σήμα γίνεται μια έκχυση φορτίου το οποίο ονομάζεται pedestal και πρέπει να λαμβάνεται υπόψιν σε κάθε μέτρηση και να αφαιρείται από την δοθείσα τιμή του φορτίου. Στο σχήμα 2.5 παρουσιάζεται η γραμμικότητα μεταξύ φορτίου - καναλιών του ADC και η μετατόπιση της ευθείας αυτής λόγω pedestal.



Σχήμα 2.5: Η γραμμική σχέση μεταξύ φορτίου - καναλιών του ADC και η μετατόπιση της ευθείας αυτής λόγω pedestal.

Η ψηφιοποίηση του σήματος γίνεται σύμφωνα με τη μέθοδο ramp of Wilkinson [LEO94]. Το σήμα εισόδου φορτίζει αρχικά έναν πυκνωτή για συγκεκριμένο χρονικό διάστημα που ονομάζεται GATE και καθορίζεται από τον χρήστη. Ο πυκνωτής στην συνέχεια εκφορτίζεται με σταθερό ρυθμό ενεργοποιώντας μια μονάδα που μετρά τους τετραγωνικούς παλμούς που παράγονται από ένα «ρολόι» σταθερής συχνότητας. Το πλήθος των τετραγωνικών παλμών είναι ανάλογο του σήματος εισόδου και αποτελεί το σήμα εξόδου. Οι έξοδοι αυτοί μεταφέρονται με την σειρά τους από τον controller του CAMAC crate και μέσω GPIB στον υπολογιστή με τη βοήθεια προγράμματος γραμμένου σε LabVIEW. Εκεί καταγράφονται, επεξεργάζονται και αποθηκεύονται για περαιτέρω μελέτη. Η επεξεργασία αυτών περιλαμβάνει κατά κύριο λόγο τον υπολογισμό της ενέργειας του ηλεκτρονικού νέφους στο ανοδικό πλέγμα του φωτοπολλαπλασιαστή και την ανακατασκευή της θέσης πρόσπτωσης. Για τον υπολογισμό των μεγεθών αυτών χρησιμοποιείται ο αλγόριθμος κέντρου βάρους με βάση τον οποίο για την ενέργεια αρκεί να προστεθούν όλα τα σήματα, δηλαδή τα φορτία  $Q$ , τόσο του  $x$  όσο και του  $y$  άξονα

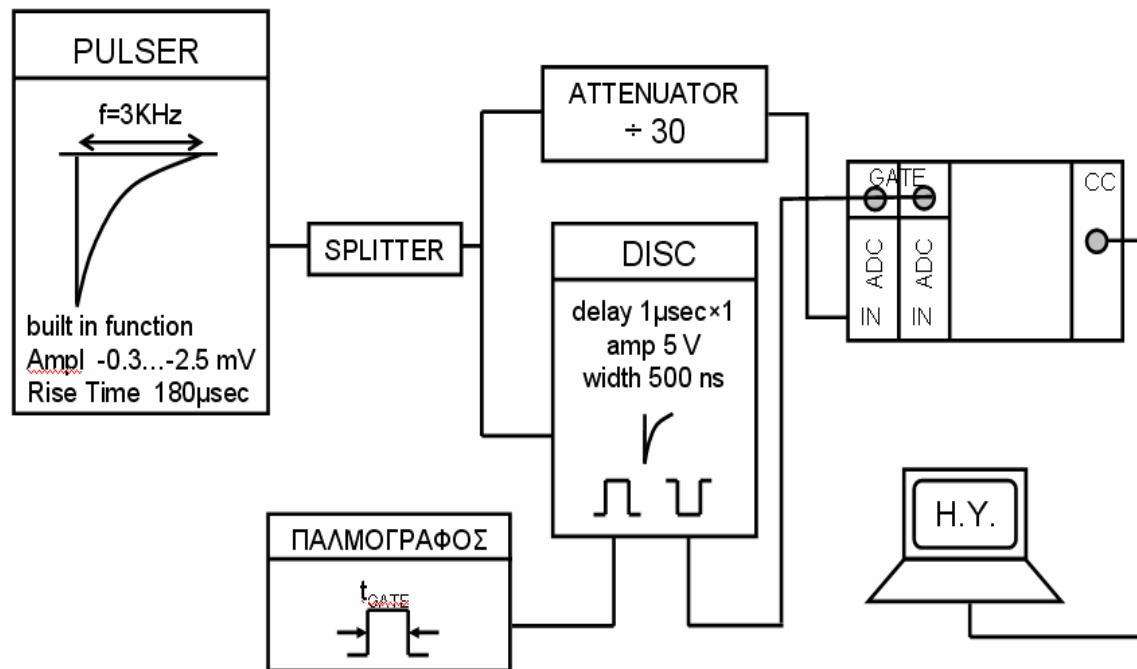
$$E = \sum_{i=1}^8 Qx_i + Qy_i$$

όπου ο δείκτης  $i$  αντιστοιχεί στον αύξοντα αριθμό καλωδίου, ενώ για τον προσδιορισμό της θέσης, δηλαδή της τετμημένης  $PosX$  και της τεταγμένης  $PosY$ , χρησιμοποιούνται οι σχέσεις

$$PosX = \frac{\sum_{i=1}^8 i \cdot Qx_i}{\sum_{i=1}^8 Qx_i} \quad PosY = \frac{\sum_{i=1}^8 i \cdot Qy_i}{\sum_{i=1}^8 Qy_i} .$$

## 2.2 Μελέτη των ADC του Ανιχνευτικού Συστήματος

Το σύστημα λήψης δεδομένων της  $\gamma$ -camera αποτελείται από διάφορα τμήματα κάθε ένα από τα οποία επηρεάζει το τελικό εξαγόμενο αποτέλεσμα. Για το λόγο αυτό είναι σημαντικό να γνωρίζουμε τον τρόπο λειτουργίας κάθε τμήματος και την σχέση μεταξύ του σήματος εισόδου και εξόδου από αυτό. Ένα από τα βασικότερα τμήματα του συστήματος της παρούσας κάμερας είναι οι ψηφιοποιητές ADC's ο ρόλος των οποίων αναλύθηκε παραπάνω. Τα σήματα που λαμβάνουμε στην έξοδο αυτών μελετήθηκαν με χρήση του παρακάτω κυκλώματος.



Σχήμα 2.6: Η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την μελέτη των σημάτων εξόδου από τους ADC's που περιλαμβάνονται στο σύστημα της  $\gamma$ -camera.

Μία γεννήτρια παλμών (Pulser – Agilent 33220A) παρήγαγε σήματα σχεδόν της ίδιας τάξης μεγέθους με τα σήματα που παράγονται κατά τις πειραματικές μετρήσεις της  $\gamma$ -camera. Οι παραγόμενοι αυτοί παλμοί διαθέτουν τα χαρακτηριστικά που φαίνονται στο κύκλωμα του διαγράμματος (συχνότητα 3kHz και χρόνος ανόδου 180µsec) και μεταβλητό ύψος διαφόρων τιμών από -2,5mV έως -0,3mV με σταθερό βήμα 0,2mV. Τα σήματα αυτά, ύστερα από τον διαχωρισμό τους σε δυο όμοια μέσω ενός διαχωριστή (splitter) - κατάλληλη διάταξη αντιστάσεων - και με την βοήθεια μιας οπτικής ίνας (πράσινο LED) διαμέτρου οπής 1mm, στάλθηκαν σε έναν διευκρινιστή για την λήψη ενός τετραγωνικού παλμού που χρησιμοποιήθηκε σαν σήμα GATE και στον ADC ύστερα από καθυστέρηση. Το θετικό τετραγωνικό σήμα από τον διευκρινιστή, το οποίο είναι ίσο με το σήμα του GATE αλλά με αντίθετη πολικότητα, στάλθηκε στον παλμογράφο για την συνεχή παρακολούθησή του. Κάθε μια από τις μονάδες ρυθμίστηκε με τις χαρακτηριστικές τιμές που παρουσιάζονται στο διάγραμμα του σχήματος 2.6 και τα αποτελέσματα που προέκυψαν για κάθε ένα από τους δυο άξονες (x και y), δίνονται στους ακόλουθους πίνακες 2.3 και 2.4 αντίστοιχα.

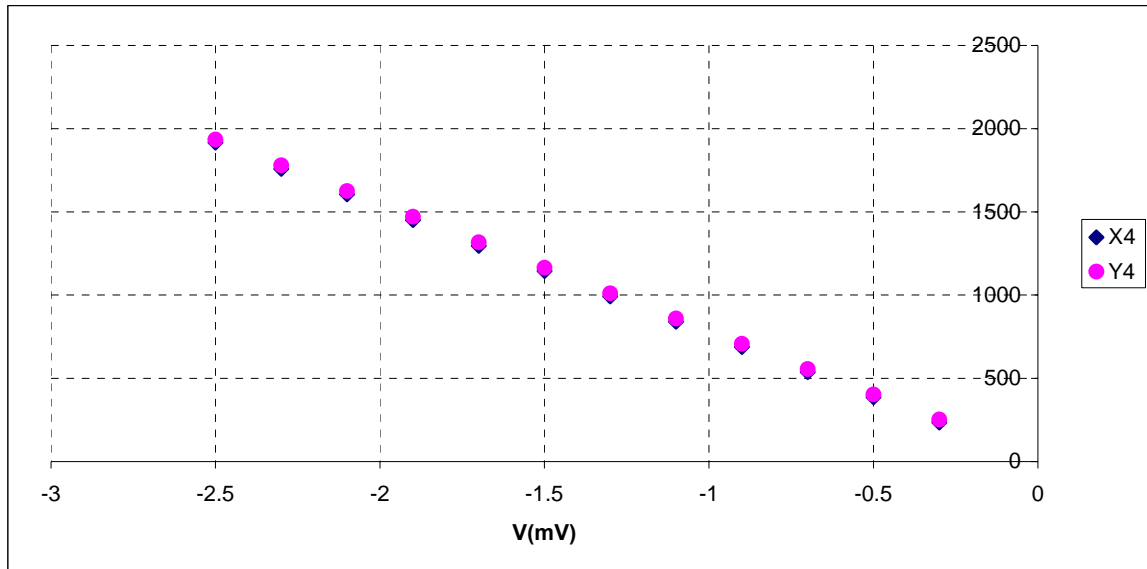
V(mV)	X1	X2	X3	X4	X5	X6	X7	X8
-0,3	248,2	230,9	277,4	234,1	252,9	269,6	240,3	245,4
-0,5	394,1	376,3	428,5	385,7	404,4	421,0	392,4	397,0
-0,7	539,8	522,2	579,8	537,5	555,0	572,5	545,3	549,4
-0,9	685,0	668,8	730,9	688,8	707,3	723,8	698,5	700,3
-1,1	830,1	814,9	881,1	840,4	858,6	875,0	850,4	851,8
-1,3	976,7	962,6	1033,0	992,1	1012,0	1028,0	1005,0	1004,0
-1,5	1122,0	1110,0	1184,0	1145,0	1164,0	1179,0	1159,0	1157,0
-1,7	1267,0	1256,0	1335,0	1296,0	1315,0	1331,0	1311,0	1307,0
-1,9	1415,0	1404,0	1488,0	1451,0	1470,0	1484,0	1466,0	1460,0
-2,1	1562,0	1554,0	1641,0	1605,0	1624,0	1638,0	1622,0	1615,0
-2,3	1711,0	1704,0	1795,0	1759,0	1781,0	1791,0	1777,0	1770,0
-2,5	1858,0	1854,0	1949,0	1916,0	1935,0	1947,0	1934,0	1926,0

Πίνακας 2.3: Οι τιμές όλων των σημάτων του x άξονα που καταγράφονται απο τον ADC για τις διάφορες τιμές του ύψους των σημάτων εισόδου.

V(mV)	Y1	Y2	Y3	Y4	Y5	Y6	Y7	Y8
-0,3	237,5	239,7	226,9	252,2	213,3	229,2	233,4	258,7
-0,5	389,5	391,8	377,6	403,4	368,1	387,0	389,6	409,6
-0,7	541,6	544,6	528,6	555,4	522,9	545,1	545,8	560,9
-0,9	693,4	696,9	678,6	707,2	678,6	703,2	702,2	712,8
-1,1	845,1	849,3	830,4	859,0	834,7	862,2	859,2	864,6
-1,3	997,7	1002,0	981,9	1011,0	991,6	1022,0	1016,0	1016,0
-1,5	1151,0	1156,0	1135,0	1165,0	1149,0	1182,0	1175,0	1168,0
-1,7	1302,0	1309,0	1285,0	1317,0	1307,0	1342,0	1333,0	1320,0
-1,9	1456,0	1464,0	1438,0	1471,0	1466,0	1503,0	1493,0	1473,0
-2,1	1612,0	1619,0	1592,0	1625,0	1625,0	1665,0	1652,0	1628,0
-2,3	1787,0	1775,0	1745,0	1780,0	1785,0	1828,0	1813,0	1783,0
-2,5	1922,0	1930,0	1902,0	1935,0	1944,0	1992,0	1974,0	1939,0

Πίνακας 2.4: Οι τιμές όλων των σημάτων του y άξονα που καταγράφονται απο τον ADC για τις διάφορες τιμές του ύψους των σημάτων εισόδου.

Από τις τιμές των πινάκων αυτών συμπεραίνετε άμεσα πως το σήμα εξόδου αυξάνεται όσο αυξάνεται και το ύψος του παλμού εισόδου. Η εξάρτηση αυτή ήταν αναμενόμενη καθώς όσο μεγαλύτερη είναι η τάση V του εισερχόμενου παλμού τόσο περισσότερο είναι το φορτίο που στέλνεται για καταγραφή για σταθερό χρόνο ψηφιοποίησης. Θυμίζεται πως από την απεικόνιση της τάσης του παλμού σε σχέση με το χρόνο, το φορτίο ισούτε με το εμβαδόν που περικλείεται μεταξύ του παλμού και του άξονα του χρόνου. Στο σχήμα 2.7 εμφανίζεται αυτή η αναλογία για ένα από τα κεντρικά καλώδια του x άξονα και ένα του y.



Σχήμα 2.7: Η σταθερή αναλογία μεταξύ του ύψους του παλμού εισόδου και του σήματος εξόδου από τον ADC για δυο κεντρικά καλώδια του x και του y άξονα.

Με την ίδια διάταξη και χωρίς τον φωτεινό παλμό μετρήθηκαν επίσης τα pedestals για κάθε κανάλι των δυο ψηφιοποιητών που δίνονται στον πίνακα 2.5 μαζί με κλίση αυτών των σημάτων και τα αντίστοιχα σφάλματα.

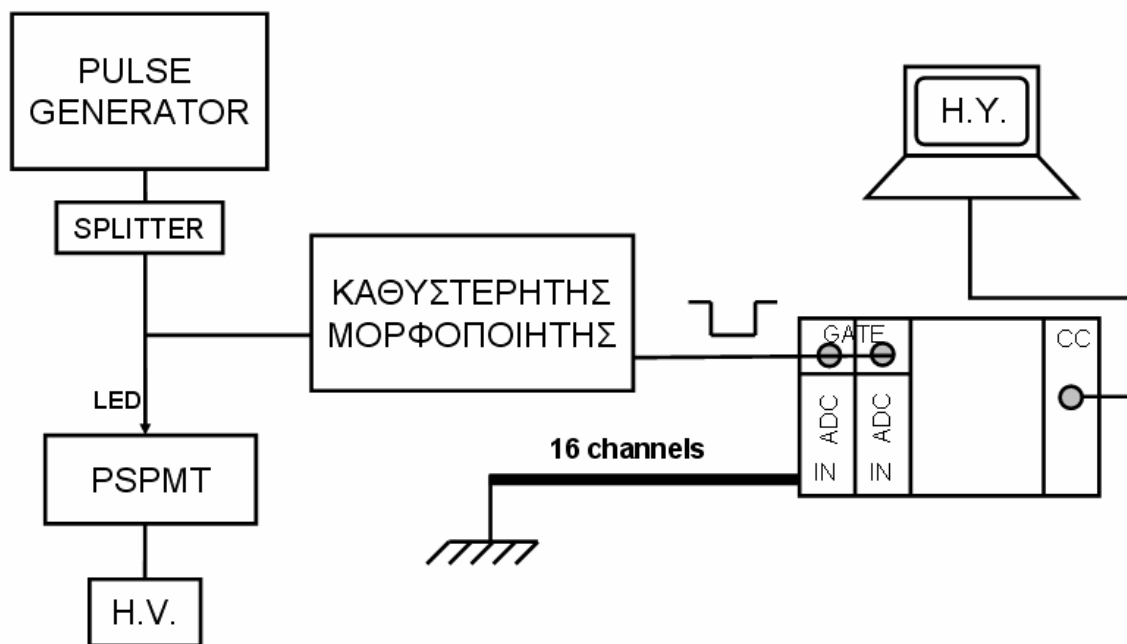
	<b>Pedestal</b>	<b>ErrPed</b>	<b>Slope</b>	<b>ErrSlope</b>
<b>X1</b>	27,1	1,3	731,1	8,0
<b>X2</b>	6,0	1,8	737,2	1,2
<b>X3</b>	47,7	1,4	759,0	0,9
<b>X4</b>	2,2	1,8	763,4	1,1
<b>X5</b>	20,1	1,9	764,1	1,2
<b>X6</b>	38,8	1,4	761,5	0,9
<b>X7</b>	6,4	1,5	769,3	1,0
<b>X8</b>	14,3	1,7	762,6	1,1
<b>Y1</b>	2,5	4,5	768,1	2,9
<b>Y2</b>	6,2	1,6	768,0	1,0
<b>Y3</b>	-4,4	1,7	760,3	1,1
<b>Y4</b>	19,7	1,5	764,6	0,9
<b>Y5</b>	-28,0	2,2	787,0	1,4
<b>Y6</b>	-15,9	2,3	800,7	1,4
<b>Y7</b>	-8,3	2,1	790,8	1,3
<b>Y8</b>	26,5	1,9	762,8	1,2

Πίνακας 2.5: Οι τιμές των σημάτων των pedestals και οι κλίσεις αυτών με τα αντίστοιχα σφάλματα τους, που λαμβάνονται από τους ADC για τους δυο άξονες.



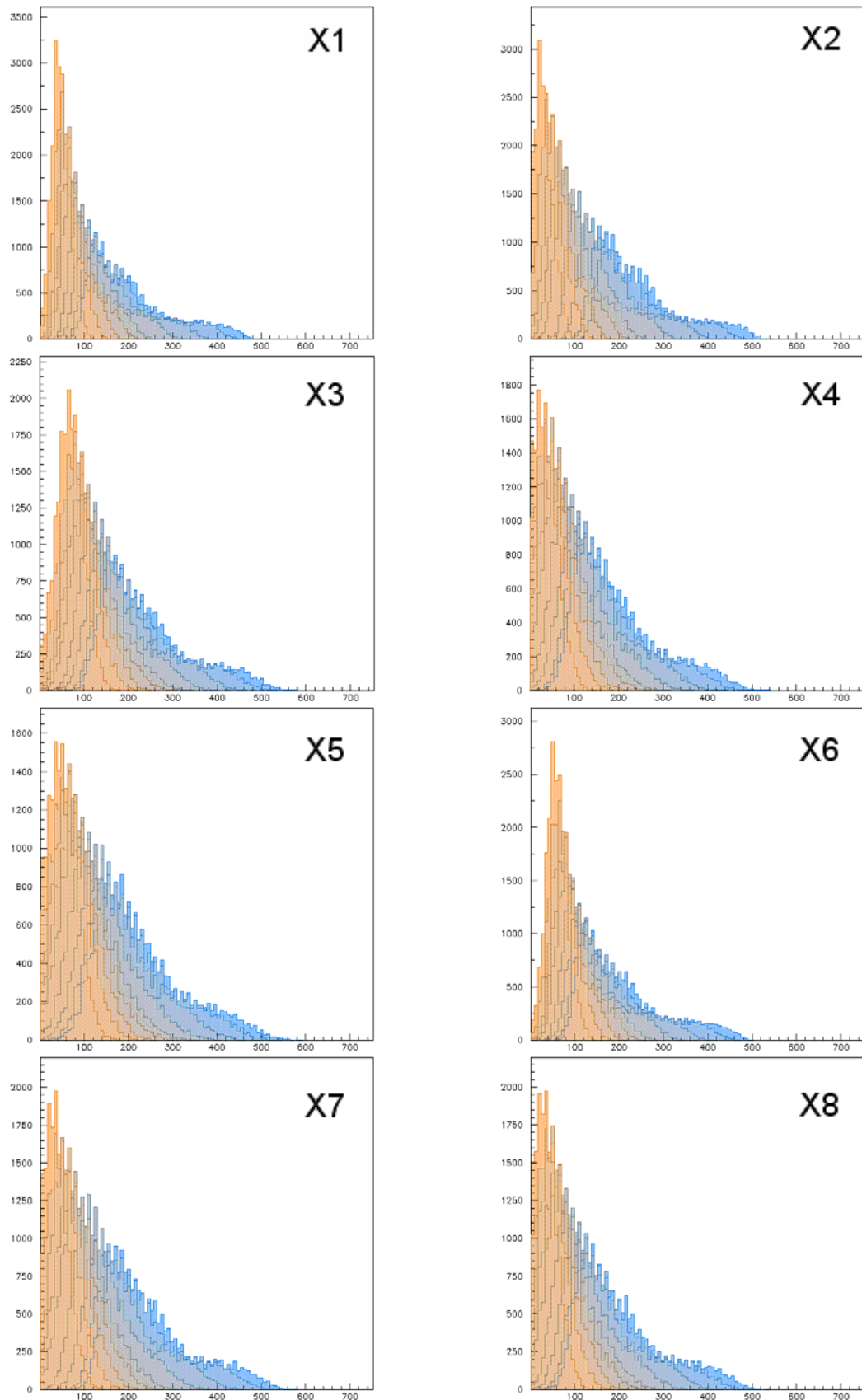
### 2.3 Μελέτη του Χρόνου Ψηφιοποίησης και Καθυστέρησης των Σημάτων

Οι αναλογικοί παλμοί που στέλνονται για ψηφιοποίηση στους ADC, συχνά περιλαμβάνουν θορύβους που μπορούν να δώσουν ψευδή πληροφορία για το μέγεθος ενός γεγονότος ή να καταγράψουν γεγονός το οποίο δεν υπάρχει. Για την ελαχιστοποίηση αυτών των σφαλμάτων θα πρέπει να ελεγχθεί ο χρόνος ψηφιοποίησης - GATE του σήματος που καθορίζεται από τον χρήστη και να βρεθεί η βέλτιστη τιμή του ώστε να ελαχιστοποιηθεί η παρεμβολή του θορύβου και ταυτόχρονα να καταμετρούνται όλα τα σήματα. Για το λόγο αυτό πραγματοποιήθηκε η πειραματική διαδικασία που θα παρουσιαστεί ακολούθως.

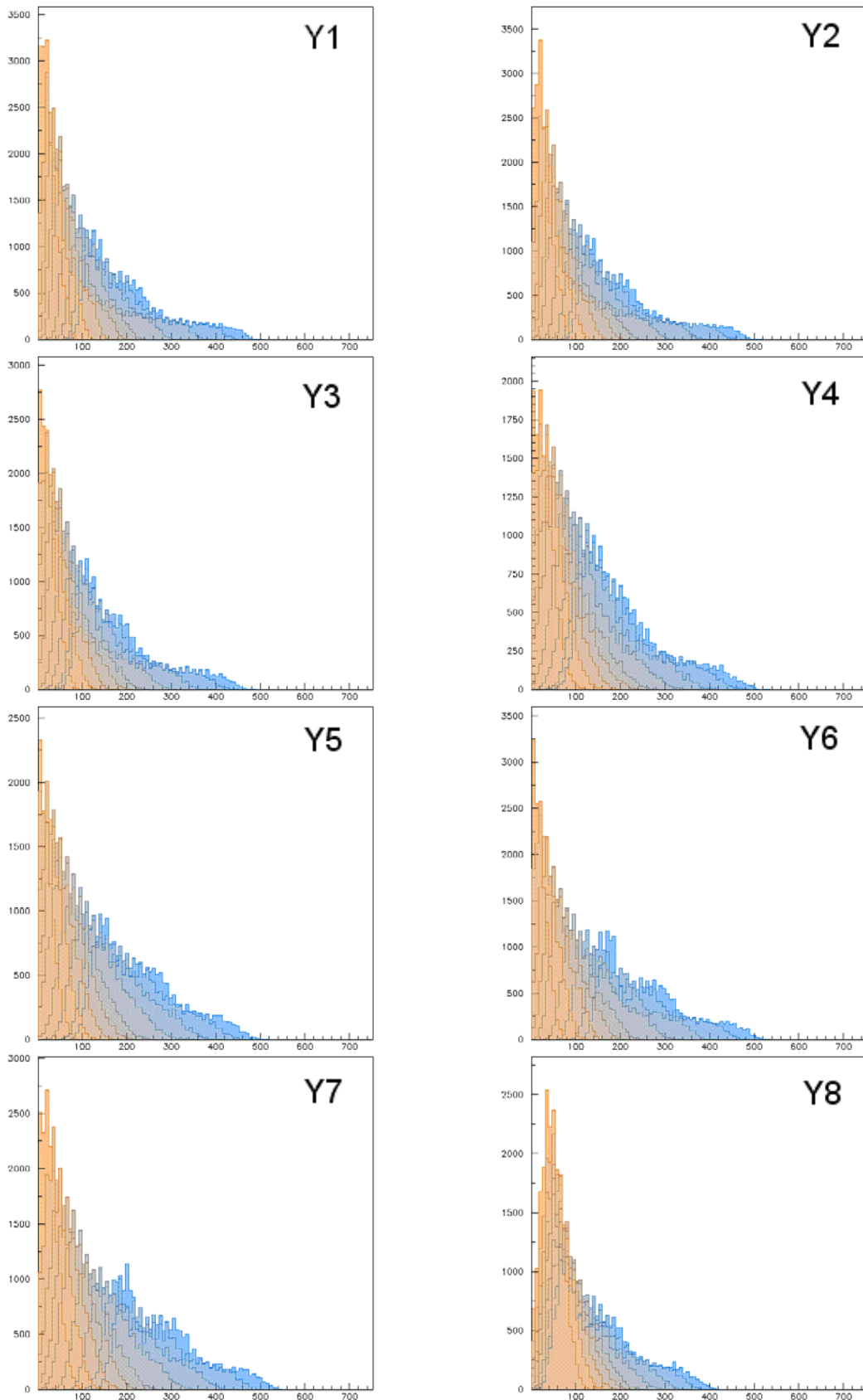


Σχήμα 2.8: Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την μελέτη των pedestals του συστήματος.

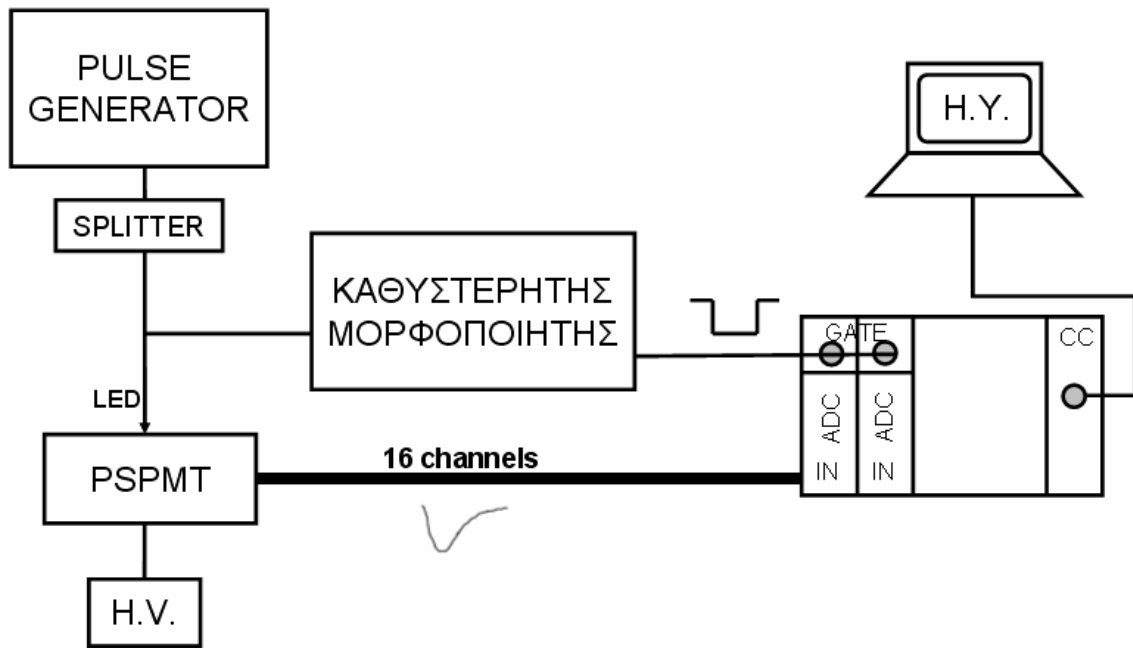
Αρχικά ελέγχθηκε ο τρόπος εξάρτησης του pedestal κάθε σήματος ως προς τον χρόνο ψηφιοποίησης του ( $t_{\text{GATE}}$ ) χρησιμοποιώντας την διάταξη του σχήματος 2.8. Στην διάταξη αυτή εμφανίζεται η γεννήτρια παλμών για την παραγωγή γεγονότων αλλά τα σήματα που παράγονται από τον φωτοπολλαπλασιαστή για να σταλούν για καταγραφή δεν έχουν συνδεθεί στους ADC's. Για τα χρονικά διαστήματα 500 – 750 – 1000 – 1250 – 1500 – 2000 – 2500 – 3000 και 3250ns λήφθηκαν για κάθε μια από τις 16 εισόδους των ADC που χρησιμοποιούνται στις πειραματικές διαδικασίες, τα 16 σήματα των pedestals. Στα σχήματα 2.9 και 2.10 παρουσιάζονται οι κατανομές αυτών για τα καλώδια στον x και y άξονα. Ο οριζόντιος άξονας παριστάνει τον αριθμό των καναλιών και ο κάθετος τη συχνότητα εμφάνισης κάθε τιμής. Ο χρωματικός κώδικας υποδηλώνει τον χρόνο ψηφιοποίησης ο οποίος αυξάνεται καθώς το χρώμα μετατρέπεται σε μπλέ. Από τα διαγράμματα αυτά γίνεται αμέσως εμφανές πως με την αύξηση του χρόνου η καμπύλη του σήματος μετατοπίζεται προς τα δεξιά δηλαδή αυξάνεται η τιμή του pedestal. Το αποτέλεσμα αυτό εξηγείται από το γεγονός πως όσο αυξάνεται ο χρόνος ψηφιοποίησης ολοκληρώνονται και μικρά σήματα τα οποία είναι θόρυβος και οι 'ουρές' των σημάτων.



Σχήμα 2.9: Τα pedestals του χ-άξονα όπου στον οριζόντιο άξονα φαίνεται ο αριθμός των καναλιών και στον κάθετο η συχνότητα εμφάνισης. Ο χρωματικός κώδικας δίνει διαφορετικές τιμές του χρόνου ψηφιοποίησης.

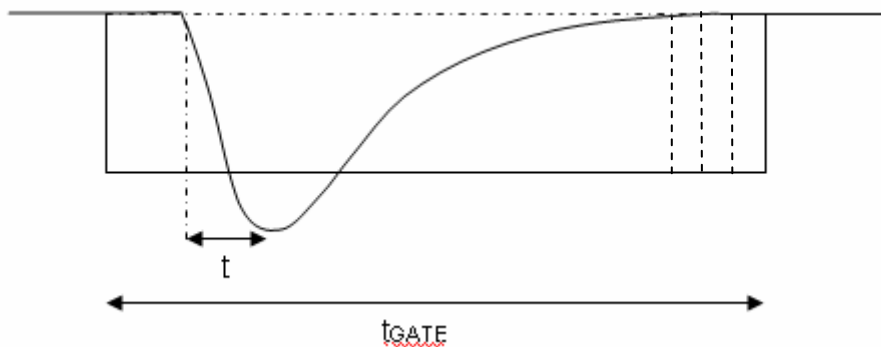


Σχήμα 2.10: Τα pedestals του  $\gamma$ -άξονα όπου στον οριζόντιο άξονα φαίνεται ο αριθμός των καναλιών και στον κάθετο η συχνότητα εμφάνισης. Ο χρωματικός κώδικας δίνει διαφορετικές τιμές του χρόνου ψηφιοποίησης.



Σχήμα 2.11: Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την μελέτη του χρόνου ψηφιοποίησης και του χρόνου καθυστέρησης.

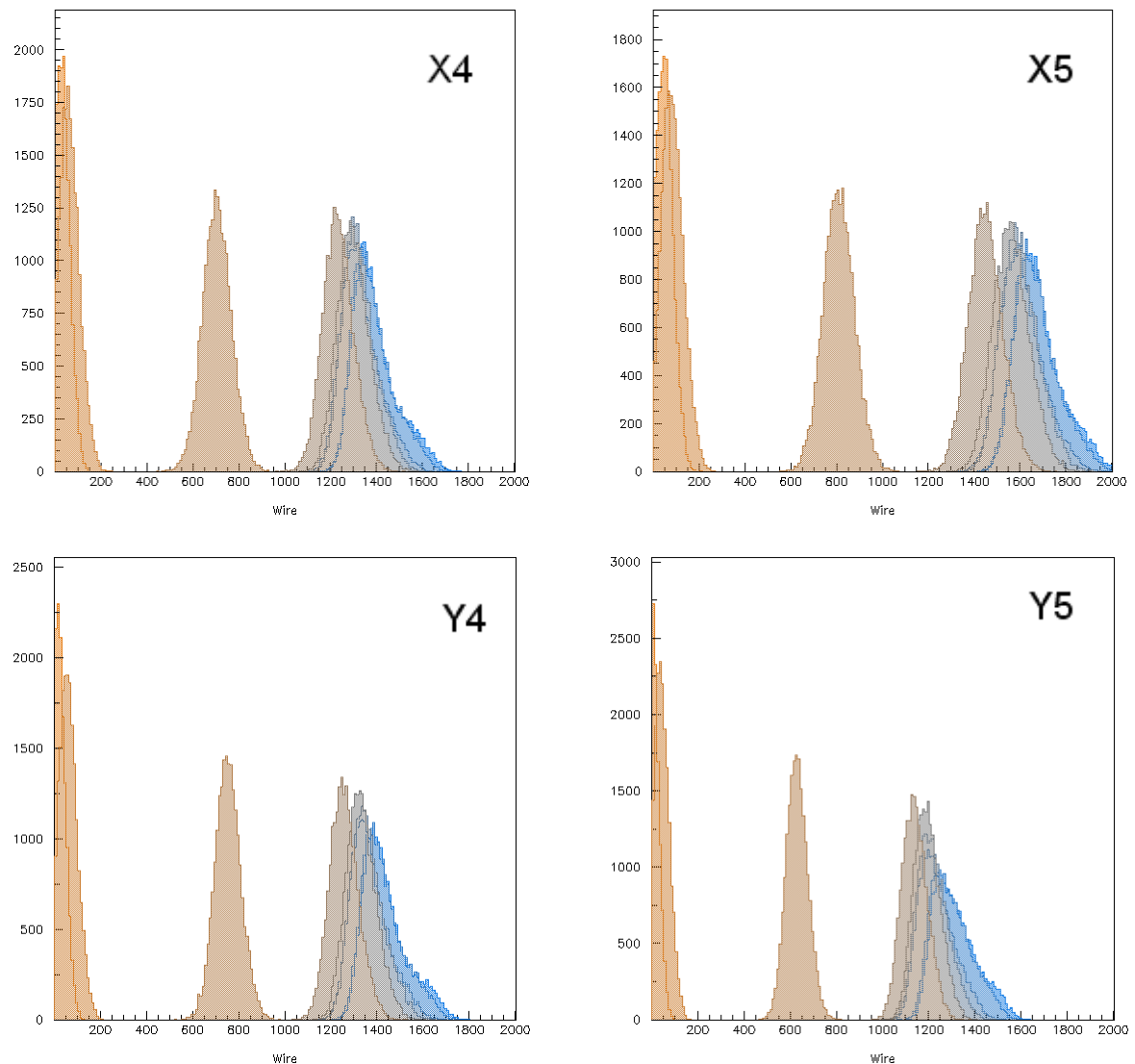
Στην συνέχεια χρησιμοποιήθηκε η διάταξη του σχήματος 2.11 η οποία ταυτίζεται με την αμέσως προηγούμενη, με τη διαφορά πως τα σήματα που παράγονται από τον φωτοπολλαπλασιαστή είναι πλέον συνδεδεμένα στους ADC's. Η γεννήτρια παλμών 33220A της Agilent, παρήγαγε αναλογικούς παλμούς με ύψος  $V = 3,6V$ , χρόνο ανόδου  $t = 400ns$  και συχνότητας  $f = 300Hz$ .



Σχήμα 2.12: Το σήμα που παράγει η γεννήτρια παλμών και στέλνεται στην γ-camera.

Το σήμα αυτό (σχήμα 2.12) στάλθηκε στο κέντρο του οπτικού πεδίου του φωτοπολλαπλασιαστή μέσω του πράσινου LED, για να αποφευχθούν τυχόν άλλα φαινόμενα που οφείλονται σε αυτόν, όπως για παράδειγμα η παραμόρφωση στην περιφέρεια του οπτικού του πεδίου. Ο φωτοπολλαπλασιαστής, λειτουργώντας σε υψηλή τάση  $H.V. = 720V$ , ανίχνευσε το φως αυτό και παρήγαγε στην άνοδό του 16 σήματα (8 στο x – άξονα και 8 στον y) τα οποία ψηφιοποιήθηκαν για τα ίδια χρονικά διαστήματα – GATE( $t_{GATE}$ ) με πρίν (500 – 750 – 1000 – 1250 – 1500 – 2000 – 2500 – 3000 και 3250ns). Το χρονικό αυτό παράθυρο μεταβλήθηκε διατηρώντας σταθερό το αριστερό του άκρο σε απόσταση 1200ns από την κορυφή του παλμού και μετακινώντας το δεξιό άκρο. Στο παρακάτω σχήμα 2.13 παρατηρείται η μεταβολή του

σήματος για τα κεντρικά καλώδια στην περιοχή των οποίων έχει προσπέσει και το ηλεκτρονικό νέφος, X4, X5, Y4 και Y5 σε σχέση με τον χρόνο GATE (όσο αυξάνεται ο χρόνος οι καμπύλες τείνουν στο μπλέ χρώμα).

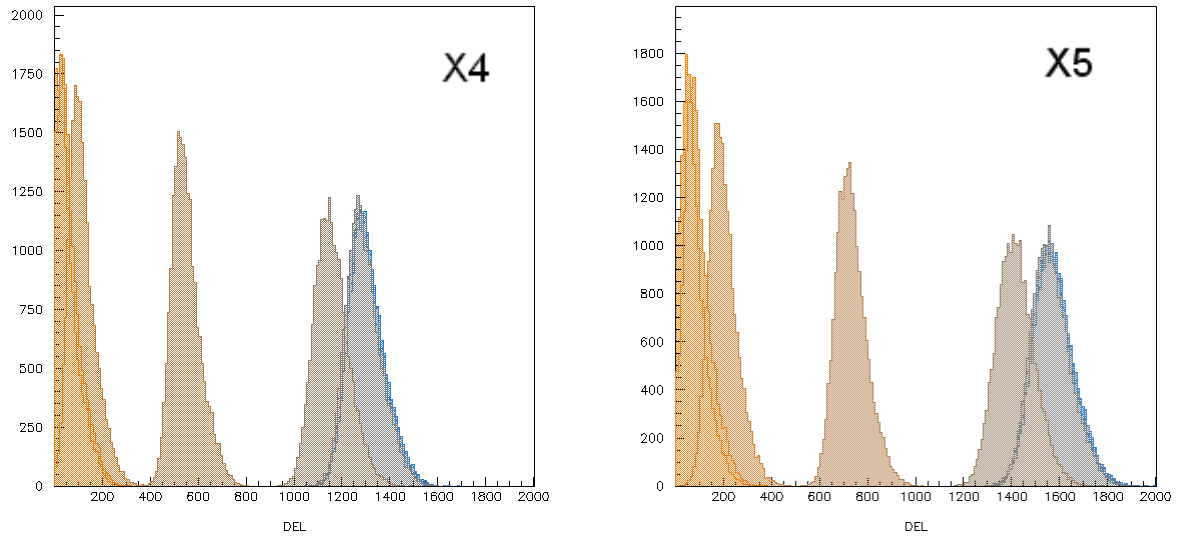


Σχήμα 2.13: Τα παραγόμενα σήματα των κεντρικών καλωδίων. Ο χρωματικός κώδικας δίνει διαφορετικές τιμές του χρόνου ψηφιοποίησης.

Από την μελέτη αυτή συμπεραίνουμε ότι η βέλτιστη τιμή του χρόνου ψηφιοποίησης είναι 2000ns. Το χρονικό διάστημα αυτό επιτρέπει την λήψη όλης της πληροφορίας, δηλαδή την ολοκλήρωση του κυριότερου μέρους του σήματος αποφεύγοντας την «ουρά» του που περιέχει κυρίως θόρυβο.

Το επόμενο χαρακτηριστικό που μελετήθηκε είναι ο χρόνος καθυστέρησης ( $t_{\text{delay}}$ ) του σήματος με την βοήθεια της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε και παραπάνω. Το σήμα καθυστέρησε κατά τις τιμές -1000, -800, -600, -400, -200, 0, +200, +400, +600, +800, +1000, +1200ns και τα ψηφιοποιημένα σήματα λήφθηκαν για μελέτη κατά μήκος κάθε καλωδίου. Ενδεικτικά εμφανίζονται στο σχήμα 2.14, για όλες τις τιμές καθυστέρησης τα σήματα X4 και X5. Η αύξηση του χρόνου καθυστέρησης στα διαγράμματα αυτά δηλώνεται με τον χρωματικό κώδικα και συγκεκριμένα με την μεταβολή αυτού από κόκκινο σε μπλέ. Συνεπώς όλες οι τιμές

του χρόνου μεγαλύτερες του μηδενός δίνουν ικανοποιητικά αποτελέσματα εξαιτίας της ενδογενούς καθυστέρησης του ADC. Ο βέλτιστος χρόνος μπορεί να θεωρηθεί πως είναι η τιμή των +1200ns ώστε να μην καταγράφεται θόρυβος κατά την ψηφιοποίηση.



Σχήμα 2.14: Τα σήματα που λήφθηκαν για διάφορες τιμές του χρόνου καθυστέρησης (δίνεται από τον χρωματικό κώδικα) για τα καλώδια X4 και X5.

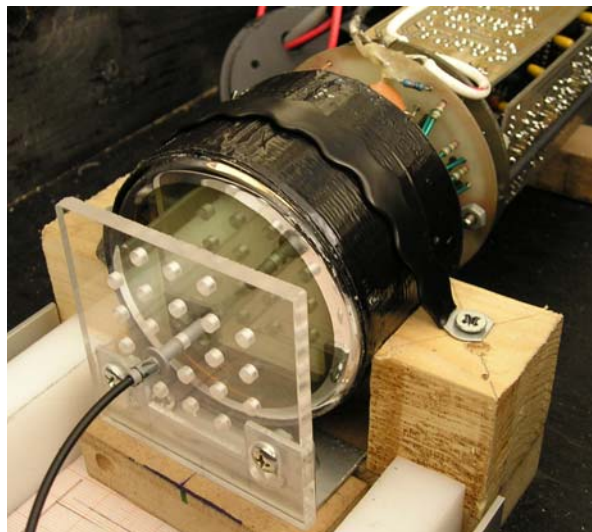
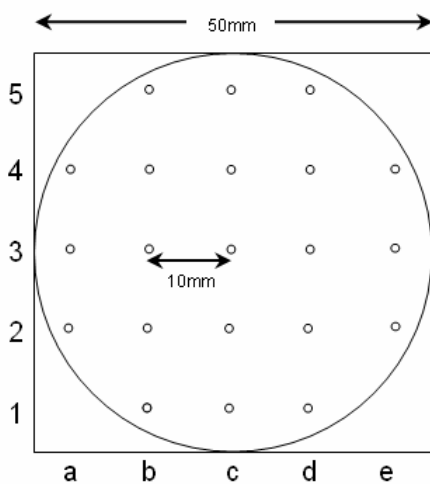
Από την παραπάνω μελέτη καταλήγουμε στα συμπεράσματα πως για την κεντρική τουλάχιστον περιοχή του παραθύρου του φωτοπολλαπλασιαστή, όπου τα φαινόμενα παραμόρφωσης γνωρίζουμε πως ελαχιστοποιούνται, ο ιδανικότερος χρόνος ψηφιοποίησης ενός παλμού είναι  $t_{GATE} = 2\mu s$  και ο χρόνος καθυστέρησης  $t_{DELAY} = 1,2\mu s$ . Για τις τιμές αυτές τα σήματα των pedestals των 16 καναλιών δίνονται στον παρακάτω πίνακα 2.6:

<b>X1</b>	<b>X2</b>	<b>X3</b>	<b>X4</b>	<b>X5</b>	<b>X6</b>	<b>X7</b>	<b>X8</b>
129	155	152	123	143	131	153	127
<b>Y1</b>	<b>Y2</b>	<b>Y3</b>	<b>Y4</b>	<b>Y5</b>	<b>Y6</b>	<b>Y7</b>	<b>Y8</b>
130	134	117	132	141	159	174	100

Πίνακας 2.6: Οι τιμές των pedestals για χρόνο ψηφιοποίησης  $t_{GATE}=2\mu s$  και χρόνο καθυστέρησης  $t_{DELAY}=1,2\mu s$ .

## 2.4 Τα Πρώτα Πειραματικά Αποτελέσματα του Συστήματος

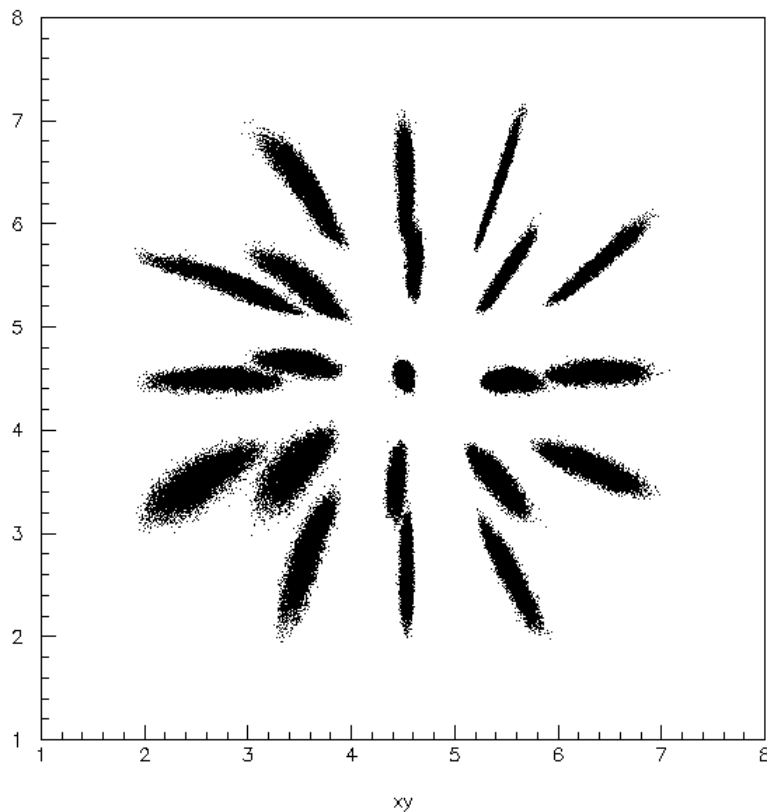
Γνωρίζοντας πλέον τον τρόπο με τον οποίο κάθε μέρος του συστήματος συμμετέχει και επηρεάζει τα τελικά αποτελέσματα, χρησιμοποιήθηκε η συνολική διάταξη με την γεννήτρια παλμών (όπως παρουσιάστηκε στο σχήμα 2.1) για τη λήψη δεδομένων από όλο το οπτικό πεδίο του φωτοπολλαπλασιαστή. Συγκεκριμένα η υψηλή τάση που τροφοδοτείται η  $\gamma$ -camera ρυθμίστηκε στα 720V, ο χρόνος ολοκλήρωσης του σήματος - φορτίου που λαμβάνεται, στα 1500ns δηλαδή  $t_{GATE} = 1,5\mu s$  και ο ημιτονοειδής παλμός που στάλθηκε από την γεννήτρια παλμών επιλέχτηκε να έχει χρονική διάρκεια 360ns. Το παραγόμενο σήμα από την γεννήτρια παλμών οδηγήθηκε με τη βοήθεια του πράσινου LED σε 21 διαφορετικές θέσεις του παραθύρου του φωτοπολλαπλασιαστή και σε επαφή με αυτό. Οι θέσεις αυτές επιλέχτηκαν έτσι ώστε να καλύπτουν ομοιόμορφα όλη την επιφάνεια που διατίθεται. Η ακρίβεια της θέσης τοποθέτησης της οπτικής ίνας επιτεύχθηκε με τη χρήση μιας μάσκας - πλέγματος, στην οποία έχουν δημιουργηθεί οι ζητούμενες θέσεις απέχοντας κάθε μια από την γειτονική της τόσο στον οριζόντιο όσο και στον κάθετο άξονα, απόσταση ίση με 10mm. Η διάμετρος των οπών των θέσεων ισούται με αυτήν της οπτικής ίνας ώστε να μπορεί αυτή να τοποθετηθεί ακριβώς στην θέση της και να εκπέμπει κάθετα πάνω στο παράθυρο του PSPMT. Κάθε θέση συμβολίζεται με μοναδικό τρόπο από ένα γράμμα, που δείχνει τη στήλη του υποτιθέμενου πίνακα, και έναν αριθμό που δείχνει τη σειρά. Το σχήμα 2.15 παριστάνει την μορφή του πλέγματος και τον τρόπο ονομασίας κάθε θέσης καθώς και φωτογραφία του τρόπου τοποθέτησης του πλέγματος μπροστά από την φωτοευαίσθητη επιφάνεια της  $\gamma$  - camera.



Σχήμα 2.15: Η μάσκα - πλέγμα που χρησιμοποιείται για την τοποθέτηση της οπτικής ίνας μπροστά από το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή με τις 21 θέσεις ομοιόμορφα κατανομημένες.

Οι 21 θέσεις του προσπίπτοντος φωτός παράγουν φορτίο σε 21 θέσεις του ανοδικού πλέγματος που προσδιορίζονται με βάση τον αλγόριθμο κέντρου βάρους. Στο παρακάτω σχήμα 2.16 παρουσιάζονται για όλα τα σημεία τα συλλεγόμενα φορτία. Άμεσα μπορεί να διαπιστώσει κανείς πως το κεντρικότερο σημείο έχει την ορθότερη μορφή καθώς το φορτίο είναι συγκεντρωμένο σε μια κυκλική περιοχή πιο περιορισμένη. Αντίθετα όσο κινούμαστε προς την περιφέρεια του πλέγματος παρουσιάζονται παραμορφώσεις. Η κατανομή των φορτίων παίρνει τη μορφή ράβδου της οποίας το μήκος αυξάνεται όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο. Οι κατανομές

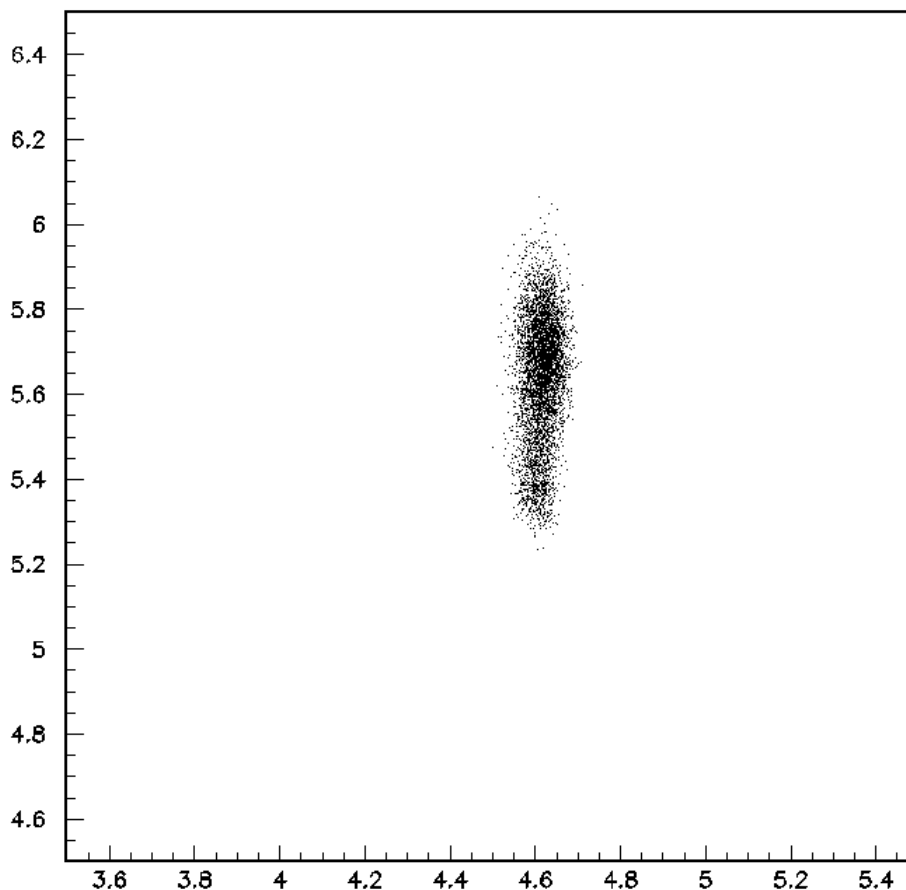
αυτές δυσκολεύουν τον παρατηρητή να προσδιορίσει μια τιμή για την θέση του μετρούμενου φορτίου και να συμπεράνει αν τα φορτία κάθε στήλης και κάθε γραμμής είναι συνευθειακά. Η παραμόρφωση αυτή οφείλεται κατά κύριο λόγο σε αδυναμία του αλγόριθμου ανακατασκευής της θέσης, πρόβλημα που θα αναλυθεί στο επόμενο κεφάλαιο.



Σχήμα 2.16: Οι 21 ανακατασκευασμένες θέσεις φορτίου για τα 21 ομοιόμορφα καταναμημένα σημεία του πλέγματος.

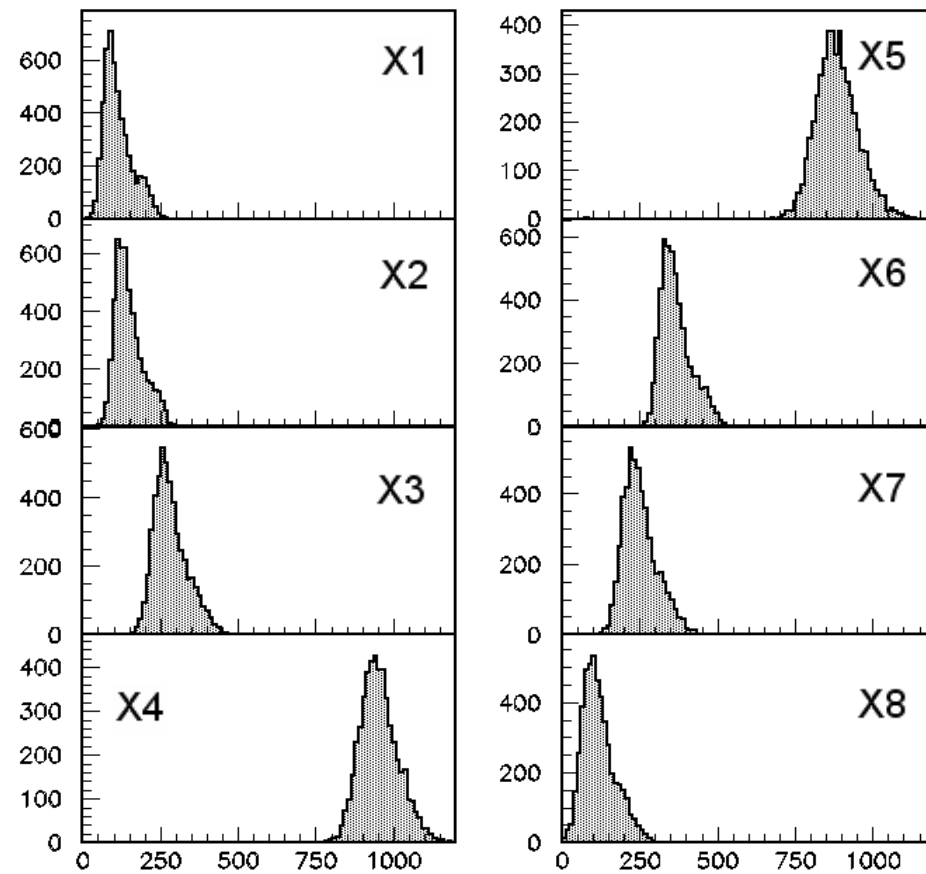
Επιλέγοντας τυχαία μια από τις θέσεις αυτές μπορούμε να δούμε πως μεταβάλλεται το φορτίο στα καλώδια κάθε άξονα. Έστω για παράδειγμα, το φορτίο που συλλέγεται στην άνοδο όταν η οπτική ίνα τοποθετηθεί στην θέση c4 του πλέγματος. Τότε το φορτίο βλέπουμε να συσσωρεύεται γύρω από τη θέση 4,5 καλώδια στον x άξονα και στη 5,5 στον y άξονα. Στο σχήμα 2.17 παρουσιάζεται η κατανομή του φορτίου στο ανοδικό πλέγμα μεγεθυμένη, όπου μπορεί να συγκριθεί η διασπορά στον x και στον y άξονα και να δωθούν αν είναι απαραίτητο και συγκριτικές τιμές. Επίσης από την αμαύρωση της εικόνας δίνεται ποιοτικά η συχνότητα εμφάνισης φορτίου σε κάθε θέση, η οποία θα μπορούσε να δώσει μια πρώτη απάντηση για την θέση του γεγονότος χωρίς την πλήρη αναλυτική μελέτη των μετρήσεων. Η συνολική ανομοιογένεια που αναφέραμε οφείλεται στο γεγονός πως το επιλεγόμενο σημείο βρίσκεται σε κεντρική περιοχή ως προς τον x άξονα, ενώ έχει μετατοπιστεί ελαφρώς προς την περιφέρεια στον y άξονα εισάγοντας έτσι περισσότερες παραμορφώσεις οι οποίες αυξάνουν κατά πολύ τη διασπορά στον y άξονα σε σχέση με τον x..



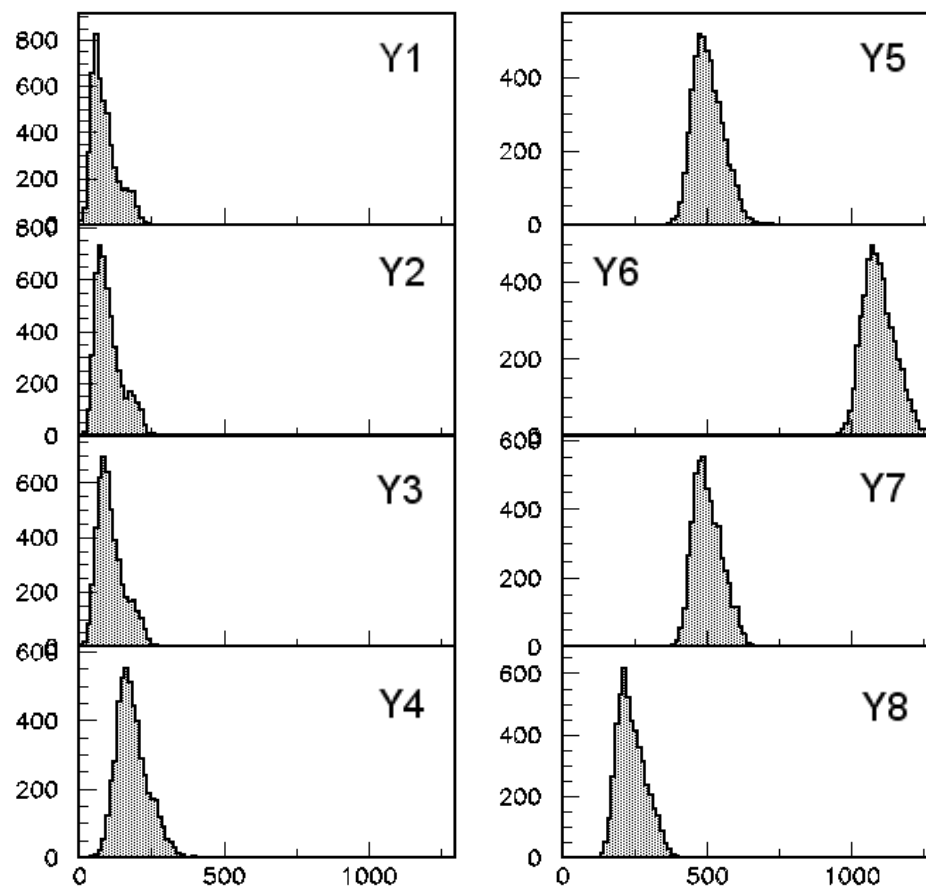


Σχήμα 2.17: Η μεγεθυμένη κατανομή του φορτίου στο ανοδικό πλέγμα σε δυο διαστάσεις όταν η οπτική ίνα τοποθετείται στη θέση c4.

Για το σημείο που παρατηρήθηκε παραπάνω δημιουργούμε τώρα την εικόνα των οχτώ καλωδίων κάθε άξονα του ανοδικού πλέγματος που απέχουν μεταξύ τους 7,5mm σε κάθε διάσταση, πάνω από την ληφθείσα εικόνα. Στον x άξονα το μέγιστο φορτίο αναμένουμε να καταμετρείται από το τέταρτο και πέμπτο καλώδιο, ενώ στον y άξονα από το έκτο καλώδιο και τα δυο γειτονικά του. Στα ακόλουθα σχήματα 2.18 και 2.19 φαίνονται οι κατανομές των φορτίων σε κάθε καλώδιο των δυο αξόνων. Ο οριζόντιος άξονας των διαγραμμάτων παριστάνει τον αριθμό των καναλιών και ο κάθετος τη συχνότητα εμφάνισης κάθε τιμής. Μελετώντας με τη σειρά κάθε καλώδιο διαπιστώνεται η αυξομείωση του φορτίου σε σχέση με τη θέση πρόσπτωσης του ηλεκτρονιακού νέφους. Η κατανομή του φορτίου σε κάθε καλώδιο έχει παρόμοια μορφή που θα μπορούσε να προσεγγιστεί με μια γκαουσιανή καμπύλη. Μικρές διαφορές παρουσιάζουν οι καμπύλες των καλωδίων που βρίσκονται πιο απομακρυσμένα από το καταγεγραμμένο γεγονός. Αυτές παρουσιάζουν μια απότομη αύξηση, τη μέγιστη τιμή τους και μια σταδιακή μείωση μετά, μορφή που παραπέμπει αμέσως στην μορφή των σημάτων των pedestals που μελετήθηκαν σε παραπάνω παράγραφο.



Σχήμα 2.18: Το συλλεγόμενο φορτίο σε κάθε καλώδιο του x άξονα για την περίπτωση που το φως προσπίπτει στην c4 θέση του οπτικού πεδίου του φωτοπολλαπλασιαστή.



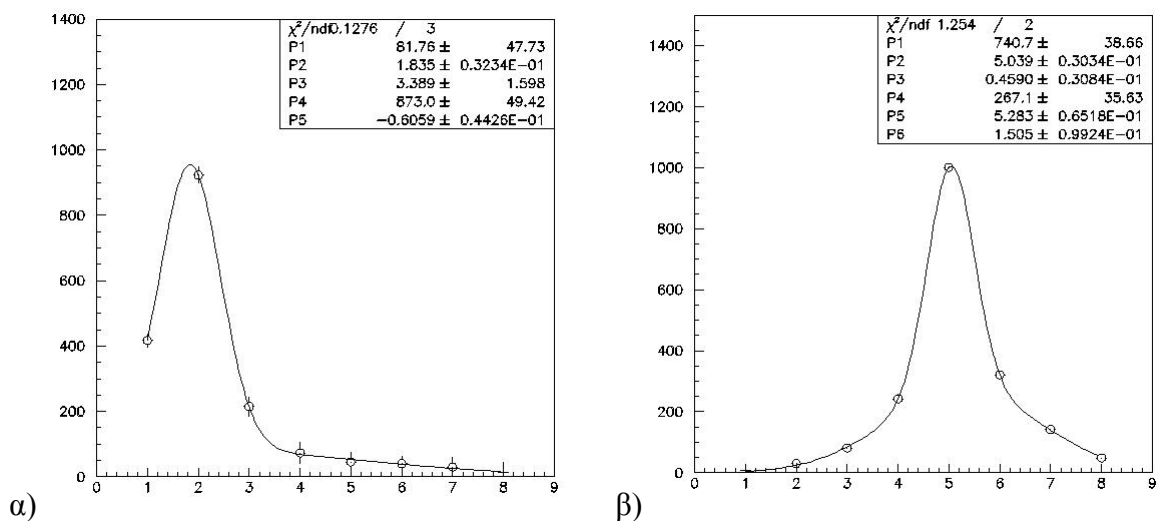
Σχήμα 2.19: Το συλλεγόμενο φορτίο σε κάθε καλώδιο του y άξονα για την περίπτωση που το φως προσπίπτει στην c4 θέση του οπτικού πεδίου του φωτοπολλαπλασιαστή.

Με την ίδια διάταξη που χρησιμοποιήθηκε και προηγουμένως, μελετήθηκε πάλι η κατανομή του φορτίου που συλλέγεται στο ανοδικό πλέγμα από τις 21 θέσεις του πλέγματος με την οπτική ίνα να εφάπτεται κάθετα πάνω στο παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή. Επιλέγεται η υψηλή τάση στα 700 Volt και ρυθμίζεται η γεννήτρια παλμών να παράγει τετραγωνικό παλμό με τα χαρακτηριστικά του πίνακα 2.7.

ΠΑΛΜΟΣ	
Frequency (KHz)	1000
Amplitude (Volt)	2,5
Offset (Volt)	1,25
Low Level (Volt)	0
Width (nsec)	190
Edge Time (nsec)	5

Πίνακας 2.7: Τα χαρακτηριστικά του παλμού που στέλνεται στην είσοδο του φωτοπολλαπλασιαστή μέσω της οπτικής ίνας σε 21 διαφορετικές θέσεις του πλέγματος.

Το συνολικό φορτίο που προκύπτει για κάθε σημείο στην άνοδο του φωτοπολλαπλασιαστή, προσεγγίζεται με μια σύνθετη κατανομή δυο γκαουσιανών κατανομών, εκ των οποίων η μια χαρακτηρίζεται από μεγάλο ύψος (A1) και μικρό εύρος (σ1) ενώ η άλλη από μικρό ύψος (A2) και μεγάλο εύρος (σ2). Η πρώτη γκαουσιανή έχει την κορυφή της στη θέση P01 και η δεύτερη στη θέση P02. Η κατανομή του μεγάλου ύψους επιτυγχάνει την καλύτερη δυνατή προσέγγιση του μεγίστου της κατανομής ενώ η κατανομή μεγάλου εύρους την προσέγγιση του «υποβάθρου» του φορτίου γύρω από την κεντρική θέση. Επιλέγοντας τη θέση a3 του πλέγματος όπου η κατανομή του φορτίου δεν είναι συμμετρική γύρω από μια θέση, παρατηρούμε στο σχήμα 2.20 πως οι δυο επιλεγθείσες κατανομές προσεγγίζουν άριστα το φορτίο. Τα σημεία σε κάθε μια από τις οχτώ θέσεις δίνουν το καταγεγραμμένο φορτίο στα οχτώ καλώδια κάθε άξονα και η συνεχής γραμμή την προσαρμοσμένη καμπύλη της σύνθετης κατανομής. Η προσέγγιση αυτή επιβεβαιώνει την ορθή επιλογή των δυο συναρτήσεων καθώς προσεγγίζουν και τις ακραίες θέσεις του οπτικού πεδίου όπου εμφανίζονται οι περισσότερες παραμορφώσεις.



Σχήμα 2.20: Τα σημεία δίνουν το φορτίο που καταμετρείται σε κάθε καλώδιο του x άξονα (α) και του y άξονα (β) για την περίπτωση που το LED τοποθετείται στη θέση a3 του πλέγματος και η συνεχής γραμμή το άθροισμα των δυο γκαουσιανών κατανομών που προσεγγίζουν το φορτίο.

Τα χαρακτηριστικά των δυο γκαουσιανών που προσεγγίζουν τα φορτία για κάθε ένα από τα 21 σημεία στους δυο άξονες x και y συγκεντρώνονται στους παρακάτω πίνακες 2.8 και 2.9 αντίστοιχα.

	<b>P01x</b>	<b>P02x</b>	<b>A1x</b>	<b>A2x</b>	<b>Ratio(x)</b>	<b>σ1x</b>	<b>σ2x</b>
<b>b1</b>	3.10	3.18	1284	122	10.5	0.634	2.334
<b>c1</b>	4.53	4.15	1546	402	3.8	0.372	1.473
<b>d1</b>	5.87	5.45	983	119	8.3	0.639	2.184
<b>a2</b>	1.75	1.75	1134	110	10.3	0.665	2.819
<b>b2</b>	2.96	2.28	849	138	6.2	0.637	2.797
<b>c2</b>	4.53	4.23	1490	298	5.0	0.342	1.631
<b>d2</b>	5.83	5.88	844	116	7.3	0.663	2.616
<b>e2</b>	7.13	7.13	1314	108	12.2	0.544	2.990
<b>a3</b>	1.84	1.84	873	82	10.6	0.606	1.835
<b>b3</b>	3.05	3.18	801	127	6.3	0.566	2.577
<b>c3</b>	4.51	4.76	831	175	4.7	0.628	1.949
<b>d3</b>	5.91	7.74	1004	136	7.4	0.752	3.326
<b>e3</b>	7.19	7.19	1359	185	7.3	0.597	2.331
<b>a4</b>	1.79	1.79	808	73	11.1	0.606	4.130
<b>b4</b>	3.03	3.64	727	113	6.4	0.556	2.350
<b>c4</b>	4.45	4.98	860	386	2.2	0.432	1.530
<b>d4</b>	5.85	7.11	1152	72	16.0	0.787	3.579
<b>e4</b>	7.05	7.05	1435	244	5.9	0.563	2.031
<b>b5</b>	3.00	3.08	782	62	12.6	0.577	2.852
<b>c5</b>	4.42	6.69	915	64	14.3	0.731	4.299
<b>d5</b>	5.51	5.89	1566	504	3.1	0.347	1.097

Πίνακας 2.8: Τα χαρακτηριστικά των γκαουσιανών κατανομών των φορτίων στον x άξονα για τα 21 σημεία του πλέγματος.

	<b>P01y</b>	<b>P02y</b>	<b>A1y</b>	<b>A2y</b>	<b>Ratio(y)</b>	<b>σ1y</b>	<b>σ2y</b>
<b>b1</b>	2.17	2.17	766	54	14.2	0.627	3.500
<b>c1</b>	2.23	2.23	1010	72	14.0	0.705	3.000
<b>d1</b>	2.24	2.24	1130	68	16.6	0.699	2.500
<b>a2</b>	3.51	4.60	691	78	8.9	0.717	2.221
<b>b2</b>	3.55	4.52	500	104	4.8	0.684	2.432
<b>c2</b>	3.60	3.54	737	108	6.8	0.712	2.635
<b>d2</b>	3.51	3.41	827	71	11.6	0.776	3.498
<b>e2</b>	3.62	3.62	1589	345	4.6	0.381	1.287
<b>a3</b>	5.04	5.28	741	267	2.8	0.459	1.505
<b>b3</b>	5.25	5.53	587	359	1.6	0.339	1.467
<b>c3</b>	5.08	5.31	720	211	3.4	0.476	1.787
<b>d3</b>	5.17	4.95	716	231	3.1	0.416	1.726
<b>e3</b>	5.12	5.03	719	218	3.3	0.485	1.619
<b>a4</b>	6.25	6.25	1067	96	11.1	0.628	1.700
<b>b4</b>	6.40	6.40	850	83	10.2	0.747	2.000
<b>c4</b>	6.22	8.90	1107	67	16.5	0.654	3.000
<b>d4</b>	6.39	6.39	718	104	6.9	0.685	2.000
<b>e4</b>	6.39	6.39	882	58	15.2	0.693	2.000
<b>b5</b>	7.59	7.49	841	309	2.7	0.387	1.232
<b>c5</b>	7.70	7.35	736	243	3.0	0.533	1.252
<b>d5</b>	7.59	9.03	909	603	1.5	0.333	1.651

Πίνακας 2.9: Τα χαρακτηριστικά των γκαουσιανών κατανομών των φορτίων στον y άξονα για τα 21 σημεία του πλέγματος.

Ο λόγος των δυο υψών δίνεται για κάθε θέση από την μεταβλητή Ratio και μπορεί να υποδηλώσει πόσο καλά εστιασμένο είναι το φορτίο γύρω από μια θέση. Όσο κινούμαστε σε ακραία σημεία δηλαδή σε θέσεις της περιφέρειας του οπτικού πεδίου ο λόγος αυτός αυξάνεται. Η αύξηση αυτή επιβεβαιώνει την ύπαρξη παραμορφώσεων η αιτία εμφάνισης των οποίων θα αναλυθεί σε ακόλουθο κεφάλαιο. Η θέση του μεγίστου της υψηλής γκαουσιανής καμπύλης (A1) είναι αυτή που θα προσδιορίσει και τη κεντρική θέση πρόπτωσης του μεγίστου φορτίου. Συνοπτικά οι θέσεις των φορτίων όλων των σημείων του πλέγματος όπως προκύπτουν από τις υψηλές γκαουσιανές παρουσιάζονται στον πίνακα 2.10. Παρακολουθώντας τις τιμές κατά μήκος τόσο του  $x$  όσο και του  $y$  άξονα, παρατηρείται μια σταθερότητα των τιμών. Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνει την ορθότητα της χρήσης των κατανομών και τον σωστό προσδιορισμό των θέσεων των φορτίων καθώς και οι αρχικές θέσεις πρόσπτωσης του φωτός στο παράθυρο του ανιχνευτή ήταν πλήρως καθορισμένες με την βοήθεια του πλέγματος.

<b>5</b>	-	(3.00, 7.59)	(4.42, 7.70)	(5.51, 7.59)	-
<b>4</b>	(1.79, 6.25)	(3.03, 6.40)	(4.45, 6.22)	(5.85, 6.39)	(7.05, 6.39)
<b>3</b>	(1.84, 5.04)	(3.05, 5.25)	(4.51, 5.08)	(5.91, 5.17)	(7.19, 5.12)
<b>2</b>	(1.75, 3.51)	(2.96, 3.55)	(4.53, 3.60)	(5.83, 3.51)	(7.13, 3.62)
<b>1</b>	-	(3.10, 2.17)	(4.53, 2.23)	(5.87, 2.24)	-
	<b>a</b>	<b>b</b>	<b>c</b>	<b>d</b>	<b>e</b>

Πίνακας 2.10: Οι θέσεις των γκαουσιανών κατανομών των φορτίων στο ανοδικό πλέγμα του φωτοπολλαπλασιαστή για τα 21 σημεία του πλέγματος.

Το παραπάνω πείραμα επαναλήφθηκε κάτω από τις ίδιες συνθήκες και για τις ίδιες τιμές μεταβλητών, για τα πέντε κεντρικά σημεία του πλέγματος (c2-b3-c3-d3-c4), μεταφέροντας τώρα την οπτική ίνα (LED), με τη χρήση της μάσκας, σε κάθετη απόσταση ίση με  $z = 20mm$  από το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή. Τα χαρακτηριστικά των αντίστοιχων κατανομών είναι αυτά των πινάκων 2.11 και 2.12.

	<b>P01x</b>	<b>P02x</b>	<b>A1x</b>	<b>A2x</b>	<b>Ratio(x)</b>	<b><math>\sigma_1x</math></b>	<b><math>\sigma_2x</math></b>
<b>c3</b>	4.56	4.69	510	387	1.3	0.331	1.696
<b>c4</b>	4.57	4.80	520	413	1.3	0.322	1.602
<b>c2</b>	4.56	4.39	530	396	1.3	0.323	1.651
<b>b3</b>	3.01	3.59	372	160	2.3	0.958	2.495
<b>d3</b>	5.96	5.96	573	123	4.7	1.140	2.500

Πίνακας 2.11: Τα χαρακτηριστικά των γκαουσιανών κατανομών των φορτίων στον  $x$  άξονα για 5 κεντρικά σημεία του πλέγματος όταν η οπτική ίνα βρίσκεται σε απόσταση 20mm.

	<b>P01y</b>	<b>P02y</b>	<b>A1y</b>	<b>A2y</b>	<b>Ratio(y)</b>	<b><math>\sigma_1y</math></b>	<b><math>\sigma_2y</math></b>
<b>c3</b>	5.40	5.27	335	309	1.1	0.358	1.724
<b>c4</b>	6.52	6.52	510	50	10.2	1.064	2.416
<b>c2</b>	3.33	4.21	332	148	2.2	1.071	2.004
<b>b3</b>	5.43	5.38	318	350	0.9	0.334	1.679
<b>d3</b>	5.36	5.00	278	340	0.8	0.383	1.717

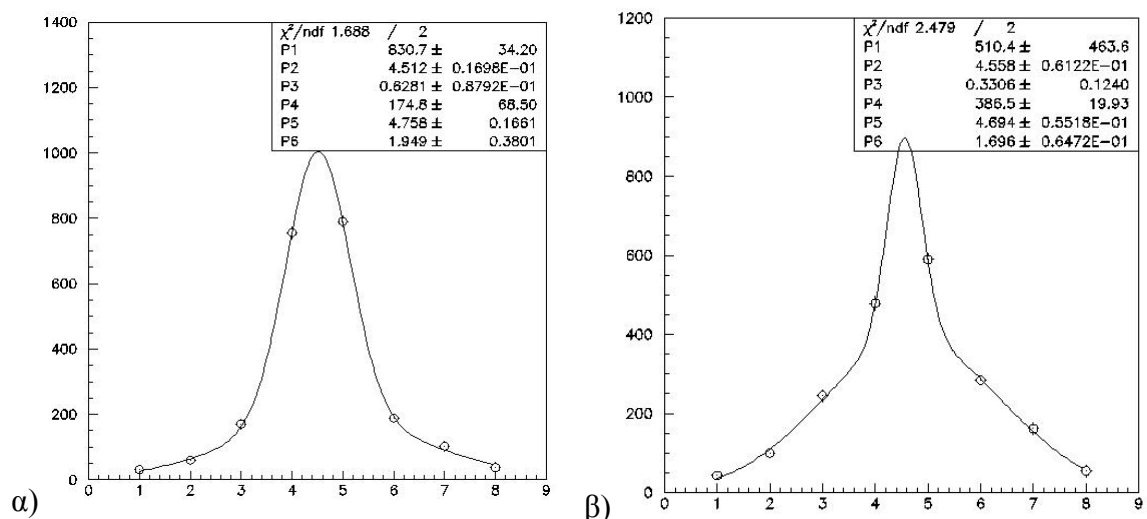
Πίνακας 2.12: Τα χαρακτηριστικά των γκαουσιανών κατανομών των φορτίων στον  $y$  άξονα για 5 κεντρικά σημεία του πλέγματος όταν η οπτική ίνα βρίσκεται σε απόσταση 20mm.

Όμοια με προηγουμένως, κατά μήκος των δύο αξόνων η θέση του μεγίστου του φορτίου που προσδιορίζεται από την πρώτη υψηλή γκαουσιανή διατηρείται σταθερό (πίνακας 2.13).

5	-	-	-	-	-
4	-	-	(4.57, 6.52)	-	-
3	-	(3.01, 5.43)	(4.56, 5.40)	(5.96, 5.36)	-
2	-	-	(4.56, 3.33)	-	-
1	-	-	-	-	-
	<b>a</b>	<b>b</b>	<b>c</b>	<b>d</b>	<b>e</b>

Πίνακας 2.13: Οι θέσεις των γκαουσιανών κατανομών των φορτίων στο ανοδικό πλέγμα για πέντε κεντρικά σημεία του πλέγματος όταν η οπτική ίνα βρίσκεται σε απόσταση 20mm.

Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα για τις δύο αποστάσεις της οπτικής ίνας από το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή, παρατηρείται ότι οι σχετικές θέσεις των φορτίων δεν μεταβάλλονται με την απομάκρυνση της πηγής φωτός από την ανιχνευτική επιφάνεια. Η διαφορά των κατανομών σε κάθε θέση οφείλεται σε μεταβολή του εύρους και της έντασης των δυο γκαουσιανών. Το εύρος της γκαουσιανής μεγάλης έντασης μειώνεται και η δεύτερη γκαουσιανή καμπύλη συμμετέχει τώρα στην συνολική κατανομή με αρκετά μεγαλύτερο ποσοστό αυξάνοντας την ένταση της. Στο σχήμα 2.21 παρουσιάζεται για παράδειγμα η κατανομή φορτίου του x άξονα για την κεντρική θέση της οπτικής ίνας, όταν αυτή βρίσκεται σε επαφή και σε απόσταση 20mm από την επιφάνεια ανίχνευσης. Η μεταβολή των κατανομών οφείλεται στην φωτοδίοδο της οποίας το παραγόμενο φως δεν εκπέμπεται σαν προσανατολισμένη δέσμη σταθερού εύρους ίσου με την διάμετρο της. Το εξερχόμενο φως διαχέεται στον χώρο σχηματίζοντας κώνο.



Σχήμα 2.21: Η κατανομή του φορτίου στον x άξονα για το κεντρικό σημείο c3 όταν η οπτική ίνα βρίσκεται σε επαφή (α) και σε απόσταση 20mm (β) από την επιφάνεια ανίχνευσης.

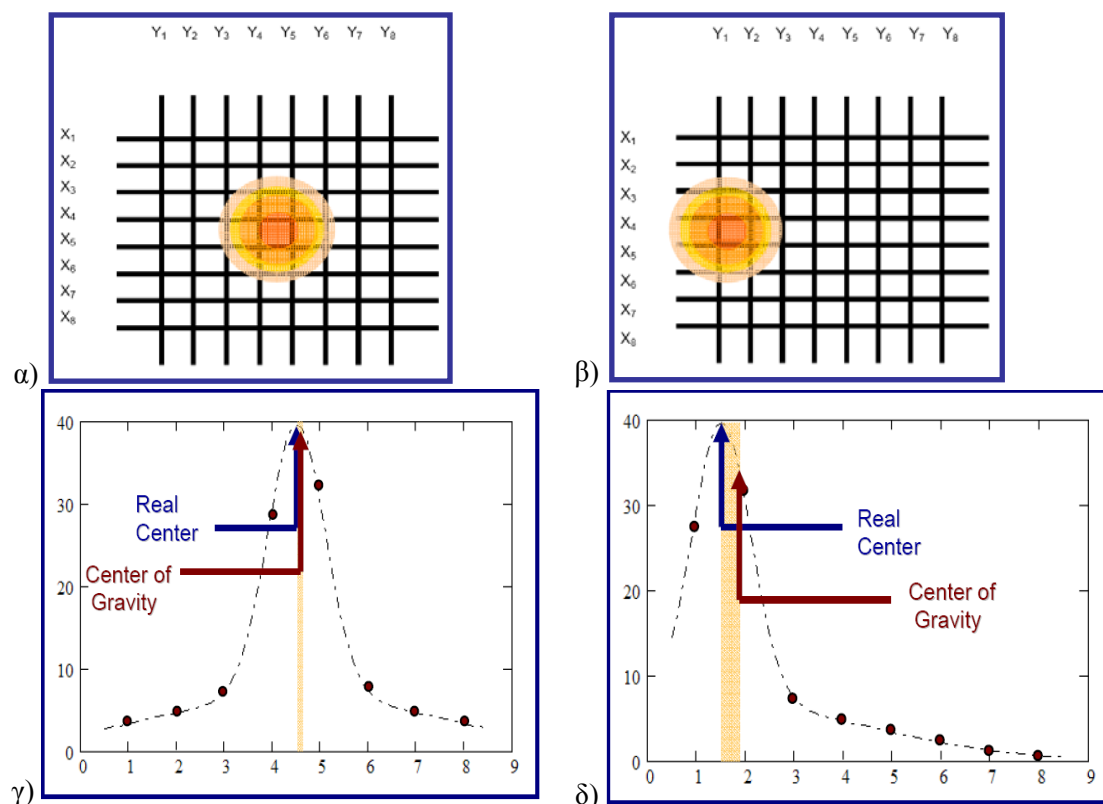
## Κεφάλαιο 3<sup>ο</sup> Μια Νέα Μέθοδος Ανακατασκευής Προβολικής Εικόνας

### 3.1 Προσδιορισμός της Θέσης του Συλλεγόμενου Φορτίου

Όταν ένα φωτόνιο προσπίπτει στην επιφάνεια ανίχνευσης του συστήματος της  $\gamma$  – camera παράγει ηλεκτρόνια στην κάθοδο του φωτοπολλαπλασιαστή τα οποία πολλαπλασιάζονται και επιταχύνονται από τις δώδεκα δυνόδους του. Ο προσδιορισμός της θέσης του προσπίπτοντος ηλεκτρονιακού νέφους στο ανοδικό πλέγμα από το αρχικό φωτόνιο που προσπίπτει στην επιφάνεια ανίχνευσης, γίνεται με βάση τον αλγόριθμο κέντρου βάρους ο οποίος στηρίζεται στις παρακάτω εξισώσεις:

$$PosX = \frac{\sum_{i=1}^8 x_i \cdot Qx_i}{\sum_{i=1}^8 Qx_i} \quad PosY = \frac{\sum_{i=1}^8 y_i \cdot Qy_i}{\sum_{i=1}^8 Qy_i} .$$

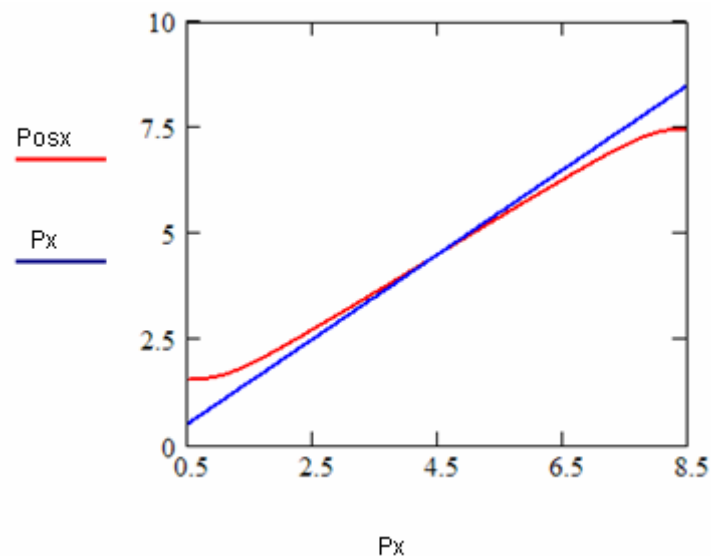
Ο πειραματικός έλεγχος των σχέσεων αυτών δίνει ακριβή αποτελέσματα στην περίπτωση που η ακτινοβολία προσπίπτει σε κάποια κεντρική θέση του οπτικού πεδίου (Field Of View – F O V ) του φωτοπολλαπλασιαστή (R2486 S). Όταν όμως το



Σχήμα 3.1: Το νέφος ηλεκτρονίων που φτάνει στο ανοδικό πλέγμα για μια κεντρική θέση πρόσπτωσης του αρχικού φωτονίου (α) και για μια θέση στην περιφέρεια του οπτικού πεδίου (β). Οι αντίστοιχες προβολές στον ένα άξονα, του συλλεγόμενου φορτίου στο ανοδικό πλέγμα, όπου παρουσιάζεται η ταύτιση της πραγματικής θέσης με αυτής που προκύπτει από τον αλγόριθμο του κέντρου βάρους για προσπίπτον φωτόνιο σε κεντρική θέση (γ) και η απόκλιση αυτής για φωτόνιο στην περιφέρεια (δ).

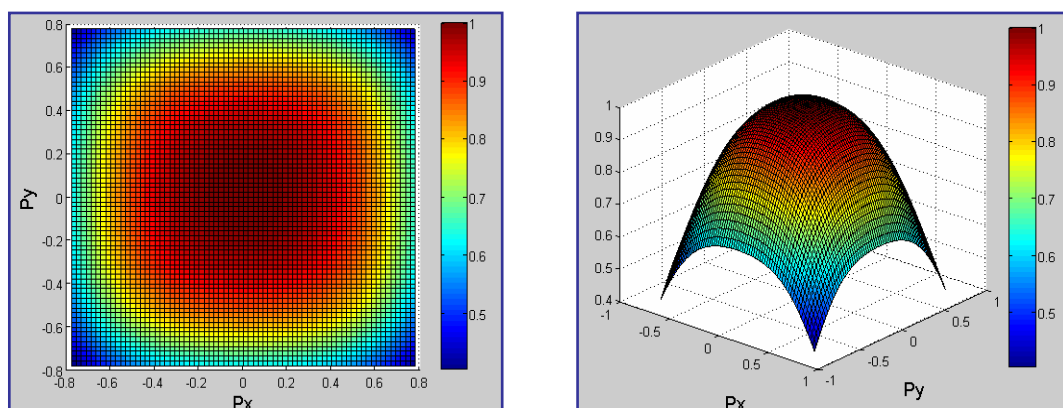
σημείο πρόσπτωσης βρίσκεται στην περιφέρεια του πεδίου, εμφανίζονται διαφορές μεταξύ της πραγματικής και της υπολογιζόμενης θέσης πρόσπτωσης. Το φαινόμενο αυτό παριστάνεται στο παραπάνω σχήμα 3.1, όπου ελέγχεται για σύγκριση μια κεντρική θέση και μια στην περιφέρεια.

Αιτία αυτού του φαινομένου είναι η ελλιπής – λανθασμένη μέτρηση του παραγόμενου φορτίου. Ακτινοβολώντας την φωτοευαίσθητη επιφάνεια του συστήματος σε καθορισμένες – γνωστές θέσεις και υπολογίζοντας στη συνέχεια την θέση του παραγόμενου φορτίου με τον αλγόριθμο κέντρου βάρους, μελετάμε την μεταξύ τους σχέση και συγκεκριμένα πως διαφέρουν μεταξύ τους καθώς μεταφερόμαστε προς τις ακραίες θέσεις. Η απόκλιση της μετρούμενης από την πραγματική θέση για τον  $x$  άξονα, παρόμοια μορφή έχει και για τον  $y$  άξονα, φαίνεται στο σχήμα 3.2 που ακολουθεί.



Σχήμα 3.2: Η διαφορά μεταξύ της πραγματικής θέσης  $P_x$  και της υπολογιζόμενης  $Pos_x$  μέσω αλγορίθμου κέντρου βάρους.

Το καταγραφόμενο φορτίο για μια ομοιόμορφη ακτινοβολήση όλου του οπτικού πεδίου παρουσιάζεται στο σχήμα 3.3 όπου γίνεται προφανές το παραπάνω φαινόμενο της ελλιπής μέτρησης φορτίου, με τη βοήθεια του χρωματικού κώδικα. Το κυλινδρικό σχήμα του φωτοπολλαπλασιαστή και άρα η κυκλική επιφάνεια ανίχνευσης, έχουν ως αποτέλεσμα την κυκλική ομοιομορφία στην μείωση του φορτίου.



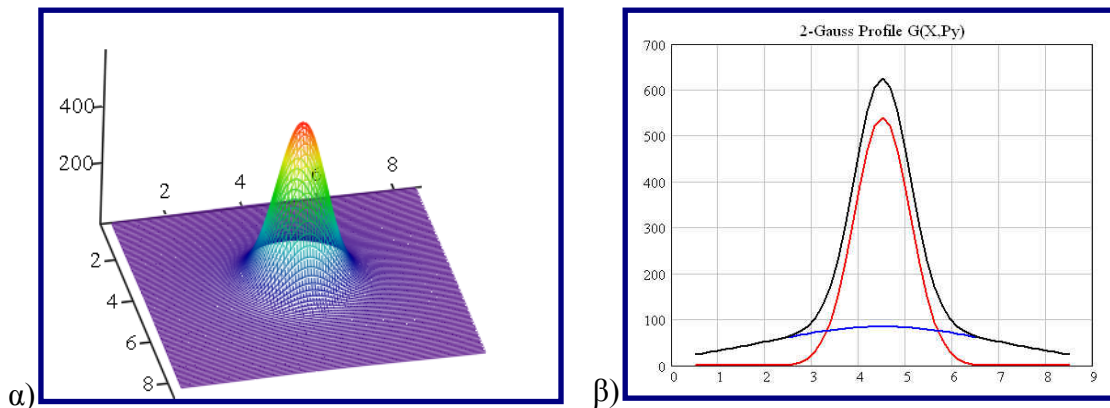
Σχήμα 3.3: Το συλλεγόμενο φορτίο στην άνοδο του φωτοπολλαπλασιαστή σε δυο και τρεις διαστάσεις από μια ομοιόμορφη ακτινοβολήση όπου φαίνεται η ελάττωση του στην περιφέρεια.



Κάθε θέση του ανοδικού πλέγματος αντιστοιχεί μια προς μια σε μια θέση του παραθύρου του οπτικού πεδίου εξαιτίας της γεωμετρικής διάταξης του φωτοπολλαπλασιαστή. Το μετρούμενο κάθε φορά φορτίο μπορεί να δώσει την θέση του ηλεκτρονιακού νέφους η οποία με τη σειρά της με τον κατάλληλο τρόπο θα πρέπει να μπορεί να αντιστοιχηθεί στην θέση του προσπίπτοντος φωτός στην επιφάνεια εισόδου. Καθώς έχει γίνει η μελέτη του συλλεγόμενου φορτίου θα γίνει στη συνέχεια η μοντελοποίηση του προσπίπτοντος φωτός με στόχο την εύρεση αυτού, η αντιστροφή δηλαδή της διαδικασίας παραγωγής σήματος.

### 3.2 Μοντελοποίηση της Κατανομής του Προσπίπτοντος Φωτός

Στην παράγραφο αυτή θα παρουσιαστεί ο τρόπος με τον οποίο μπορεί το αρχικό φως να μοντελοποιηθεί. Το φως που προσπίπτει στην είσοδο του φωτοπολλαπλασιαστή (σχήμα 3.4α) μπορεί με τη σειρά του, όπως και το φορτίο, να περιγραφεί από ένα άθροισμα κατανομών. Έτσι, η μοντελοποίηση αυτού γίνεται με την χρήση δυο γκαουσιανών κατανομών. Η πρώτη γκαουσιανή καμπύλη ( $G_1$ ) χαρακτηρίζεται από μεγάλο ύψος  $A_1$  και μικρό εύρος  $\sigma_1$  έτσι ώστε να ακολουθεί όπως φαίνεται στην προβολική εικόνα (σχήμα 3.4β) την μεγιστοποίηση του φωτός. Η δεύτερη ( $G_2$ ) χαρακτηρίζεται από μικρό ύψος  $A_2$  και μεγάλο εύρος  $\sigma_2$  ώστε να προσεγγίζει το «υπόβαθρο» του φωτός γύρω από την κυρίως θέση κατά μήκος όλου του άξονα. Η κατανομή του φωτός σε τρεις διαστάσεις για μια τυχαία κεντρική θέση παρουσιάζεται στο σχήμα 3.4α, και η προβολική κατανομή αυτού στον x άξονα που προσεγγίζεται από τις δυο κατανομές στο σχήμα 3.4β. Οι οριζόντιοι άξονες και στις δυο περιπτώσεις είναι βαθμονομημένοι σε αριθμό καλωδίων του ανοδικού πλέγματος. Παρόμοια είναι και η προβολική κατανομή αυτού στον y άξονα.



Σχήμα 3.4: (α) Η κατανομή του φωτός που προσπίπτει στην είσοδο του φωτοπολλαπλασιαστή και (β) η προβολή αυτού κατά μήκος του ενός άξονα.

Οι σχέσεις που περιγράφουν μαθηματικά τις παραπάνω κατανομές είναι οι:

$$G(P_x, P_y, x, y) = G_1(P_x, P_y, x, y) + G_2(P_x, P_y, x, y)$$

$$G_1(P_x, P_y, x, y) = A_1 \cdot e^{-\frac{(x-P_x)^2 + (y-P_y)^2}{2\sigma_1^2}}$$

$$G_2(P_x, P_y, x, y) = A_2 \cdot e^{-\frac{(x-P_x)^2 + (y-P_y)^2}{2\sigma_2^2}}$$

όπου  $G$  η δισδιάστατη κατανομή του συνολικού φωτός,  $P_x$  και  $P_y$  οι συντεταγμένες της θέσης πρόσπτωσης αυτού, άρα και της κορυφής της κατανομής του, και  $x, y$  οι συντεταγμένες που μελετώνται κάθε φορά μετρώντας σε αριθμό καλωδίων.

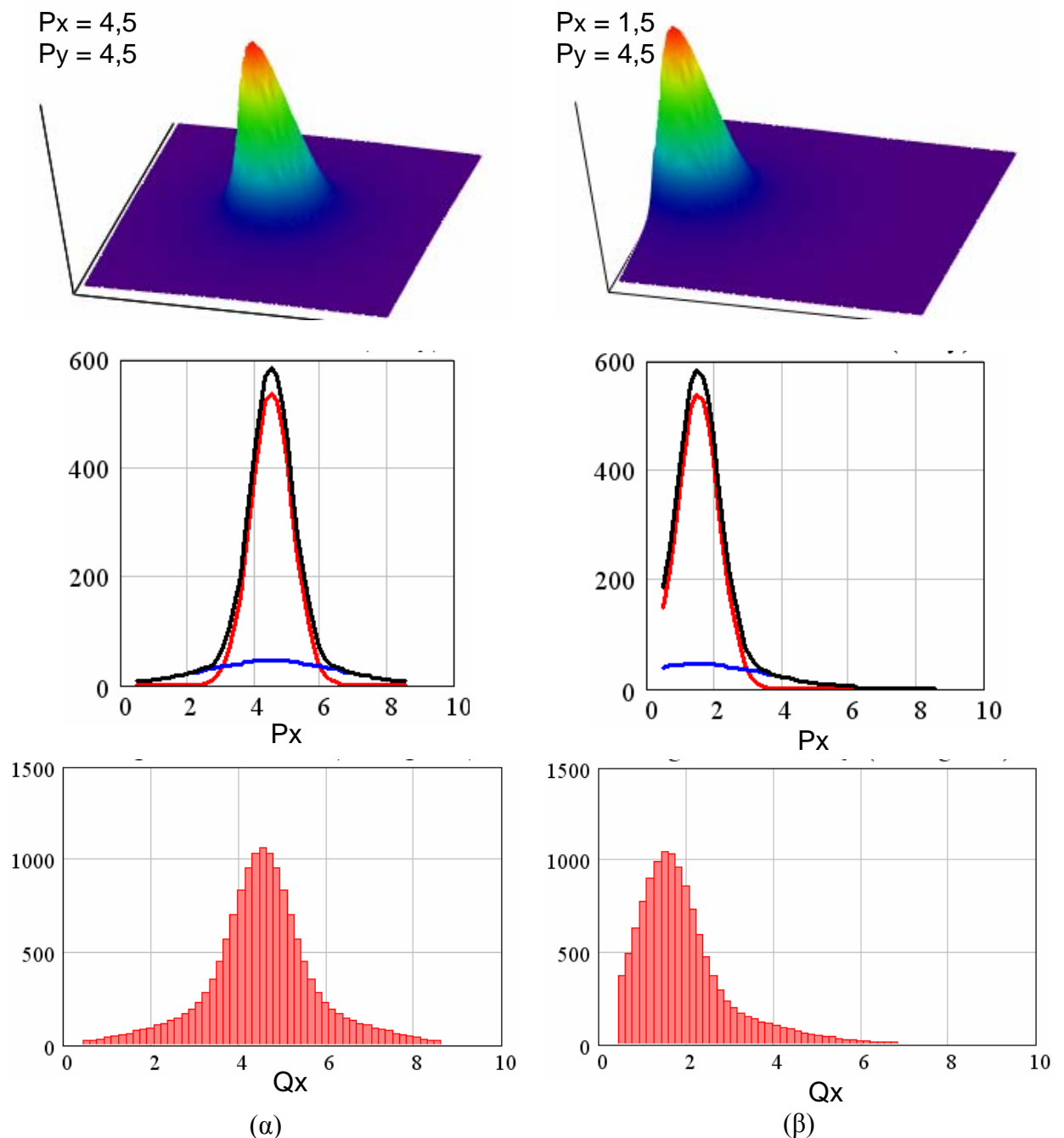
Το συλλεγόμενο φορτίο σε κάθε θέση – καλώδιο της μιας διάστασης, υπολογίζεται κάθε φορά από την ολοκλήρωση του φωτός κατά μήκος του άλλου άξονα για μια σταθερή τιμή ενίσχυσης  $k$  σύμφωνα με τις σχέσεις:

$$Qx_i(P_x, P_y, x_i) = k \int_{y_1}^{y_2} G(P_x, P_y, x_i, y) dy$$

$$Qy_i(P_x, P_y, y_i) = k \int_{x_1}^{x_2} G(P_x, P_y, x, y_i) dx$$

Η ολοκλήρωση των γκαουσιανών κατανομών του φωτός θα παράγει - δίνει φορτίο που περιγράφεται επίσης από κατανομές της ίδιας μορφής με διαφορετικές όμως χαρακτηριστικές σταθερές εξαιτίας των διάφορων μετατροπών που υφίσταται το φως για να μετατραπεί σε φορτίο στο εσωτερικό του φωτοπολλαπλασιαστή.

Το φαινόμενο της απόκλισης της υπολογιζόμενης θέσης του συλλεγόμενου φορτίου από τη θέση πρόσπτωσης του φωτός διακρίνεται και στο παρακάτω παράδειγμα. Με τη βοήθεια του προγράμματος MathCAD, έγιναν προσομοιώσεις για την μελέτη του παραπάνω προβλήματος. Στο σχήμα 3.5 παρουσιάζεται αρχικά σε τρεις διαστάσεις η κατανομή του φωτός που φτάνει στο παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή.

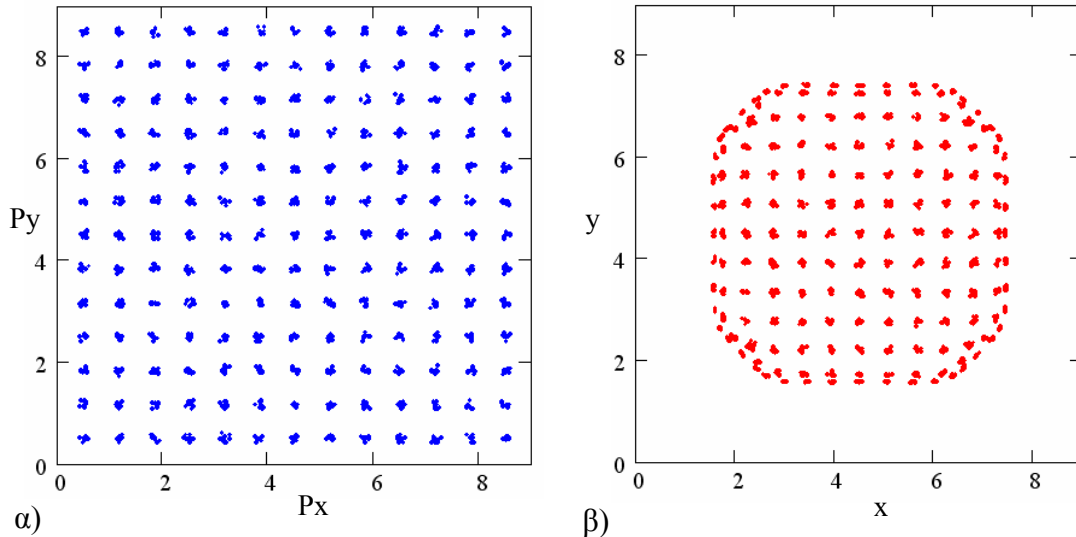


Σχήμα 3.5: Για μια κεντρική θέση πρόσπτωσης του φωτός (α) και για μια θέση στην περιφέρεια (β), δίνονται με τη σειρά η τρισδιάστατη κατανομή του αρχικού φωτός, η προβολική κατανομή αυτού στον x άξονα με τις δυο γκαουσιανές καμπύλες που το προσεγγίζουν και η προβολική εικόνα του συλλεγόμενου φορτίου στον x άξονα.

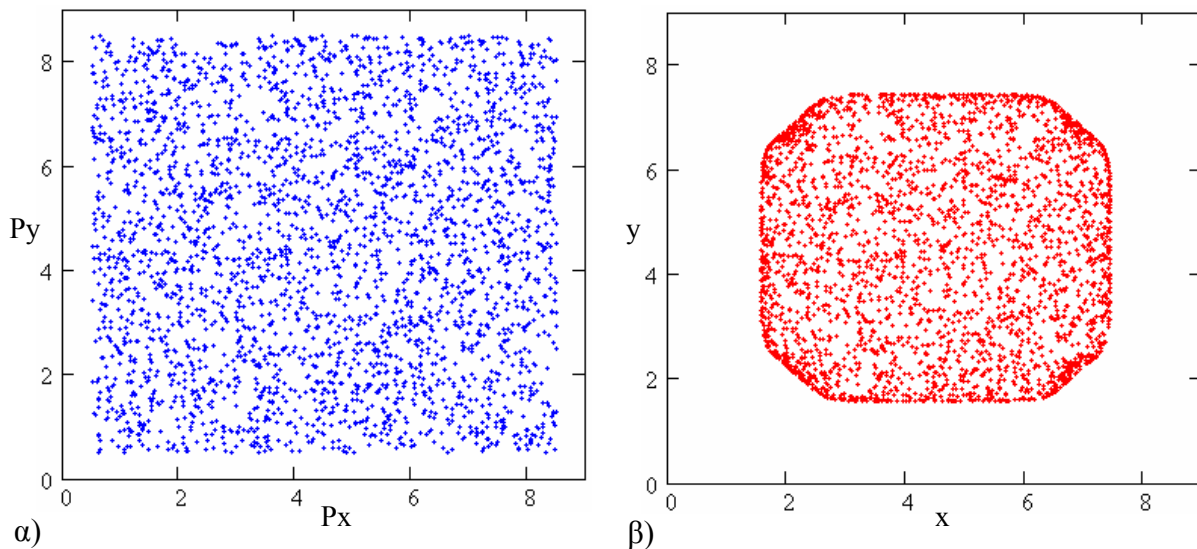
Στην πρώτη περίπτωση (σχήμα 3.5α) το φως φτάνει στην κεντρική περιοχή του οπτικού πεδίου που περιγράφεται από τις συντεταγμένες (4,5, 4,5), βαθμονομώντας με βάση τον αριθμό καλωδίου στον  $x$  και στον  $y$  άξονα.. Διατηρώντας σταθερή την  $y$  συνιστώσα θέσης, μεταφέρουμε το φως κατά μήκος του  $x$  άξονα σε μια ακραία θέση του οπτικού πεδίου με συντεταγμένες (1,5, 4,5) όπως φαίνεται στο σχήμα 3.5β. Η βασική διαφορά των τρισδιάστατων αυτών κατανομών είναι πως ενώ στην πρώτη περίπτωση το φως μειώνεται ομοιόμορφα γύρω από την κεντρική του θέση, στην δεύτερη το φως διακόπτεται απότομα από το αριστερό του άκρο καθώς περιορίζεται από το εύρος της ανιχνευτικής επιφάνειας. Η διαφορά αυτή γίνεται άμεσα αντιληπτή και στις προβολικές κατανομές του φωτός στον  $x$  άξονα που ακολουθούν. Οι δυο γκαουσιανές κατανομές που προσεγγίζουν το φως στην ακραία θέση του πεδίου δεν προλαβαίνουν να εμφανίσουν την ομοιομορφία τους γύρω από την κεντρική μέγιστη θέση τους, όπως συμβαίνει στην πρώτη περίπτωση. Παρόλα αυτά και στις δυο εικόνες, οι γκαουσιανές καμπύλες ακολουθούν άριστα τη μορφή της κατανομής του φωτός με τη θέση του μεγίστου αυτού, να συμπίπτει με την θέση της καμπύλης του μεγάλου ύψους όπως περιγράφηκε παραπάνω. Το μέγιστο της κατανομής του φωτός μετρημένο σε αριθμό καλωδίων, αντιστοιχείται στο μέγιστο μετρούμενο φορτίο στο ανοδικό πλέγμα και μάλιστα τα μέγιστα αυτά χαρακτηρίζονται από τις ίδιες συντεταγμένες. Οι προβολικές κατανομές στον  $x$  άξονα, του φορτίου παρουσιάζονται στο τέλος του σχήματος 3.5. Διαπιστώνεται λοιπόν η αντιστοιχία ένα προς ένα των μεγεθών αυτών. Στην συνέχεια ο αλγόριθμος του κέντρου βάρους προσπαθεί να προσδιορίσει την θέση του μεγίστου της κατανομής του φορτίου, με βάση αυτές τις κατανομές φορτίου. Για την κεντρική θέση του πλέγματος, η ομοιομορφία γύρω από την μέγιστη τιμή δεν αφήνει περιθώρια για την απόκλιση της υπολογιζόμενης θέσης από την μετρούμενη. Αντίθετα στην ακραία θέση, η έλλειψη φορτίου στο αριστερό μέρος μετατοπίζει το κέντρο βάρους της κατανομής προς τα δεξιά, προσπαθώντας με τον τρόπο αυτό να λάβει υπόψιν του ο αλγόριθμος και τις χαμηλότερες τιμές του φορτίου που καταγράφονται δεξιότερα του μεγίστου. Η εσφαλμένη τιμή του τελικού αποτελέσματος συμπεραίνεται ορθώς πως οφείλεται στην αδυναμία του αλγορίθμου κέντρου βάρους να προσεγγίσει σωστά το φορτίο που παράγεται από ένα γεγονός στην περιφέρεια του οπτικού πεδίου της κάμερας.

Η έλλειψη φορτίου και συνεπώς η απόκλιση της υπολογιζόμενης από την πραγματική θέση, έχει ήδη αναφερθεί πως αυξάνεται καθώς μεταφερόμαστε από το κέντρο προς την περιφέρεια του οπτικού πεδίου. Με σκοπό την μελέτη όλου του εύρους του πεδίου πραγματοποιούνται με το ίδιο πρόγραμμα MathCAD οι παρακάτω περιπτώσεις. Αρχικά στέλνουμε φως με γνωστά χαρακτηριστικά σε ένα μεγάλο πλήθος θέσεων. Οι θέσεις αυτές καλύπτουν ομοιόμορφα όλη την επιφάνεια έχοντας σταθερή απόσταση μεταξύ τους κατά μήκος και των δυο αξόνων. Τα σημεία πρόσπτωσης του φωτός παρουσιάζονται στο σχήμα 3.6α με μπλέ χρώμα και χαρακτηρίζονται από τις συντεταγμένες ( $P_x$ ,  $P_y$ ). Το φως αυτό ανιχνεύεται, μετατρέπεται σε φορτίο και καταγράφονται οι θέσεις αυτού που υπολογίζονται σύμφωνα με τον αλγόριθμο κέντρου βάρους. Οι θέσεις αυτές που παρουσιάζονται στο σχήμα 3.6β με κόκκινα σημεία και συντεταγμένες ( $x$ ,  $y$ ), δίνουν μια συρρικνωμένη εικόνα του αρχικού σχήματος με τα φορτία της περιφέρειας να έχουν μετατοπιστεί προς το εσωτερικό μέρος. Χαρακτηριστικά, τα σημεία που ανήκουν στις τέσσερις κορυφές του τετραγώνου παρουσιάζουν την μεγαλύτερη απόκλιση, με την τελική εικόνα να παίρνει μια πιο σφαιρική μορφή που θυμίζει την κυκλική επιφάνεια ανίχνευσης του παραθύρου του φωτοπολλαπλασιαστή. Παρόμοια διαδικασία ακολουθήθηκε και στην περίπτωση μιας ομοιόμορφης ακτινοβολήσης σε όλο το οπτικό πεδίο με τη χρήση ενός γεννήτορα τυχαίων αριθμών. Η κατανομή του

προσπίπτοντος φωτός δίνεται στο σχήμα 3.7α και η κατανομή του συλλεγόμενου και καταγραφόμενου φορτίου στο σχήμα 3.7β. Οι θέσεις του φορτίου (x, y) εμφανίζουν ξανά σε μεγάλο σχετικά βαθμό μια συρρίκνωση προς το κέντρο. Συγκεκριμένα τα φορτία που περιμέναμε να καταγραφούν στην περιφέρεια της συνολικής επιφάνειας έχουν μετατοπιστεί ώστε το περίγραμμα της τελικής εικόνας να αποτελείται από μια σχεδόν συνεχόμενη γραμμή με πιο έντονο πλάτος στις τέσσερις κορυφές του πεδίου. Στην κεντρική περιοχή από την άλλη πλευρά η συρρίκνωση έχει πολύ μικρό βαθμό ώστε η πυκνότητα των θέσεων των φορτίων να μοιάζει με την αυτή των θέσεων του φωτός.



Σχήμα 3.6: (α) Το φως που προσπίπτει στην επιφάνεια του φωτοπολλαπλασιαστή σε ένα πλήθος θέσεων ομοιόμορφα καταγεμμένες και (β) οι θέσεις των φορτίων που καταγράφονται για κάθε μια από τις θέσεις αυτές. Η βαρελοειδής παραμόρφωση του οπτικού πεδίου είναι προφανής.



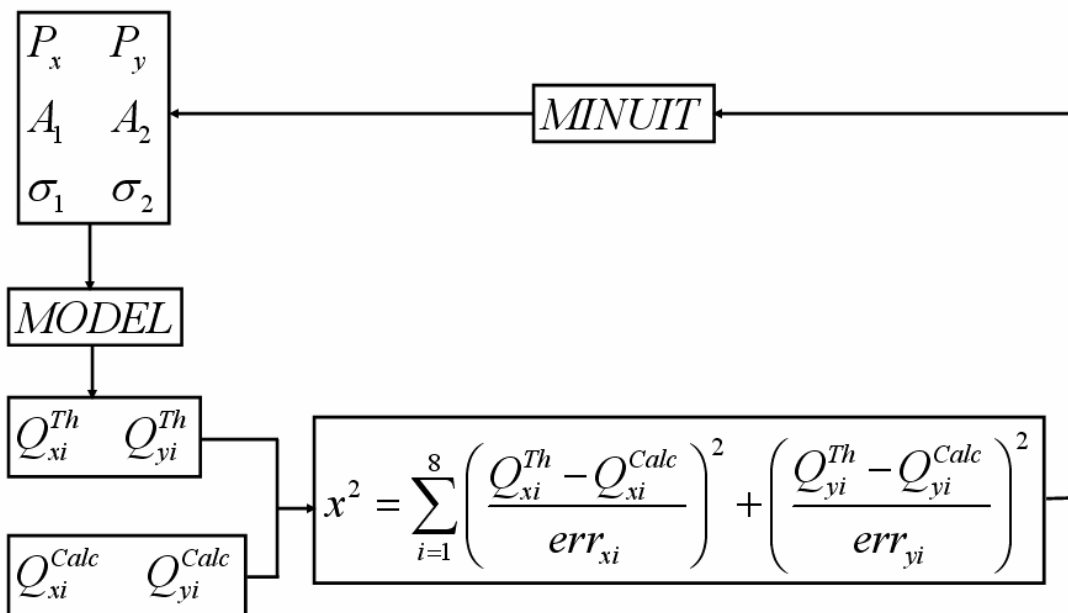
Σχήμα 3.7: (α) Το φως που προσπίπτει στην επιφάνεια του φωτοπολλαπλασιαστή από μια ομοιόμορφη ακτινοβολία του οπτικού πεδίου και (β) οι θέσεις των φορτίων που καταγράφονται για κάθε μια από τις θέσεις αυτές. Και στην περίπτωση αυτή, η παραμόρφωση του οπτικού πεδίου είναι προφανής.

Εφόσον η πειραματική διαδικασία μπορεί να μας παρέχει τις τιμές των φορτίων σε κάθε καλώδιο για κάθε ένα ανιχνευόμενο γεγονός, θα πρέπει να είμαστε σε θέση να προσδιορίσουμε την θέση πρόσπτωσης του αρχικού φωτός. Ο προσδιορισμός αυτός γίνεται με βάση τον αλγόριθμο της αντιστροφής, που εισάγεται

στο κεφάλαιο αυτό, για κάθε γεγονός (event by event) με την εξής διαδικασία: Όταν φως προσπίπτει στη θέση  $P_x, P_y$  του οπτικού πεδίου θα μπορεί να προσδιοριστεί η κατανομή αυτού ως το άθροισμα δυο γκαουσιανών καμπυλών με σταθερές  $A_1, A_2, \sigma_1$  και  $\sigma_2$  όπως περιγράφηκαν παραπάνω. Μέσω της γνωστής διαδικασίας στο εσωτερικό του φωτοπολλαπλασιαστή, το φως αυτό θα μετατρέπεται σε φορτίο το οποίο ανιχνεύεται πάνω στο ανοδικό πλέγμα δίνοντας τις πειραματικές τιμές  $Q^{Calc}$ . Οι αντίστοιχες θεωρητικές τιμές  $Q^{Th}$  θα υπολογίζονται μέσω των παραπάνω σχέσεων του αλγορίθμου κέντρου βάρους για κάθε ένα καλώδιο. Με χρήση των πειραματικών και των θεωρητικών τιμών γίνεται ο υπολογισμός της τυπικής απόκλισης

$$x^2 = \sum_{i=1}^8 \left( \frac{Q_{xi}^{Th} - Q_{xi}^{Calc}}{err_{xi}} \right)^2 + \left( \frac{Q_{yi}^{Th} - Q_{yi}^{Calc}}{err_{yi}} \right)^2 .$$

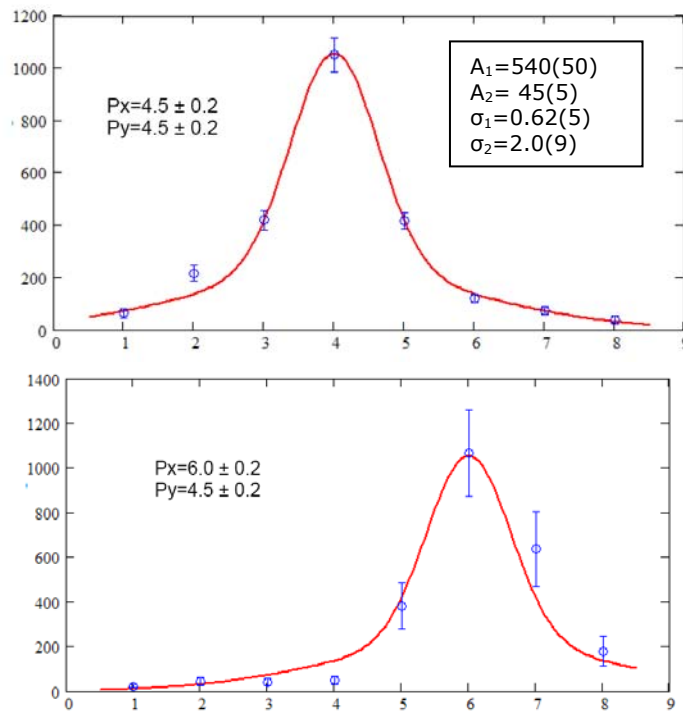
Η τιμή της παράστασης αυτής θέλουμε να ελαχιστοποιηθεί και με χρήση του προγράμματος MINUIT να δώσει τις τέσσερις αρχικές σταθερές, του ύψους και του εύρους, που περιγράφουν τις κατανομές του φωτός. Για την ελαχιστοποίηση του  $x^2$  η κυκλική αυτή διαδικασία επαναλαμβάνεται συνεχώς στο πρόγραμμα MINUIT και η ροή της παριστάνεται στο σχήμα 3.8.



Σχήμα 3.8: Ο αλγόριθμος ανακατασκευής της κατανομής του προσπίπτοντος φωτός στην ανιχνευτική επιφάνεια με βάση το καταγραφόμενο φορτίο.

Ο πρώτος πειραματικός έλεγχος του μοντέλου της αντιστροφής γίνεται με τη χρήση του φωτός που προέρχεται από την γεννήτρια παλμών μέσω του πράσινου LED. Το LED τοποθετείται στις 21 διαφορετικές θέσεις μπροστά από το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή με συγκεκριμένες συντεταγμένες, που καθορίζονται με μεγάλη ακρίβεια με τη χρήση της μάσκας – πλέγματος που αναφέρθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο. Οι θέσεις πρόσπτωσης του φωτός  $P_x, P_y$  είναι έτσι γνωστές και οι άγνωστες μεταβλητές από έξι γίνονται τέσσερις. Τα δεδομένα των 21 θέσεων είναι αυτά των οποίων τα φορτία αναλύθηκαν σε προηγούμενο κεφάλαιο (Πίνακες 2.8, 2.9). Επιλέγοντας τυχαία δυο θέσεις, μια στην κεντρική περιοχή του πλέγματος και συγκεκριμένα στη θέση  $P_x = 4,5 \pm 0,2$  και  $P_y = 4,5 \pm 0,2$ , και μια στην περιφέρεια

με συντεταγμένες  $P_x = 6,0 \pm 0,2$  και  $P_y = 4,5 \pm 0,2$ , ελέγχουμε την αξιοπιστία του μοντέλου. Θυμίζετε πως οι θέσεις μετρούνται σε αριθμό καλωδίων. Στο ακόλουθο σχήμα 3.9, για το καταγεγραμμένο γεγονός, απεικονίζεται το μετρούμενο φορτίο κάθε καλωδίου του x άξονα με τα μπλέ σημεία μαζί με το σφάλμα τους και η κόκκινη καμπύλη αποτελεί την θεωρητική καμπύλη που προκύπτει από το μοντέλο και προσδιορίζει τις τέσσερις μεταβλητές των υψών και των εύρων. Η συμφωνία σε πολύ μεγάλο βαθμό των δυο αυτών αποτελεσμάτων επιβεβαιώνει την ισχύ του μοντέλου και την σωστή χρήση του, τόσο για τις κεντρικές όσο και για τις ακραίες θέσεις.



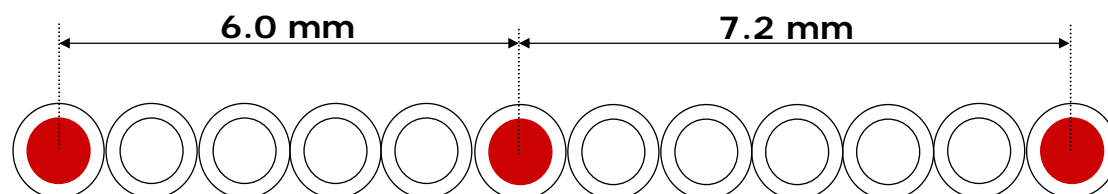
Σχήμα 3.9: Τα μπλέ σημεία δίνουν το καταγεγραμμένο φορτίο σε κάθε καλώδιο του x άξονα όταν φως προσπίπτει σε συγκεκριμένη θέση  $P_x$ ,  $P_y$  και η κόκκινη καμπύλη το προβλεπόμενο φορτίο με βάση το μοντέλο προσδιορίζοντας επίσης τις μεταβλητές των υψών και των εύρων των γκαουσιανών κατανομών.

### 3.3 Μέθοδοι ανακατασκευής της Θέσης στην Προβολική Εικόνα

Συνοψίζοντας όλες τις μεθόδους ανακατασκευής της θέσης που αναφέρθηκαν παραπάνω παρατηρούμε ότι διατίθενται τρεις διαφορετικές μέθοδοι. Η πρώτη μέθοδος ανακατασκευής αποτελείται από τον Αλγόριθμο Κέντρου Βάρους (COG - Centre Of Gravity) και στηρίζεται στις σχέσεις

$$PosX = \frac{\sum_{i=1}^8 i \cdot Qx_i}{\sum_{i=1}^8 Qx_i} \quad PosY = \frac{\sum_{i=1}^8 i \cdot Qy_i}{\sum_{i=1}^8 Qy_i} .$$

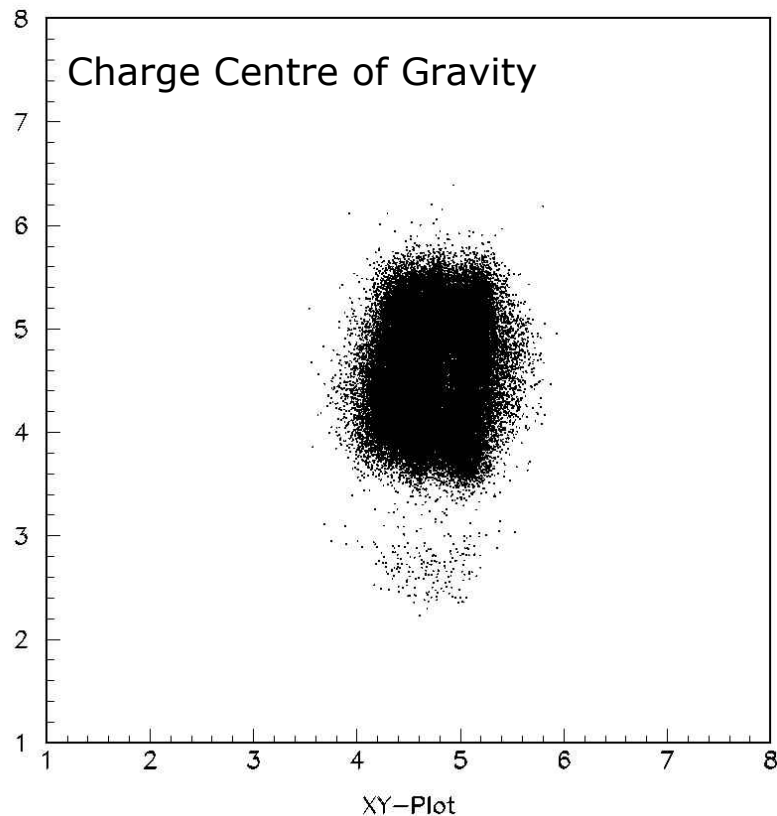
Οι δυνατότητες που παρέχει η ανακατασκευή με αυτή τη μέθοδο παρουσιάζονται με την βοήθεια του εξής πειράματος: Λαμβάνονται 12 τριχοειδή διαμέτρου 1,2 mm το καθένα εκ των οποίων τα τρία γεμίζονται με υδατικό διάλυμα ραδιενεργού τεχνητίου. Τα τριχοειδή τοποθετούνται στη σειρά, με τη ραδιενεργή ουσία να περιέχεται στα δυο ακριανά και στο έκτο μετρώντας από το αριστερό άκρο. Τα υπόλοιπα τριχοειδή χρησιμεύουν έτσι ώστε οι αποστάσεις να κρατούνται σταθερές με μεγάλη ακρίβεια και με συγκεκριμένες τιμές. Η συνολική γεωμετρία προσφέρει με τον τρόπο αυτό ένα ομοίωμα με τρεις ισότιμες ραδιενεργές πηγές σε αποστάσεις 6 και 7,2 mm μεταξύ τους. Η διατομή του ομοιώματος παρουσιάζεται στο σχήμα 3.10.



Σχήμα 3.10: Ομοίωμα που χρησιμοποιείται στην πειραματική διαδικασία αποτελούμενο από 12 τριχοειδή εκ των οποίων τα τρία περιέχουν ραδιενεργό υδατικό διάλυμα τεχνητίου (κόκκινα τριχοειδή) και βρίσκονται σε καθορισμένες θέσεις.

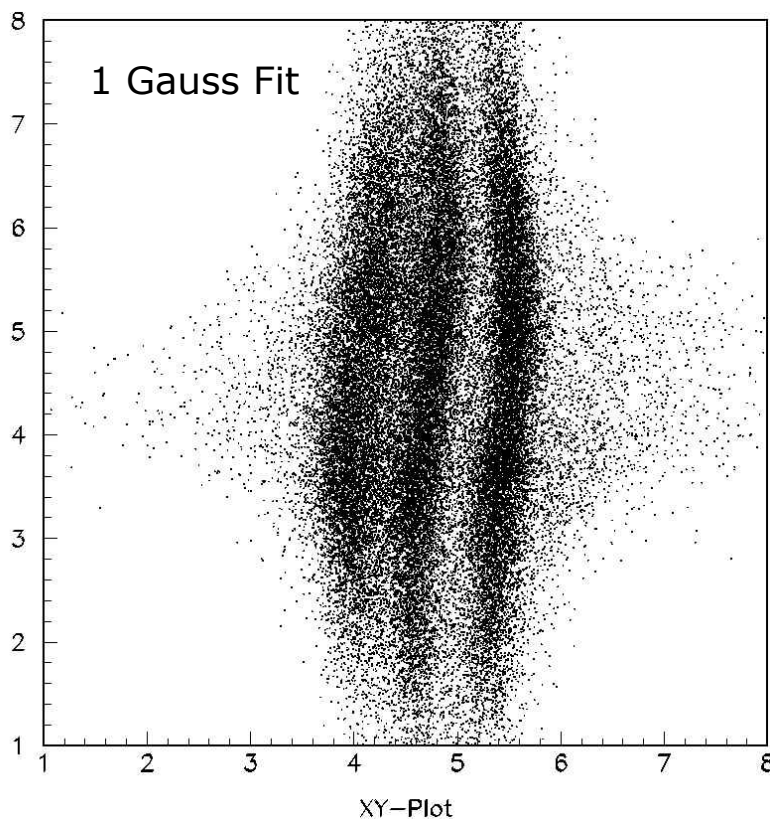
Το ομοίωμα αυτό τοποθετείται στη συνέχεια μπροστά από την  $\gamma$  - camera σε επαφή με τον κατευθυντήρα εξαγωνικών παράλληλων οπών, τα χαρακτηριστικά του οποίου έχουν περιγραφεί σε προηγούμενο κεφάλαιο. Τον κατευθυντήρα διαδέχεται στην συνέχεια ένας ομογενής κρύσταλλος σπινθηρισμού CsI(Th) πάχους 2mm, ακριβώς μπροστά από την φωτοευαίσθητη επιφάνεια του φωτοπολλαπλασιαστή. Η ανακατασκευή της θέσης του ομοιώματος με τον αλγόριθμο κέντρου βάρους δίνει την εικόνα του σχήματος 3.11 για την προβολή αυτού στους άξονες x, y. Τα τρία τριχοειδή με το ραδιενεργό υλικό δεν είναι δυνατόν να διακριθούν ακόμα και στην περίπτωση της μεγαλύτερης σχετικής απόστασης μεταξύ τους. Η αμαύρωση της εικόνας είναι συνεχής και δεν διαχωρίζεται από περιοχή σε περιοχή. Επίσης στις δυο πλευρικές περιοχές, δεξιά και αριστερά του ομοιώματος, παρουσιάζεται μια παραμόρφωση βαρελοειδούς μορφής αυξάνοντας τη διάμετρο της τελικής εικόνας στην κεντρική της περιοχή. Το φαινόμενο αυτό διακρίνεται μόνο στον οριζόντιο άξονα καθώς κατά τον κάθετο εκτείνεται το μήκος των τριχοειδών. Επίσης, οι διαστάσεις της ανακατασκευασμένης εικόνας είναι κατά πολύ μικρότερες των διαστάσεων του ομοιώματος, γεγονός που επιβεβαιώνει την συρρίκνωση της εικόνας που συζητήθηκε σε προηγούμενη παράγραφο. Συμπεραίνεται λοιπόν πως η μέθοδος αυτή δεν μπορεί να παράγει ικανοποιητικά συμπεράσματα για την διάκριση ραδιενεργών όγκων ακόμα και αν αυτοί απέχουν απόσταση 7,2mm μεταξύ τους.





Σχήμα 3.11: Η ανακατασκευασμένη εικόνα των τριών τριχοειδών που περιέχουν το υδατικό διάλυμα τεχνητίου σύμφωνα με τη μέθοδο που στηρίζεται στον αλγόριθμο του κέντρου βάρους (COG).

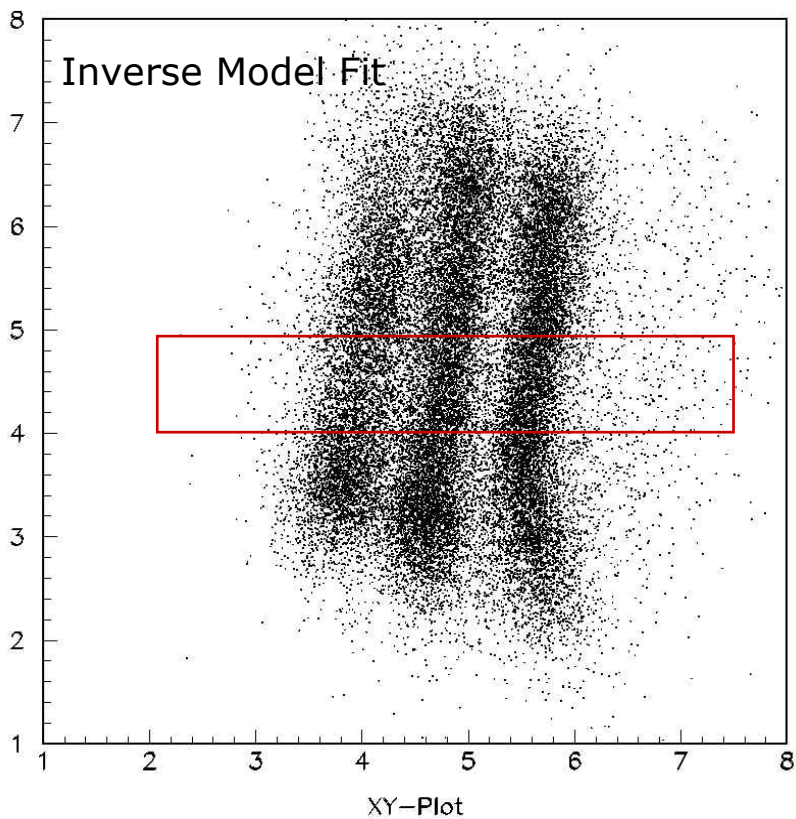
Η δεύτερη μέθοδος ανακατασκευής καλείται Gauss Fit και περιλαμβάνει την προσέγγιση του φορτίου με μία ή δυο γκαουσιανές κατανομές η θέση των οποίων καθορίζει και την θέση του φορτίου. Η προσέγγιση με μια γκαουσιανή καμπύλη γίνεται στην περίπτωση που στην πειραματική διαδικασία έχει χρησιμοποιηθεί ομογενής κρύσταλλος σπινθηρισμού που έχει ως αποτέλεσμα την διάχυση του φωτός στον εσωτερικό του και άρα την ομαλή αυξομείωση αυτού γύρω από μια θέση. Αντίθετα οι διακριτοποιημένοι κρύσταλλοι καθοδηγούν το παραγόμενο φως σε κάθε τμήμα τους όπου παράγεται, χωρίς την διάχυση του σε όλο τον όγκο, με αποτέλεσμα να διαμορφώνουν με τέτοιο τρόπο το φορτίο στο ανοδικό πλέγμα, ώστε να προσεγγίζεται καλύτερα με δυο κατανομές. Οι δυο καμπύλες απαιτούνται εξαιτίας του υψηλού φορτίου στα καλώδια που βρίσκονται γειτονικά στο καταγραφόμενο γεγονός και του χαμηλού σχετικά φορτίου στα υπόλοιπα. Οι μορφές των δυο αυτών κατανομών είναι οι γκαουσιανές καμπύλες με το διαφορετικό ύψος και εύρος που αναλύθηκαν παραπάνω. Για την ορθή σύγκριση των μεθόδων ανακατασκευής χρησιμοποιείται η ίδια πειραματική διαδικασία με το ομοίωμα των τριών τριχοειδών και κάτω από τις ίδιες συνθήκες. Το ανακατασκευασμένο ομοίωμα με την μέθοδο του Gauss Fit παρουσιάζεται στο σχήμα 3.12. Η ύπαρξη τριών ραδιενεγών πηγών μπορεί τώρα να προβλεφθεί και οι πηγές να διακριθούν μεταξύ τους εμφανίζοντας όμως μια μικρή καμπυλότητα και κυρίως μια επιμήκυνση κατά τον y άξονα μεταβάλλοντας έτσι κατά ένα σημαντικό ποσοστό τις διαστάσεις των πηγών στον άξονα αυτό. Στον οριζόντιο άξονα οι διαστάσεις των πηγών δεν εμφανίζουν τόσο έντονη παραμόρφωση αλλά υπάρχει ένα πλήθος σημείων στην δεξιά και αριστερή πλευρά της κεντρικής περιοχής. Επιπλέον παρά την δυνατότητα διάκρισης ύπαρξης όλων των τριχοειδών, η πρώτη και η δεύτερη πηγή που βρίσκονται σε μικρότερη σχετική απόσταση μεταξύ τους δεν είναι σαφώς διαχωρισμένες. Συνεπώς η μέθοδος αυτή δεν μπορεί να εξασφαλίσει τον σωστό προσδιορισμό των διαστάσεων και της θέσης μιας πηγής.



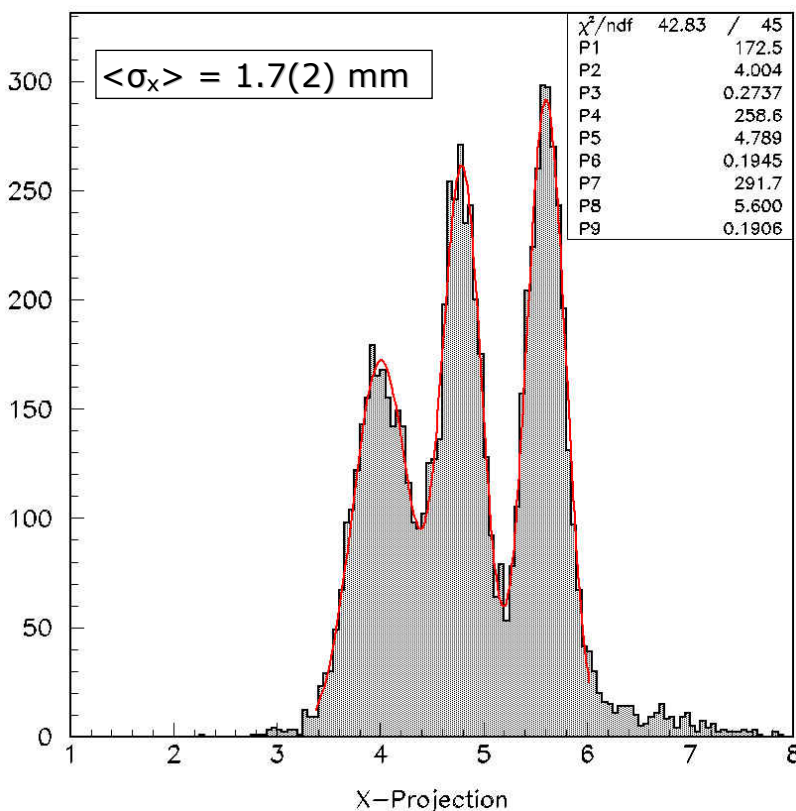
Σχήμα 3.12: Η ανακατασκευασμένη εικόνα των τριών τριχοειδών που περιέχουν το υδατικό διάλυμα τεχνητίου σύμφωνα με τη μέθοδο που στηρίζεται στην προσέγγιση του φορτίου με γκαουσιανές κατανομές (Gauss Fit).

Τρίτη και τελευταία μέθοδος ανακατασκευής της θέσης αποτελεί η μέθοδος της αντιστροφής (Inverse Model Fit) που παρουσιάζεται αναλυτικά σε αυτή την εργασία [ΜΙΚ08]. Σύμφωνα με αυτή το προσπίπτον φως στην ανιχνευτική επιφάνεια χαρακτηρίζεται από δυο γκαουσιανές κατανομές των οποίων τις χαρακτηριστικές σταθερές (ύψη και εύροι) πρέπει να προσδιορίσουμε, μέσω ελαχιστοποίησης της τιμής της τυπική απόκλισης  $\chi^2$  για κάθε ένα γεγονός ξεχωριστά. Για την ίδια με προγουμένως πειραματική διαδικασία, η ανακατασκευασμένη εικόνα του ομοιώματος δίνεται στο σχήμα 3.13.

Το ομοίωμα είναι εμφανές ότι απαρτίζεται από τρία παρόμοια τριχοειδή σε διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ τους. Οι διαστάσεις και το σχήμα κάθε πηγής είναι αρκετά καλά καθορισμένες παρά την μικρή στρέβλωση που παρατηρείται στο τρίτο σωληνάκι στο κάτω δεξί άκρο του οπτικού πεδίου. Ακόμα, η συρρίκνωση που παρατηρήθηκε κατά την ανακατασκευή με τον αλγόριθμο κέντρου βάρους έχει εξαληφθεί. Στη συνέχεια, για την περαιτέρω μελέτη των μεγεθών που μας ενδιαφέρουν σε τέτοιου είδους μελέτες - έρευνες, επιλέγουμε μια ζώνη του οριζόντιου άξονα πάχους ίσου με την απόσταση δυο γειτονικών καλωδίων (7,5mm) στη κεντρική περιοχή του οπτικού πεδίου μεταξύ του τέταρτου και του πέμπτου καλωδίου του  $y$  άξονα. Εκεί τα τριχοειδή έχουν ανακατασκευαστεί χωρίς να παρουσιάζουν κάποια ιδιαίτερη απόκλιση από την πραγματική τους θέση ή κάποια διαστρέβλωση στο σχήμα τους. Για την επιλεγμένη αυτή ζώνη παριστάνεται στο σχήμα 3.14 η προβολική της κατανομή πάνω στον  $x$  άξονα. Στην κατανομή αυτή εμφανίζονται τρεις κορυφές καθεμιά από τις οποίες αντιστοιχεί σε μια πηγή. Η θέση και η μορφή της δεύτερης από την τρίτη κατανομή είναι πιο ευδιάκριτη καθώς αυτές προέρχονται από τα τριχοειδή που βρίσκονται σε μεγαλύτερη απόσταση μεταξύ τους.



Σχήμα 3.13: Η ανακατασκευασμένη εικόνα των τριών τριχοειδών που περιέχουν το υδατικό διάλυμα τεχνητού σύμφωνα με τη μέθοδο αντιστροφής (Inverse Fit).



Σχήμα 3.14: Η προβολική κατανομή στον x άξονα της ζώνης που επιλέχθηκε από την κεντρική περιοχή των τριών τριχοειδών και η προσέγγιση κάθε κορυφής για τον υπολογισμό της χωρικής διακριτικής ικανότητας.

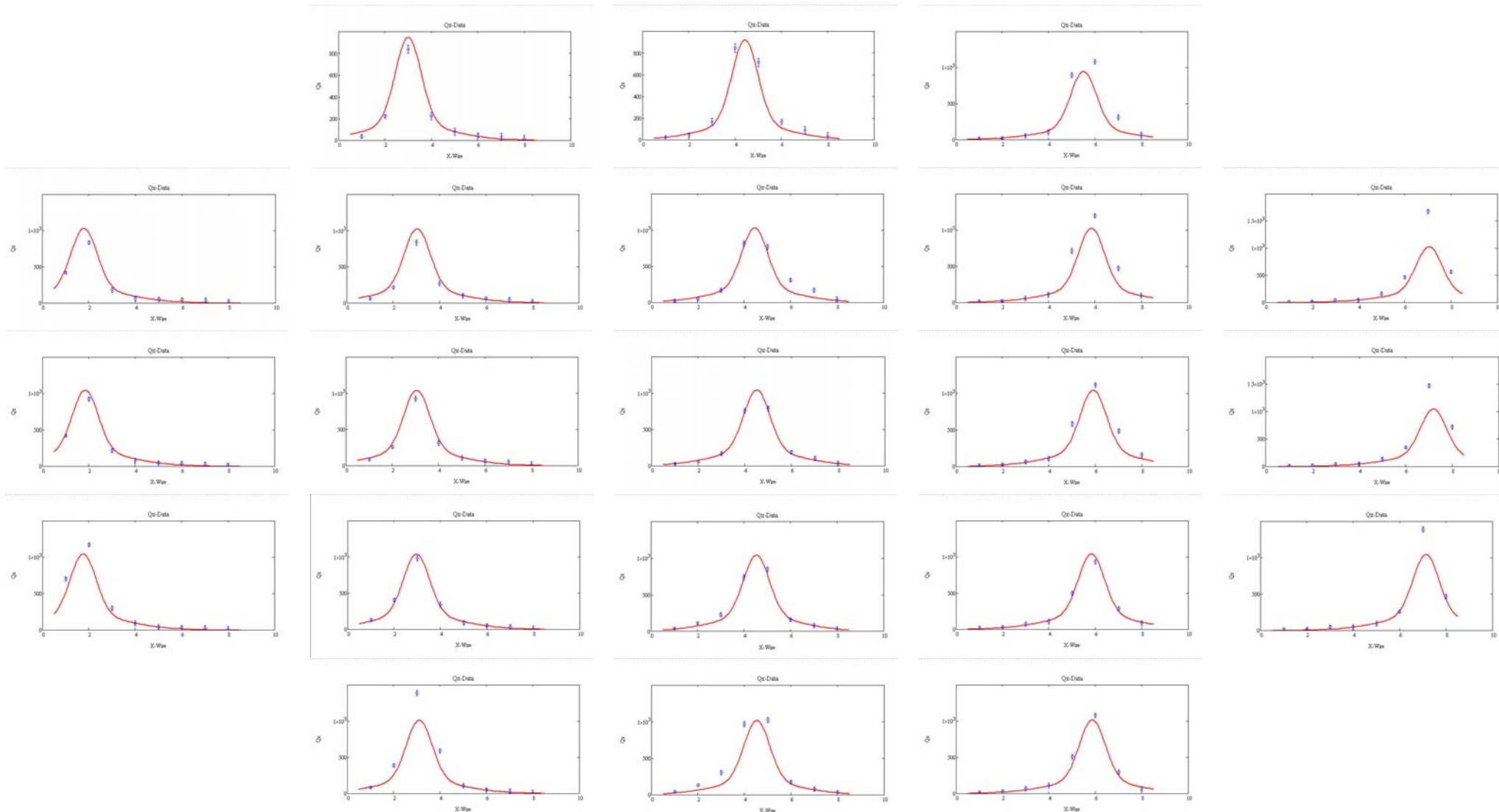
Αντίθετα οι δυο πρώτες κατανομές που προέρχονται από τα τριχοειδή που βρίσκονται πιο κοντά το ένα στο άλλο, αλληλοεπικαλύπτονται στην βάση τους χωρίς όμως να καθιστά αυτό πρόβλημα στο διαχωρισμό τους. Κάθε μια από τις τρεις κορυφές προσεγγίζεται με μια γκαουσιανή καμπύλη της οποίας τα χαρακτηριστικά ( $A$ ,  $\sigma$ ,  $x$ ) καταγράφονται και υπολογίζεται με τη βοήθεια αυτών η μέση τιμή της τυπικής απόκλισης  $\sigma$ . Η τιμή αυτή που καθορίζει την χωρική διακριτική ικανότητα του συστήματος της  $\gamma$  – camera υπολογίζεται να είναι  $1,7 \pm 0,2$  mm δηλαδή πολύ μικρότερη από τις ήδη γνωστές τιμές. Η ελαχιστοποίηση της τιμής της διακριτικής ικανότητας είναι και ένα από τα βασικότερα πλεονεκτήματα της αντίστροφης μεθόδου, αφού προσφέρει την δυνατότητα διάκρισης όγκων σε πολύ μικρή απόσταση μεταξύ τους.

Συγκρίνοντας τις τρεις μεθόδους ανακατασκευής της θέσης με την χρήση του ίδιου ομοιώματος και κάτω από τις ίδιες συνθήκες συμπεραίνουμε άμεσα πως η τρίτη και τελευταία μέθοδος, αυτή της αντιστροφής, παρέχει τα πιο ακριβή αποτελέσματα. Αποτελεί την καλύτερη δυνατή επιλογή για τον εντοπισμό και διαχωρισμό ραδιενεργών πηγών εξαιτίας της βέλτιστης χωρικής διακριτικής ικανότητας που παρουσιάζει.

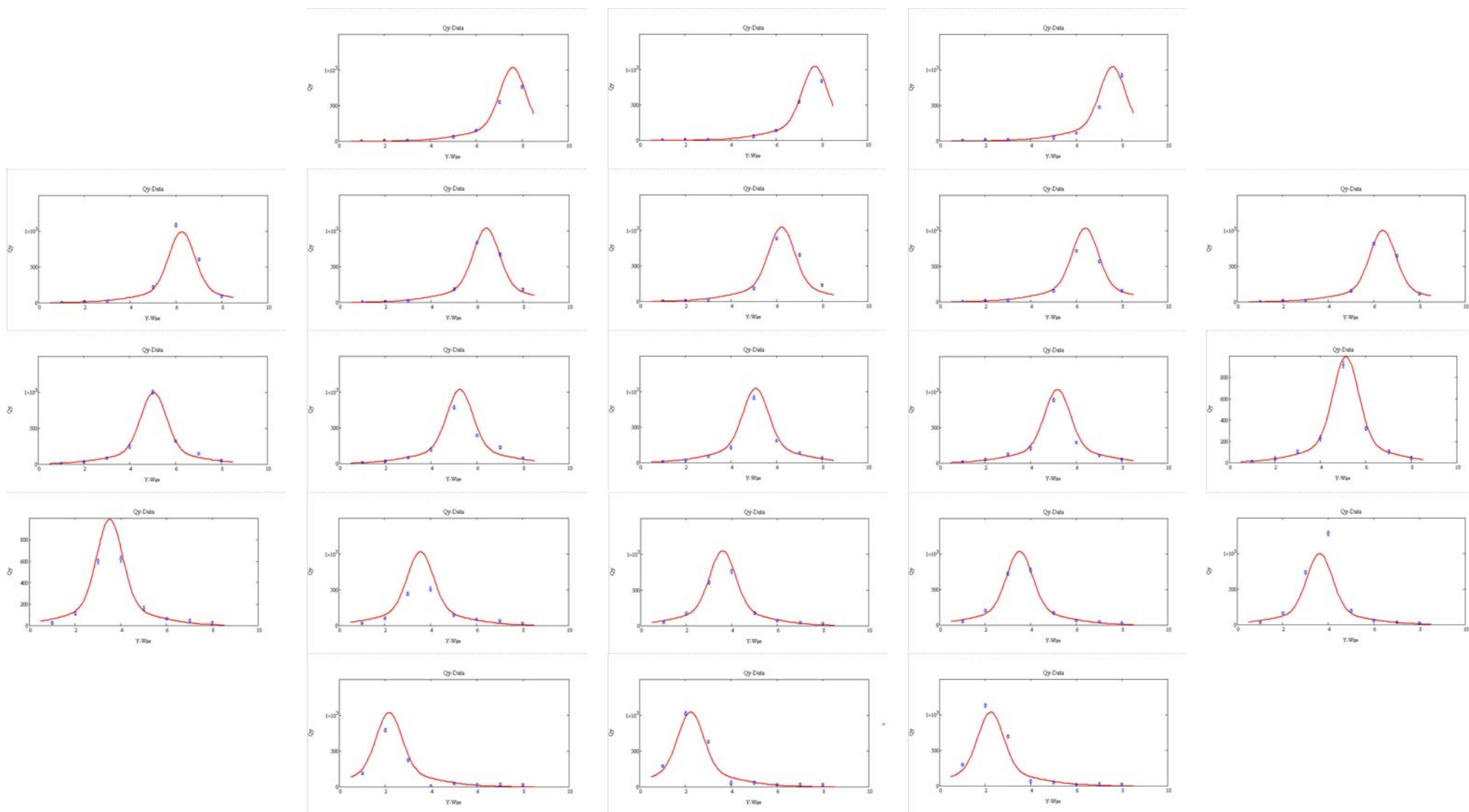
### 3.4 Καθολικότητα της Μεθόδου της Αντιστροφής

Το μοντέλο της αντιστροφής ως η ακριβέστερη μέθοδος, θα πρέπει να επιβεβαιώσει την καθολική ισχύ της για όλο το οπτικό πεδίο του φωτοπολλαπλασιαστή. Αυτό επαληθεύεται μέσω του πειράματος που αναφέρθηκε και προηγουμένως, με τη χρήση του LED τοποθετημένο μπροστά από το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή σε 21 ομοιόμορφα κατανεμημένες θέσεις. Η διεξαγωγή του πειράματος μας δίνει σε κάθε ένα καλώδιο την τιμή του φορτίου που καταγράφεται από κάθε γεγονός, ενώ το μοντέλο μια αντίστοιχη θεωρητική τιμή για σύγκριση. Συγκρίνοντας λοιπόν τις τιμές αυτές, παρατηρείται πως οι πειραματικές τιμές του φορτίου από τις θέσεις των σημείων πρόσπτωσης φωτός μέσω της παράσινης οπτικής ίνας (LED) που στηρίζεται στην μάσκα – πλέγμα, βρίσκονται σε πολύ καλή συμφωνία με τις θεωρητικά αναμενόμενες τιμές. Μικρές αποκλίσεις μεταξύ των θεωρητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων εμφανίζονται μόνο στις ακραίες θέσεις του οπτικού πεδίου όπου το φορτίο υπερτιμάτε. Τόσο οι πειραματικές όσο και οι θεωρητικές τιμές για κάθε θέση και για τους δυο άξονες  $x$  και  $y$ , δίνονται στα σχήματα 3.15 και 3.16 αντίστοιχα. Οι τιμές του μετρούμενου φορτίου σε κάθε καλώδιο και στους δύο άξονες απεικονίζεται με τα μπλέ σημεία και η θεωρητικά αναμενόμενες τιμές από την κόκκινη καμπύλη. Από το σύνολο των κατανομών των 21 θέσεων στον  $x$  και στον  $y$  άξονα προσδιορίζονται οι άγνωστες μεταβλητές των υψών και των εύρων των κατανομών που περιγράφουν το αρχικά προσπίπτον φως το οποίο διατηρείται σταθερό στην περίπτωση του LED.

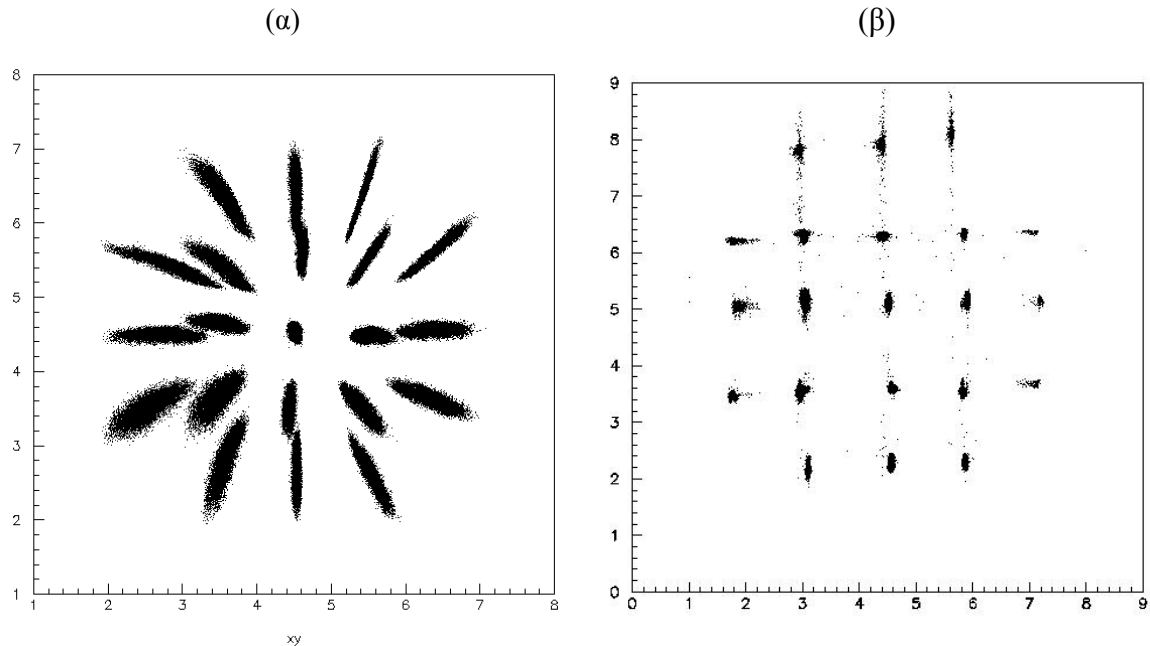
Η ανακατασκευασμένη εικόνα όλων των θέσεων πρόσπτωσης του σταθερά παραγόμενου φωτός βελτιώνει κατά πολύ την μορφή της με την μέθοδο της αντιστροφής. Στην αρχική δισδιάστατη εικόνα του πλέγματος (σχήμα 3.17α) μπορεί κανείς να διακρίνει το πλήθος των παραγόμενων σημείων, αδυνατεί όμως να προσδιορίσει την θέση καθενός. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην έντονη διασπορά που εμφανίζεται μετατρέποντας τα σημεία σε ακανόνιστα σχήματα, διατηρώντας όμως την δυνατότητα διάκρισης κάποιας πιθανής γεωμετρικής σχέσης μεταξύ των θέσεων αυτών. Επίσης παρατηρείται μια συρρίκνωση του οπτικού πεδίου προς την κεντρική περιοχή αυτού παραμορφώνοντας την τελική εικόνα. Αντίθετα ανακατασκευάζοντας τις θέσεις με βάση την μέθοδο της αντιστροφής, η οποία εφαρμόζεται σε κάθε ανιχνευόμενο γεγονός ξεχωριστά, προκύπτει η εικόνα του σχήματος 3.17β. Η διαφορά μεταξύ των δυο εικόνων είναι εμφανής και η επιτυχία του μοντέλου της αντιστροφής επιβεβαιωμένη. Για τα 21 σημεία του πλέγματος μπορεί κανείς να προσδιορίσει με πολύ καλή ακρίβεια την θέση τους καθώς οι παραμορφώσεις έχουν εξαληφθεί και τα φορτία μοιάζουν τώρα με ελαφρώς τετνωμένα σημεία. Η γεωμετρία της μάσκας - πλέγματος που χρησιμοποιείται για την διατήρηση των αποστάσεων μεταξύ των θέσεων της πηγής στα 10mm, αντικατοπτρίζεται στην ανακατασκευασμένη εικόνα καθώς η συρρίκνωση έχει απαληφθεί και τα σημεία έχουν μετατοπιστεί προς την περιφέρεια του πεδίου καταλαμβάνοντας τις πραγματικές τους θέσεις.



Σχήμα 3.15: Οι τιμές του μετρούμενου φορτίου σε κάθε καλώδιο στον x άξονα απεικονίζονται με τα μπλέ σημεία και η θεωρητικά αναμενόμενες τιμές απο την κόκκινη καμπύλη.



Σχήμα 3.16: Οι τιμές του μετρούμενου φορτίου σε κάθε καλώδιο στον  $y$  άξονα απεικονίζονται με τα μπλέ σημεία και η θεωρητικά αναμενόμενες τιμές απο την κόκκινη καμπύλη.



Σχήμα 3.17: Οι θέσεις των φορτίων όπως λαμβάνονται αρχικά με τον αλγόριθμο του κέντρου βάρους (α) και ύστερα από την ανακατασκευή με την μέθοδο της αντιστροφής (β).

Η ανακατασκευή της θέσης με το μοντέλο της αντιστροφής περιλαμβάνει όπως έχει αναφερθεί, τον προσδιορισμό των μεταβλητών των χαρακτηριστικών των δυο γκαουσιανών κατανομών που περιγράφουν το προσπίπτον φως. Η μια εκ των δυο κατανομών περιγράφεται από μικρό εύρος και μεγάλο ύψος, ενώ η δεύτερη από μεγάλο εύρος και μικρό ύψος. Στις περιπτώσεις όπου η συνολική κατανομή δεν περιέχει κάποια απότομη κορυφή οι δυο καμπύλες είναι πιθανό να χαρακτηρίζονται από παραπλήσιες μεταβλητές. Για το λόγο αυτό δίνεται η δυνατότητα στον χρήστη να μπορεί να θέτει κάποια όρια στις τιμές των μεταβλητών αυτών. Για παράδειγμα, η τιμή του ύψους της μιας καμπύλης μπορεί να τεθεί ίση με το μηδεν έτσι ώστε να παραμένει μια γκαουσιανή η οποία θα μπορεί να ακολουθεί ομαλά την αρχική κατανομή. Ένας άλλος σημαντικός περιορισμός είναι η οριοθέτηση των τιμών των εύρων. Για να μπορέσει η υψηλή γκαουσιανή να προσεγγίσει την κορυφή της κατανομής, χωρίς να επηρεάζεται από τις πλευρικές κατανομές μικρότερου ύψους, οριοθετείται η τιμή του εύρους της.

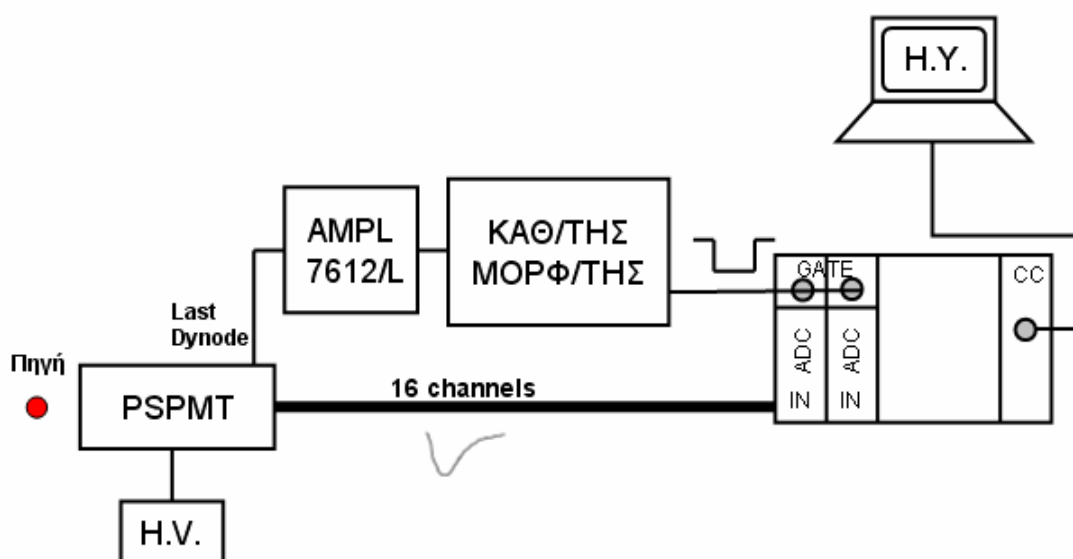


## Κεφάλαιο 4<sup>ο</sup> Μελέτη Κρυστάλλων Σπινθηρισμού

### 4.1 Η Πειραματική Διάταξη για την Μελέτη των Κρυστάλλων

Το κεφάλαιο αυτό θα επικεντρωθεί στους κρυστάλλους – σπινθηριστές που χρησιμοποιούνται στις διάφορες διατάξεις στον τομέα της πυρηνικής ιατρικής για την απορρόφηση της ακτινοβολίας και την παραγωγή φωτός. Στόχος της παρακάτω μελέτης είναι να προσδιορίσει για τα διάφορα χαρακτηριστικά κάθε σπινθηριστή τις ιδιότητες του φωτός που παράγεται στο εσωτερικό του και ανιχνεύεται στη συνέχεια από τον φωτοπολλαπλασιαστή καθώς προσπίπτει στην φωτοευαίσθητη επιφάνειά του. Τα χαρακτηριστικά των κρυστάλλων που μεταβάλλονται είναι το είδος του υλικού τους και οι διαστάσεις τους, ενώ μελετάτε επίσης η χρήση διαφόρων ραδιενεργών πηγών ώστε να έχουμε διάφορες χαρακτηριστικές ενέργειες.

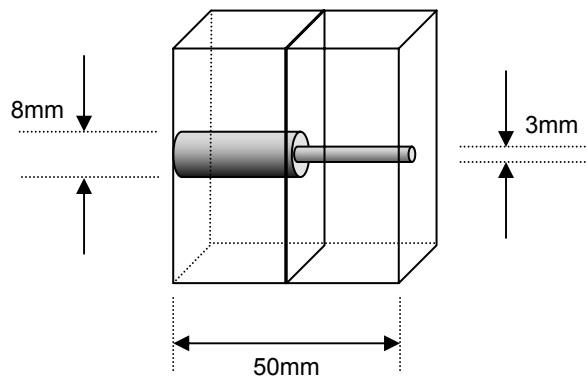
Η πειραματική διαδικασία που ακολουθείται για την μελέτη αυτή περιλαμβάνει την πειραματική διάταξη του σχήματος 4.1. Η πηγή, που ακολουθείται από έναν κατευθυντήρα και τον κρύσταλλο σπινθηρισμού, τοποθετείται μπροστά από την είσοδο του χωρικά ευαίσθητου φωτοπολλαπλασιαστή. Το ανοδικό πλέγμα αυτού δίνει 16 αναλογικά σήματα για κάθε ένα καταγραφόμενο γεγονός, τα οποία οδηγούνται στους δυο ADC's για ψηφιοποίηση. Η ψηφιοποίηση αυτή ελέγχεται με την βοήθεια του σήματος που λαμβάνεται από την τελευταία δυνόδο του φωτοπολλαπλασιαστή. Το σήμα της δυνόδου στέλνεται για ενίσχυση σε έναν φασματοσκοπικό ενισχυτή (Silena 7612/L) και για καθυστέρηση και μορφοποίηση στην αντίστοιχη μονάδα «ΔΗΜ 8026». Από την επεξεργασία αυτή του σήματος της δυνόδου λαμβάνεται ένα αρνητικό τετραγωνικό σήμα που στέλνεται σαν σήμα GATE στους δυο ADC's και αποτελεί τα όρια μέσα στα οποία πραγματοποιείται η ψηφιοποίηση.



Σχήμα 4.1: Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιείται κατά την μελέτη των κρυστάλλων.

Τα τελικά αποτελέσματα κάθε σήματος στέλνονται για αποθήκευση και περαιτέρω επεξεργασία σε έναν ηλεκτρονικό υπολογιστή.

Ιδιαίτερη προσοχή δίδεται στην διάταξη της πηγής, του κατευθυντήρα και του κρυστάλλου. Στόχος στην διάταξη αυτών είναι να στέλνεται στην κεντρική περιοχή του κρυστάλλου μια λεπτή δέσμη ακτινοβολίας. Για την επίτευξη του στόχου αυτού έχουν χρησιμοποιηθεί δυο κατευθυντήρες σχήματος ορθογωνίου παραλληλογράμμου με μια κυλινδρική οπή στην κεντρική τους περιοχή. Οι κατευθυντήρες αυτοί βρίσκονται σε επαφή και έχουν κατάλληλες διαστάσεις μήκους και πλάτους, ώστε να μην διαχέεται ακτινοβολία από την περιοχή γύρω από αυτούς και ανιχνεύεται από τον σπινθηριστή. Το πάχος κάθενος είναι 25mm και άρα το συνολικό πάχος μολύβδου μεταξύ πηγής και κρυστάλλου είναι 50 mm, που είναι αρκετό για να θωρακίσει την επιλεγμένη περιοχή από την ακτινοβολία στα ενεργειακά πλαίσια που μελετάμε. Το πρώτο παραλληλόγραμμο περιέχει κυλινδρικό κενό διαμέτρου 8mm για να επιτρέπει την διέλευση ικανοποιητικής ποσότητας ακτινοβολίας, ενώ το δεύτερο μικρότερη οπή διαμέτρου 3mm για την διέλευση λεπτότερης και ακριβέστερης ως προς την ένταση της δέσμης ακτινοβολίας. Οι διαστάσεις του συστήματος των κατευθυντήρων παρουσιάζονται στο σχήμα 4.2.



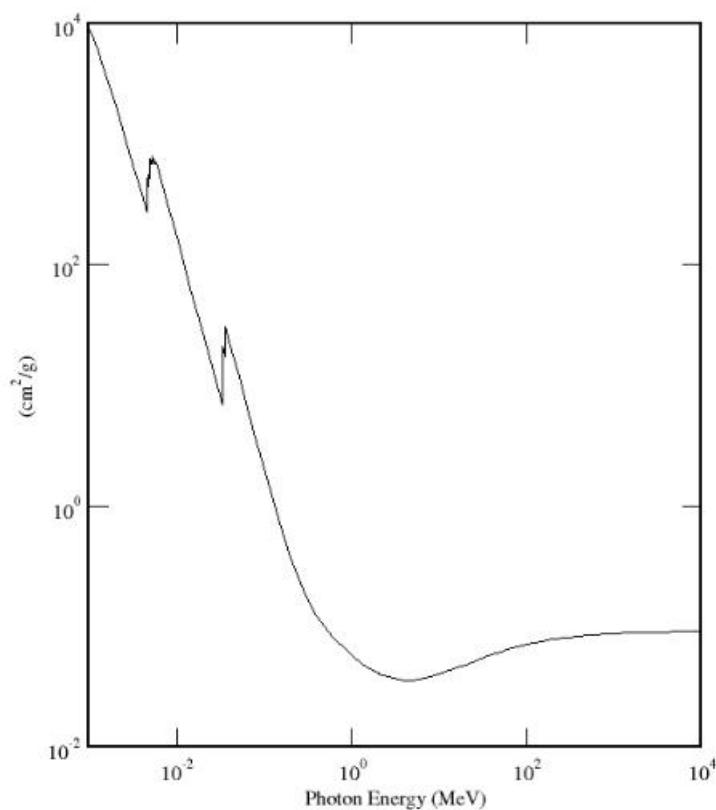
Σχήμα 4.2: Το σύστημα των κατευθυντήρων που τοποθετούνται μπροστά από την ραδιενεργή πηγή. Έντονα αποτυπωμένο είναι το κενό μέρος (οπές) της γεωμετρίας των κατευθυντήρων.

Η ραδιενεργή πηγή τοποθετείται κάθε φορά σε επαφή με τον αριστερό κατευθυντήρα και στην κεντρική του περιοχή ακριβώς μπροστά από την κυλινδρική οπή. Το σύστημα αυτό διαδέχεται ο κρύσταλλος σπινθηρισμού σε σταθερή απόσταση ίση με 15mm ανεξαρτήτως από το πάχος του κρυστάλλου, ο οποίος είναι συνεχώς σε επαφή με το παράθυρο του φωτοπολλαπλασιαστή από την άλλη πλευρά του.

## 4.2 Η Μελέτη των Κρυστάλλων

Οι κρύσταλλοι που θα μελετηθούν σε αυτήν την εργασία είναι από δυο είδη υλικών, από CsI(Tl) και BGO. Όλοι αυτοί χαρακτηρίζονται από το κυλινδρικό τους σχήμα και διαφέρουν ως προς το πάχος τους  $d$  που μετριέται σε χιλιοστά. Η διατομή των κρυστάλλων έχει κυκλικό σχήμα με διάμετρο σχεδόν ίση με την διάμετρο της κυκλικής επιφάνειας αντίχτυσης του χωρικά ευαίσθητου φωτιπολλαπλασιαστή. Οι ραδιενεργές πηγές που χρησιμοποιήθηκαν είναι οι εξής:  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$  και  $^{99}\text{Tc}$ .

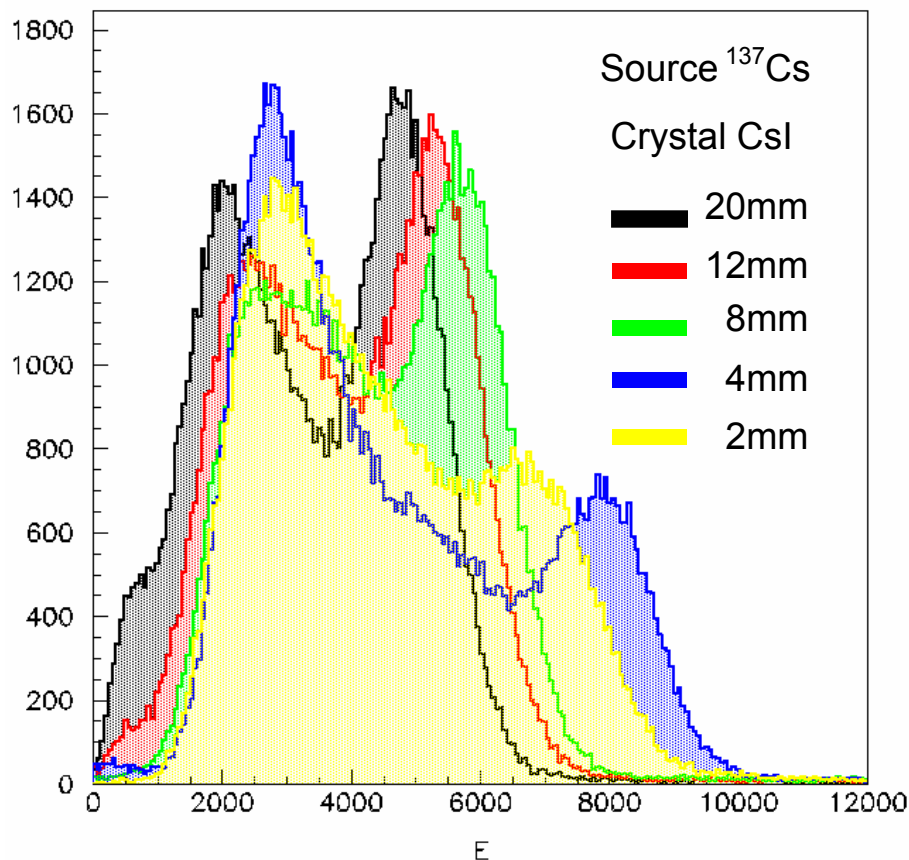
Πρώτο βασικό χαρακτηριστικό που θα εξεταστεί είναι η εξάρτηση του ενεργειακού φάσματος από το πάχος του κρυστάλλου για δεδομένη ραδιενεργό πηγή και υλικό σπινθηρισμού. Αρχικά λοιπόν χρησιμοποιούμε ομογενείς κρυστάλλους Ιωδιούχου Καισίου με προσμίξεις Θαλίου CsI(Tl) με πέντε διαφορετικές τιμές πάχους, από 2 έως και 20mm. Οι σπινθηριστές αυτοί χαρακτηρίζονται από πυκνότητα  $\rho = 4,51 \text{ g/cm}^3$  και ο συντελεστής εξασθένισης για διάφορες τιμές ενέργειας των φωτονίων παρουσιάζεται στο σχήμα 4.3 που ακολουθεί.



Σχήμα 4.3: Ο συντελεστής εξασθένισης για κρύσταλλο CsI(Tl) σε σχέση με την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου.

Οι πέντε αυτοί κρύσταλλοι ακτινοβολούνται στην κεντρική τους περιοχή με την βοήθεια της διάταξης που περιγράφηκε παραπάνω, από ραδιενεργό πηγή Καισίου ( $^{137}\text{Cs}$ ) η οποία εμφανίζει φωτοκορυφή στην ενέργεια των 0,662MeV. Η μέση ελεύθερη διαδρομή για φωτόνια αυτής της ενέργειας στο εσωτερικό του υλικού αυτού δίνεται από την σχέση  $l = \mu^{-1} = [(\mu/\rho) \cdot \rho]^{-1}$  και ισούται με 28,61mm. Τα ενεργειακά φάσματα για τις πέντε αυτές περιπτώσεις δίνονται στο σχήμα 4.4, όπου στον

οριζόντιο άξονα δίνεται η ενέργεια μετρημένη σε κανάλια και στον κάθετο η συχνότητα εμφάνισης κάθε τιμής.



Σχήμα 4.4: Τα ενεργειακά φάσματα που προκύπτουν από την ακτινοβόληση κρυστάλλων CsI(Tl) διαφόρων παχών, από πηγή <sup>137</sup>Cs.

Μελετώντας τα ενεργειακά φάσματα διαπιστώνεται πως καθώς αυξάνεται το πάχος του κρυστάλλου η φωτοκορυφή μετατοπίζεται προς τα αριστερά και δείχνει να συμμετέχει σε μεγαλύτερη αναλογία σε σχέση με την αιχμή Compton. Επίσης η μορφή της είναι πιο ευδιάκριτη και παύει να επικαλύπτεται στην βάση της τόσο έντονα από την κατανομή που ακολουθεί στο αριστερό μέρος της.. Μόνη εξαίρεση στο φαινόμενο αυτό ως προς την συστηματική μετατόπιση αποτελεί η κατανομή που προέρχεται από τον λεπτότερο σπινθηριστή των 2mm. Όλες αυτές οι κατανομές μελετήθηκαν ξεχωριστά και κάποια χαρακτηριστικά στοιχεία αυτών συνοψίζονται στον πίνακα 4.1. Τα στοιχεία αυτά είναι πρώτον, η ενεργειακή περιοχή που επιλέχτηκε ώστε να περιλαμβάνει όλα τα γεγονότα που οφείλονται στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και καθορίζουν την αντίστοιχη κορυφή και δεύτερον, το ποσοστό της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας για κάθε μια από αυτές (η τελευταία στήλη θα εξηγηθεί παρακάτω). Η τιμή της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας υπολογίζεται από το λόγο του εύρους  $\Delta E$  της ενεργειακής περιοχής που έχουμε επιλέξει προς την τιμή του καναλιού που αντιστοιχεί στην μέγιστη τιμή δηλαδή στην κορυφή της κατανομής. Η σχέση που δίνει την τιμή αυτή είναι  $E.D.I. = \Delta E/E$ . Από τις κατανομές της ενέργειας είναι επιπλέον δυνατόν να μελετηθεί το εύρος της γκαουσιανής κατανομής της φωτοκορυφής. Η τιμή του εύρους αυτού παρατηρείται να μειώνεται καθώς αυξάνεται το πάχος του κρυστάλλου. Η ορθότερη τιμή του εύρους

θα μπορούσε να δοθεί από τον κρύσταλλο που προκύπτει για το πάχος των 4mm και μπορεί να δικαιολογηθεί βασιζόμενοι σε δυο λόγους. Πρώτον έχει μετρηθεί η μικρότερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα και δεύτερον το πάχος είναι οριακά μεγαλύτερο από την μέση ελεύθερη διαδρομή. Στην περίπτωση του μεγάλου πάχους κρυστάλλων τα γεγονότα που φαίνονται να καταγράφονται στην ενεργειακή περιοχή της φωτοκορυφής μπορούν και να αποτελούνται από το άθροισμα δυο ή περισσότερων σκεδάσεων Compton.

Η ακτινοβολήση των ομογενών κρυστάλλων CsI(Tl) από την ραδιενεργή πηγή, είχε ως αποτέλεσμα την καταγραφή μεγάλου πλήθους δεδομένων. Με την πειραματική διάταξη του σχήματος 4.1 καταγράφησαν και αποθηκεύτηκαν όλα τα σήματα φορτίου από τα 16 συνολικά καλώδια του ανοδικού πλέγματος του φωτοπολλαπλασιαστή για κάθε ανιχνευόμενο γεγονός. Στη συνέχεια με γνωστές τις πειραματικές τιμές των φορτίων και τις κατανομές αυτών, έγινε η προσπάθεια να προσδιοριστεί η κατανομή του φωτός που προσπίπτει στο οπτικό πεδίο του ανιχνευτή και δημιουργεί το φορτίο αυτό.

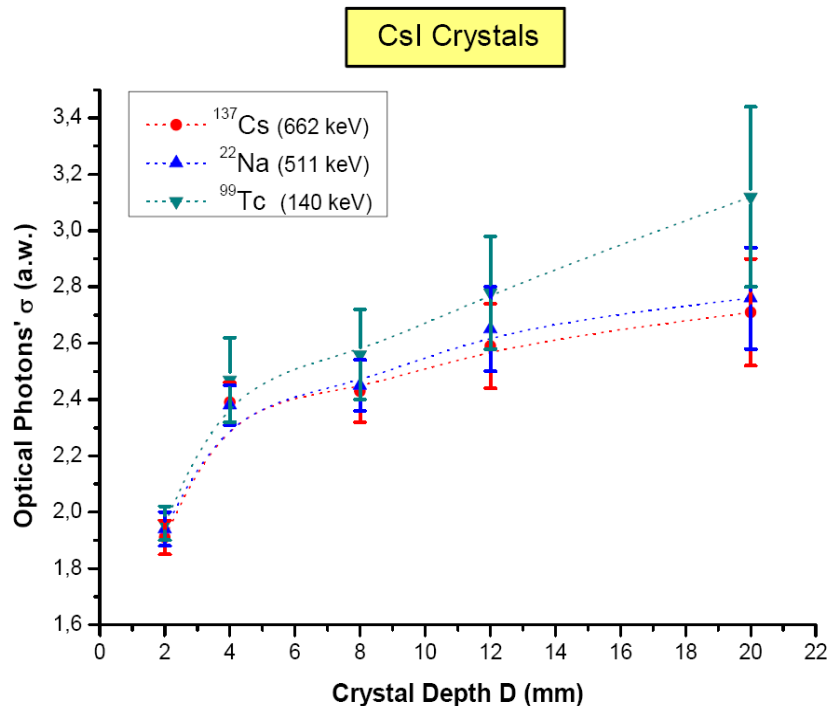
Η κατανομή του φωτός υπολογίστηκε με χρήση της μεθόδου αντιστροφής που αναπτύχθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο. Οι θεωρητικές και οι πειραματικές τιμές δόθηκαν στο πρόγραμμα MINUIT με στόχο την ελαχιστοποίηση της τυπικής απόκλισης  $\sigma^2$  έτσι ώστε να προσδιοριστούν τα χαρακτηριστικά των γκαουσιανών κατανομών του φωτός. Έδώ θα πρέπει να σημειωθεί πως στην περίπτωση των ομογενών κρυστάλλων, αρκεί η χρήση μιας γκαουσιανής καμπύλης. Αυτό οφείλεται στο γεγονός της ομοιομορφίας που αναμένετε γύρω από την κεντρική περιοχή πρόσπτωσης, από την διάχυση του φωτός προς όλες τις κατευθύνσεις στο εσωτερικό του κρυστάλλου. Για το λόγο αυτό τα χαρακτηριστικά της δεύτερης γκαουσιανής ελέγχονται από τον χρήστη και μηδενίζεται το ύψος αυτής για να μην συνεισφέρει στο τελικό εξαγόμενο. Το εύρος της καμπύλης του φωτός μετρημένο σε ανοδικά καλώδια (a.w.) για κάθε πάχος κρυστάλλου δίνεται στην τελευταία στήλη του πίνακα 4.1.

Πηγή: $^{137}\text{Cs}$		Κρύσταλλος CsI	
Πάχος d(mm)	Ενεργειακή Περιοχή	Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα (Ε.Δ.Ι.)	Εύρος $\sigma$ (a.w.)
2	6000 – 8200	41%	2,09±0,13
4	6900 – 9100	28%	2,39±0,15
8	4800 – 7000	32%	2,44±0,22
12	4300 – 6600	34%	2,63±0,31
20	3800 - 6000	35%	2,83±0,38

Πίνακας 4.1: Τα χαρακτηριστικά που μελετώνται από τα ενεργειακά φάσματα που προκύπτουν από την ακτινοβολήση κρυστάλλων CsI(Tl) με  $^{137}\text{Cs}$  και το εύρος της κατανομής του φωτός.

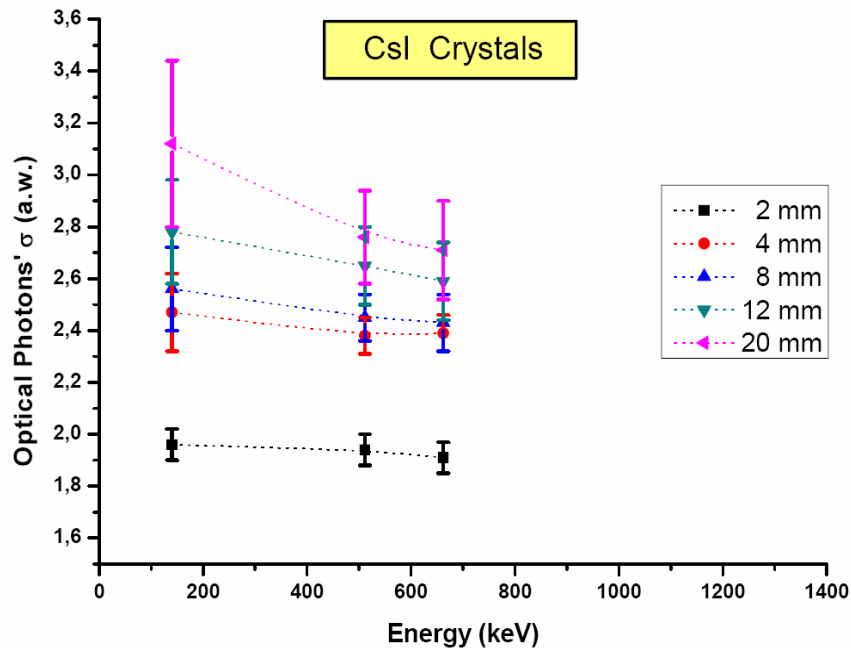
Η πειραματική αυτή μελέτη που πραγματοποιήθηκε με την ραδιενεργό πηγή του  $^{137}\text{Cs}$ , επαναλήφθηκε με χρήση και άλλων πηγών όπως είναι η πηγή Νατρίου  $^{22}\text{Na}$  και Τεχνητίου  $^{99}\text{Tc}$  για όλα τα πάχη των κρυστάλλων. Το ραδιενεργό  $^{22}\text{Na}$  εκπέμπει μια φωτοκορυφή σε ενέργεια 0,511MeV, ενώ το  $^{99}\text{Tc}$  έχει κορυφή σε ενέργεια 0,140 MeV. Για κάθε μια από αυτές τις περιπτώσεις καταγράφηκαν τα δεδομένα του συλλεγόμενου φορτίου και υπολογίστηκε με την βοήθειά του, μέσω της μεθόδου της αντιστροφής, το αρχικό προσπίπτον φως στην φωτοευαίσθητη επιφάνεια του φωτοπολλαπλασιαστή. Συνοψίζοντας τα αποτελέσματα, με χρήση όλων των πηγών, από την αντίστροφη διαδικασία κατασκευάστηκε το διάγραμμα του σχήματος 4.5.

Στο διάγραμμα αυτό παριστάνεται στον κάθετο άξονα το εύρος, μετρημένο σε καλώδια της ανόδου, της γκαουσιανής κατανομής που περιγράφει το προσπίπτον φως στην είσοδο του φωτοπολλαπλασιαστή, και στον οριζόντιο άξονα το πάχος του σπινθηριστή που χρησιμοποιήθηκε κάθε φορά. Ο χρωματικός κώδικας του διαγράμματος καθορίζει την ραδιενεργό πηγή.



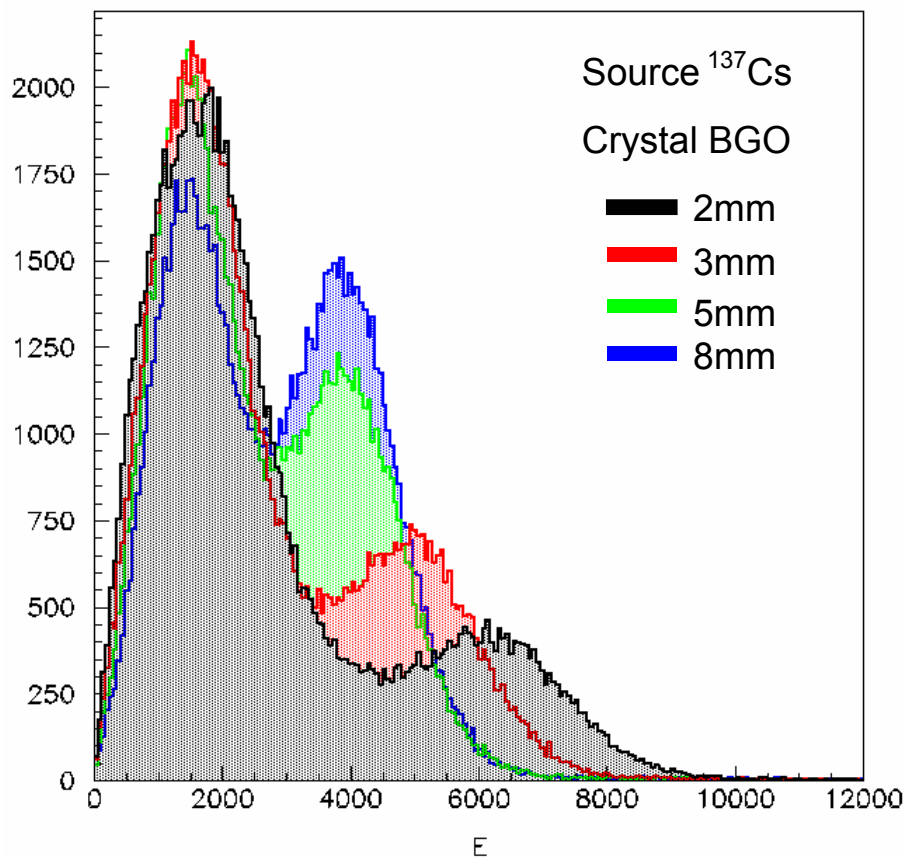
Σχήμα 4.5: Το εύρος του φωτός μετρημένο σε ανοδικά καλώδια συναρτήσει του πάχους του κρυστάλλου για διάφορες ραδιενεργές πηγές.

Παρατηρώντας το παραπάνω διάγραμμα διαπιστώνεται πως με την αύξηση του πάχους του κρυστάλλου – σπινθηριστή, στο εσωτερικό του οποίου γίνεται η αλληλεπίδραση του αρχικού φωτός με την ύλη για την παραγωγή των οπτικών φωτονίων, αυξάνεται και το εύρος της κατανομής των φωτονίων αυτών. Η αναφερθείσα αύξηση είναι ανεξάρτητη της ενέργειας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας και είναι μεγαλύτερης έντασης για τις μικρότερες τιμές του πάχους του κρυστάλλου. Συστηματικά με το πάχος, αυξάνεται επίσης το σφάλμα της τιμής του εύρους το οποίο παίρνει την μέγιστη τιμή του σε κάθε θέση, για την πηγή του  $^{99}\text{Tc}$ . Χαρακτηριστικά καθώς μειώνεται η ενέργεια ακτινοβολήσης αυξάνεται το εύρος  $\sigma$  τοποθετώντας έτσι με τη σειρά τις πηγές  $^{99}\text{Tc}$ ,  $^{22}\text{Na}$  και  $^{137}\text{Cs}$ . Στο σχήμα 4.6 δίνεται το εύρος  $\sigma$  σε σχέση με τις τρεις τιμές ενέργειας, για όλα τα πάχη που εμφανίζονται με διαφορετικό χρώμα. Η χαμηλότερη ενέργεια ακτινοβολήσης και το μεγαλύτερο πάχος κρυστάλλου παρέχουν ελαφρώς μεγαλύτερες τιμές εύρους.



Σχήμα 4.6: Το εύρος του φωτός μετρημένο σε ανοδικά καλώδια συναρτήσει της ενέργειας για διάφορα πάχη κρυστάλλων.

Παρόμοια μελέτη πραγματοποιήθηκε έχοντας σαν υλικό των σπινθηριστών BGO. Θυμίζεται πως η ονομασία αυτή προέρχεται από τα αρχικά των συστατικών του που είναι Βισμούθιο (Bi), Γερμάνιο (Ge) και Οξυγόνο (O). Η σειρά των κρυστάλλων αυτών διατίθεται σε τέσσερα διαφορετικά πάχη από 2mm έως 8mm και τα αντίστοιχα ενεργειακά φάσματα δίνονται στο σχήμα 4.7. Ομοίως με τους κρυστάλλους CsI(Tl), στους BGO καθώς αυξάνεται το πάχος η φωτοκορυφή μετατοπίζεται προς τα αριστερά σε κανάλια που αντιστοιχούν σε μικρότερες ενέργειες. Παράλληλα, ο λόγος του ύψους της φωτοκορυφής προς το ύψος της κορυφής που οφείλεται στο φαινόμενο Compton, αυξάνεται και πλησιάζει την μονάδα. Η μεταβολή αυτή οφείλεται τόσο στην αύξηση της συχνότητας εμφάνισης της ενέργειας που αντιστοιχεί στην ενεργειακή περιοχή όπου ανήκει η φωτοκορυφή, όσο και στην μείωση της αριστερής κορυφής που δημιουργείται από το φαινόμενο Compton. Η περιοχή ενεργειών της φωτοκορυφής ενισχύεται γιατί με την αύξηση του πάχους  $d$  οι ενέργειες από τα φαινόμενα Compton μπορούν να καταγραφούν ως άθροισμα δύο ή και παραπάνω γεγονότων και να συμπίψουν με την κατανομή της φωτοκορυφής. Χρησιμοποιώντας τα παραγόμενα ενεργειακά φάσματα επιλέγουμε ξανά μια ενεργειακή περιοχή για κάθε πάχος κρυστάλλου, έτσι ώστε να περιλαμβάνεται εξολοκλήρου η φωτοκορυφή που θέλουμε να μελετήσουμε, και υπολογίζουμε για αυτή την ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Η μικρότερη τιμή της διακριτικής ικανότητας εντοπίζεται για το πάχος των 2mm δηλαδή για το μικρότερο πάχος, ενώ όσο αυξάνεται το πάχος αυξάνεται και αυτή. Σε αντίθεση με την ενεργειακή διακριτική ικανότητα παρατηρήθηκε στη συνέχεια, πως με την αύξηση του πάχους μειώνεται το εύρος της κατανομής της φωτοκορυφής η οποία θα μπορούσε να προσεγγιστεί από μια γκαουσιανή καμπύλη. Παρά όμως την μείωση αυτή γνωρίζουμε πως η φωτοκορυφή που αντιστοιχεί στον παχύτερο κρύσταλλο περιλαμβάνει μικρά ποσοστά λανθασμένων μετρήσεων, δηλαδή γεγονότων που δεν προέρχονται από το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, αλλά από άθροισμα φαινομένων Compton. Τα στοιχεία της ανάλυσης αυτής δίνονται στον πίνακα 4.2.



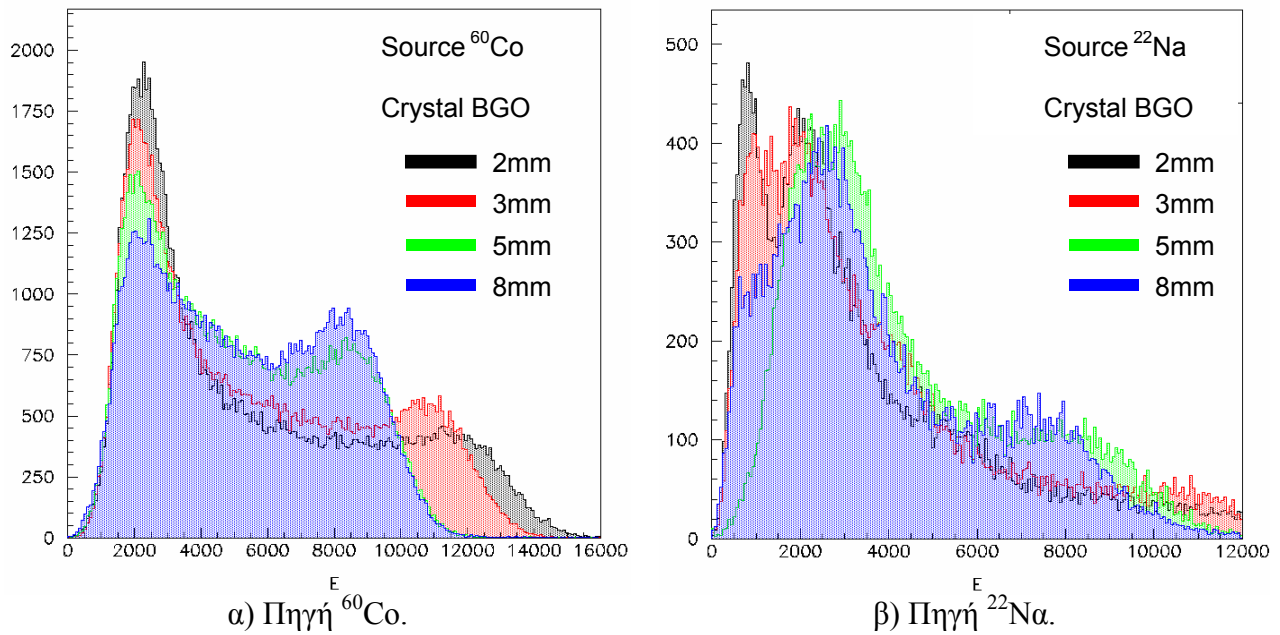
Σχήμα 4.7: Τα ενεργειακά φάσματα που προκύπτουν από την ακτινοβόληση κρυστάλλων BGO διαφόρων παχών, από πηγή <sup>137</sup>Cs.

Πηγή: <sup>137</sup> Cs		Κρύσταλλος BGO	
Πάχος d(mm)	Ενεργειακή Περιοχή	Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα	Εύρος σ
2	5200 – 7500	48%	3,48±0,65
3	4100 – 6100	51%	3,07±0,80
5	3000 – 5100	61%	2,32±0,43
8	2900 – 5200	57%	2,26±0,35

Πίνακας 4.2: Τα χαρακτηριστικά που μελετώνται από τα ενεργειακά φάσματα που προκύπτουν από την ακτινοβόληση κρυστάλλων BGO με <sup>137</sup>Cs και το εύρος της κατανομής του φωτός.

Η πειραματική μελέτη που πραγματοποιήθηκε για την ραδιενεργό πηγή του <sup>137</sup>Cs, επαναλήφθηκε με χρήση και άλλων πηγών όπως είναι η πηγή Κοβαλτίου <sup>60</sup>Co, Νατρίου <sup>22</sup>Na και Τεχνητίου <sup>99</sup>Tc, και για τους κρυστάλλους BGO. Ενδεικτικά στα σχήματα που ακολουθούν δίνονται τα ενεργειακά φάσματα που προκύπτουν από την ακτινοβόληση των τεσσάρων κρυστάλλων BGO από πηγή Κοβαλτίου <sup>60</sup>Co και Νατρίου <sup>22</sup>Na.





Σχήμα 4.8: Τα ενεργειακά φάσματα που προκύπτουν από την ακτινοβόληση κρυστάλλων BGO διαφόρων παχών, από α) πηγή <sup>60</sup>Co και β) πηγή <sup>22</sup>Na.

Όλα τα παραπάνω ενεργειακά φάσματα με επιπλέον τα φάσματα που έχουν ληφθεί με χρήση της ραδιενεργούς πηγής Τεχνητίου <sup>99</sup>Tc, έχουν αναλυθεί συστηματικά υπολογίζοντας με τη βοήθεια τους τα εξής στοιχεία. Πρώτον διαχωρίζεται η ενεργειακή περιοχή στην οποία θα πρέπει να ανήκουν τα γεγονότα που προέρχονται από το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Δεύτερον, υπολογίζεται για το εύρος της περιοχής αυτής η ενεργειακή διακριτική ικανότητα και τέλος από τις τιμές των φορτίων που συλλέγονται το εύρος της κατανομής του φωτός που προσπίπτει στην είσοδο του φωτοπολλαπλασιαστή. Τα αποτελέσματα αυτά παρουσιάζονται στους πίνακες 4.3, 4.4 και 4.5. Συγκρίνοντας τα δεδομένα που δίνονται για τις τέσσερις διαφορετικές πηγές παρατηρούμε πως η ελάχιστη τιμή ενεργειακής διακριτικής ικανότητας, δηλαδή η βέλτιστη τιμή της, δίνεται στην περίπτωση του Κοβαλτίου <sup>60</sup>Co. Θυμίζετε πως το ενεργειακό φάσμα του <sup>60</sup>Co περιέχει δυο φωτοκορυφές στις ενέργειες 1170KeV και 1330KeV, που είναι οι μεγαλύτερες τιμές σε σχέση με αυτές των υπολοίπων πηγών. Τη μέγιστη τιμή της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας, τη χειρότερη δηλαδή τιμή, παρουσιάζει η πηγή Νατρίου <sup>22</sup>Na, το ενεργειακό φάσμα της οποίας περιέχει μια φωτοκορυφή στην ενέργεια των 511KeV.

Πάχος d(mm)	Πηγή: <sup>60</sup> Co Κρύσταλλος BGO		
	Ενεργειακή Περιοχή	Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα	Εύρος σ
2	10300 – 13600	35%	3,76±0,60
3	9600 – 12500	31%	3,35±0,45
5	7200 – 10200	41%	2,58±0,30
8	7200 – 10200	39%	2,56±0,32

Πίνακας 4.3: Τα χαρακτηριστικά που μελετώνται από τα ενεργειακά φάσματα που προκύπτουν από την ακτινοβόληση κρυστάλλων BGO με <sup>60</sup>Co και το εύρος της κατανομής του φωτός.

Ένα δεύτερο χαρακτηριστικό που παρατηρείται από τους πίνακες αυτούς, συγκεκριμένα από την ενεργειακή περιοχή που επιλέγεται, είναι η συνεχής μετατόπιση της θέσης της φωτοκορυφής προς το αριστερό μέρος καθώς αυξάνεται σταδιακά το πάχος του κρυστάλλου από 2mm σε 8mm. Η αιτία του φαινομένου αυτού δόθηκε σε προηγούμενη παράγραφο όπου μελετήθηκαν αναλυτικά τα φάσματα που προέκυψαν από την πηγή του  $^{137}\text{Cs}$  και για τα δυο υλικά σπινθηρισμού.

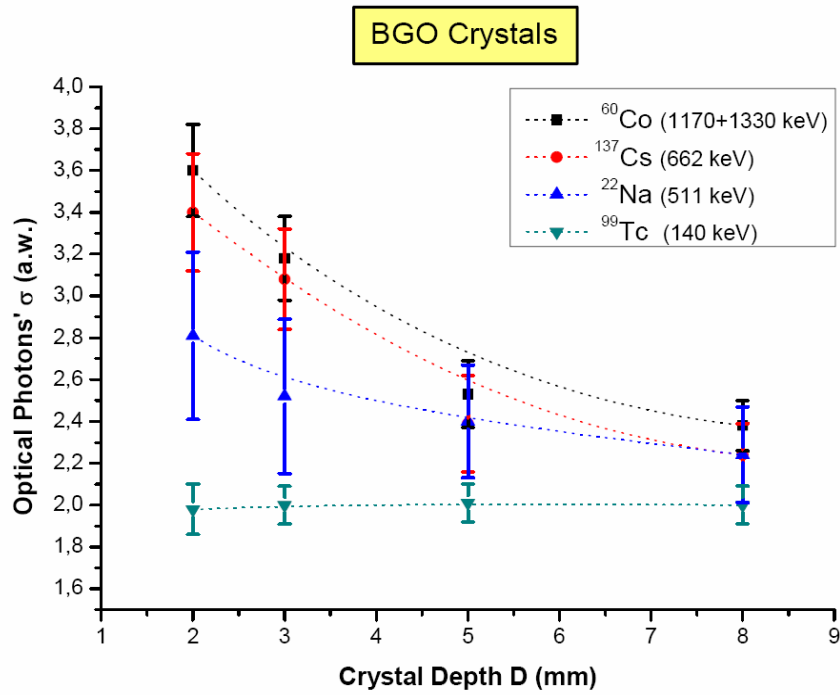
Πηγή: $^{22}\text{Na}$ Κρύσταλλος BGO			
Πάχος d(mm)	Ενεργειακή Περιοχή	Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα	Εύρος $\sigma$
2	1500 – 3200	100%	2,02±0,07
3	1500 – 3000	123%	2,02±0,12
5	1200 – 4000	98%	1,97±0,11
8	1600 – 3500	105%	1,98±0,17

Πίνακας 4.4: Τα χαρακτηριστικά που μελετώνται από τα ενεργειακά φάσματα που προκύπτουν από την ακτινοβόληση κρυστάλλων BGO με  $^{22}\text{Na}$  και το εύρος της κατανομής του φωτός.

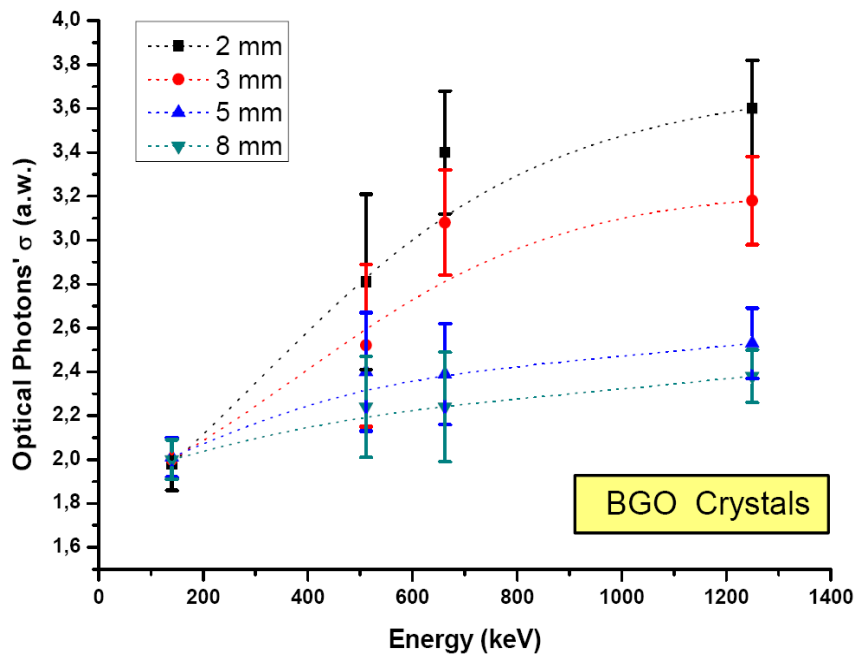
Πηγή: $^{99}\text{Tc}$ Κρύσταλλος BGO			
Πάχος d(mm)	Ενεργειακή Περιοχή	Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα	Εύρος $\sigma$
2	1250 – 1800	62%	2,01±0,21
3	1200 – 1700	73%	2,00±0,18
5	1100 – 1600	65%	2,00±0,16
8	1100 – 1600	73%	1,96±0,15

Πίνακας 4.5: Τα χαρακτηριστικά που μελετώνται από τα ενεργειακά φάσματα που προκύπτουν από την ακτινοβόληση κρυστάλλων BGO με  $^{99}\text{Tc}$  και το εύρος της κατανομής του φωτός.

Μελετώντας προσεκτικά τους πίνακες αυτούς και συγκεκριμένα τη τελευταία στήλη όπου δίνεται το εύρος της κατανομής του φωτός που προκύπτει από τη μέθοδο της αντιστροφής, παρατηρείται πως με την αύξηση του πάχους του κρυστάλλου – σπινθηριστή το εύρος μειώνεται ανεξαρτήτως του είδους της ραδιενεργής πηγής. Το φαινόμενο αυτό έρχεται σε αντίθεση με την συστηματική αύξηση του εύρους που εμφανίστηκε στην περίπτωση των κρυστάλλων CsI(Tl). Επιπλέον καθώς αυξάνεται η ενέργεια των πηγών, η κατανομή του φωτός που ανιχνεύεται αυξάνεται κατά σειρά από την πηγή του Τεχνητίου, του Νατρίου, του Καισίου και του Κοβαλτίου. Για την ευκολότερη παρατήρηση και μελέτη των αποτελεσμάτων, γίνονται οι γραφικές παραστάσεις του εύρους συναρτήσει τόσο του πάχους του κρυστάλλου όσο και της ενέργειας της πηγής στα σχήματα 4.9 και 4.10. Ο χρωματικός κώδικας αντιστοιχεί στις διάφορες πηγές στο πρώτο διάγραμμα και στα διαφορετικά πάχη στο δεύτερο.



Σχήμα 4.9: Το εύρος του φωτός μετρημένο σε ανοδικά καλώδια συναρτήσει του πάχους του κρυστάλλου για διάφορες ραδιενεργές πηγές.



Σχήμα 4.10: Το εύρος του φωτός μετρημένο σε ανοδικά καλώδια συναρτήσει της ενέργειας για διάφορα πάχη κρυστάλλων.



## Καταληκτικά Συμπεράσματα

Κάθε επιστημονική έρευνα για να εξάγει ολοκληρωμένα και ορθά συμπεράσματα θα πρέπει να συνδυάζει τόσο το θεωρητικό μέρος όσο και το πειραματικό. Η θεωρητικά αναμενόμενη συμπεριφορά των οπτικών φωτονίων που παράγονται στο εσωτερικό του σπινθηριστή και επηρεάζουν το τελικό αποτέλεσμα προέρχεται από ένα σύνολο προσομοιώσεων.

Το πρόγραμμα που χρησιμοποιήθηκε για τις προσομοιώσεις αυτές καλείται DETECT2000 και στηρίζεται στους γνωστούς νόμους της οπτικής. Τα αποτελέσματα έδειξαν πως με την αύξηση του μήκους του κρυστάλλου (υπενθυμίζεται πως ο κρύσταλλος χαρακτηρίζεται από κυλινδρικό σχήμα), τα φωτόνια διαχέονται πιο έντονα στο εσωτερικό του. Η συμπεριφορά αυτή είναι προφανής και λογικά αναμενόμενη. Το σπουδαιότερο όμως σημείο της μελέτης αυτής έγκειται στην καταμετρούμενη κατανομή του φωτός: Φαίνεται πως αυτή μπορεί άνετα να προσεγγιστεί και για τις δύο περιπτώσεις, ομογενών και διακριτοποιημένων κρυστάλλων σπινθηρισμού, με μια αναλυτική συνάρτηση, η οποία είναι μια απλή επαλληλία δύο κανονικών κατανομών (Normal Gauss distribution) με διαφορετικό εύρος. Το αποτέλεσμα αυτό θα καθοδηγήσει στην συνέχεια την επιχειρούμενη μοντελοποίηση στην προσπάθεια υπολογισμού του καταγραφόμενου φορτίου από το ανοδικό πλέγμα ενός χωρικά ευαίσθητου φωτοπολλαπλασιαστή.

Συνοπτικά τα συμπεράσματα των οπτικών προσομοιώσεων συγκεντρώνονται στα παρακάτω:

- Το εύρος της μετρούμενης κατανομής φωτός στην φωτοευαίσθητη επιφάνεια δείχνει αυξανόμενη συμπεριφορά για απομακρυσμένες αποστάσεις σπινθηρισμού (μειούμενες τιμές DOI).
- Για συγκεκριμένη ακτίνα κυλινδρικού κρυστάλλου σπινθηρισμού, το εύρος της κατανομής βαίνει αυξανόμενο με το ύψος του, επιδεικνύοντας σημεία κορεσμού για μεγάλες τιμές του ύψους, όπου η αναλογία (aspect ratio) ύψους / ακτίνας τείνει να ξεπεράσει τη μονάδα.
- Στην περίπτωση του διακριτοποιημένου κρυστάλλου, το παραγόμενο φως δέχεται μια ισχυρή κατευθυντικότητα και το εύρος της κατανομής είναι συγκρίσιμο με το αντίστοιχο μέγεθος του pixel.
- Για δείκτες διάθλασης του κρυσταλλικού σπινθηριστή μεγαλύτερους του παραθύρου του φωτοπολλαπλασιαστή εμφανίζεται το φαινόμενο της ολικής ανάκλασης, το οποίο φαίνεται να αυξάνει το εύρος του φωτός εξαιτίας επιπλέον ανακλάσεων.

Θέλοντας να επαληθεύσουμε πειραματικά την παραπάνω συμπεριφορά, χρειάζεται ένα αξιόπιστο σύστημα μέτρησης, το οποίο κατά κύριο λόγο στηρίζεται στον χωρικά ευαίσθητο φωτοπολλαπλασιαστή. Ο επόμενος λοιπόν στόχος είναι διπλός: Η μελέτη και ο έλεγχος όλων εκείνων των παραγόντων που επηρεάζουν την συμπεριφορά της πειραματικής διάταξης και η ανάπτυξη κατάλληλης μεθοδολογίας ώστε από το μετρούμενο φορτίο του ανοδικού πλέγματος να καταλήξουμε σε κατανομή φωτός.

Το αρχικό αίτιο δημιουργίας ενός σήματος κατά την ανίχνευσή του και έως την καταγραφή του αντίστοιχου γεγονότος, υφίσταται πολλές μεταβολές καθώς διέρχεται από τα διάφορα ηλεκτρονικά συστήματα. Ο βέλτιστος χρόνος ψηφιοποίησης και καθυστέρησης υπολογίστηκε ώστε να παράχονται τα ακριβέστερα

δυνατά συμπεράσματα. Έχοντας καθορίσει έτσι τις ρυθμίσεις των ηλεκτρονικών συστημάτων λήφθηκαν τα πρώτα πειραματικά αποτελέσματα για όλο το οπτικό πεδίο του φωτοπολλαπλασιαστή και εξηγήθηκε το πρόβλημα που πρέπει να αντιμετωπιστεί. Αυτό είναι η ελλειπής μέτρηση φορτίου στην περιφέρεια του οπτικού πεδίου που δίνει λανθασμένη θέση. Ο προβληματισμός αυτός επιβεβαιώθηκε και από τις τιμές που υπολογίστηκαν με χρήση του προγράμματος MathCAD για τις διάφορες περιπτώσεις παρατηρούμενων παραμορφώσεων του οπτικού πεδίου.

Σχετικά με την μεθοδολογία υπολογισμού της αρχικής κατανομής του παραγόμενου φωτός, ακολουθήθηκε η παρακάτω πορεία μοντελοποίησης, η οποία αποδίδει το καταγραφόμενο φορτίο από το φως που προσπίπτει στην φωτοευαίσθητη επιφάνεια του ανιχνευτή. Η αρχική υπόθεση πως η κατανομή του φωτός μπορεί να προσεγγιστεί αναλυτικά από γκαουσιανές καμπύλες επιβεβαιώνεται για όλο το οπτικό πεδίο του φωτοπολλαπλασιαστή. Κάνοντας αντιστροφή της μεθόδου και μέσω ελαχιστοποίησης του σφάλματος μέτρησης-μοντέλου με το πρόγραμμα MINUIT, κατορθώθηκε να ελεγχθεί η εγκυρότητα του μοντέλου. Κάνοντας χρήση οπτικών παλμών LED σε 21 διαφορετικές θέσεις του φωτοπολλαπλασιαστή και με την ίδια ποσότητα του φωτός, βρέθηκαν οι μεταβλητές που ορίζουν την κατανομή του, οι οποίες δεν δίνουν ουσιαστική μεταβολή συναρτήσεως της θέσης των. Το γεγονός αυτό επιτρέπει την επαλήθευση της καθολικότητας της προταθείσας μεθόδου για συγκεκριμένη πηγή φωτός με σταθερή κατανομή. Τα αποτελέσματα αυτά ήταν σε πλήρη συμφωνία με τις αντίστοιχες πειραματικές τιμές των φορτίων τα οποία προκαλούνται από το φως αυτό. Η ανακατασκευασμένη προβολική εικόνα που προκύπτει χρησιμοποιώντας την μέθοδο της αντιστροφής, υπερέχει ως προς αυτές που προκύπτουν από τον αλγόριθμο κέντρου βάρους (COG) και της προσέγγισης με μια γκαουσιανή (1-Gauss-Fit), εμφανίζοντας την βέλτιστη χωρική διακριτική ικανότητα.

Τέλος, στηριζόμενοι στην νέα μέθοδο ανακατασκευής, αυτή της αντιστροφής, μελετώνται δυο είδη ομογενών κρυστάλλων σπινθηριστών διαφόρων διαστάσεων. Αρχικά υπολογίστηκε το εύρος της κατανομής του φωτός με χρήση σπινθηριστών CsI(Tl) για διάφορες ραδιενεργές πηγές. Παρατηρήθηκε πως με την αύξηση του πάχους του κρυστάλλου και την μείωση της ενέργειας της ακτινοβολίας, το φως διαχέεται σε μεγαλύτερο βαθμό στο εσωτερικό σπινθηριστή αυξάνοντας το εύρος της κατανομής του. Αντιθέτως στην περίπτωση σπινθηριστών BGO, η αύξηση του πάχους του κρυστάλλου και η μείωση της ενέργειας της ακτινοβολίας, μειώνουν το εύρος του φωτός. Η μη συστηματική συμπεριφορά των δυο ειδών σπινθηριστών παρατηρήθηκε επίσης με τον ίδιο τρόπο στις οπτικές προσομοιώσεις. Το φαινόμενο αυτό εξηγήθηκε με βάση τον διαφορετικό δείκτη διάθλασης των δυο υλικών. Ο ένας δείκτης έχει τιμή ελάχιστα μεγαλύτερη από αυτή του γυαλιού του παραθύρου του φωτοπολλαπλασιαστή, ενώ ο άλλος τιμή αρκετά μεγαλύτερη. Στη διαφορά αυτή οφείλεται η έντονη εμφάνιση του φαινομένου της ολικής ανάκλασης για τους κρυστάλλους BGO και άρα η μείωση του εύρους του φωτός.

Η συνολική μελέτη που πραγματοποιήθηκε στην παρούσα εργασία στα πλαίσια του μεταπτυχιακού προγράμματος σπουδών, μπορεί να αποτελέσει ένα κριτήριο για το είδος και τις διαστάσεις του σπινθηριστή που θα χρησιμοποιηθεί σε οποιοδήποτε σύστημα γ-camera για την λήψη προβολικών εικόνων.

## Βιβλιογραφία

### Ελληνική

[ΑΓΓ94] Α. Αγγελόπουλος, Α. Σακελλίου, “Σημειώσεις υγειοφυσικής, Β μέρος, Εφαρμογές των ιονίζουσών ακτινοβολιών στην ιατρική”, ΕΚΠΑ 2003.

[ΠΟΛ05] Α. Πολυχρονοπούλου, “Μελέτη της εσωτερικής απόκρισης χωρικά ευαίσθητου φωτοπολλαπλασιαστή συστήματος μονοφωτονικής τομοσπινθηρογραφίας”, Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Φυσικής, ΕΚΠΑ 2005.

### Διεθνής

[ANG58] Anger H., “Scintillation camera”, Rev. Sci. Instrum., 29, 27-33, (1958).

[ANG64] Anger H., “Scintillation camera with multichannel collimator”, J. Nucl. Med., 5, 515, (1964).

[BEE01] Beekman F.J., Kamphuis C., King M.A., et al., “Improvement of image resolution and quantitative accuracy in clinical Single Photon Emission Computed Tomography”, Comput. Med. Imag. Graph., 25, 135-46, (2001).

[BOU01] Bouwens L., Van de Walle R., Nuyts J., et al., “Image-correction techniques in SPECT” Comput. Med. Imag. Graph., 25, 117-26, (2001).

[CHA78] Chang L.T., “A method for attenuation correction in radionuclide computed tomography”, IEEE Trans. Nucl. Sci., 25, 638-43, (1978).

[CEL98] Celler A., Sitek A., Stoub E., et al., “Multiple line source array for SPECT transmission scans: simulation phantom and patient studies”, J. Nucl. Med., 39, 2183-9, (1998).

[DHA03] P.Dhanasopon et al., “Scintillation Crystal Design Features for a Miniature Gamma Ray Camera”, (2003).

[FLO97] Flower M.A. and McCready V.R., “Radionuclide therapy dose calculations: What accuracy can be achieved?”, Eur. J. Nucl. Med., 24, 1462-4, (1997).

[GLI94] Glick S.J., Penney B.C., King M.A., et al., “Noniterative compensation for the distance-dependent detector response and photon attenuation in SPECT imaging”, IEEE Trans. Med. Imaging, 14, 363-74, (1994).

[GOL03] Goldenberg D.M., “Advancing role of radiolabelled antibodies in the therapy of cancer”, Cancer Immunother., 52, 281-96, (2003).

[HAY95] Haynor D.R., Kaplan M.S., Miyaoka R.S., et al., “Multiwindow scatter correction techniques in single-photon imaging”, Med. Phys., 22, 2015-24, (1995).

[HEN03] Henriksen G., Fisher D.R., Roeske J.C., *et al.*, “Targeting of osseous sites with  $\alpha$ -emitting  $^{223}\text{Ra}$ : comparison with the  $\beta$ -emitter  $^{89}\text{Sr}$  in mice”, *J. Nucl. Med.*, 44(2), 252-9, (2003).

[HUL08] G. Hull, S. Du *et al.*, “Light Collection Optimization in Scintillator-Based Gamma-Ray Spectrometers”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 588, 384-388, (2008).

[IAE01] IAEA, “Therapeutic applications of radiopharmaceuticals”, Proceedings of an international seminar held in Hyderabad, India, 18-22 January 1999. IAEA-TecDoc-1228, Vienna, (2001).

[JAN81] Jahns M.F., “The influence of penetrating radiation on collimator performance”, *Phys. Med. Biol.*, 26(1), 113-24, (1981).

[KAS03] Kassis A.I., “Cancer therapy with Auger electrons. Are we almost there?”, *J. Nucl. Med.*, 44(9), 1479-81, (2003).

[KIM06] H. Kim *et al.*, “SemiSPECT: A small-animal single-photon emission computed tomography (SPECT) imager based on eight cadmium zinc telluride (CZT) detector arrays”, *Med. Phys.*, 33, 465-474, (2006).

[KIN03] King M.A. and Farncombe T., “An overview of attenuation and scatter correction of planar and SPECT data for dosimetry studies”, *Cancer Biother Radiopharm*, 18(2), 191-90, (2003).

[KNO99] Glenn F. Knoll, “Radiation Detection and Measurement”, John Wiley & Sons, Inc., Third Edition (1999).

[KOH98] Kohli V., King M.A., Glick S.J., *et al.*, “Comparison of frequency-distance relationship and Gaussian-diffusion based methods of compensation for distant-dependent spatial resolution in SPECT imaging”, *Phys. Med. Biol.*, 43, 1025-37, (1998).

[KOR90] Koral K.F., Swailem F.M., Buchbinder S., *et al.*, “SPECT dual-energy-window Compton correction: scatter multiplier required for quantification”, *J. Nucl. Med.*, 31, 90-98, (1990).

[LER07] C. W. Lerche *et al.*, “DOI Measurement with Monolithic Scintillation Crystals: a Primary Performance Evaluation”, 2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, pp. 2594 – 2600.

[MAC95] Macey D.J., Grant E.J., Bayouth J.E., *et al.*, “Improved conjugate view quantitation of I-131 by subtraction of scatter and septal penetration events with a triple energy window method”, *Med. Phys.*, 22(10), 1637-43, (1995).

[MEY75] Meyniel G., Berger J.A., Chanteur J., *et al.*, “Traité de Médecine Nucléaire: Bases Théoriques”, Flammarion, Paris, 85-108, (1975).



[MIK08] M. Mikeli et al., “*A New Position Reconstruction Method for Position Sensitive Photomultipliers*”, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record M10-104, 4736-4741 (2008).

[MOI00] C. Moisan, F. Cayouet and G. McDonald, “*DETECT2000 : A Program for Modeling Optical Properties of Scintillators*”, The Object Oriented C++ Language Version of DETECT, Version 5.0 (2000).

[MOO01] Moore S.C., Kijewski M.F., Muller S.P., et al., “*Evaluation of scatter compensation methods by their effects on parameter estimation from SPECT projections*”, Med. Phys., 28, 278-87, (2001).

[PAN97] R. Pani et al., “*Scintillating array gamma camera for clinical use*”, Nucl. Instrum. & Methods, A 392, 295-298, (1997).

[PAN03] R. Pani et al., “*A novel compact gamma camera based on flat panel PMT*”, Nucl. Instrum. & Methods, A 513, 36-41, (2003).

[PAW93] Physics Analysis Workstation, The Complete Reference, Version 2.03, CERN Program Library Long Write-Up Q121, (1993).

[POL06] A. Polychronopoulou, D. Thanasas et al., “*Position and Energy Resolution of a  $\gamma$ -Camera based on a position Sensitive Photomultiplier Tube*”, Proceedings of the 16<sup>th</sup> Hellenic Symposium on Nuclear Physics, National and Kapodistrian University of Athens, 26-27 May 2006, pp 172-179.

[POL09] A. Polychronopoulou et al., “*Study of the Optical Properties of Both Continuous and Pixelated Scintillation Crystals*”, JINST 4 (2009) P09002.

[RAD17] J. Radon, “*Über die Bestimmung von Funktionen durch ihre Integralwerte längs gewisser Mannigfaltigkeiten*”, Leipziger Berichte 69, 262-277, (1917).

[ROS95] Rosental M.S., Cullom J., Hawkins W., et al., “*Quantitative SPECT imaging: A review and recommendations by the Focus committee of the Society of Nuclear Medicine Computer and Instrumentation Council*”, J. Nucl. Med., 36, 1489-513, (1995).

[SAN04] F. Sánchez, J.M. Benlloch et al., “*Design and test of a portable mini gamma camera*”, Med. Phys., 31, 1384-1397, (2004).

[SER01] Serafini A.N., “*Therapy of metastatic bone pain*”, J. Nucl. Med., 42, 895-906, (2001).

[SJO02] Sjögreen K., Ljungberg M. and Strand S.E., “*An activity quantification method based on registration of CT and whole-body scintillation camera images, with application to  $^{131}I$* ”, J. Nucl. Med., 43, 972-982, (2002).

[SOR87] Sorenson J.A. and Phelps M.E., “*Physics in Nuclear Medicine*”, 2<sup>nd</sup> edition, WB Saunders Co., Philadelphia, (1987).

**[THA08]** D. Thanasas et al., “*A Small Field, High Resolution  $\gamma$ -Camera System dedicated to SPECT Imaging*”, 17th Symposium of the Hellenic Nuclear Physics Society, University of Ioannina, HNPS: Advances in Nuclear Physics 45-51 (2008).

**[ZAI04]** Zaidi H. and Koral K.F., “*Scatter modelling and compensation in emission tomography*”, Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging, 31, 761-782, (2004).

**[WEB88]** Webb S., “*The physics of medical imaging*”, Adam Hilger, Bristol, (1988).