



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΑΤΤΙΚΗΣ

ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΪΑΤΡΙΚΗΣ

ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ
«Προηγμένα Συστήματα και Μέθοδοι στη Βιοϊατρική Τεχνολογία»

**Θεωρητική Μελέτη της γραμμικότητας
του ενδογενούς συντελεστή μετατροπής
ενέργειας ακτινοβολίας X σε οπτική
ενέργεια, σε σχέση με φάσματα
ακτινογραφικής λυχνίας**

Δημητρακόπουλος Αναστάσιος
Αριθμός Μητρώου:2002

Επιβλέπων Καθηγητής
Νεκτάριος Καλύβας, Αναπληρωτής Καθηγητής

Αθήνα 20/06/2022

Θεωρητική Μελέτη της γραμμικότητας του ενδογενούς συντελεστή μετατροπής ενέργειας ακτινοβολίας X σε οπτική ενέργεια, σε σχέση με φάσματα ακτινογραφικής λυχνίας

Η Τριμελής Εξεταστική Επιτροπή

Ο Επιβλέπων Καθηγητής

Νεκτάριος Καλύβας

Αναπλ. Καθηγητής

Ιωάννης Βαλαής

Καθηγητής

Χρήστος Μιχαήλ

Επίκουρος Καθηγητής

ΔΗΛΩΣΗ ΣΥΓΓΡΑΦΕΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Ο κάτωθι υπογεγραμμένος Δημητρακόπουλος Αναστάσιος του Αβραάμ, με αριθμό μητρώου 2002 φοιτητής του Προγράμματος Μεταπτυχιακών Σπουδών “Προηγμένα Συστήματα και Μέθοδοι στη Βιοϊατρική Τεχνολογία” του Τμήματος Μηχανικών Βιοϊατρικής της Σχολής Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Αττικής, δηλώνω ότι:

«Είμαι συγγραφέας αυτής της μεταπτυχιακής εργασίας και ότι κάθε βοήθεια την οποία είχα για την προετοιμασία της, είναι πλήρως αναγνωρισμένη και αναφέρεται στην εργασία. Επίσης, οι όποιες πηγές από τις οποίες έκανα χρήση δεδομένων, ιδεών ή λέξεων, είτε ακριβώς είτε παραφρασμένες, αναφέρονται στο σύνολό τους, με πλήρη αναφορά στους συγγραφείς, τον εκδοτικό οίκο ή το περιοδικό, συμπεριλαμβανομένων και των πηγών που ενδεχομένως χρησιμοποιήθηκαν από το διαδίκτυο. Επίσης, βεβαιώνω ότι αυτή η εργασία έχει συγγραφεί από μένα αποκλειστικά και αποτελεί προϊόν πνευματικής ιδιοκτησίας τόσο δικής μου, όσο και του Ιδρύματος.

Παράβαση της ανωτέρω ακαδημαϊκής μου ευθύνης αποτελεί ουσιώδη λόγο για την ανάκληση του πτυχίου μου».

Ο/Η Δηλών/ούσα



ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Είναι επιτακτική ανάγκη οι σπινθηριστές να έχουν υψηλή ενεργειακή ανάλυση ώστε να ανιχνεύουν τις ακτίνες X αλλά και όταν απορροφούν ενέργεια ακτίνων X να παρουσιάζουν γραμμική απόκριση σε σχέση με την παραγωγή φωτονίων. Στην βιβλιογραφία έχει καταγραφεί μια μη γραμμικότητα στην παραγωγή οπτικών φωτονίων των σπινθηριστών. Κάποια από αυτά τα αίτια μπορεί να είναι η ενέργεια που απορροφά ο κρύσταλλος, οι εγγενείς του ιδιότητες, οι τοπικές ανομοιογένειες του υλικού ή οι K- αιχμές του σπινθηριστή. Για την διερεύνηση αυτού του φαινομένου χρησιμοποιήσαμε ένα θεωρητικό μοντέλο, που έχει αναλυθεί στην βιβλιογραφία, για την εύρεση της Απόλυτης φωτεινής απόδοσης (AE) για 3 υλικά φωσφόρων ($\text{Y}_2\text{O}_3\text{S:Eu}$, $\text{Lu}_2\text{O}_3\text{:Eu}$, ZnSCd:Ag). Για τα υλικά αυτά υποθέτουμε ότι ακτινοβολούνται με φάσματα ακτίνων X (50-100 kVp). Η μη γραμμικότητα θεωρήθηκε ότι επηρεάζει το συντελεστή της ενδογενούς απόδοσης μετατροπής ακτίνων X (η_c) σε φως, που δίνει το κλάσμα της εναποτιθέμενης ενέργειας ακτίνων X που μεταδίδεται σε ενέργεια φωτονίων, και των οπτικών παραγόντων του σπινθηριστή. Λάβαμε μια δημοσιευμένη τιμή η_c για το εκάστοτε πάχος στα 50 kVp και προσαρμόσαμε το μήκος αντίστροφης διάχυσης (inverse diffusion length – σ) ενός θεωρητικού μοντέλου στα πειραματικά δεδομένα. Έπειτα για τις υπόλοιπες υψηλές τάσεις της λυχνίας βρέθηκαν οι αντίστοιχες τιμές η_c για τις οποίες το θεωρητικό μοντέλο ταιριάζει στα δημοσιευμένα πειραματικά δεδομένα. Έτσι βρέθηκε η αυξομοίωση του παράγοντα η_c για όλα τα υλικά συναρτήσει της τάσης της λυχνίας καθώς και της ενέργειας που απορροφά ο κρύσταλλος και καταλήξαμε στο συμπέρασμα ότι το φαινόμενο της μη αναλογικότητας υπάρχει και ότι τα αίτια του χρήζουν περαιτέρω διερεύνησης.

Λέξεις Κλειδιά: *Ανιχνευτές ιατρικής απεικόνισης, Μη αναλογικότητα, Σπινθηριστές, Θεωρητική μελέτη*

ABSTRACT

It is imperative that scintillators have a high energy resolution in order to detect X-rays but also when they absorb X-ray energy to provide a linear response in relation to the production of photons. A non proportionality of optical photon production in scintillators has been recorded in literature. Some of the causes may be due to the energy absorbed in the crystal, its inherent properties, the local inhomogeneities of the material or the K - edges of the scintillator. To investigate this phenomenon we used a theoretical model, which has been reported in the literature, to find the Absolute Luminous Efficiency (AE) for 3 phosphor materials ($Y_2O_2S:Eu$, $Lu_2O_3:Eu$, $ZnSCd:Ag$). For these materials, following published experimental results, we assume that they are irradiated with X-ray spectra (50-100 kVp). The energy absorbed in the crystal, the endogenous conversion efficiency of X-rays (η_c) into light, which gives the fraction of the deposited X-ray energy transmitted in photon energy, and the optical factors of the scintillator are also been taken into consideration. We obtained a published value of η_c for the respective thickness at 50 kVp and adjusted the inverse diffusion length (σ) of the theoretical model to the experimental data. Then for every additional voltage value the corresponding η_c for which the theoretical model corresponds to the published experimental data, was calculated. Thus we have determined the variation of the η_c factor for all materials as a function of the X-ray tube voltage as well as the energy absorbed by the crystal and we came to the conclusion that the phenomenon of non proportionality exists and that its causes need further investigation.

Keywords: *Medical imaging detectors, Non proportionality, Scintillators, Theoretical study*

Ευχαριστίες:

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα της διπλωματικής μου εργασίας, καθηγητή κύριο Νεκτάριο Καλύβα για την άριστη συνεργασία μας, την εμπιστοσύνη που μου επέδειξε, την καθοδήγηση του και την προτροπή του να ασχοληθώ με ένα τόσο ενδιαφέρον θέμα. Επίσης, ένα μεγάλο ευχαριστώ στους φίλους και στην οικογένειά μου για την ολόψυχη αγάπη τους, την ηθική τους υποστήριξη και το κουράγιο που μου έδωσαν, ώστε να συνεχίσω να εργάζομαι με σκοπό την επίτευξη των στόχων μου.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ	8
1. Ιστορική Αναδρομή	9
2. Θεωρητικό Υπόβαθρο.....	10
2.1 Εισαγωγή.....	10
2.2 Ακτίνες X	10
2.2.1 Φυσική των ακτίνων X	10
2.2.2 Λυχνία και ακτινοβολία πέδησης	11
2.2.3 Χαρακτηριστική ακτινοβολία X	13
2.2.4 Περι λυχνίας, ανόδου, φίλτρων και κατευθυντήρων	13
2.2.5 Παράγοντες που επηρεάζουν την ακτινοβολία.....	14
2.3 Απόδοση μετατροπής ενέργειας	16
2.4 Αλληλεπίδραση σωματιδίων με την ύλη	16
2.4.1 Σκεδασμός.....	17
2.4.2 Πέδηση.....	17
2.4.3 Εξαύλωση Ποζιτρονίου	17
2.4.4 Νετρόνια	17
2.5 Αλληλεπίδραση φωτονίων χ και γ με την ύλη.....	18
2.5.1 Σκέδαση Rayleigh.....	18
2.5.2 Σκέδαση Compton	18
2.5.3 Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο	19
2.5.4 Δίδυμη γένεση.....	19
2.6 Εξασθένηση	20
2.7 Περί σπινθηριστών.....	21
2.7.1 Ανόργανοι σπινθηριστές.....	21
2.7.2 Οργανικοί σπινθηριστές.....	23
2.8 Φωτοπολλαπλασιαστές (PMT)	24
2.9 Μη-γραμμικότητα (non-proportionality)	27
3. Μεθοδολογία.....	29
3.1 Θεωρητικό Μοντέλο	29
3.2 Μέθοδος.....	30
4. Αποτελέσματα.....	32
4.1 Ενέργεια που απορροφάται.....	36
4.2 Ο παράγοντας nc	42
4.3 Διακύμανση του nc/\bar{E}	45
5. Συζήτηση.....	48
6. Συμπεράσματα	49
Αναφορές – Πηγές	50

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Οι νέοι σπινθηριστές πρέπει να έχουν υψηλή ενεργειακή ανάλυση για την ανίχνευση των ακτίνων X. Οι δύο κύριοι τρόποι για να καθορίσουμε την διακριτική ικανότητα ενός σπινθηριστή σύμφωνα με τον Dorenbos [6,18] είναι οι στατιστικές Poisson για τον αριθμό των φωτονίων που ανιχνεύουμε και η μη γραμμικότητα (non-proportionality). Η μη γραμμικότητα σημαίνει ότι η συνολική απόδοση φωτός ενός σπινθηριστή δεν είναι ανάλογη με την ενέργεια των φωτονίων ακτίνων X που απορροφά. Αν και επι του πρακτέου θεωρούμε ότι ο σπινθηριστής μετατρέπει το 100% των ακτίνων X που απορροφά σε φως καταλαβαίνουμε ότι αυτό δεν ισχύει πάντα. Για να πετύχουμε καλή ενεργειακή ανάλυση είναι επιτακτική ανάγκη να κατανοήσουμε το φαινόμενο και τα αίτια της μη γραμμικότητας καθώς άλλα στάδια της διαδικασίας της απεικόνισης όπως παραδείγματος χάριν η απόδοση του ψηφιακού αισθητήρα είναι ήδη σε ένα βέλτιστο δυνατό επίπεδο. Για να το κάνουμε αυτό λαμβάνουμε τα δεδομένα για επτά υλικά σπινθηριστών και συνάρτηση με πειραματικά δεδομένα για φάσματα ακτινογραφικής λυχνίας, φιλτραρισμένα με 20mmAl, για 40kVp έως 100kVp, και εξάγουμε αποτελέσματα για τα φάσματα, την ενέργεια που απορροφάται για κάθε kVp, την απόλυτη απόδοση φωταύγιας, την εξασθένιση της ακτινοβολίας αλλά και την ενδογενή απόδοση μετατροπής ακτίνων X σε φως που δίνει το κλάσμα της εναποτιθέμενης ενέργειας ακτίνων X που μεταδίδεται σε ενέργεια φωτονίων φωτός. Όλα αυτά για να μελετήσουμε και να χαρακτηρίσουμε αυτή την μη γραμμικότητα του ενδογενούς συντελεστή.

1. Ιστορική Αναδρομή

Όπως είπαμε η ποσότητα φωτός που εκπέμπεται από τον σπινθηριστή δεν είναι ανάλογη με την ενέργεια των ακτίνων X που προσπίπτουν στον κρύσταλλο. Η μελέτη αυτού του φαινομένου καθώς και η σχέση του με την ενεργειακή ανάλυση ακόμα υπολείπεται καθώς υπάρχουν πολλά ερωτήματα για την κατανόηση της υποκείμενης φυσικής του φαινομένου. Για τον λόγο αυτό γίνεται χρήση ορισμένων θεωρητικών και πειραματικών μοντέλων. Το φαινόμενο της μη γραμμικότητας βρέθηκε και περιγράφηκε για πρώτη φορά πριν από 70 περίπου χρόνια [1]. Μια επίσης σημαντική μελέτη έγινε από τους Aitken et al. το 1967 [2] όπου τα τρία υλικά που περιείχαν Ιώδιο παρουσίασαν παρόμοια απόδοση μέχρι τα 20 keV ενώ αυτά με Ασβέστιο διαπιστώθηκε ότι διαφέρουν αρκετά. Το 1990 ο Nishikawa για πρώτη φορά εισάγει θεωρητικό μοντέλο για εύρεση συνάρτησης μεταφοράς διαμόρφωσης (Modulation transfer function – MTF) και την κβαντική απόδοση ανίχνευσης DQE. Στην ουσία μοντελοποίησε την μεταφορά ενέργειας από την οθόνη ως μια σειρά από διαδοχικές στοχαστικές διεργασίες [3]. Έπειτα έχουμε το 1995 μια επισκόπηση του Dorenbos [6] ο οποίος έκανε μια σύγκριση «κλασικών» και των «μοντέρνων» σπινθηριστών. Κατέγραψε ότι το LSO:Ce έχει σχετικά μικρή εξάρτηση από παραμέτρους των σπινθηριστών όπως ακαθαρσίες, ελαττώματα, παράμετροι σύνθεσης, αυτοαπορρόφηση, συγκέντρωση κενών θέσεων στον κρύσταλλο και παρουσία υστερόλαμψης. Το 1997 ο Κανδαράκης κάνει θεωρητική μελέτη για τις εγγενείς φυσικές ιδιότητες του σπινθηριστή. Χρησιμοποιεί και ορίζει τον τύπο της απόλυτης απόδοσης φωταύγας (AE – absolute luminescence efficiency) [5]. Από το 1999 ο Καλύβας, Βαλαής, Μιχαήλ, Δαβίδ, Κάβουρας και Κανδαράκης μελετάνε την αποδοτικότητα και τις ιδιότητες απεικόνισης κυρίως σε κοκκώδους σπινθηριστές σκόνης για εφαρμογές σε ιατρική ακτινογραφία. Μερικά από τα υλικά που πραγματεύονται είναι το YAP:Ce, Lu₂O₃:Eu, GdAlO₃:Ce, Gd₂O₂S:Eu και Gd₂O₂S:Pr [7-12]. Μια άλλη μελέτη των Karusta et al το 2005 [13] προσπάθησε να διασυνδέσει την ενεργειακή ανάλυση με την απόδοση φωτός, παρόλα αυτά δεν εδραιώθηκε μια άμεση σχέση. Επίσης σημαντική δουλειά έγινε από τους Rooney και Valentine [14-17] οι οποίοι χρησιμοποίησαν την τεχνική σύμπτωσης Compton για να μελετήσουν την ενέργεια ηλεκτρονίων. Βρέθηκε ότι οι Ιωδιούχες ενώσεις παρουσιάζουν σημαντική διαφορά από άλλους τύπους σπινθηριστών όπως τα οξειδία. Μερικά συμπεράσματα που βγάλανε ήταν ότι η αναλογικότητα εξαρτάται από την κρυσταλλική δομή και ότι το YAP:Ce έχει υψηλό proportionality. Το 2002 ο Dorenbos προσπαθώντας [18] να συστηματοποιήσει τα δεδομένα εισάγει για πρώτη φορά μια νέα ποσότητα που την ονομάζει βαθμό μη αναλογικότητας σ_{np} . Το 2009 ο Bizarrri et al [19] πρότεινε μοντέλο για την απόδοση του φωτός ως συνάρτηση της τοπικής εναποτιθέμενης ενέργειας $-dE/dx$ και της απόδοσης σπινθηρισμού ενός ηλεκτρονίου αρχικής ενέργειας E.

2. Θεωρητικό Υπόβαθρο

2.1 Εισαγωγή

Όλα αρχίζουν το 1895 όταν ο Βίλχελμ Κόνραντ Ρέντγκεν ανακαλύπτει για πρώτη φορά τις ακτίνες X. Από τότε η Ακτινοδιαγνωστική και η επιστήμη της Ιατρικής Απεικόνισης έχει συνδεθεί άρρηκτα με την Ιατρική διαδικασία καθώς παρουσιάζει εντυπωσιάζει εξέλιξη. Μπορούμε να εκμεταλευτούμε αυτή την αλληλεπίδραση των ακτίνων X με την ύλη ώστε με την χρήση ανιχνευτή να πάρουμε μια εικόνα για το εσωτερικό του ασθενούς. Η βασική δομή είναι ότι παράγουμε ακτίνες X από μια λυχνία οι οποίες διαπερνούν τον ασθενή και αποτυπώνονται στο ακτινογραφικό φιλμ ή στον ανιχνευτή. Με βάση πόσες ακτίνες απεικονίζονται ή απορροφούνται από τον ασθενή εξάγουμε συμπεράσματα για την εσωτερική δομή του. Σε αυτό βοηθάει η κλίματα Hounsfield που μας επιτρέπει να διαχωρίσουμε τους μαλακούς ιστούς από το κόκκαλο και το νερό. Τα δύο κυριότερα σημεία που προσέχουμε είναι: α) να πάρουμε όσο το δυνατόν πιο ποιοτική και κλινικά χρήσιμη εικόνα ώστε να εξάγουμε τις περισσότερες πληροφορίες για τον ασθενή προσπαθώντας παράλληλα να β) πετύχουμε όσο το δυνατόν μικρότερη έκθεση στον ασθενή σε ακτινοβολία.

2.2 Ακτίνες X

2.2.1 Φυσική των ακτίνων X

Η πρώτη συνιστώσα της ακτινοδιαγνωστικής είναι η παραγωγή των ακτίνων X από την Λυχνία. Πρώτη εφαρμογή της έγινε το 1913 από τον Coolidge κατα την οποία απελευθέρωνε ηλεκτρόνια από ένα νήμα με θερμοϊονική εκπομπή, αυτή ήταν η πηγή ηλεκτρονίων (νήμα). Με τον όρο θερμοϊονική εκπομπή εννοούμε το φαινόμενο εξαγωγής ηλεκτρονίων από ένα μέταλλο όταν αυτό απορροφά θερμότητα. Αυτό βέβαια εξαρτάται από την επιφάνεια του υλικού που θερμαίνουμε, την θερμοκρασία και το «έργο εξαγωγής». Σαν «έργο εξαγωγής» ορίζουμε αυτή την ελάχιστη ενέργεια που απαιτείται για να εξάγουμε 1 ηλεκτρόνιο. Προφανώς είναι διαφορετική για κάθε υλικό. Ένα παράδειγμα σήνηθες στις λυχνίες είναι το Βολφράμιο που θερμαίνεται στους 2200°C, με το οποίο φτιάχνονται λεπτά και ανθεκτικά νήματα στις λυχνίες. Για να εστιάσουμε την δέσμη χρησιμοποιούμε έναν κύλινδρο, συνήθως από μολυβδαίνιο γύρω από το νήμα. Αυτά τα ηλεκτρόνια του νήματος τα επιταχύνουμε με την χρήση ανόδου (δεύτερο ηλεκτρόδιο θετικό ως προς την κάθοδο). Η περιοχή της ανόδου στην οποία προσκρούουν τα ηλεκτρόνια λέγεται και στόχος (συνήθως από Βολφράμιο). Όταν προσπίπτουν στον στόχο έχουμε παραγωγή φωτονίων X. Έχουμε αλληλεπίδραση του ηλεκτρονίου με τον πυρήνα του ατόμου Βολφραμίου και συνεπώς ακτινοβολία πεδήσεως ή bremsstrahlung. Έχουμε όμως αλληλεπίδραση του ηλεκτρονίου με τις στοιβάδες στον φλοιό του ατόμου. Από αυτές τις αλληλεπιδράσεις παίρνουμε ένα φάσμα με συγκεκριμένη μορφή. Το ενεργειακό φάσμα απεικονίζει την ένταση της ακτινοβολίας για κάθε ενέργεια σε όλο το εύρος ενεργειών της δέσμης.

Οποιοσδήποτε απότομες αιχμές ενδέχεται να παρατηρήσουμε στο φάσμα λέγονται και K-αιχμές και είναι χαρακτηριστικές για το εκάστοτε στοιχείο. Αυτές συμβαίνουν όταν ηλεκτρόνια του ατόμου μεταπηδούν από την μια στιβάδα στην άλλη. (πχ. το βολφράμιο έχει στα 58.2keV και 66.7keV, L→K, M→K κάτι που θα αναλύσουμε παρακάτω). Η μέγιστη ενέργεια των ακτίνων X δίνεται από:

$$E_{max} = qe \cdot V \quad (1)$$

Όπου qe το ηλεκτρικό φορτίο του ηλεκτρονίου και V η τάση της λυχνίας. Σε αυτό το σημείο είναι άξιο αναφοράς το ότι το φίλτρο έχει άμεση επίδραση στο φάσμα μιας δέσμης ακτίνων X. Στην πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήσαμε παρακάτω έχει χρησιμοποιηθεί φίλτρο 20mm Al. Η συνολική ενέργεια που απορροφάται σε ένα φάσμα είναι [7-12]:

$$\sum_i NiEi[1 - e^{-\frac{\mu}{i}T}] \quad (2)$$

Όπου $\frac{\mu}{i}$ είναι ο συντελεστής εξασθένησης, T είναι το πάχος ή επιφανειακή πυκνότητα. Η μέση ενέργεια που απορροφάται είναι [7-12]:

$$\frac{\sum_i Ni(E) \cdot E[1 - e^{-\frac{\mu}{i}T}]}{\sum_i Ni} = \bar{E}(\text{keV}) \quad (3)$$

Σημαντικό ρόλο στις χαρακτηριστικές ενός φάσματος έχει και ο ατομικός αριθμός Z του υλικού του στόχου. Η τάση (V) επίσης καθορίζει την μέγιστη ενέργεια των φωτονίων X. Επίσης ο αριθμός ακτίνων X που παράγονται σε ένα διάστημα είναι ανάλογος με το ρεύμα (I) της λυχνίας. Στα φάσματα αρκετά φωτόνια X έχουν μικρές ενέργειες που στην ουσία δεν είναι χρήσιμες για την κλινική πληροφορία και «φιλτράρονται» από το σώμα του ασθενούς άδικα αυξάνοντας την τελική δόση της ακτινοβολίας που δέχεται. Αυτός είναι και ο λόγος που τέτοιες ενέργειες τις αποκόπτουμε με φίλτρα (συνήθως Al). Το πάχος του φίλτρου επίσης καθορίζει μαζί με την τάση της λυχνίας το πόσο «σκληρή» ή διεισδυτική είναι η δέσμη, αναλόγως την δομή ποιας ανατομικής περιοχής θέλουμε να εξετάσουμε. Για να εκφράσουμε μια δέσμη χρησιμοποιούμε σαν μονάδα το πάχος ενός υλικού που απαιτείται για να μειωθεί η ένταση της στο ήμισυ. Αυτό το πάχος καλείται και Πάχος Υποδιπλασιασμού ή HVL (Half Value Layer). Σε μονοενεργειακή δέσμη ισχύει ότι:

$$\mu \cdot HVL = 0,693 \quad (4)$$

Όπου HVL το Half Value Layer και μ ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης της δέσμης. Για το HVL θα αναφερθούμε παρακάτω στο κεφάλαιο της εξασθένησης.

2.2.2 Λυχνία και ακτινοβολία πέδησης

Όπως είπαμε για την παραγωγή ακτίνων X χρειαζόμαστε ηλεκτρόνια με μεγάλη κινητική ενέργεια ώστε να αλληλεπιδράσουν με την ύλη και να μετατρέψουν αυτή

την κινητική ενέργεια σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Αυτό επιτυγχάνεται με την χρήση μιας λυχνίας ακτίνων X. Αυτή έχει μια πηγή ηλεκτρονίων που επιταχύνονται από μια άλλη πηγή ενέργειας. Έτσι δημιουργείται μια δέσμη την οποία κατευθύνουμε με την χρήση collimators (κατευθυντήρων) και φίλτρων. Τα φίλτρα επίσης χρησιμεύουν και στο να ελέγξουμε την ποιότητα ή διεισδυτικότητα ή ενέργεια δέσμης. Επίσης έχουμε έλεγχο της διαφοράς δυναμικού και της έντασης του ρεύματος. Επι της ουσίας ο τρόπος που λειτουργεί η λυχνία είναι ο εξής. Έχουμε δύο ηλεκτρόδια στο κενό σωλήνα της λυχνίας στα οποία ασκούμε μια μεγάλη διαφορά δυναμικού ώστε να επιταχύνουμε την επιτάχυνση των ηλεκτρονίων. Έπειτα έχουμε την κάθοδο που παράγει ηλεκτρόνια και είναι αρνητικά φορτισμένη και την άνοδο που είναι θετικά φορτισμένη και στην οποία κατευθύνονται τα επιταχυνόμενα ηλεκτρόνια που εκτοξεύει η κάθοδος. Στο υλικό της ανόδου αλληλεπιδρούν και έτσι έχουμε την παραγωγή ακτίνων X. Αξίζει να σημειωθεί εδώ ότι ανάλογα την διαφορά δυναμικού τα ηλεκτρόνια θα αποκτήσουν την κατάλληλη κινητική ενέργεια όταν επιταχύνονται, για παράδειγμα με τάση 40 και 140 kVp (kilovolt peak) θα αποκτήσουν ενέργεια ίση με 40 και 140 keV αντίστοιχα. Όταν φτάσουν λοιπόν στο υλικό της ανόδου θα συγκρουστούν και η περισσότερη κινητική τους ενέργεια θα μετατραπεί σε θερμότητα. Κάποια άλλα ηλεκτρόνια όμως θα φτάσουν κοντά στην περιοχή των πυρήνων και λόγω δυνάμεων Coulomb θα επιβραδυνθούν και θα αλλάξουν πορεία. Επειδή όμως όπως είπαμε νωρίτερα ισχύει η αρχή διατήρησης της ενέργειας, η κινητική ενέργεια που θα χάσουν τα ηλεκτρόνια στην ουσία απλά θα μετατραπεί σε φωτόνιο X και θα εκλυθεί ως ακτινοβολία X. Εξού και η ακτινοβολία πέδησης ή στα γερμανικά bremsstrahlung. Γνωρίζουμε ότι η δύναμη Coulomb αυξάνεται αντιστρόφως ανάλογα με το τετράγωνο της απόστασης των δύο φορτίων. Άρα το πόση κινητική ενέργεια θα χάσει το ηλεκτρόνιο καθορίζεται από το πόσο κοντά θα περάσει από τον πυρήνα. Αφού αυτή η ενέργεια που χάνει είναι η ηλεκτρομαγνητική ενέργεια του εκλυόμενου φωτονίου X και αφού η κατανομή της ενέργειας των φωτονίων X ονομάζεται και φάσμα ακτίνων X είναι ασφαλές να υποθέσουμε ότι το φάσμα είναι μια άλλη έκφραση της κατανομής της απόστασης των ηλεκτρονίων από τον πυρήνα του υλικού της ανόδου. Επίσης την μέγιστη ενέργεια θα έχει το φωτόνιο κατά το οποίο η μετατροπή κινητικής ενέργειας έγινε όταν το ηλεκτρόνιο συγκρούστηκε «κατά μέτωπο» με τον πυρήνα του ατόμου. Κάθε φίλτρο που καλείται να διαπεράσει η δέσμη ακτίνων X αφαιρεί φωτόνια. Προφανώς τα φωτόνια μικρότερων ενεργειών είναι πιο επιρρεπή στο να αποκοπούν πρώτα κάτι που όπως θα δούμε παρακάτω μπορούμε να εκμεταλευτούμε ώστε να κόψουμε τις μικρές ενέργειες που δεν έχουν διαγνωστική αξία ώστε να μειώσουμε την δόση στον ασθενή. Λόγω της εξασθένησης, που θα αναλυθεί παρακάτω, το ποσοστό που θα αποκοπεί εξαρτάται από την πυκνότητα και το πάχος του φίλτρου. Καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι η απόδοση της λυχνίας σχετίζεται με α) το Z της ανόδου και β) την κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων ή διαφορά δυναμικού ανόδου – καθόδου. Αυτά καθορίζουν το ποσοστό που θα μετατραπεί σε ακτίνες X και το ποσοστό που θα γίνει θερμότητα. Παράδειγμα αν είμαστε σε επίπεδα keV ένα μικρό ποσοστό της τάξης του <1% θα γίνει ακτινοβολία X ενώ αν κυμανθούμε στα MeV (ακτινοθεραπεία) τότε το ποσοστό μετατροπής φτάνει και το 50%.

2.2.3 Χαρακτηριστική ακτινοβολία X

Όπως γνωρίζουμε όσο πιο κοντά στον πυρήνα πλησιάζουμε τόσο πιο μεγάλη η δεσμευτική ενέργεια του ηλεκτρονίου, δηλαδή η ενέργεια που χρειάζεται για να μεταπηδήσει στην επόμενη στιβάδα. Συνεπώς την μεγαλύτερη δεσμευτική ενέργεια έχει η στιβάδα K που έχει 2 ηλεκτρόνια και είναι η πιο κοντινή στον πυρήνα. Υπάρχει ενδεχόμενο η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου που προσπίπτει στην άνοδο να είναι μεγαλύτερη από την δεσμευτική ενέργεια της στιβάδας αυτής και ως αποτέλεσμα να εκτοπίσει ένα ηλεκτρόνιο του ατόμου καθιστώντας το ασταθές και ιονισμένο. Συνήθως αυτό συμβαίνει στις εξωτερικές, και με μικρότερη ενέργεια στιβάδες που είναι πιο ασθενείς. Έτσι λοιπόν δημιουργείται ένα κενό το οποίο θα συμπληρωθεί όταν ένα εξωτερικό ηλεκτρόνιο θα έρθει να το αναπληρώσει, όμως αυτό το ηλεκτρόνιο συνάμα θα εκπέμψει με αυτή του την κίνηση ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία με την μορφή φωτονίου X επειδή θα έρθει σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση. Συγκεκριμένα η ενέργεια του φωτονίου X θα είναι ίση με την διαφορά ενέργειας της αρχικής του στιβάδας με την ενέργεια της στιβάδας που πλήρωσε. Επίσης όπως θα δούμε παρακάτω στην γραφική παράσταση με το φάσμα ακτίνων X μπορούμε να διακρίνουμε ορισμένες κορυφές που αντιστοιχούν στο κενό που δημιουργείται στην στιβάδα K και κάθε κορυφή είναι το φαινόμενο κατά το οποίο ηλεκτρόνια από τις υπόλοιπες στιβάδες (L,M,N...) συμπληρώνουν αυτό το κενό. Αυτές λέγονται και K- αιχμές και θα τις αναλύσουμε παρακάτω στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Είναι αξιοσημείωτο το ότι το συγκριτικό μας πλεονέκτημα είναι ότι αφού γνωρίζουμε τις K-αιχμές των στοιχείων της ανόδου, ξέρουμε το ελάχιστο δυναμικό επιτάχυνσης που χρειάζεται για την παραγωγή χαρακτηριστικής ακτινοβολίας X. Παράδειγμα το βολφράμιο που έχει K-edge στα 69,5 kVp. Εν κατακλείδι, η χαρακτηριστική ακτινοβολία X παράγεται όταν το επιταχυνόμενο ηλεκτρόνιο αλληλεπιδρά με ένα δεσμευμένο αλλά είναι αποτέλεσμα και ακτινοβολίας πέδησης με ηλεκτρόνιο λόγω φωτοηλεκτρικής απορρόφησης. Επίσης ο λόγος της χαρακτηριστικής ακτινοβολίας X είναι ανάλογος της ενέργειας των ηλεκτρονίων δηλαδή αν υποθέσουμε ότι στα 140 kVp το 20% είναι χαρακτηριστική και το υπόλοιπο συνεχής ακτινοβολία X στα 160 kVp το ποσοστό αυτό θα ανέβει.

2.2.4 Περι λυχνίας, ανόδου, φίλτρων και κατευθυντήρων

Όπως είδαμε η λυχνία καθορίζει σε μεγάλο βαθμό το φάσμα που παράγεται (συνεχές και χαρακτηριστικό). Αυτό γίνεται επειδή έχουμε έλεγχο της διαφοράς δυναμικού, της έντασης και του χρόνου έκθεσης. Αναφορικά, για την ακτινολογία το δυναμικό είναι συνήθως 20-140kVp. Αυτό το εύρος τιμών χρησιμοποιήθηκε στο υπολογιστικό μοντέλο που χρησιμοποιήσαμε. Το ρεύμα ποικίλει από 1-5mA για ακτινοσκόπηση και 100-1000mA για ακτινογραφίες με χρόνο έκθεσης όμως μικρότερο των 100msec. Η κάθοδος που παράγει τα ηλεκτρόνια είναι ένα πηνίο από βολφράμιο το οποίο διαρρέεται από ρεύμα, θερμαίνεται και λόγω του φαινομένου της θερμοϊονικής εκπομπής απελευθερώνει ηλεκτρόνια. Κάποια συστήματα ενδέχεται να περιέχουν παραπάνω από μια κάθοδο, διαφορετικού μεγέθους για διαφορετικό είδος εξετάσεων. Η άνοδος από την άλλη, έχει αρνητικό δυναμικό ώστε να ελξει τα ηλεκτρόνια που

παράγονται στην κάθοδο. Όπως είδαμε, εκεί τα ηλεκτρόνια συγκρούονται με το υλικό της ανόδου και μετατρέπεται η κινητική ενέργεια που είχαν λιγότερο σε ακτινοβολία X και περισσότερο σε θερμότητα. Γι' αυτό τον λόγο η άνοδος κατασκευάζεται από ανθεκτικά υλικά όπως βολφράμιο αν έχουμε ακτινογραφία ή μολυβδαίνιο αν έχουμε μαστογράφο. Άξιο αναφοράς είναι ότι η άνοδος μπορεί να είναι στατική ή περιστρεφόμενη. Η δεύτερη κατηγορία βοηθάει στην αντοχή της ανόδου στην θερμότητα καθώς περιστρέφοντάς την η θερμότητα διαχέεται σε μεγαλύτερη επιφάνεια και όχι στο ίδιο σημείο κάθε φορά. Το μειονέκτημα όμως είναι ότι αυτό απαιτεί πιο πολύπλοκο σχεδιασμό και δεν ενδείκνυται για μικρές φορητές ακτινολογικές συσκευές όπως τα οδοντιατρικά. Σημαντικό είναι η άνοδος να έχει την σωστή γωνία-κλίση καθώς είναι το σημείο του συστήματος από το οποίο επί της ουσίας γίνεται η παραγωγή των ακτίνων X. Αυτό θα πρέπει επίσης να έχει σχετικά μικρό μέγεθος εστίας. Έτσι θα σιγουρευτούμε ότι η ακτινογραφία θα έχει την καλύτερη δυνατή χωρική διακριτική ικανότητα και συνεπώς διαγνωστική αξία. Τα φίλτρα είναι επίσης σημαντικά στην όλη διάταξη για να αποκόψουμε τις αχρείαστες ενέργειες (συνήθως αυτές που είναι μικρότερες από 15 keV). Φιλτράρισμα μπορεί να δέχονται οι ακτίνες X είτε οργανικά από υλικά που θα βρίσκουν στην πορεία τους στην λυχνία είτε από υλικά που εμείς επίτηδες προσθέτουμε μετά την άνοδο. Όλα αυτά με σκοπό να μειώσουμε φυσικά την τελική δόση στον ασθενή. Συνήθη φίλτρα είναι αλουμινίου, χαλκού είτε μολυβδαίνιου, ροδίου στην μαστογραφία. Το εκάστοτε φίλτρο αυξάνει με την σειρά του το HVL, το οποίο θα αναλύσουμε παρακάτω, για την τιμή των kVp που αυτό αντιστοιχεί. Τέλος, κομμάτι του συστήματος αποτελούν και τα collimators ή κατευθυντήρες με τους οποίους προσαρμόζεται κατάλληλα το σχήμα και το μέγεθος της εξερχόμενης δέσμης. Συνήθως πρόκειται για στρώματα μολύβδου ανά ζεύγη που η χρησιμότητα τους είναι να αποκόπτουν την αχρείασθη ακτινοβολία που θα πήγαινε στους πλησίον ιστούς εκτός από αυτούς που μας ενδιαφέρουν. Έτσι, εστιάζεται - «κατευθύνεται» καλύτερα η δέσμη κατά την διαγνωστική πράξη, προς την επιθυμητή και προεπιλεγμένη περιοχή. Κάποιες φορές έρχονται με ειδικό σύστημα φωτισμού που μιμείται την δέσμη ακτίνων X αλλά στο ορατό φάσμα με χρήση λάμπας για περαιτέρω διευκόλυνση στην τοποθέτηση της δέσμης.

2.2.5 Παράγοντες που επηρεάζουν την ακτινοβολία

Συνοπτικά την ακτινοβολία X που εξέρχεται από την λυχνία την χαρακτηρίζουμε με βάση την ποιότητα της, δηλαδή πόσο διεισδυτική είναι και πόσο μεγάλο HVL έχει, την ποσότητα των φωτονίων που υπάρχουν στην δέσμη και την δόση της έκθεσης που επηρεάζεται από τα δυο προαναφερθέντα μεγέθη επειδή εξαρτάται από την ροή της ενέργειας. Οι παράγοντες που το επηρεάζουν όπως αναλύθηκαν παραπάνω είναι οι εξής:

- Το υλικό της ανόδου
- Η διαφορά δυναμικού

- Η ένταση του ρεύματος
- Ο χρόνος έκθεσης
- Τα φίλτρα
- Ο παλμός - κυματομορφή της γεννήτριας

A) Όσο μεγαλύτερος ο ατομικός αριθμός Z του υλικού της ανόδου τόσο μεγαλύτερη η πιθανότητα εκπομπής ακτινοβολίας X λόγω φαινομένου πέδησης. Επίσης ανάλογα το υλικό της ανόδου καθορίζονται και οι ενέργειες – κορυφές της χαρακτηριστικής ακτινοβολίας X.

B) Η διαφορά δυναμικού επηρεάζει την κινητική ενέργεια των επιταχυνόμενων ηλεκτρονίων συνεπώς και την μέγιστη ενέργεια ακτινοβολίας πέδησης. Ισχύει επίσης ότι η δόση έκθεσης είναι ανάλογη του τετραγώνου των kVp.

$$\text{Δόση έκθεσης} \propto (\text{kVp})^2 \quad (5)$$

Γ) Με την ένταση του ρεύματος καθορίζουμε πόσα ηλεκτρόνια παράγονται και κατευθύνονται ανά δευτερόλεπτο από την κάθοδο στην άνοδο οπότε και αυτή η παράμετρος είναι ανάλογη της δόσης έκθεσης.

Δ) Σαν χρόνο έκθεσης εννοούμε το χρονικό διάστημα που παράγονται ακτίνες X. Καθορίζει πόσα φωτόνια θα παραχθούν. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι όταν γίνεται αλλαγή στις τιμές των kVp για να διατηρήσουμε την ίδια δόση αναπροσαρμόζουμε συνάμα τον χρόνο έκθεσης, γιατί τα kVp καθορίζουν την διεισδυτικότητα της δέσμης ενώ ο χρόνος έκθεσης καθορίζει την ποσότητα.

Ε) Τα φίλτρα όπως είπαμε καθορίζουν και την ποσότητα, αποκόπτοντας φωτόνια X χαμηλών ενεργειών αλλά και την διεισδυτικότητα της δέσμης. Αυτό γιατί έτσι μετατοπίζεται η μέση ενέργεια της δέσμης σε υψηλότερες τιμές, γίνεται δηλαδή πιο σκληρή.

Στ) Η κυματομορφή επηρεάζει με τον εξής τρόπο: Αν χρησιμοποιήσουμε αντί για μονοφασική γεννήτρια μια τριφασική τότε η μέση διαφορά δυναμικού θα αυξηθεί βελτιώνοντας έτσι την ποσότητα και την ποιότητα της δέσμης.

Ισχύει για την ποσότητα ότι καθορίζεται από:

$$\text{Ζανόδου} \propto (\text{kVp})^2 (\text{mAs}) \quad (6)$$

Όπου Z ο ατομικός αριθμός της ανόδου

kVp τα kilovolt peak της ανόδου

mAs τα milliamper – seconds του χρόνου έκθεσης

Ενώ η «ποιότητα» της δέσμης που θα πάρουμε καθορίζεται από τη διαφορά δυναμικού, τα φίλτρα και την κυματομορφή της γεννήτριας.

2.3 Απόδοση μετατροπής ενέργειας

Από την αρχική σύλληψη της ακτινογραφίας το 1995 γινόταν χρήση ακτινογραφικού φίλμ σαν σύστημα για ανίχνευση πληροφοριών. Όμως είχε χαμηλή αποδοτικότητα στην ανίχνευση ακτίνων X και αυτός, ήταν ο λόγος για τον οποίο χρησιμοποιείται η ενισχυτική πινακίδα. Για πρώτη φορά κατασκευάστηκε το 1896 από τον Thomas Edison με φθορίζον υλικό CaWO_4 και έκανε την εικόνα 6 φορές πιο φωτεινή από το $\text{BaPt}(\text{CN})_4$ το υλικό δηλαδή που χρησιμοποίησε ο Rontgen για να ανακαλύψει τις ακτίνες X. Αυτή η πινακίδα στην ουσία για κάθε φωτόνιο X εκπέμπει μεγάλο αριθμό φωτονίων στο ορατό ή υπεριώδες φάσμα και έτσι κάνει πιο εύκολη τη κλινική πληροφορία στο να ανιχνευτεί ψηφιακά ή να αποτυπωθεί σε φίλμ. Αντιλαμβανόμαστε λοιπόν την μεγάλη σημασία του κρυστάλλου και του υλικού που διατελεί όλη αυτή την πολύ σημαντική εργασία. Μειώνει τον χρόνο έκθεσης αρα και την δόση στον ασθενή. Παρόλα αυτά επιδρά και στην ασάφεια, κάτι που θα εξετάσουμε ενδελεχώς παρακάτω. Βασίζεται στο φαινόμενο της φωταύγειας και δη στο φθορισμό. Φωταύγεια είναι η ικανότητα κάποιων υλικών να διεγείρονται και να εκπέμπουν φως (διάφορες αιτίες εκτός από θερμοκρασία). Αν η φωταύγεια διακόπτεται με την παύση της διέγερσης λέμε ότι έχουμε φθορισμό ενώ αν συνεχίζεται τότε λέμε ότι έχουμε φωσφορισμό. Στην περίπτωση μας η αιτία της διέγερσης είναι οι ακτίνες X. Μερικά από τα φθορίζοντα υλικά που χρησιμοποιούνται είναι σπάνιες γαίες γαδολίνιο και λανθάνιο, ανόργανα άλατα όπως ύτριο ή φθοριοχλωριούχο βάριο με ενεργοποιητή ευρώπιο ή βολφραμικό ασβέστιο αλλά και θειούχο κάδμιο με ενεργοποιητή άργυρο ή ιωδιούχο καίσιο με ενεργοποιητή νάτριο. Για αυτά και άλλα που χρησιμοποιούνται ευρέως στις μέρες μας γίνεται λόγος αργότερα. Για να μειώσουμε, όσο το δυνατόν, περισσότερο τον θόρυβο χρειαζόμαστε ο κρυστάλλος να έχει υψηλή απορροφητικότητα ακτίνων X. Κατά την απορρόφηση παρατηρείται κυρίως φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Το ποσοστό της ενέργειας ακτίνων X που μετατρέπεται σε ορατό φως το ονομάζουμε απόδοση μετατροπής ενέργειας και θα μας απασχολήσει ιδιαίτερα στην παρούσα εργασία. Εξαρτάται από διάφορους εξωτερικούς παράγοντες όπως θερμοκρασία περιβάλλοντος ή υγρασία αλλά κατά κύριο λόγο εξαρτάται από το μέγεθος και τη σύνθεση του κρυστάλλου καθώς και από τις διάφορες χημικές ουσίες. Έχουν γίνει αρκετές έρευνες για το αν αυτή η απόδοση μένει σταθερή ή μεταβάλλεται και για ποιους παράγοντες.

2.4 Αλληλεπίδραση σωματιδίων με την ύλη

Τα φορτισμένα ηλεκτρόνια με μεγάλη κινητική ενέργεια αλληλεπιδρούν με την ύλη με δυνάμεις Coulomb και χάνουν την κινητική τους ενέργεια ή μέρος της προκαλώντας παράλληλα διεγέρσεις ή ιονισμούς. Διέγερση έχουμε όταν με την

ενέργεια που μεταφέρεται, ένα ηλεκτρόνιο μεταπηδά σε στιβάδα μεγαλύτερης ενέργειας. Αξίζει να σημειωθεί ότι αυτή η ενέργεια δεν είναι αρκετή ώστε αυτό το ηλεκτρόνιο να δραπετεύσει από το άτομο παρά μόνο να πάει στην επόμενη εξωτερική στιβάδα οπότε με το πέρας της διέγερσης (αποδιέγερση) το ηλεκτρόνιο θα επιστρέψει στην θέση του και θα έχουμε την εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας ή ηλεκτρονίου Auger. Αν η ενέργεια είναι μεγαλύτερη από την κρίσιμη αυτή ενέργεια και το ηλεκτρόνιο δραπετεύσει του ατόμου τότε θα έχουμε ιονισμό. Έχουμε δηλαδή ένα ζεύγος ιόντων, ενός θετικά φορτισμένου ατόμου και το αρνητικό ηλεκτρόνιο. Αυτό το αρνητικά φορτισμένο ηλεκτρόνιο που δραπετεύει δύναται να δημιουργήσει περαιτέρω δευτερογενείς ιοντισμούς.

2.4.1 Σκεδασμός

Σκεδασμό έχουμε όταν λόγω της αλληλεπίδρασης του με την ύλη ένα σωματίδιο ή φωτόνιο αλλάζει πορεία και κατεύθυνση. Όταν η αρχική κινητική ενέργεια των σωματιδίων μένει σταθερή τότε έχουμε ελαστική σκέδαση ενώ εάν έχουμε μείωση της κινητικής ενέργειας τότε έχουμε ανελαστική σκέδαση.

2.4.2 Πέδηση

Όταν ηλεκτρόνια αλληλεπιδρούν με θετικά φορτισμένους πυρήνες ατόμων επιβραδύνονται και όπως είπαμε εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία ή ακτινοβολία πεδήσεως (bremsstrahlung). Αυτή η ακτινοβολία X που παράγεται ως αποτέλεσμα εξαρτάται από το Z^2 του υλικού δηλαδή όσο μεγαλύτερο Z τόσο μεγαλύτερη η πιθανότητα εκπομπής, από το άτομο. Αυτά τα φωτόνια X που θα παραχθούν συνεπώς θα έχουν ενέργεια από 0 έως την μέγιστη κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου πρόσπτωσης επομένως μια προσπίπτουσα δέσμη ηλεκτρονίων δημιουργεί ένα φάσμα ακτίνων X ενέργειας ανάλογης με την αρχική ενέργεια των ηλεκτρονίων που θα έχουμε εμείς ρυθμίσει από την λυχνία.

2.4.3 Εξαΰλωση Ποζιτρονίου

Αν αντί για δέσμη ηλεκτρονίων είχαμε δέσμη ποζιτρονίων τότε αντί τα ηλεκτρόνια να καταλήξουν στα άτομα του υλικού τα ποζιτρόνια με το ζεύγος ηλεκτρονίου που θα αλληλεπιδρούσαν θα εξαΰλωθούν και εκπέμπουν την μάζα τους με την μορφή ζεύγους φωτονίων 0,511 MeV έκαστο προς αντίθετες κατευθύνσεις. Αυτά τα 2 φωτόνια ονομάζονται και φωτόνια εξαΰλωσης. Αυτό το φαινόμενο είναι ιδιαίτερα χρήσιμο στην τομογραφική PET (positron emission tomography) όπου στον εξεταζόμενο χορηγείται ραδιοφάρμακο που εκπέμπει ποζιτρόνια-ακτινοβολία β^+

2.4.4 Νετρόνια

Τα νετρόνια δεν έχουν φορτίο οπότε δεν αλληλεπιδρούν με τα ηλεκτρόνια. Δύναται όμως να αλληλεπιδράσουν με τους πυρήνες και να προκαλέσουν έκκριση άλλων φορτισμένων σωματιδίων που αυτά με την σειρά τους προκαλούν ιοντισμούς ή

διεγέρσεις. Μπορούν επίσης να συλληφθούν από τον πυρήνα δημιουργώντας έναν νέο πυρήνα που μπορεί να είναι σταθερός είτε ραδιενεργός. Η περίσσεια ενέργεια του πυρήνα αυτού εκπέμπεται ως ακτινοβολία γ .

2.5 Αλληλεπίδραση φωτονίων χ και γ με την ύλη

Τα φωτόνια που προσπίπτουν στην ύλη την διαπερνούν, σκεδάζονται ή απορροφούνται. Αλληλεπιδρούν με 4 τρόπους:

1. Σκέδαση Rayleigh
2. Σκέδαση Compton
3. Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο
4. Δίδυμη γένεση

2.5.1 Σκέδαση Rayleigh

Η σκέδαση Rayleigh (απλή σκέδαση) επικρατεί σε πολύ χαμηλές ενέργειες (π.χ. 15-30 keV). Συγκεκριμένα η πιθανότητα να συμβεί είναι μικρότερη από 5% σε ενέργειες άνω των 70 keV και μικρότερη από 12% σε ενέργειες πλησίον των 30 keV για μαλακούς ιστούς. Κατά την σκέδαση Rayleigh το φωτόνιο αλληλεπιδρά συνολικά με το άτομο, και λόγω τις παλμικής κίνησης λόγω της πρόσπτωσης εκπέμπει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Σημαντικό είναι επίσης ότι δεν εναποτίθεται ενέργεια στο υλικό αφού τα σκεδαζόμενα φωτόνια έχουν την ίδια συχνότητα με τα προσπίπτοντα.

2.5.2 Σκέδαση Compton

Η σκέδαση Compton γίνεται όταν συγκρούεται ένα φωτόνιο με ένα ηλεκτρόνιο της εξωτερικής στιβάδας του ατόμου (ηλεκτρόνιο σθένους). Κυρίως έχει την μεγαλύτερη πιθανότητα όταν έχουμε φωτόνια 26 keV-30 MeV σε μαλακούς ιστούς. Το ηλεκτρόνιο σθένους σκεδάζεται και φεύγει από το άτομο και ενδεχομένως δημιουργεί με την σειρά του σκεδάσεις ή ιονισμούς σε επόμενα άτομα. Το προσπίπτον ηλεκτρόνιο χάνει μέρος της κινητικής του ενέργειας και αλλάζει κατεύθυνση. Λέγεται και ελεύθερο ηλεκτρόνιο Compton. Αξίζει να σημειωθεί ότι λόγω του νόμου διατήρησης της ενέργειας το άθροισμα της ενέργειας του ηλεκτρονίου Compton και της κινητικής του ηλεκτρονίου σθένους που απομακρύνεται θα είναι ίση με την αρχική ενέργεια του προσπίπτοντος ηλεκτρονίου. Πιθανότητα να συμβεί Compton, εξαρτάται από την ηλεκτρονιακή πυκνότητα που είναι σχεδόν σταθερή για τους ιστούς (εκτός από το υδρογόνο) και όχι του Z άρα το να συμβεί Compton σε μια μάζα υλικού είναι ανάλογη της πυκνότητας του. Η ενέργεια των σκεδαζόμενων φωτονίων είναι πάντα διάφορη του μηδενός πράγμα που θα πει ότι είναι αδύνατο να απορροφηθεί εξ'ολοκλήρου η ενέργεια του φωτονίου που προσπίπτει, στο φαινόμενο Compton.

2.5.3 Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Κατά το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου απορροφάται εξ'ολοκλήρου από το άτομο και απομακρύνεται από αυτό ένα φωτοηλεκτρόνιο που θα έχει κινητική ενέργεια ίση με την αρχική ενέργεια του προσπίπτοντος μείον την ενέργεια που το δέσμευσε στο άτομο. Αυτό δημιουργεί ένα κενό το οποίο συμπληρώνεται από ένα ηλεκτρόνιο εξωτερικότερης στιβάδας και ταυτόχρονα έχουμε εκπομπή ακτινοβολίας X είτε ηλεκτρόνια Auger. Όσο μικραίνει ο ατομικός αριθμός τόσο μικρότερη η πιθανότητα εκπομπής ακτινοβολίας X και επειδή τα στοιχεία του ανθρώπινου ιστού έχουν όλα μικρό Z συνήθως το φαινόμενο αυτό δεν συμβαίνει στους εξεταζόμενους σκτινολογίας. Αν και όσο αυξάνεται η ενέργεια των φωτονίων μειώνεται η πιθανότητα του φωτοηλεκτρικού για μερικά στοιχεία όπως θα δούμε παρακάτω στις γραφικές παραστάσεις του συνολικού attenuation παρατηρούμε κάποιες κορυφές ξαφνικής ασυνέχειας (κορυφές απορρόφησης). Αυτό συμβαίνει για τον εξής απλό λόγο. Αν η ενέργεια του φωτονίου που προσπίπτει είναι μικρότερη από την δεσμευτική ενέργεια του ηλεκτρονίου, αυτό δεν μπορεί να απορροφηθεί από το άτομο κατά το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Αυτές οι **κορυφές απορρόφησης (K-edges)** είναι όταν η ενεργεια του φωτονίου είναι ακριβώς η ίδια με την δεσμευτική ενέργεια του ηλεκτρονίου της εκάστοτε στιβάδας. Τα στοιχεία των μαλακών ιστών (H,N,O,C) έχουν K-αιχμές κάτω από 1 keV, ενώ άλλα στοιχεία όπως βάριο (Z=56) και Ιώδιο (Z=53) έχουν K-αιχμές στα 37,4 keV και 33,2 keV.

Για ευνόητους λόγους το φαινόμενο Compton δημιουργεί δευτερογενή φωτόνια που υποβαθμίζουν την συνολική και γενική ποιότητα της εικόνας και συνεπώς την διαγνωστική αξία της. Για παρόμοιο λόγο η φωτοηλεκτρική απορρόφηση μας διευκολύνει να βελτιώσουμε την αντίθεση και ποιότητα της εικόνας. Για τον λόγο αυτό είναι μείζονος σημασία να καθορίζουμε το είδος της αλληλεπίδρασης των φωτονίων με το υλικό. Με τον τρόπο αυτό επιλέγουμε κατάλληλες σπάνιες γαίες στους σπινθηριστές, στις ενισχυτικές πινακίδες και στις φθορίζουσες οθόνες. Για την ιστορία του πράγματος, για την ερμηνεία του φωτοηλεκτρικού φαινομένου με βάση την κβαντική θεωρία βραβεύτηκε με το βραβείο Νόμπελ ο Einstein το 1905.

2.5.4 Δίδυμη γένεση

Δίδυμη γένεση έχουμε όταν το προσπίπτον φωτόνιο έχει ενέργεια μεγαλύτερη του 1,02 MeV. Αυτό αλληλεπιδρά με το ηλεκτρικό πεδίο του ατόμου και δημιουργείται ή «γεννάται» ένα ηλεκτρόνιο και ένα ποζιτρόνιο με αντίθετη κατεύθυνση το κάθε ένα. Σαφώς καταλαβαίνουμε ότι η μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου και του ποζιτρονίου είναι $1,02 \text{ MeV} / 2 = 0,511 \text{ MeV}$ και αυτή θα είναι και η νέα τους κινητική ενέργεια με την οποία θα διαφύγουν. Το ηλεκτρόνιο πιθανώς θα προκαλέσει ιονισμούς και διεγέρσεις σε επόμενα άτομα και το δε ποζιτρόνιο θα αλληλεπιδράσει με κοντινό του ηλεκτρόνιο με το φαινόμενο της εξαύλωσης που περιγράψαμε προηγουμένως. Στην ακτινολογία ενέργειες άνω των 1,02MeV καθώς και το φαινόμενο της δίδυμης γένεσης δε τα συναντάμε πρωτίστως.

2.6 Εξασθένηση

Όπως είδαμε προηγουμένως τα φωτόνια της δέσμης αλληλεπιδρούν με την ύλη, σκεδάζονται και απορροφούνται. Σε αυτό συμβάλλουν όλοι οι παραπάνω τρόποι εκτός ίσως η δίδυμη γένεση που δεν την συναντάμε στην ακτινοδιαγνωστική. Η εξασθένηση της δέσμης είναι αυτό το φαινόμενο που λόγω αλληλεπιδράσεων με την ύλη τα φωτόνια δυσκολεύονται να διαπεράσουν το υλικό οπότε ο αριθμός τους μειώνεται. Ορίζουμε λοιπόν έναν συντελεστή για να το περιγράψουμε αυτό τον οποίο ονομάζουμε γραμμικό συντελεστή εξασθένησης μ , ο οποίος είναι τα φωτόνια που χάνει μια δέσμη ανα μονάδα πάχους του υλικού που διαπερνά. Αν N_0 είναι τα αρχικά φωτόνια που είχε η δέσμη και ΔN τα φωτόνια που έχασε σε πάχος Δx του υλικού τότε:

$$\Delta N = \mu N_0 \Delta x \quad (7)$$

Όπου μ , ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης (σε cm^{-1}). Είναι άξιο αναφοράς το ότι αυτή η σχέση δεν είναι πάντα γραμμική. Αυτό συμβαίνει διότι όσο αυξάνεται το πάχος, το φαινόμενο της εξασθένησης είναι όλο και πιο συχνό. Στην ουσία σημαίνει ότι αν 1cm υλικού απομακρύνει X φωτόνια, τα 4cm υλικού δεν αποκόπτουν 4X φωτόνια αλλά πολλά παραπάνω. Η σχέση γίνεται εκθετική και ισχύει ότι τα φωτόνια που θα διαπεράσουν (έστω N) είναι:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (8)$$

Επίσης για να βρούμε το μ πρέπει να υπολογίσουμε τον συντελεστή για την εκάστοτε πιθανή αλληλεπίδραση και να τα αθροίσουμε.

$$\mu = \mu_{\text{rayleigh}} + \mu_{\text{photo}} + \mu_{\text{compton}} + \mu_{\text{δίδυμης γένεσης}} \quad (9.1)$$

Όμως ο συντελεστής εξασθένησης έχει άμεση εξάρτηση και από την πυκνότητα για τον απλό λόγο του ότι όσο περισσότερα άτομα ανα μονάδα διαδρομής συναντήσουν τα φωτόνια κατά την πορεία τους, τόσο περισσότερη η πιθανότητα αλληλεπίδρασης με τους προαναφερθέντες τρόπους και συνεπώς τόσο μεγαλύτερη η τελική εξασθένηση της δέσμης.

Για τον λόγο αυτό ορίζουμε τον μαζικό συντελεστή εξασθένησης (mass attenuation coefficient) ως:

$$\frac{\mu}{\rho} \quad (\text{σε } \text{cm}^2/\text{g}) \quad (9.2)$$

Τον μαζικό συντελεστή εξασθένησης θα τον χρησιμοποιήσουμε ιδιαίτερα στους υπολογισμούς μας μετέπειτα. Είπαμε νωρίτερα ότι για να χαρακτηρίσουμε μια δέσμη ως προς την ποιότητα της και την διεισδυτικότητα της χρησιμοποιούμε ένα μέγεθος που ονομάζουμε HVL (half value layer). Αυτό δεν είναι τίποτα άλλο από το πάχος ημειξασθένησης ή απλά το πάχος που χρειάζεται ώστε μια δέσμη να μειώσει τα αρχικά φωτόνια στο μισό. Υπό καλές συνθήκες και αν μιλάμε για μονοενεργειακή

δέσμη το HVL είναι γραμμικό δηλαδή αν τετραπλασιάσουμε το HVL τότε η δέσμη θα μειωθεί στο ένα όγδοο της αρχικής. Αν στην σχέση $N = N_0 e^{-\mu x}$ βάλουμε όπου $N = N_0/2$ και $x = \text{HVL}$ τότε θα πάρουμε:

$$\text{HVL} = \frac{0,693}{\mu} \quad (10)$$

Σημαντικό είναι ότι το HVL εξαρτάται από την ενέργεια, το υλικό και την γεωμετρία της διάταξης που χρησιμοποιούμε. Σε μια πολυενεργειακή δέσμη κατά την διέλευση της σε ένα υλικό πρώτα αποκόπτονται τα φωτόνια των δέσμεων μικρότερης ενέργειας. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να μένουν οι υψηλές ενέργειες οπότε η πολυενεργειακή δέσμη να γίνεται πιο «σκληρή» και διεισδυτική. Την πολυενεργειακή δέσμη για να την κατανοήσουμε μπορούμε να την παρομοιάσουμε ως μια μονοενεργειακή δέσμη που είναι η συνισταμένη όλων των δέσμεων μαζί. Οπότε το HVL της συνισταμένης αυτής δίνεται για το μέγεθος που ονομάζεται και ενεργός ενέργεια και συνήθως το μετράμε σε mmAl. Στην ουσία η ενεργός ενέργεια είναι ίση με την ενέργεια αυτής της υποτιθέμενης συνισταμένης μονοενεργειακής δέσμης που έχει το ίδιο πάχος HVL για το συγκεκριμένο υλικό.

2.7 Περί σπινθηριστών

Αναπόσπαστο κομμάτι των συστημάτων ακτινοδιαγνωστικής εκτός από την λυχνία, τα φίλτρα και τους κατευθυντήρες είναι και το σύστημα ανίχνευσης. Για να πετύχουμε την απεικόνιση πρέπει πρώτα να συλλέξουμε την πληροφορία δηλαδή να ανιχνεύσουμε και να καταγράψουμε τον σπινθηρισμό.

Βασική Αρχή

Οι σπινθηριστές είναι ίσως από τους πρώτους τύπους ανιχνευτών καθώς μπορούσαμε να τους χρησιμοποιήσουμε με φωτογραφικό φιλμ. Οι πρώτες μετρήσεις έγιναν με ανθρώπινο οφθαλμό όταν παρατηρήθηκε η ένταση και η αλλαγή του σπινθηρισμού από τον κρύσταλλο όταν από αυτόν διέρχεται ακτινοβολία. Στα νέα συστήματα το ορατό φως που παράγει ο σπινθηριστής το συλλέγουμε και με την βοήθεια φωτοπολλαπλασιαστών το μετατρέπουμε σε παλμούς τάσης. Ο τρόπος που λειτουργεί ο σπινθηρισμός θα αναλυθεί παρακάτω για τους δύο κυρίους τύπους σπινθηριστών α) τους ανόργανους κρυστάλλους και β) τους οργανικούς σπινθηριστές.

2.7.1 Ανόργανοι σπινθηριστές

Είναι σημαντικό να καταλάβουμε ότι για έναν σπινθηριστή το πιο σημαντικό είναι η δομή του κρυσταλλικού πλέγματος. Τα στερεά με βάση τις ενέργειες ηλεκτρονίων διακρίνονται σε τρεις κατηγορίες, τους μονωτές τους ημι-αγωγούς και τους αγωγούς. Ο τρόπος που γίνεται η διάκριση αυτή είναι ο εξής. Τα ηλεκτρόνια βρίσκονται σε ορισμένες ζώνες αγωγιμότητας. Η ευκολία των ηλεκτρονίων να μεταπηδήσουν από

την ζώνη σθένους στην ζώνη αγωγιμότητας είναι χαρακτηριστική για το υλικό καθώς αν η «απόσταση» μεταξύ τους είναι μεγάλη τότε υπάρχει δυσκολία στην κατευθυνόμενη κίνηση των ηλεκτρονίων οπότε μιλάμε για έναν μονωτή. Αν η «απόσταση» τους είναι πιο κοντινή ή πολύ κοντινή τότε έχουμε έναν ημι-αγωγό ή αγωγό. Το ίδιο ισχύει και στους καθαρούς ανόργανους κρυστάλλους. Τα ηλεκτρόνια καταλαμβάνουν πολύ συγκεκριμένες ζώνες. Οι ενέργειες στις οποίες δεν μπορούν ποτέ να βρεθούν, στον καθαρό κρύσταλλο, συντάσσουν τη ζώνη μεταξύ αγωγιμότητας και σθένους που ονομάζεται και απαγορευμένη ζώνη ή διάκενο. Όταν ακτινοβοληθεί ένας κρύσταλλος όπως προαναφέραμε απορροφά ενέργεια που έχει ως αποτέλεσμα ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους να πάνε στην ζώνη αγωγιμότητας. Έπειτα το ηλεκτρόνιο επιστρέφει στο κενό που άφησε στην ζώνη σθένους με την ταυτόχρονη παραγωγή ενός φωτονίου. Αυτή η διαδικασία, όμως δεν είναι και τόσο εξυπηρετική για διάφορους λόγους. Αρχικά τα φωτόνια που παράγονται με αυτόν τον τρόπο είναι ελάχιστα. Επίσης το πλάτος των φωτονίων που παράγονται είναι τόσο υψηλό, στους καθαρούς κρυστάλλους, που δεν συμπίπτει στο ορατό φάσμα. Για να επιλύσουμε αυτά τα προβλήματα προσθέτουμε ορισμένες προσμίξεις σε έναν καθαρό κρύσταλλο (π.χ. καθαρός κρύσταλλος NaI με προσμίξεις Tl). Αυτές οι προσμίξεις ονομάζονται ενεργοποιητές και έχουν το γνώρισμα να διαμορφώνουν το ενεργειακό χάσμα και την ενεργειακή δομή του κρυστάλλου με τέτοιο τρόπο ώστε να δημιουργούνται τεχνηέντως ζώνες αγωγιμότητας σε σημεία που κανονικά θα ήταν απαγορευμένη ζώνη για έναν καθαρό κρύσταλλο. Το ηλεκτρόνιο μπορεί με τον ίδιο μηχανισμό να επιστρέψει στην ζώνη σθένους. Αφού όμως θα διανύσει λιγότερη απόσταση και σε μικρότερες ενέργειες το φωτόνιο που θα παραχθεί από αυτή την διαδικασία θα έχει μικρότερη ενέργεια. Έτσι καταφέρνουμε να μετατοπίσουμε το φάσμα εκπομπής στα μήκη κύματος της αρεσκείας μας ώστε να εκπέμπονται τα φωτόνια και να είναι ανιχνεύσιμα και ορατά. Πιο ενδιαφέρον όμως έχει το φαινόμενο που συμβαίνει όταν χρησιμοποιούμε έναν τέτοιο κρύσταλλο με ενεργοποιητή στην ακτινοδιαγνώστικη. Κατά την διέλευση ενός φωτοηλεκτρονίου (φορτισμένο) από τον κρύσταλλο θα προκύψουν ζεύγη ηλεκτρονίου – οπής. Οι οπές όμως αυτή την φορά από την αρχική ζώνη σθένους θα μετατοπιστούν προς τις θέσεις των προσμίξεων του ενεργοποιητή έτσι ώστε η θέση θα ιονιστεί. Αυτό συμβαίνει κυρίως επειδή οι ενέργειες ιονισμού του ενεργοποιητή είναι συνήθως εσκεμμένα μικρότερες από αυτές των αρχικών θέσεων πλέγματος του κρυστάλλου. Έτσι κατά την επιστροφή του από την ζώνη αγωγιμότητας το ηλεκτρόνιο αντί να πάει στην ζώνη σθένους πάει και κάθετα σε μια από αυτές τις ιονισμένες θέσεις ενεργοποίησης. Είναι άξιο αναφοράς το ότι το «σύμπλεγμα» αυτού του ηλεκτρονίου στην θέση ενεργοποίησης έχει τις δικές του ενεργειακές καταστάσεις. Αυτή όμως η διαμόρφωση θα αποδιεγερθεί πολύ γρήγορα καθώς το ηλεκτρόνιο θα μεταβεί στην αρχική του κατάσταση. Η ειδοποιός διαφορά είναι όμως ότι με αυτό το επιπλέον βήμα έχουμε καταφέρει το φωτόνιο να είναι προφανώς ορατό λόγω του κατάλληλου ενεργοποιητή που έχει επιλεχθεί και η μετάβαση αυτή να έχει μεγάλη πιθανότητα εκπομπής φωτονίου. Έχουμε έτσι επιλύσει τα δύο βασικά μειονεκτήματα του ανόργανου καθαρού κρυστάλλου. Προφανώς ο χρόνος ημιζωής αυτών των ιονισμένων θέσεων – καταστάσεων του ενεργοποιητή που

είναι 10^{-7} sec αρκεί και με το παραπάνω καθώς η μετάβαση των ηλεκτρονίων στην αρχική τους κατάσταση γίνεται σχεδόν ακαριαία.

Μερικοί τύποι ανόργανων σπινθηριστών είναι:

- Γρήγοροι ανόργανοι με ενεργοποιητή Δημήτριο: GSO, YAP, YAG, LSO, LuAP, LaBr₃
- Αλογονίδια Αλκαλίου: LiI(Ei), CsI(Na), CsI(Tl), NaI(Tl).
- Λοιποί αργοί ανόργανοι: CdWO₄, ZnS(Ag), BGO

Να υπογραμμίσουμε εδώ τον CdWO₄ με τον οποίο το 1896, όπως είπαμε σε προηγούμενη ενότητα, ο Thomas Edison έφτιαξε την πρώτη ενισχυτική πινακίδα. Πολλούς από τους γρήγορους ανόργανους θα χρησιμοποιήσουμε παρακάτω κατά το υπολογιστικό – πειραματικό κομμάτι του μοντέλου μας όπως τους YAP: Ce και YAG: Ce

2.7.2 Οργανικοί σπινθηριστές

Ο τρόπος με τον οποίο παράγεται ο σπινθηρισμός στους οργανικούς σπινθηριστές είναι τελείως διαφορετικός σε σχέση με αυτόν που αναλύσαμε για τους ανόργανους σπινθηριστές. Στους οργανικούς σπινθηριστές δεν υπάρχει εξάρτηση από την φυσική κατάσταση καθώς φθορίζουν λόγω των μεταβάσεων στα ενεργειακά επίπεδα του μορίου. Συνήθως, υλικά όπως το ανθρακένιο φθορίζουν είτε ως διάλυμα, είτε ως ατμός ή ακόμα και πολυκρυσταλλικό υλικό. Υπάρχουν ορισμένες διεγερμένες καταστάσεις που μπορούν να λάβουν τα ηλεκτρόνια του σπινθηριστή όταν απορροφήσουν την ενέργεια από το διερχόμενο σωματίδιο. Για χάρη ευκολίας τις μονές ενεργειακές καταστάσεις (σπίν = 0) τις έχουμε ονομάσει ως S₁, S₂, S₃ και ανάμεσα τους υπάρχουν υποδιαιρέσεις με πιο λεπτή δομή. Για να τις υποδηλώσουμε χρησιμοποιούμε έναν δεύτερο δείκτη δίπλα από την ενεργειακή κατάσταση δηλαδή από S₀₀ μέχρι S₀₉ για να φτάσουμε στην S₁₀ που είναι η S₁. Σημειώνεται εδώ ότι όταν αναφερόμαστε σε πιο λεπτές δομές ανάμεσα στις S₁, S₂, S₃ εννοούμε ότι η απόσταση μεταξύ S₀ και S₁ είναι περίπου 3 έως 4 eV ενώ από S₀₀ μέχρι S₀₁ (λέγονται και δονητική δομή) είναι 0,15 eV. Τα μόρια όλων των υλικών χωρίς διέγερση έχουν μέση ενέργεια 0,025 eV οπότε συμπεραίνουμε ότι πάντα θα αρχίζουν από την κατάσταση S₀₀. Όταν διεγείρονται και απορροφούν κινητική ενέργεια από τις ακτίνες χ ή γ τα ηλεκτρόνια φτάνουν σε υψηλότερες καταστάσεις. Οι καταστάσεις πάνω από την S₁, ειρήσθω εν παρόδω, έχουν πολύ μικρότερη απόσταση μεταξύ τους οπότε όταν φτάσουν τα ηλεκτρόνια σε S₂ και S₃ θα αποδιεγερθούν μέσα σε picoseconds σε S₁, λόγω εσωτερικής μετατροπής. Έπειτα οι καταστάσεις S₁₁, S₁₂... θα χάσουν πολύ γρήγορα ενέργεια. Όλα αυτά θα έχουν ως αποτέλεσμα την παραγωγή διεγερμένων μορίων κατάστασης S₁₀. Στους οργανικούς σπινθηριστές ο σπινθηρισμός παράγεται όταν τα μόρια του σπινθηριστή μεταβαίνουν από κατάσταση S₁₀ στην βασική κατάσταση. Μάλιστα η ένταση του φθορισμού δίνεται από:

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (11)$$

Όπου I_0 είναι η αρχική ένταση

t η στιγμή μετά τη διέγερση

και τ ο χρόνος διάσπασης του φθορισμού για την κατάσταση S_{10} .

Στους οργανικούς σπινθηριστές το τ είναι συνήθως μερικά nanoseconds οπότε καταλαβαίνουμε ότι είναι πιο γρήγοροι. Γι' αυτό έχουν εφαρμογές σαν ανιχνευτές ραδιενέργειας αφού είναι γρήγοροι και έχουν σχετικά μικρό κόστος παραγωγής. Δύναται όμως να παρουσιάσουν και φωσφορισμό, κάτι που δεν μας επηρεάζει άμεσα καθώς έχει διαφορετικό μήκος κύματος από το μήκος κύματος του φθορισμού που είναι μικρότερο, οπότε αν το λάβουμε υπ' όψιν μαζί με τον χρονισμό η διάκριση μεταξύ των δύο γίνεται εύκολη.

Μερικοί τύποι οργανικών σπινθηριστών είναι:

- Πλαστικοί
- Υγρά οργανικά διαλύματα
- Καθαροί οργανικοί κρύσταλλοι όπως Ανθρακένιο, Στιλβένιο

2.8 Φωτοπολλαπλασιαστές (PMT)

Ο πιο αποτελεσματικός και ευρέως χρησιμοποιούμενος τρόπος για να μετατρέψουμε το φως σε ηλεκτρικό σήμα είναι ο φωτοπολλαπλασιαστής. Συνήθως τους συναντάμε και ως σωλήνες φωτοπολλαπλασιαστή (PMT – Photomultiplier tube). Όπως αναφέρεται και στο όνομα τους πρόκειται για σωλήνες με κενό αέρος οι οποίοι αποτελούνται από μια φωτοκάθοδο, ένα ηλεκτρόδιο συγκέντρωσης, έναν πολλαπλασιαστή ηλεκτρονίων (δυνόδους), μια τελική άνοδο και τέλος ηλεκτρόδια σύνδεσης ώστε να εξάγουμε και να επεξεργαστούμε τα αποτελέσματα με κάποιον μικροεπεξεργαστή είτε ηλεκτρονικό υπολογιστή. Ένας φωτοπολλαπλασιαστής στις περιπτώσεις που μελετάμε λειτουργεί αλληλένδετα με έναν σπινθηριστή και αυτό γιατί το φως που παράγει ο σπινθηριστής συλλέγεται σαν παλμός από την φωτοκάθοδο, πολλαπλασιάζεται και τελικά εξάγεται στον υπολογιστή από την κάθοδο. Η ένταση του ρεύματος στην κάθοδο θα είναι ανάλογη του αρχικού παλμού αρα και ανάλογη της Ιοντίζουσας ακτινοβολίας που δέχτηκε ο σπινθηριστής. Αυτή είναι μια πολύ σημαντική ιδιότητα της δομής κρυστάλλου – PMT καθώς της επιτρέπει να λειτουργήσει σαν ανιχνευτής ακτινοβολίας αλλά συνδέοντας της και με υπολογιστή μπορούμε να καταγράψουμε την ακτινοβολία αλλά και να απεικονίσουμε ραδιοϊσότοπα. Παράδειγμα αποτελούν οι συστοιχίες κρυστάλλων – PMT που χρησιμοποιούνται στο PET (positron emission tomography) στο SPECT και στην γ -

κάμερα (κάμερα Anger). Η συστοιχία βοηθά στο να φτιάξουμε ένα λογικό κύκλωμα θέσης διατάσσοντας φωτοπολλαπλασιαστές τον έναν δίπλα στον άλλο.

Σημαντικό στοιχείο του φωτοπολλαπλασιαστή είναι αρχικά η φωτοκάθοδος. Μέσω αυτής το φωτόνιο προερχόμενο από τον σπινθηριστή μετατρέπεται σε ηλεκτρόνιο χαμηλής ενέργειας εκτοξευόμενο στο κενό. Αυτή η διαδικασία γίνεται ως εξής: Πρώτα απορροφάται η ενέργεια του φωτονίου και μεταφέρεται στο ηλεκτρόνιο του υλικού. Σιγά-σιγά το φωτοηλεκτρόνιο μεταφέρεται προς την επιφάνεια της φωτοκάθόδου και τέλος απελευθερώνεται από αυτήν. Ισχύει ότι για μπλέ φως σπινθηρισμού συνήθως έχουμε στην διάθεση μας 3eV που μπορούν να μεταφερθούν στο ηλεκτρόνιο. Ακόμα και τότε, ακόμα και αν μεταφερθεί το 100% της ενέργειας του φωτονίου υπάρχουν πολλές διαδικασίες κατά τις οποίες το ηλεκτρόνιο θα χάσει ενέργεια καθώς ταξιδεύει. Αναφορικά οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ ηλεκτρονίων και το φράγμα δυναμικού που πρέπει να περάσει, αφού πρώτα φτάσει στην επιφάνεια του υλικού, ώστε να εκτοξευτεί στο κενό του σωλήνα του φωτοπολλαπλασιαστή είναι μερικές από αυτές. Καταλαβαίνουμε ότι δεν μπορούν όλα τα υλικά να χρησιμοποιηθούν ως φωτοκάθοδος. Το φράγμα δυναμικού που καλείται να ξεπεράσει το ηλεκτρόνιο στα μέταλλα είναι 3 με 4eV ενώ στους ημιαγωγούς 1,5 με 2 eV. Μια άλλη διαδικασία που προκαλεί το ηλεκτρόνιο να χάσει ενέργεια είναι το «ταξίδι» του στην φωτοκάθοδο. Συνεπώς το πάχος της φωτοκάθόδου είναι ένας πολύ σημαντικός παράγοντας. Η φωτοκάθοδος πρέπει να είναι πολύ λεπτή. Η απώλεια ενέργειας είναι αρκετά υψηλή καθώς το ηλεκτρόνιο πέφτει κάτω από το φράγμα δυναμικού μετά από λίγα μόλις νανόμετρα ενώ στους ημιαγωγούς προλαβαίνει να ταξιδέψει 20 με 30 νανόμετρα. Τις περισσότερες φορές η φωτοκάθοδος χρειάζεται να είναι τόσο λεπτή που το πάχος την καθιστά ημιδιάφανη, έτσι το μεγαλύτερο ποσοστό των φωτονίων διέρχονται και διαπερνούν στην άλλη πλευρά χωρίς καν να τα «συλλέγει» η φωτοκάθοδος. Επίσης ισχύει ότι λόγω όλων των παραπάνω, ακόμα και να αλληλεπιδράσουν με την φωτοκάθοδο ορισμένα φωτόνια λόγω της συχνότητας τους δεν δύναται να προσφέρουν αρκετή ενέργεια στο ηλεκτρόνιο ώστε να ξεπεράσει το φράγμα δυναμικού. Έτσι περίπου κοντά στο υπέρυθρο συμβαίνει αυτό το φαινόμενο που ονομάζεται και ενεργειακή αποκοπή. Η πιθανότητα μετατροπής του φωτός σε σήμα ηλεκτρονίων, ορίζεται και ως κβαντική απόδοση της φωτοκάθόδου και είναι ενδεικτική για την ευαισθησία της.

$$\text{Κβαντική απόδοση} = \frac{\text{αριθμός εκπεμπόμενων φωτοηλεκτρονίων}}{\text{αριθμός προσπίπτοντων}} \quad (12)$$

Συνεπώς με σκοπό την βελτιστοποίηση της κβαντικής απόδοσης προσπαθούμε να χρησιμοποιήσουμε ένα υλικό σπινθηριστή με ανάλογο φάσμα εκπομπής, ώστε να πετύχουμε το κατάλληλο μήκος κύματος προσπίπτοντων φωτονίων. Μέχρι τώρα έχουμε καταφέρει απόδοση 15-20% για κανονικούς σπινθηριστές ενώ η μέγιστη

κβαντική απόδοση που έχει καταγραφεί είναι 25-30%. Στις μέρες μας τα πιο συνήθη υλικά φωτοκαθόδου είναι πολυαλκάλια και διαλκάλια.

Μετά την φωτοκάθοδο θα συναντήσουμε ένα σύστημα εστίασης φωτοηλεκτρονίων και μετά την πρώτη δύνοδο του συστήματος πολλαπλασιασμού ηλεκτρονίων. Το ηλεκτρόνιο θα βγει από την φωτοκάθοδο με ενέργεια περίπου ίση με 1eV. Στον σωλήνα υπάρχουν αρκετές δύνοδοι. Το ηλεκτρόνιο θα επιταχυνθεί ώστε όταν φτάσει στο ηλεκτρόδιο που ονομάζουμε πρώτη δύνοδο να συγκρουστεί και να παραχθούν δευτερεύοντα ηλεκτρόνια που θα επαναλάβουν την προαναφερθείσα διαδικασία μέχρι να συγκρουστούν με την δεύτερη δύνοδο. Αξίζει να σημειωθεί εδώ ότι η πρώτη δύνodos διαρρέεται από 90-100 V θετικό φορτίο και σε κάθε διαδοχική επόμενη δύνοδο αυξάνεται η τάση κατά 90-100 V από την προηγούμενη. Με αυτόν τον τρόπο πετυχαίνουμε τον πολλαπλασιασμό των ηλεκτρονίων αναλογικά με το πλήθος των δυνόδων. Ο Albert Hull πρώτος περιέγραψε τον τρόπο λειτουργίας της δυνόδου το 1918. [22] Το πρόβλημα που συναντήσαμε στην φωτοκάθοδο όμως κατά το οποίο λόγω αλληλεπιδράσεων το ηλεκτρόνιο χάνει ενέργεια και αδυνατεί να ξαναπεράσει το φράγμα δυναμικού της δυνόδου, αυτή τη φορά συνεχίζει να υφίσταται. Ο συντελεστής πολλαπλασιασμού για την δύνοδο είναι:

$$\delta = \frac{\text{αριθμός δευτερόντων ηλεκτρονίων που εκπέμπονται}}{\text{πρωτεύον προσπίπτον ηλεκτρόνιο}} \delta \quad (13)$$

Το συνολικό κέρδος για τον σωλήνα φωτοπολλαπλασιασμού είναι:

$$Gain_{PMtube} = a \cdot \delta^N \quad (14)$$

Όπου N ο αριθμός των σταδίων πολλαπλασιασμού

α ο αρχικός αριθμός ηλεκτρονίων που συλλέγονται

και δ ο συντελεστής πολλαπλασιασμού για την 1 δύνοδο

Η απελευθέρωση των δευτερόντων ηλεκτρονίων και οι παλμοί της κάθε δυνόδου ποικίλει γύρω από μια μέση τιμή και μπορεί να μελετηθεί στατιστικά με κατανομή

Poisson με σκετική διακύμανση $\frac{1}{\delta}$ αφού το κάθε ηλεκτρόνιο που συγκρούεται με μια δύνοδο έχει πιθανότητα να παράξει δευτερογενή ηλεκτρόνια $\delta \pm \sqrt{\delta}$. Αυτό επαναλαμβάνεται N φορές και ο μέσος αριθμός ηλεκτρονίων που φτάνει σε μια άνοδο είναι δ^N . Επομένως σχετική διακύμανση είναι:

$$\frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \frac{1}{\delta^3} + \dots + \frac{1}{\delta^N} \cong \frac{1}{\delta - 1} \quad (15)$$

Μια μεγάλη διακύμανση στις δυνόδους του φωτοπολλαπλασιαστή μπορεί να είναι ο κατασταλτικός παράγοντας που θα δυσχεραίνει την ενεργειακή ανάλυση του σωλήνα φωτοπολλαπλασιαστή (PMT).

2.9 Μη-γραμμικότητα (non-proportionality)

Όπως είδαμε και σε προηγούμενες ενότητες το σύστημα σπινθηρισμού αλλά και συλλογής, καταγραφής και απεικόνισης της ακτινοβολίας πρέπει να έχουν υψηλή ενεργειακή ανάλυση. Παράγοντες που επηρεάζουν την ενεργειακή ανάλυση συναντήσαμε στο κεφάλαιο των σπινθηριστών όπου η ποσότητα του εξαγόμενου φωτός ήταν ανάλογη, μεταξύ άλλων, και της θερμοκρασίας. Στο κεφάλαιο των φωτοπολλαπλασιαστών, αναφέρθηκε ότι η μεγάλη διακύμανση στις δυνόδους επιδεινώνει την ενεργειακή ανάλυση του συστήματος. Παρόλα αυτά ο πιο σημαντικός παράγοντας στον οποίο έχουμε και την ελάχιστη ανάμιξη, είναι η μη αναλογικότητα του σπινθηριστή. Ενώ όλοι οι άλλοι παράγοντες μπορούν να βελτιωθούν στο καλύτερο δυνατό επίπεδο, η μη αναλογικότητα οφείλεται σε εγγενείς ιδιότητες των κρυστάλλων που ακόμα δεν έχουμε πλήρως αναγνωρίσει. Μια τέτοια ιδιότητα μπορεί να είναι τυχαία ίχνη ακαθαρσιών που μπορεί να περιέχονται στο υλικό του κρυστάλλου. Το afterglow ή μετάλαμψη θα μπορούσε επίσης να βλάψει την ενεργειακή ανάλυση του συστήματος. Τα τελευταία χρόνια γίνονται αρκετές μελέτες για αυτό το φαινόμενο της μη αναλογικότητας και παρουσιάζεται ολοένα και αυξανόμενο ενδιαφέρον. Ο Dorenbos το 1995 [6] καταγράφει ότι όντως η μειωμένη ανάλυση σχετίζεται με την μη αναλογικότητα του σπινθηριστή. Έπειτα, το 1997 οι Valentine και Rooney μας παρουσιάζουν [15-17] την τεχνική σύμπτωσης Compton η οποία χρησιμοποιείται και αποδεικνύει την ύπαρξη αυτής της μη αναλογικής απόκρισης. Αξίζει να σημειωθεί ότι η τεχνική σύμπτωσης Compton δεν επηρεάζεται από τα επιφανειακά φαινόμενα του κρυστάλλου αλλά μετρά με ακρίβεια την απόκριση των ηλεκτρονίων στον σπινθηριστή. Η μη αναλογικότητα ενδέχεται να επηρεάζεται και από τη συνολική δομή του κρυστάλλου. [20] Το 2008 το εθνικό εργαστήριο Λώρενς του Μπέρκλεϋ σε συνεργασία με το εργαστήριο Λώρενς στο Λιβερμορ ξεκίνησαν ένα μεγάλο πρόγραμμα για την αναλογικότητα της απόδοσης φωτός ενός σπινθηριστή το οποίο πρόγραμμα πραγματεύονταν από πειραματικά δεδομένα μέχρι και θεωρητικά μοντέλα. [21] Κομβικό ρόλο για την μη αναλογικότητα έχει και η γεωμετρία και το μέγεθος του εκάστοτε κρυστάλλου. Αντιλαμβανόμαστε ότι σε έναν κρύσταλλο μεγάλου μεγέθους έχουμε περισσότερες πιθανότητες αλληλεπιδράσεων του ηλεκτρονίου με την ύλη και συνεπώς την πιθανή απορρόφηση του με φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Όσο αυξάνεται το μέγεθος, τόσο αυξάνεται η πιθανότητα να γίνουν ακόμα και διαδοχικά φαινόμενα Compton. Ερχόμαστε στο συμπέρασμα ότι ένας κρύσταλλος μπορεί να είναι αρκετά παχύς ώστε

να ξεπερνάει το εύρος των ηλεκτρονίων. Λύση σε αυτό, μπορεί να δώσει η τεχνική μέτρησης της απόκρισης των ηλεκτρονίων, που όπως προαναφέραμε περιγράφηκε από τους Rooney και Valentine [17] και βοήθησε με αυτόν τον τρόπο να βγάλουμε τον παράγοντα της γεωμετρίας από τις θεωρητικές και πειραματικές μελέτες, αφού με την μέθοδο αυτή μπορούμε να μετρήσουμε την απόκριση των ηλεκτρονίων ανεξαρτήτως γεωμετρίας κρυστάλλου. Την μη αναλογικότητα ενδέχεται να επηρεάσει ακόμα και μη ομοιόμορφη ανακλαστικότητα του καλλύματος του κρυστάλλου. Εν κατακλείδι, η μη αναλογικότητα αναφέρεται στο ότι η συνολική ανάλυση και απόδοση φωτός ενός σπινθηριστή δεν είναι ανάλογη της ενέργειας των φωτονίων που προσπίπτουν σε αυτόν. Αυτές οι τοπικές διακυμάνσεις του φωτός οφείλονται σε εγγενείς, συνήθως, ιδιότητες του κρυστάλλου όπως τοπικές ανομοιογένειες του υλικού.

3. Μεθοδολογία

3.1 Θεωρητικό Μοντέλο

Απόλυτη απόδοση φωταύγιας (AE - Absolute Luminescence Efficiency)

Η θεωρητική εκτίμηση της μη γραμμικότητας (ή αναλογικότητας) του σπινθηριστή έγινε με την βοήθεια υπολογισμού της απόλυτης απόδοσης φωταύγιας. Σύμφωνα με την οποία για ένα πλέγμα φωσφόρου πάχους T όταν ακτινοβοληθεί με φωτόνια ακτίνων X ενέργειας E θα ισχύει ότι [8]:

$$AE = nQ(E, T) nc Gi(\sigma, \beta, \rho, T) \quad (16)$$

Όπου $nQ(E, T)$ είναι το κλάσμα της προσπίπτουσας ενέργειας ακτίνων X που εναποτίθεται στο υλικό φωσφόρου

nc είναι η εγγενής απόδοση μετατροπής ακτίνων X σε φως που δίνει το κλάσμα της εναποτιθέμενης ενέργειας ακτίνων X που μετατρέπεται σε ενέργεια φωτονίων φωτός

και το $G_i(\sigma, \beta, \rho, T)$ είναι η απόδοση μετάδοσης φωτός που εκφράζει το κλάσμα του παραγόμενου φωτός που φτάνει στην έξοδο της οθόνης

σ και β είναι οπτικές παράμετροι που σχετίζονται με την απορρόφηση, τη σκέδαση και την ανακλαστικότητα του φωτός στο υλικό.

Αν υποθέσουμε ότι έχουμε μονοδιάστατη μεταφορά ακτινοβολίας τότε μπορούμε να υιοθετήσουμε ένα μονοδιάστατο μοντέλο για το AE και την διάδοση των ακτίνων X και του φωτός σε μια οθόνη φωσφόρου. [8-10] Τότε η παραπάνω σχέση θα μπορεί να γραφτεί και ως εξής [8,9,10,12]:

$$AE = \frac{nc \gamma(\epsilon) tr \mu(\epsilon) (1 + \rho) e^{-\mu(\epsilon)T}}{2(\mu(\epsilon)^2 - \sigma^2)} \times \frac{(\mu(\epsilon) - \sigma)(1 - \beta)e^{-\sigma T} + 2(\sigma + \mu(\epsilon)\beta)e^{\mu(\epsilon)T} - (\mu(\epsilon) + \sigma)(1 + \beta)e^{\sigma T}}{(1 + \beta)(\rho + \beta)e^{\sigma T} - (1 - \beta)(\rho - \beta)e^{-\sigma T}} \quad (17)$$

Όπου $\mu(\epsilon)$ είναι ο μαζικός συντελεστής εξασθένησης της ακτινοβολίας, που εκφράζει την πιθανότητα ανα μονάδα πυκνότητας ότι οι ακτίνες X θα εναποθέσουν την ενέργεια στο υλικό, όπως περιγράφηκε στο κεφάλαιο της εξασθένησης.

Το $\gamma(E)$ είναι ένας παράγοντας μετατροπής που μετατρέπει την ενεργειακή ροή (w/m^2) σε ρυθμό έκθεσης (mR/s)

tr είναι η διαφάνεια του υποστρώματος της οθόνης φωσφόρου

T το πάχος του υλικού σε g/cm^2

Ε η ενέργεια και

n_c η ενδογενής απόδοση μετατροπής ακτίνων X σε φως.

Η απόλυτη απόδοση φωταύγιας μετριέται και σε μονάδες $EU = 1\mu Wm^{-2}/mR$ (efficiency unit, EU). Σε περίπτωση που λάβουμε υπόψη το ενεργειακό φάσμα των ακτίνων X $F(E)$ τότε το AE υπολογίζεται αθροίζοντας σε αυτό το φάσμα, μέχρι την ενέργεια αιχμής (kVp)

$$AE_{kvp} = \frac{\sum [AE * f(E)]}{\sum f(E)} \quad (18)$$

Όπου kVp (kilovolt peak) είναι η τάση με την μέγιστη ενέργεια του φάσματος των ακτίνων X.

3.2 Μέθοδος

Η μέθοδος που ακολουθήσαμε στην παρούσα εργασία έχει ως εξής: Αρχικά χρησιμοποιήθηκαν δημοσιευμένες μετρήσεις απόλυτης απόδοσης από ακτινογραφική λυχνία για υψηλή τάση από 40kVp έως 140kVp [7-12]. Για να προσομοιωθεί το ανθρώπινο σώμα τα φάσματα φιλτραρίστηκαν με επιπλέον 20mmAl. Η διάταξη της βιβλιογραφίας επίσης περιείχε έναν φωτοπολλαπλασιαστή (EMI9798B) με φωτοκάθοδο εκτεταμένης ευαισθησίας 520 μέσα σε μπρούτζινο στέγανο, από φως, θάλαμο. Το ρεύμα εξόδου μετρήθηκε με ηλεκτρόμετρο (Cary 400) σε λειτουργία ρεύματος. Τέλος έγινε χρήση ενός (ADC – analog to digital converter) αναλογοψηφιακού μετατροπέα για να ψηφιοποιηθεί η έξοδος του ηλεκτρομέτρου και να αποθηκευτεί στον υπολογιστή.

Για την χρήση του αναλυτικού θεωρητικού μοντέλου με την εξίσωση (17), για κάθε τάση της λυχνίας από 50kVp έως 100kVp αυξανόμενη κατά 10kVp κάθε φορά υπολογίστηκε το φάσμα της ακτινοβολίας. Οι πληροφορίες για τα φάσματα καθώς και για τον παράγοντα γ πάρθηκαν από την σχετική βιβλιογραφία. [7-12] Μετά επιλέχθηκαν τα τρία υλικά σπινθηριστών για τα οποία έγινε η θεωρητική μελέτη στην παρούσα εργασία. Για κάθε ένα από αυτά υπολογίστηκε ο μαζικός συντελεστής εξασθένησης της εξίσωσης (9.2). Συγκεκριμένα πρώτα βρέθηκε το εκάστοτε μοριακό βάρος του υλικού και έπειτα υπολογίστηκε το μ με την βοήθεια του προγράμματος XMuDat:Photon attenuation data. Μετά έγινε ανασκόπηση της βιβλιογραφίας και βρέθηκαν για τα τρία υλικά οι παράγοντες $n_c, \tau, \rho, \beta, \sigma$ και καταγράφηκαν [7-12]. Αυτοί οι παράγοντες θα φανούν χρήσιμοι μετέπειτα στο θεωρητικό μοντέλο κατά την εφαρμογή της εξίσωσης (17). Κατασκευάστηκε ένα dataset το οποίο περιέχει συνολικά τα δεδομένα του φάσματος, του γ και όλους τους συντελεστές εξασθένησης

των υλικών. Κατασκευάζεται πρόγραμμα σε περιβάλλον Matlab το οποίο έχει την δυνατότητα να λαμβάνει όλα τα απαραίτητα δεδομένα από το dataset, να εφαρμόζει την εξίσωση (17) για το AE, να υπολογίζει nc αλλά και το αντίστροφο. Αυτό φάνηκε ιδιαίτερα χρήσιμο για την συνέχεια της μελέτης. Μετέπειτα έγινε «fitting» του σ ώστε αυτό που χρησιμοποιούμε να είναι ίδιο με της βιβλιογραφίας κάνοντας την παραδοχή ότι αυτό και οι υπόλοιποι παράγοντες είναι σταθεροί. Με την χρήση του προαναφερθέντος προγράμματος στο Matlab παίρνουμε έτσι μια διακύμανση του παράγοντα του nc όπως περιμέναμε άλλωστε και την καταγράφουμε ώστε να συγκρίνουμε την μεταβολή της μη αναλογικότητας και του παράγοντα nc με την αυξομείωση της τάσης της λυχνίας. Γίνεται επίσης χρήση των τύπων (1),(2) και (3) και υπολογίζεται για κάθε ένα από τα υλικά η ενέργεια που απορροφάται σε κάθε πάχος για κάθε kVp, συνολικά και σαν μέσος όρος. Τέλος, γίνεται σύγκριση της αυξομείωσης του παράγοντα nc με την μέση ενέργεια \bar{E} (keV) που απορροφά το κάθε υλικό και τα αποτελέσματα (nc/\bar{E}) καταγράφονται.

4. Αποτελέσματα

Μοριακά βάρη

Πίνακας 4.1: Μοριακά Βάρη Υλικών.

CaWO4	287.914	
%Ca	0.139	14%
%W	0.638	64%
%O	0.222	22%

Gd2O2S	378.56	
---------------	---------------	--

GdAlO3	232.228	
%Gd	0.677	68%
%Al	0.116	11%
%O	0.206	21%

Lu2O3	397.931	
%Lu	0.879	88%
%O	0.120	12%

Y3Al5O12	593.608	
%Y	0.449	45%
%Al	0.227	23%
%O	0.323	32%

ZnSCdS	241.933	
%Zn	0.270	27%
%S	0.132	13%
%Cd	0.464	47%
%S	0.132	13%

La2O2S	341.874	
%La	0.818	82%
%O	0.093	9%
%S	0.094	9%

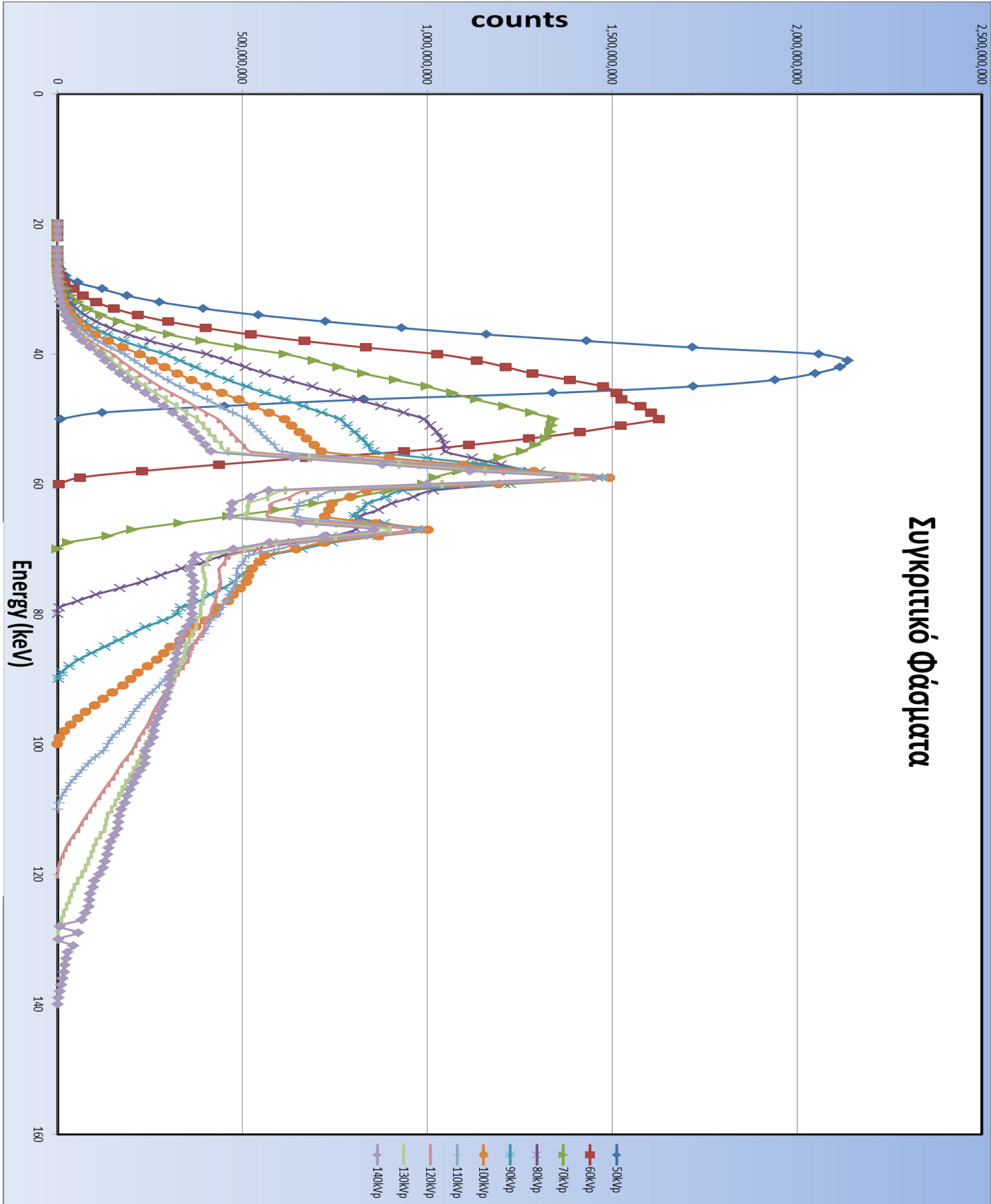
YAlO3	163.883	
%Y	0.542	54%
%Al	0.164	17%
%O	0.292	29%

Y2O2S	241,88	
%Y	0.735	74%
%O	0.1325	13%
%S	0.1325	13%

Ο πίνακας 4.1 παρουσιάζει τα μοριακά βάρη μερικών γνωστών υλικών που χρησιμοποιούνται ως σπινθηριστές, με τρία από τα οποία θα ασχοληθούμε στην

παρούσα εργασία. Χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό του «μ» με την βοήθεια του προγράμματος XMuDat:Photon attenuation data. Στην εικόνα 4.1 βλέπουμε τα φάσματα της ακτινογραφικής λυχνίας με τις δημοσιευμένες τιμές για υψηλή τάση από 40kVp έως 140kVp [7-12]

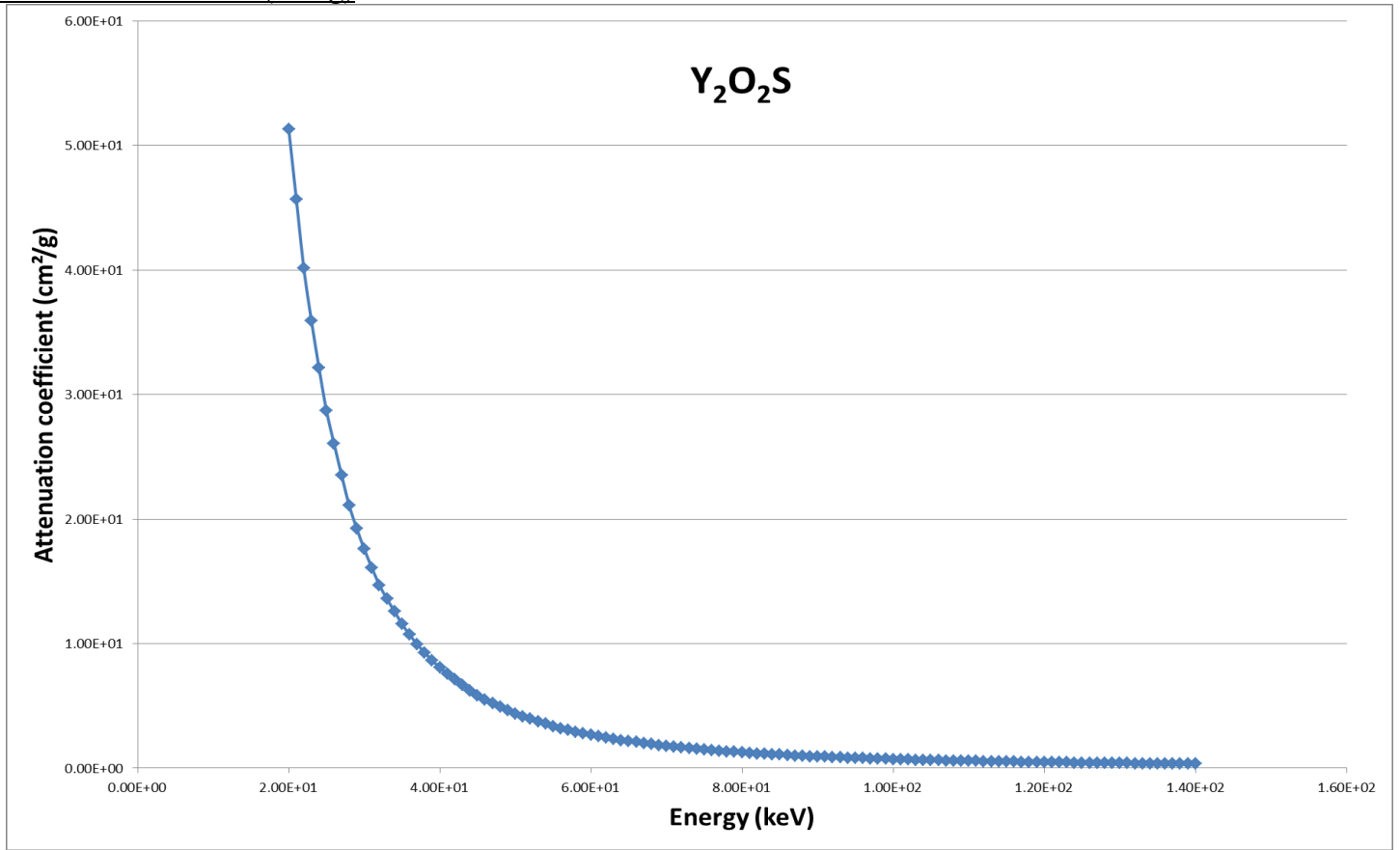
Φάσματα ακτινογραφικής λυχνίας



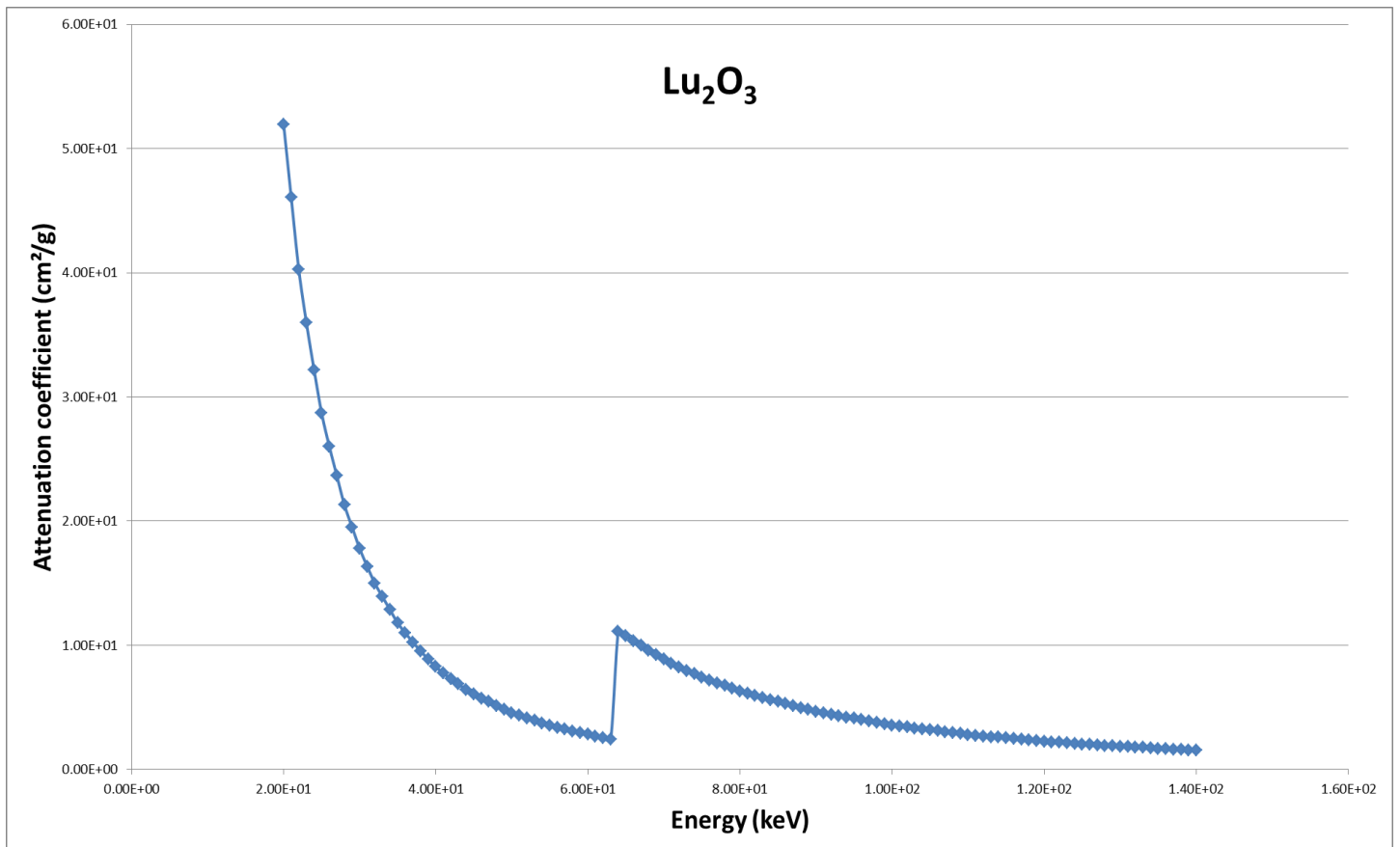
Συγκριτικό Φάσματα

Εικόνα 4.1: Φάσματα Ακτινογραφικής λυχνίας.

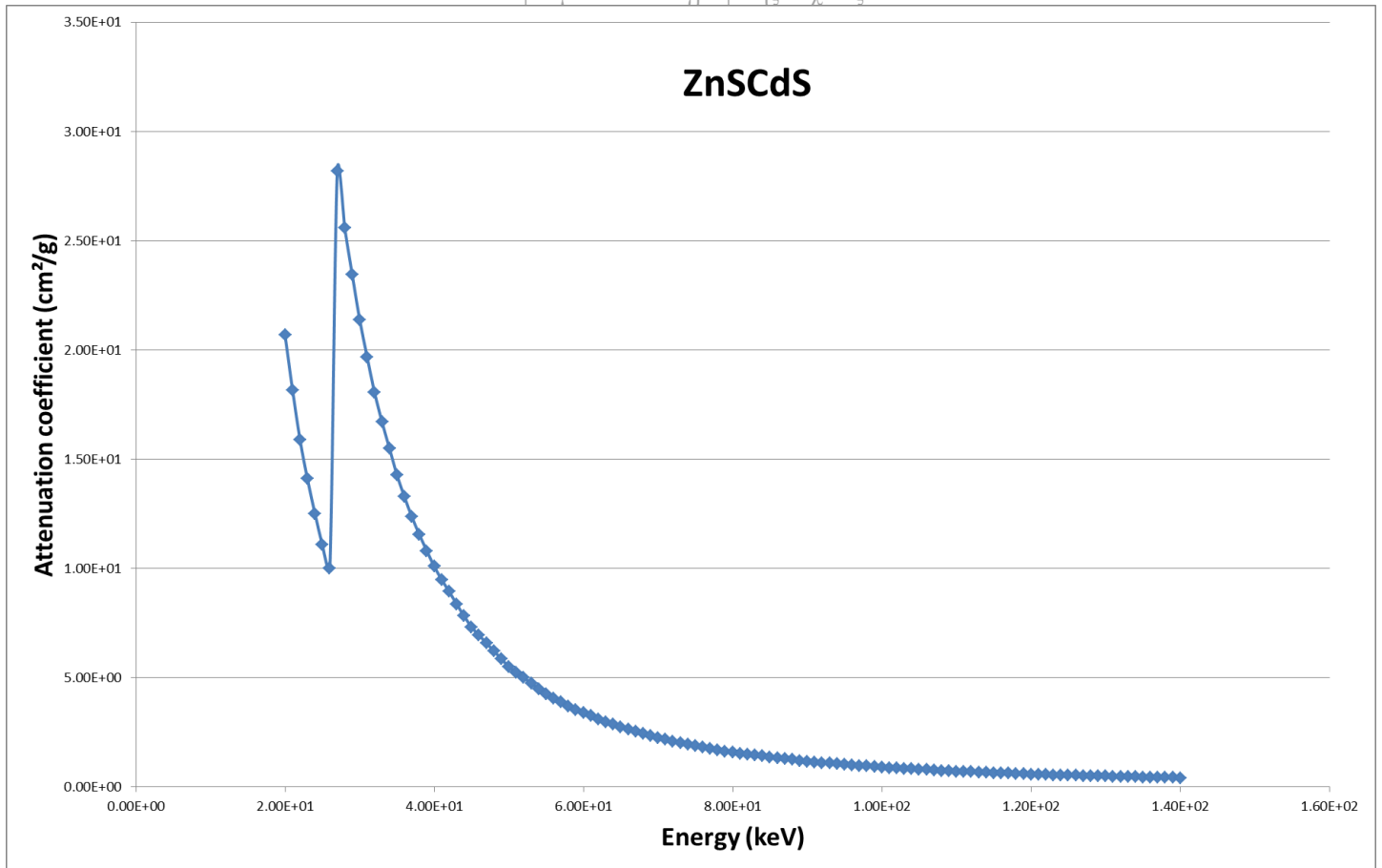
Attenuation coefficient (cm²/g)



Εικόνα 4.2: Συντελεστής εξασθένησης του Y₂O₂S.

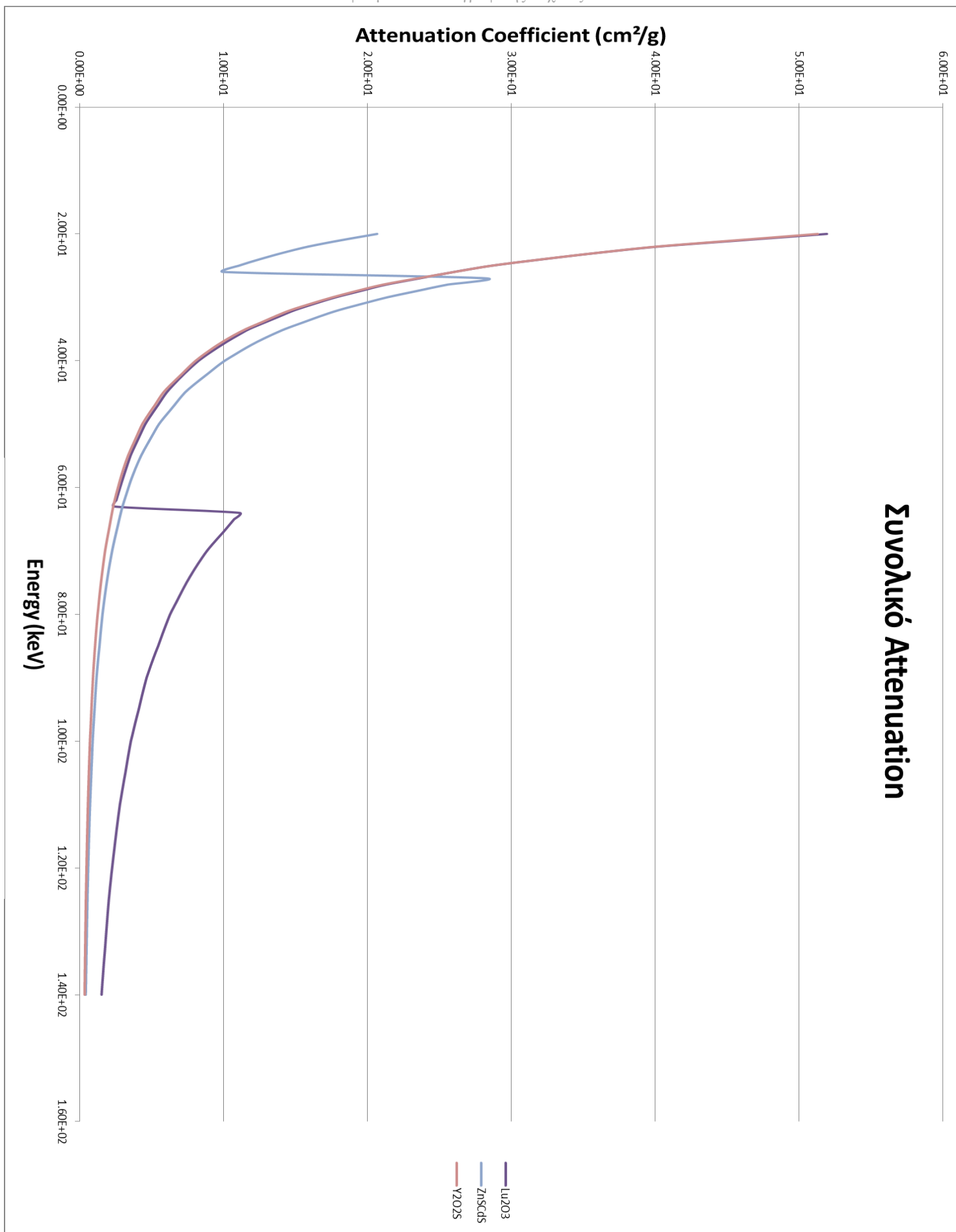


Εικόνα 4.3: Συντελεστής εξασθένησης του Lu₂O₃.



Εικόνα 4.4: Συντελεστής εξασθένησης του ZnSCdS.

Οι εικόνες 4.2 - 4.4 παρουσιάζουν το attenuation coefficient του κάθε υλικού ξεχωριστά σε cm²/g. Οι τιμές υπολογίστηκαν με την βοήθεια του προγράμματος XMuDat:Photon attenuation data και αντιστοιχούν σε ενέργειες από 20 keV-140 keV. Η εικόνα 4.5 παρουσιάζει συγκριτικό γράφημα με τους συντελεστές εξασθένησης όλων των στοιχείων.



Εικόνα 4.5: Συνολικό Attenuation όλων των υλικών.

4.1 Ενέργεια που απορροφάται

Για κάθε ένα από τα υλικά μετρήθηκε η ενέργεια σε keV που απορροφάται από την σχέση (2) και έγινε σύγκριση της μέσης ενέργειας σε keV, σχέση (3) ως προς το πάχος οθόνης:

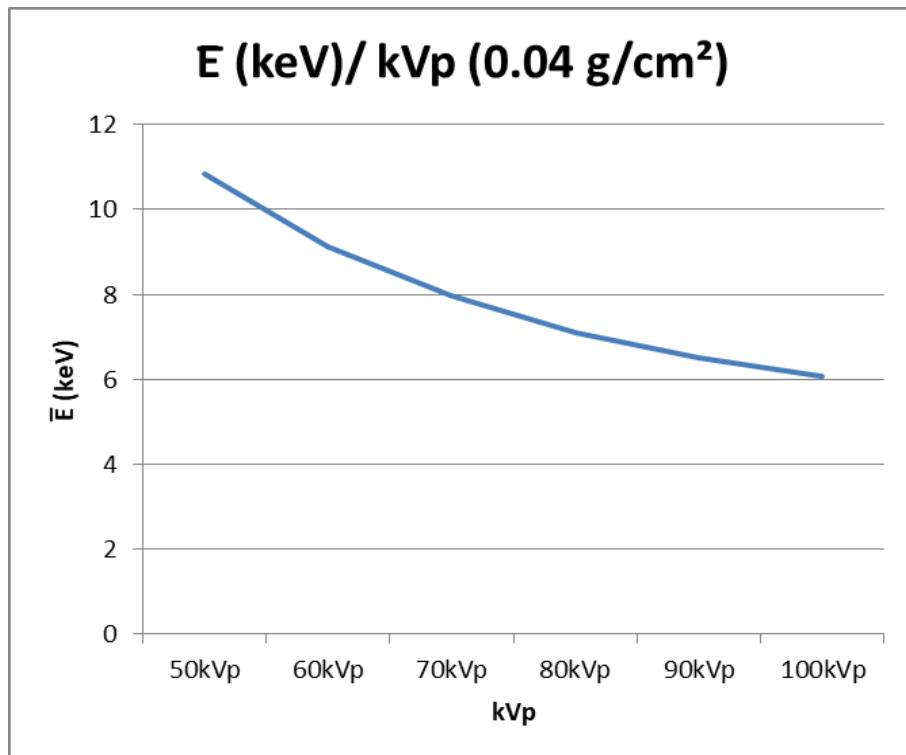
Y₂O₂S: Eu

Για πάχος 0.04 g/cm²:

Πίνακας 4.2: Ενέργεια που απορροφάται σε 0.04 g/cm² Y₂O₂S:Eu.

Συνολική ενέργεια φάσματος που απορροφάται					
50kVp	60kVp	70kVp	80kVp	90kVp	100kVp
2.41E+11	2.4031E+11	2.29752E+11	2.15027E+11	2.01307E+11	1.88955E+11

Μέση ενέργεια που απορροφάται = \bar{E} (keV)					
50kVp	60kVp	70kVp	80kVp	90kVp	100kVp
1.08E+01	9.11810088	7.966865226	7.105887783	6.507438797	6.072043175



Εικόνα 4.6: Μεταβολή \bar{E} (keV)/kVp για 0.04 g/cm² Y₂O₂S:Eu.

Από την γραφική της εικόνας 4.6 παρατηρούμε μια γραμμική μείωση δηλαδή η μέση ενέργεια, \bar{E} (keV) που απορροφάται, μειώνεται όσο αυξάνονται τα kVp. Η μέγιστη τιμή μέσης ενέργειας αντιστοιχεί σαφώς στα 50 kVp, όπως διακρίνουμε στον πίνακα 4.2 και είναι ίση με 10.8 keV.

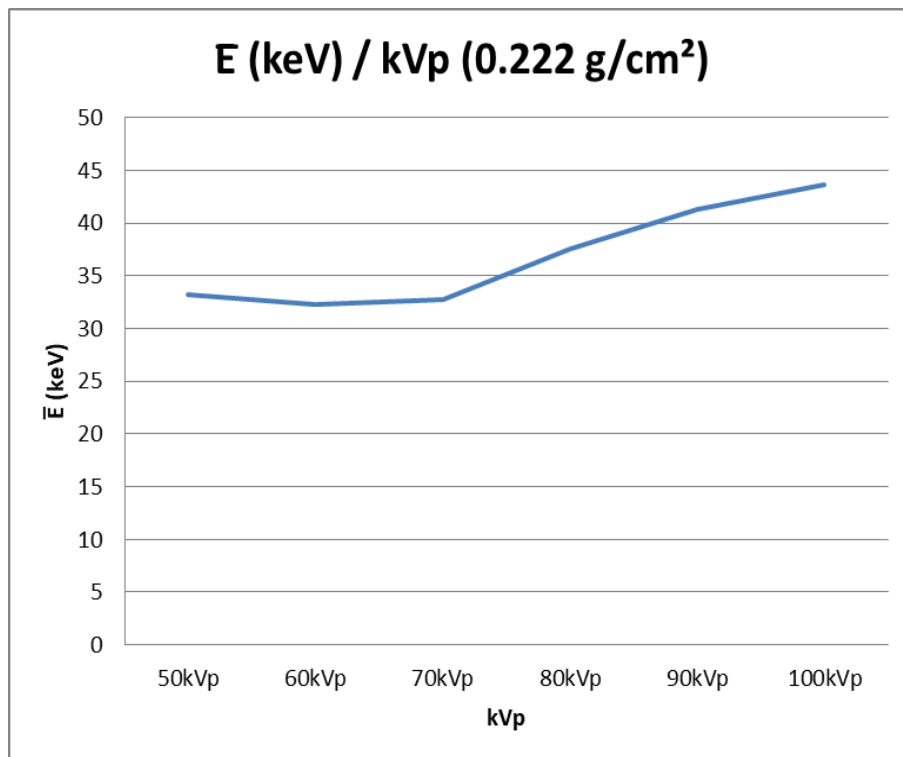
Lu₂O₃:Eu

Για πάχος 0.222 g/cm²:

Πίνακας 4.3: Ενέργεια που απορροφάται σε 0.222 g/cm² Lu₂O₃:Eu.

Συνολική ενέργεια φάσματος που απορροφάται					
50kVp	60kVp	70kVp	80kVp	90kVp	100kVp
5.99147E+11	7.92318E+11	9.11773E+11	1.11546E+12	1.26282E+12	1.34832E+12

Μέση ενέργεια που απορροφάται = \bar{E} (keV)					
50kVp	60kVp	70kVp	80kVp	90kVp	100kVp
33.45991862	32.30257865	32.77569536	37.65965426	41.42351978	43.80716747



Εικόνα 4.7: Μεταβολή \bar{E} (keV)/kVp για 0.222 g/cm² Lu₂O₃:Eu.

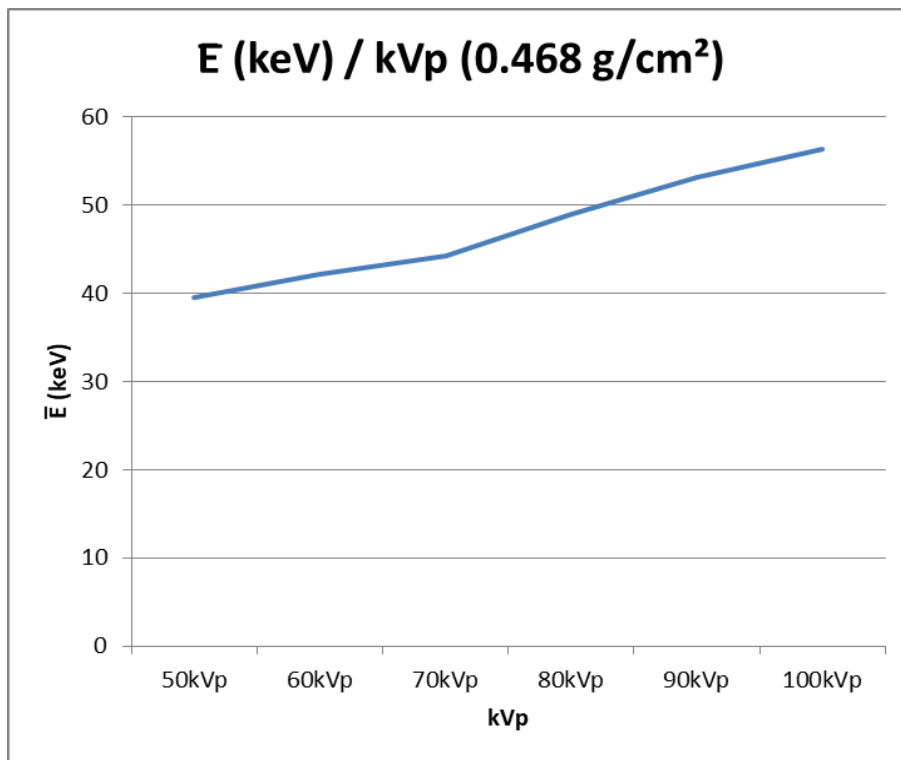
Φαίνεται στην εικόνα 4.7 ότι από τα 50 kVp - 70 kVp η \bar{E} (keV) μένει σχετικά σταθερή γύρω στα 32 keV και έπειτα τα 70 kVp παρουσιάζει μια γραμμική αυξητική τάση, ανάλογη με την αύξηση των kVp. Ελάχιστη τιμή του πίνακα 4.3 έχουμε στα 32.3 keV η οποία αντιστοιχεί στις τιμές πριν τα 70 kVp και μέγιστη τα 43.8 keV η οποία αντιστοιχεί στα 100 kVp.

Για πάχος 0.468 g/cm²:

Πίνακας 4.4: Ενέργεια που απορροφάται σε 0.468 g/cm² Lu₂O₃:Eu.

Συνολική ενέργεια φάσματος που απορροφάται					
50kVp	60kVp	70kVp	80kVp	90kVp	100kVp
7.28327E+11	1.04797E+12	1.24134E+12	1.46101E+12	1.6292E+12	1.74255E+12

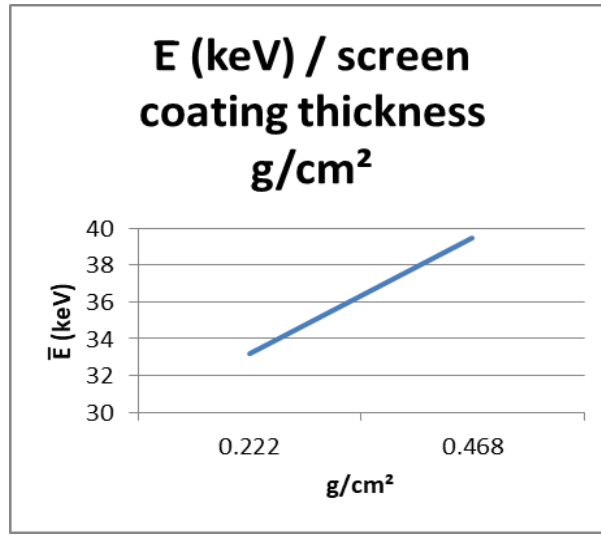
Μέση ενέργεια που απορροφάται = \bar{E} (keV)					
50kVp	60kVp	70kVp	80kVp	90kVp	100kVp
40.67408907	42.725237	44.62285657	49.32576301	53.4419651	56.61570112



Εικόνα 4.8: Μεταβολή \bar{E} (keV)/kVp για 0.468 g/cm² Lu₂O₃:Eu.

Εδώ η αυξητική τάση της \bar{E} (keV) είναι πιο εμφανής αν και πάλι παρατηρούμε στον πίνακα 4.4 όσο και στην γραφική στην εικόνα 4.8 ότι από τα 70 kVp και μετά παρουσιάζει πιο έντονο ρυθμό αύξησης σε σχέση με το μικρότερο πάχος των 0.222 g/cm² που προαναφέραμε. Ελάχιστη τιμή ενέργειας αυτή την φορά έχουμε τα 39.5 keV στα 50 kVp και μέγιστη τα 56.6 keV στα 100 kVp. Αυτή την φορά από τα 50 kVp -70 kVp οι τιμές δεν μένουν σταθερές αλλά αυξάνονται σταδιακά αν και από τα 70 kVp πάλι διακρίνουμε την μέση ενέργεια να αυξάνεται γραμμικά με την τάση της λυχνίας.

Μέση ενέργεια ως προς το πάχος οθόνης:



Εικόνα 4.9: Μεταβολή \bar{E} (keV)/πάχος οθόνης στο $\text{Lu}_2\text{O}_3:\text{Eu}$.

Όπως το περιμέναμε άλλωστε από την εικόνα 4.9 εξάγουμε την πληροφορία ότι όσο αυξάνουμε το πάχος του σπινθηριστή, για το ίδιο υλικό, αυξάνεται η τιμή της μέσης ενέργειας που απορροφάει ο σπινθηριστής. Αυτό εξηγείται καθώς όσο μεγαλύτερο το πάχος του υλικού τόσο μεγαλύτερες οι πιθανότητες να αλληλεπιδράσουν τα φωτόνια X με ηλεκτρόνια από τους πυρήνες των ατόμων του υλικού και συνεπώς η μέση ενέργεια που απορροφάται μετατοπίζεται σε μεγαλύτερες τιμές. Πρέπει να αναφερθεί εδώ ότι για τον υπολογισμό της μεταβολής της \bar{E} (keV) προς το πάχος οθόνης στο $\text{Lu}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ χρησιμοποιήθηκε και για τα δύο πάχη, τιμή μέσης ενέργειας για την ίδια τάση λυχνίας και συγκεκριμένα τα 50 kVp.

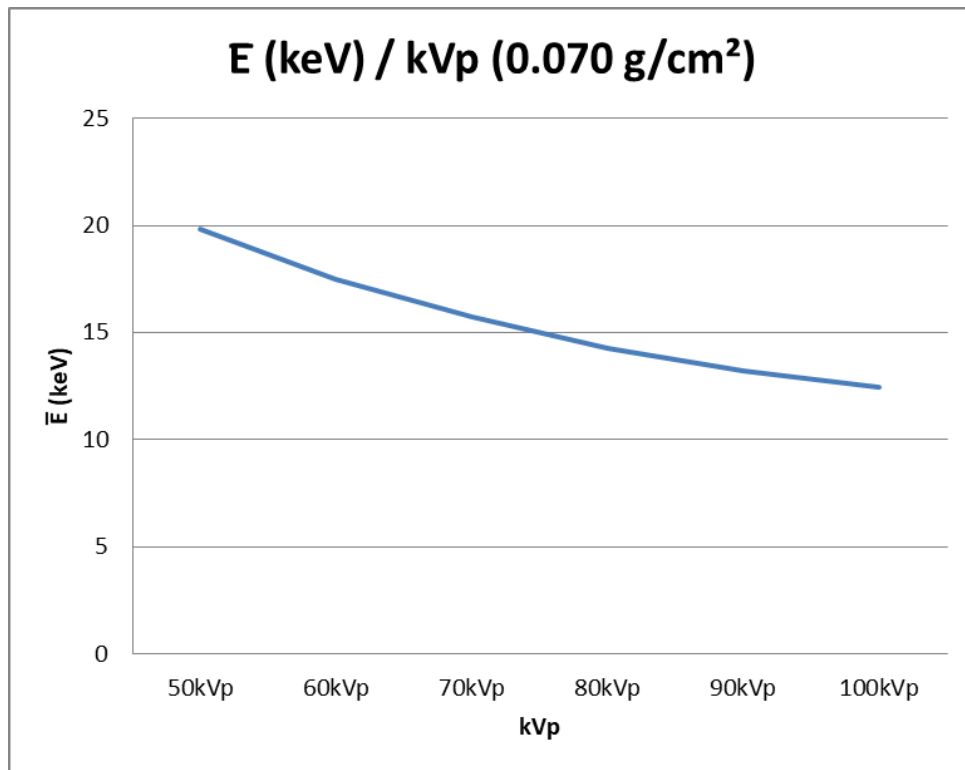
ZnSCdS:Ag

Για πάχος 0.070 g/cm²:

Πίνακας 4.5: Ενέργεια που απορροφάται σε 0.070 g/cm² ZnSCdS:Ag.

Συνολική ενέργεια φάσματος που απορροφάται					
50kVp	60kVp	70kVp	80kVp	90kVp	100kVp
4.42479E+11	4.61567E+11	4.53344E+11	4.32159E+11	4.09361E+11	3.87263E+11

Μέση ενέργεια που απορροφάται = \bar{E} (keV)					
50kVp	60kVp	70kVp	80kVp	90kVp	100kVp
19.83357523	17.50845934	15.71803363	14.28024072	13.23228805	12.44419054



Εικόνα 4.10: Μεταβολή \bar{E} (keV)/kVp για $0.070 \text{ g/cm}^2 \text{ ZnSCdS:Ag}$.

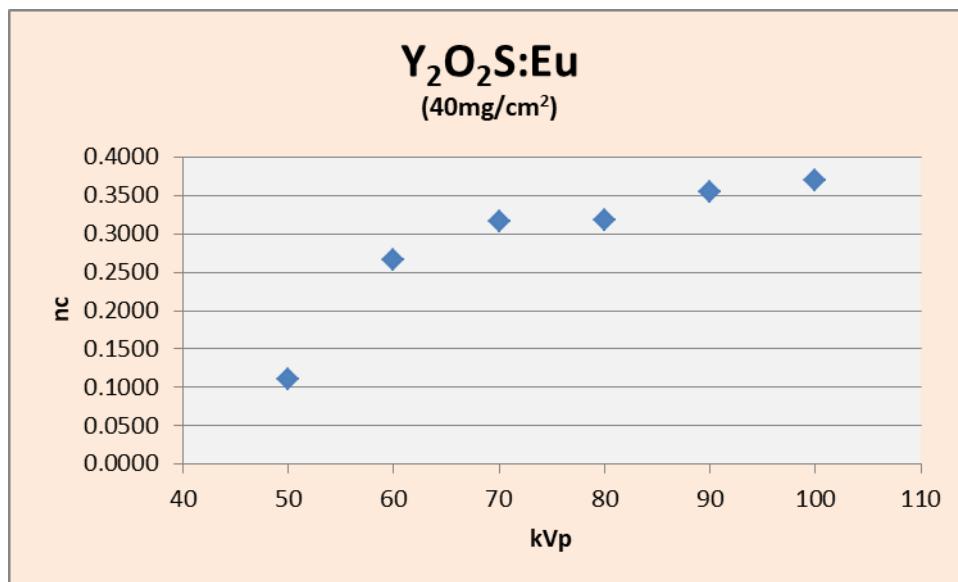
Στο ZnSCdS:Ag παρατηρούμε την εικόνα 4.10 εύκολα αντιλαμβανόμαστε την ομαλή μείωση της \bar{E} (keV) που απορροφάται όσο αυξάνονται τα kVp. Πιο αναλυτικά, στον πίνακα 4.5 η μεγαλύτερη τιμή είναι τα 19.8 keV που αντιστοιχεί στην αρχική τάση των 50 kVp και η μικρότερη παρουσιάζεται για τα 100 kVp και αντιστοιχεί σε 12.4 keV.

4.2 Ο παράγοντας nc

Για όλα τα υλικά βρέθηκε το nc (το αναγραφόμενο "σ" είναι σε cm²/g):

Πίνακας 4.6: Ο παράγοντας nc για το Y₂O₂S:Eu.

	Y ₂ O ₂ S:Eu
	(40mg/cm ²)
kVp	nc
50	0.1100
60	0.2655
70	0.3165
80	0.3175
90	0.3540
100	0.3704
Με "σ"=	5.00

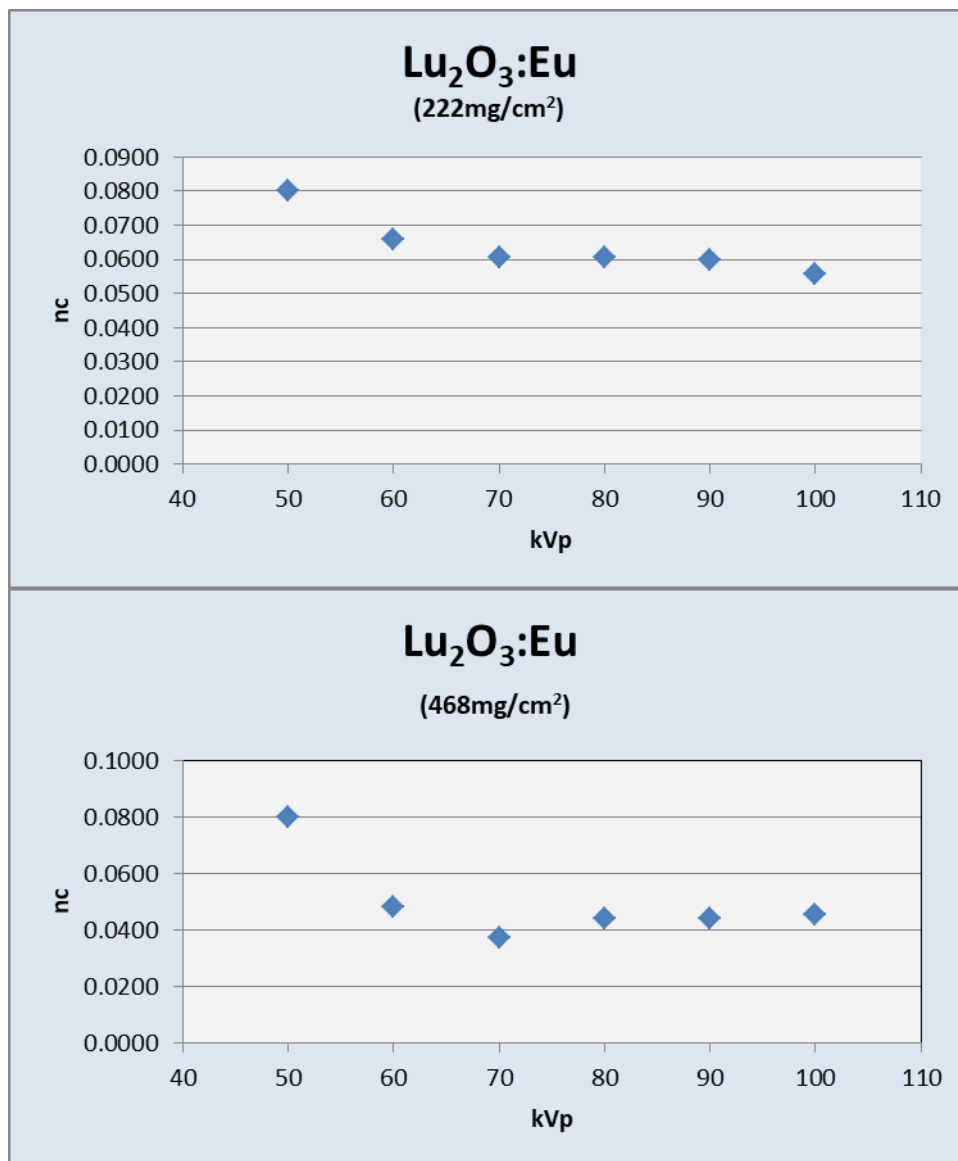


Εικόνα 4.11: Μεταβολή του nc προς τα kVp στο Y₂O₂S:Eu.

Συγκεκριμένα για το Y₂O₂S:Eu στον πίνακα 4.6 στα 40 mg/cm² παρατηρούμε ένα μέγιστο nc = 0,3704 στα 100kVp και ελάχιστο nc = 0,1100 στα 50 kVp. Φαίνεται μια έντονη γραμμική αύξηση από τα 50 kVp μέχρι τα 70 kVp και μετά η γραφική στην εικόνα 4.11 φαίνεται να κάνει ένα πλατό και να σταθεροποιείται σε τάσεις πλησίον των τιμών 90 kVp και 100 kVp.

Πίνακας 4.7: Ο παράγοντας nc για το $\text{Lu}_2\text{O}_3:\text{Eu}$.

	$\text{Lu}_2\text{O}_3:\text{Eu}$	
	(222mg/cm ²)	(468mg/cm ²)
kVp	nc	nc
50	0.0800	0.0800
60	0.0657	0.0483
70	0.0607	0.0373
80	0.0606	0.0443
90	0.0597	0.0443
100	0.0558	0.0453
Με "σ"=	28.13	15.50

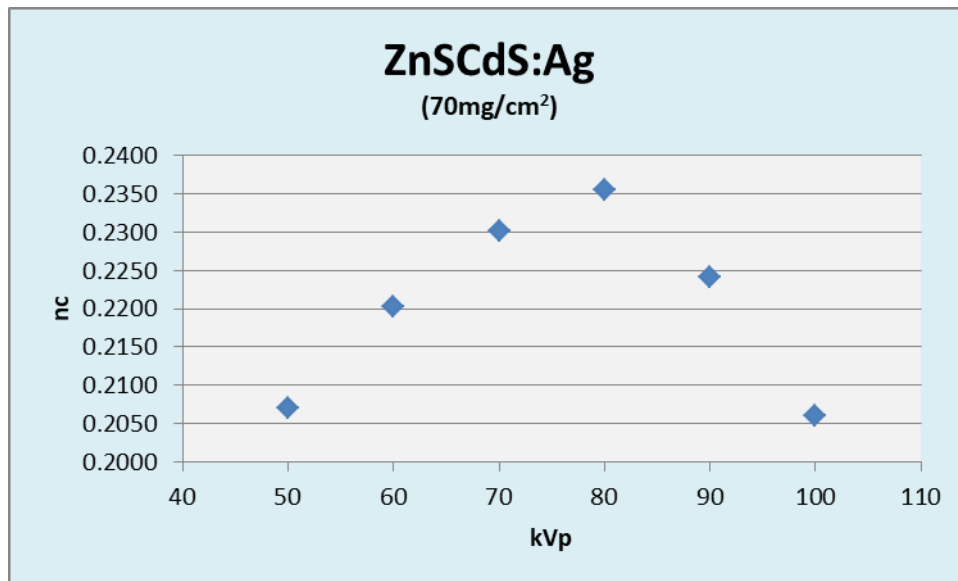


Εικόνα 4.12: Μεταβολή του nc προς τα kVp για όλα τα πάχη του $\text{Lu}_2\text{O}_3:\text{Eu}$.

Για το $\text{Lu}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ διαπιστώνουμε από την εικόνα 4.12 ότι από τα 70 kVp και έπειτα διατηρεί το η_c του σταθερό και για τα δύο πάχη που μελετήσαμε (222 και 468 mg/cm^2). Ο πίνακας 4.7 δείχνει ότι για τα 222 mg/cm^2 έχουμε μέγιστο $\eta_c = 0,08$ στα 50 kVp το οποίο είναι κοινό μέγιστο και για τα 2 πάχη που μελετήσαμε και βρέθηκε ότι το πάχος 468 mg/cm^2 έχει την ελάχιστη τιμή του $\eta_c = 0,0373$ στα 70 kVp.

Πίνακας 4.8: Ο παράγοντας η_c για το ZnSCdS:Ag .

	ZnSCdS:Ag (70 mg/cm^2)
kVp	η_c
50	0.2070
60	0.2202
70	0.2301
80	0.2355
90	0.2241
100	0.2061
Με "σ"=	74.50



Εικόνα 4.13: Μεταβολή του η_c προς τα kVp στο ZnSCdS:Ag .

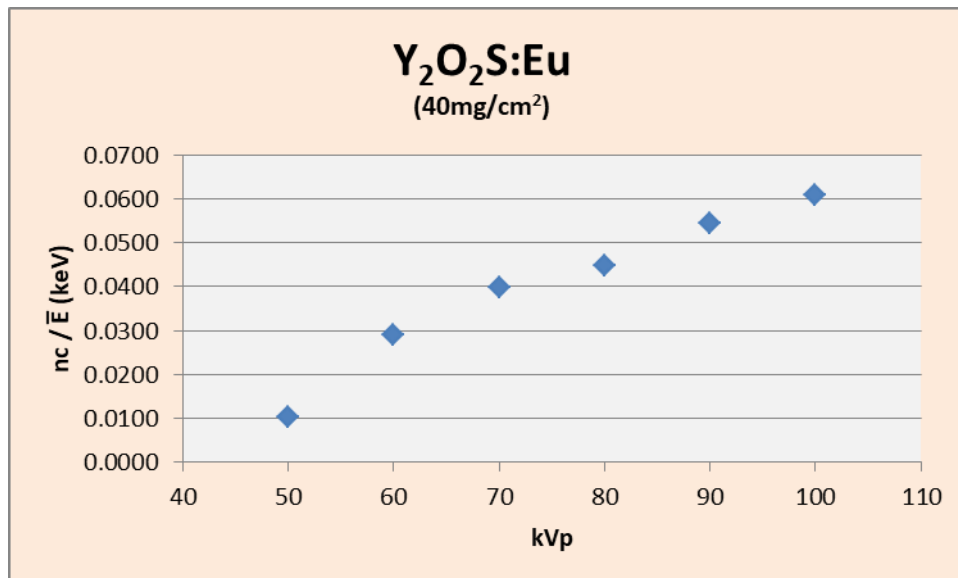
Για το μοναδικό πάχος του ZnSCd:Ag παρατηρούμε στον πίνακα 4.8 ένα μέγιστο $\eta_c = 0.2355$ στα 80 kVp το οποίο είναι και σημείο καμπής αφού έπειτα ο παράγοντας η_c αρχίζει να μειώνεται γραμμικά στην γραφική της εικόνας 4.38 μέχρι που φτάνει την ελάχιστη τιμή του $\eta_c = 0.2061$ στα 100 kVp.

4.3 Διακύμανση του nc/\bar{E}

Υπολογίστηκε επίσης το nc σε συνάρτηση με την μέση ενέργεια που απορροφάται (nc/\bar{E} (keV)):

Πίνακας 4.9: Διακύμανση του nc/\bar{E} για το $Y_2O_2S:Eu$.

	$Y_2O_2S:Eu$ (40mg/cm ²)
kVp	nc/\bar{E} (keV)
50	0.0102
60	0.0291
70	0.0397
80	0.0447
90	0.0544
100	0.0610

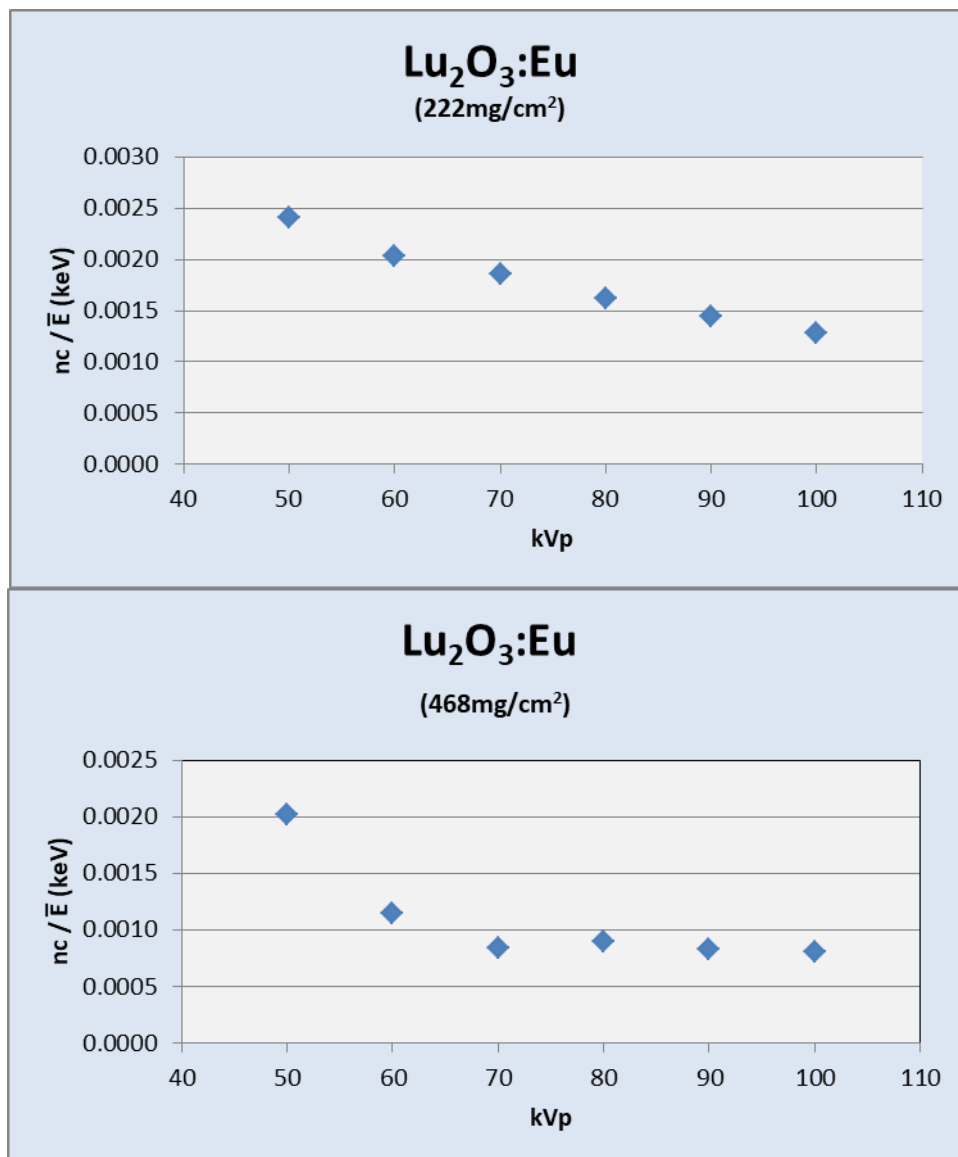


Εικόνα 4.14: Μεταβολή του nc/\bar{E} προς τα kVp για το $Y_2O_2S:E$.

Το $Y_2O_2S:Eu$ μπορούμε να πούμε με ασφάλεια ότι παρουσιάζει από τον πίνακα 4.9 και την εικόνα 4.14 μια κλασική γραμμική αύξηση του nc/\bar{E} με τα kVp.

Πίνακας 4.10: Διακόμανση του nc/\bar{E} για το $Lu_2O_3:Eu$.

	$Lu_2O_3:Eu$	
	(222mg/cm ²)	(468mg/cm ²)
kVp	nc/\bar{E} (keV)	
50	0.0024	0.0020
60	0.0020	0.0011
70	0.0019	0.0008
80	0.0016	0.0009
90	0.0014	0.0008
100	0.0013	0.0008



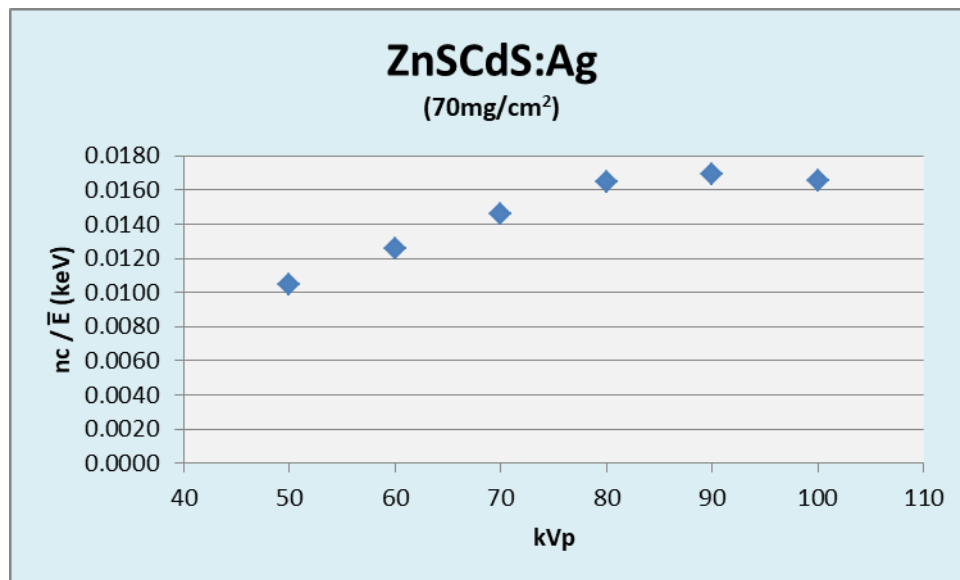
Εικόνα 4.15: Μεταβολή του nc/\bar{E} προς τα kVp για όλα τα πάχη του $Lu_2O_3:Eu$.

Για το $Lu_2O_3:Eu$ έχουμε μια γραμμική μείωση η οποία όπως φαίνεται στην εικόνα 4.15 είναι πιο απότομη στο μεγαλύτερο από τα δύο πάχη, το 468 mg/cm² μέχρι τα 80

kVp που ο λόγος του nc προς την \bar{E} σταθεροποιείται γύρω από την τιμή 0.0008. Αυτή η διακύμανση από τα 80 kVp – 100kVp απεικονίζεται και στις τιμές του πίνακα 4.10.

Πίνακας 4.11: Διακύμανση του nc/\bar{E} για το ZnSCd:Ag.

	ZnSCdS:Ag (70mg/cm ²)
kVp	nc/\bar{E} (keV)
50	0.0104
60	0.0126
70	0.0146
80	0.0165
90	0.0169
100	0.0166



Εικόνα 4.16: Μεταβολή του nc/\bar{E} προς τα kVp για το ZnSCd:Ag.

Το **ZnSCd:Ag** παρουσιάζει γραμμική αύξηση στην γραφική της εικόνας 4.16 μέχρι τα 80 kVp και σταθεροποιείται σε τιμές που όπως φαίνεται στον πίνακα 4.11 είναι της τάξης των 0.0165 σε τάσεις πλησίον των 90 kVp.

5. Συζήτηση

Αρχικά, όπως προείπαμε υπολογίστηκαν τα μοριακά βάρη για όλα τα διαφορετικά υλικά σπινθηριστών. Για να γίνει αυτό έπρεπε να βρεθεί η % περιεκτικότητα του κάθε στοιχείου και συναρτήσει του ατομικού τους αριθμού να πάρουμε το μοριακό βάρος. Τα μοριακά βάρη μας ήταν άκρως χρήσιμα, καθώς σε συνδυασμό με το πρόγραμμα XmuDat μπορέσαμε να υπολογίσουμε όλους τους συντελεστές εξασθένησης για τα υλικά των σπινθηριστών που είναι μια από τις παραμέτρους του θεωρητικού μοντέλου. Για τα 50 – 100 kVp που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία υπολογίστηκαν τα φάσματα της ακτινογραφικής λυχνίας και απεικονίστηκαν σε συγκριτικό συγκεντρωτικό γράφημα. Για κάθε υλικό επίσης απεικονίστηκε σε γραφική ο συντελεστής εξασθένησης για τον λόγο του ότι υπάρχει υποψία ανομοιογένειας του εγγενούς συντελεστή μ_c κοντά στις K – αιχμές. Όπως καταλάβαμε οι K – αιχμές διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο στο φαινόμενο του σπινθηρισμού όσο και σε αυτό της μη αναλογικής απόκρισης του σπινθηριστή. Έπειτα έγινε μια ανασκόπηση της βιβλιογραφίας και ευρέθησαν για όλα τα υλικά δεδομένα για το μ_c τα οποία χρησίμευσαν ιδιαίτερα κατά την εφαρμογή του θεωρητικού μοντέλου. Για το θεωρητικό μοντέλο έγινε εφαρμογή του τύπου για το AE που έχει περιγραφεί εκτενώς στην βιβλιογραφία [8-10]. Δημιουργήσαμε data sets με τις παραμέτρους για όλα τα υλικά τα οποία μας επέτρεψαν να τα επεξεργαστούμε στο πρόγραμμα Matlab. Έχοντας σιγουρευτεί ότι το πρόγραμμα παρήγαγε αξιόπιστα αποτελέσματα με την εφαρμογή του τύπου ακολούθησε η διαδικασία του fitting. Στην ουσία βάλαμε στα 50 kVp την τιμή μ_c της βιβλιογραφίας και πήραμε τους οπτικούς παράγοντες του υλικού καθώς και την τιμή του παράγοντα «σ» (αντίστροφο μήκος διάχυσης). Έπειτα η διαδικασία που ακολουθήσαμε για τις υπόλοιπες τάσεις ήταν να καταγράψουμε τις τιμές του μ_c για τις οποίες τα θεωρητικά δεδομένα ήταν ίδια με την προαναφερθείσα τιμή του «σ». Με αυτόν τον τρόπο παρατηρούμε την αυξομείωση του μ_c ως προς την τάση της λυχνίας και την ενέργεια που απορροφά ο σπινθηριστής. Αυτό είναι ένδειξη του φαινομένου της μη αναλογικότητας που περιγράφηκε ενδελεχώς στο αντίστοιχο κεφάλαιο της θεωρίας. Παρενθετικά αναφέρεται ότι η ίδια διαδικασία μπορεί να πραγματοποιηθεί εκ νέου και για καινούρια υλικά σπινθηριστών με την χρήση του προγράμματος Matlab και των ανάλογων πειραματικών δεδομένων. Το τελευταίο βήμα που πραγματοποιήσαμε, ήταν η εύρεση και ο υπολογισμός της ενέργειας που απορροφάται σε κάθε πάχος, για κάθε kVp συνολικά και σαν μέσος όρος, για το εκάστοτε υλικό σπινθηριστή. Αυτό για να προσεγγίσουμε μια πιο σωστή σύγκριση και να κατανοήσουμε τα αίτια της αυξομείωσης του παράγοντα μ_c .

6. Συμπεράσματα

Με όλα αυτά βγάλαμε ορισμένα χρήσιμα αποτελέσματα. Συγκεκριμένα το **Y₂O₂S:Eu** (40 mg/cm²) παρουσιάζει μέγιστο $\eta_c = 0,3704$ στα 100kVp και ελάχιστο $\eta_c = 0,1100$ στα 50 kVp. Φαίνεται μια αυξητική τάση μέχρι τα 90 kVp και μετά που παρουσιάζεται ένα πλατό. Το **Lu₂O₃:Eu** από τα 70 kVp και έπειτα διατηρεί το η_c του σταθερό και για τα δύο πάχη που μελετήσαμε (222 και 468 mg/cm²). Έχουμε μέγιστο $\eta_c = 0,08$ στα 50 kVp και ελάχιστο $\eta_c = 0,0373$ στα 70 kVp. Για το **ZnSCd:Ag** παρατηρείται ένα μέγιστο $\eta_c = 0,2355$ στα 80 kVp και έπειτα ο παράγοντας η_c αρχίζει να μειώνεται εκθετικά.

Σχετικά με το η_c ως προς την ενέργεια που απορροφάται για το **Y₂O₂S:Eu** αυξάνεται γραμμικά με τα kVp. Το **Lu₂O₃:Eu** παρουσιάζει αμυδρά μια σταδιακή μείωση. Το **ZnSCd:Ag** παρουσιάζει μια αύξηση που κάνει πλατό στα 100 kVp και μετά.

Όπως περιμέναμε άλλωστε διαπιστώσαμε για το **Lu₂O₃:Eu** ότι όσο αυξάνουμε το πάχος, το η_c / \bar{E} παρουσιάζει μικρότερες τιμές σε σχέση με τα μικρότερα πάχη, καθώς όσο μεγαλύτερο το πάχος του υλικού τόσο μεγαλύτερες οι πιθανότητες να αλληλεπιδράσουν τα φωτόνια X με ηλεκτρόνια από τους πυρήνες των ατόμων του υλικού και συνεπώς να απορροφήσουν ενέργεια.

Μιλώντας για ενέργεια που απορροφάται, το **Y₂O₂S:Eu** απορροφά μικρότερες ενέργειες όσο αυξάνονται τα kVp, το **Lu₂O₃:Eu** μεγαλύτερες όσο αυξάνονται kVp, και το **ZnSCd:Ag** μικρότερες με την αύξηση των kVp. Αξίζει να αντιληφθούμε εδώ ότι για το **Lu₂O₃:Eu** η μέση ενέργεια αυξάνεται όσο μεγαλώνει το πάχος του υλικού.

Εν κατακλείδι, παρατηρείται αυτή η αυξομείωση του η_c για τα τρία αυτά υλικά, δηλαδή το φαινόμενο της μη αναλογικότητας της οποίας τα αίτια είναι άξιο να διερευνηθούν περαιτέρω.

Αναφορές – Πηγές

- [1] Engelkemeir, D., 1956. Nonlinear Response of NaI(Tl) to Photons. *Review of Scientific Instruments*, 27(8), pp.589-591.
- [2] Aitken, D., Beron, B., Yenicay, G. and Zulliger, H., 1967. The Fluorescent Response of NaI(Tl), CsI(Tl), CsI(Na) and CaF₂(Eu) to X-Rays and Low Energy Gamma Rays. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 14(1), pp.468-477.
- [3] Nishikawa, R. and Yaffe, M., 1990. Model of the spatial-frequency-dependent detective quantum efficiency of phosphor screens. *Medical Physics*, 17(5), pp.894-904.
- [4] Kandarakis, I., Cavouras, D., Panayiotakis, G. and Nomicos, C., 1997. Evaluating x-ray detectors for radiographic applications: A comparison of ZnScCdS:Ag with and screens. *Physics in Medicine and Biology*, 42(7), pp.1351-1373.
- [5] Dorenbos, P., de Haas, J. and van Eijk, C., 1995. Non-proportionality in the scintillation response and the energy resolution obtainable with scintillation crystals. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 42(6), pp.2190-2202.
- [6] Kalivas, N., Costaridou, L., Kandarakis, I., Cavouras, D., Nomicos, C. and Panayiotakis, G., 1999. Effect of intrinsic-gain fluctuations on quantum noise of phosphor materials used in medical X-ray imaging. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 69(3), pp.337-341.
- [7] Kalivas, N., Valais, I., Nikolopoulos, D., Konstantinidis, A., Gaitanis, A., Cavouras, D., Nomicos, C., Panayiotakis, G. and Kandarakis, I., 2007. Light emission efficiency and imaging properties of YAP:Ce granular phosphor screens. *Applied Physics A*, 89(2), pp.443-449.
- [8] Kalyvas, N., Liaparinos, P., Michail, C., David, S., Fountos, G., Wójtowicz, M., Zych, E. and Kandarakis, I., 2011. Studying the luminescence efficiency of Lu₂O₃:Eu nanophosphor material for digital X-ray imaging applications. *Applied Physics A*, 106(1), pp.131-136.
- [9] Michail, C., Kalyvas, N., Valais, I., David, S., Seferis, I., Toutountzis, A., Karabotsos, A., Liaparinos, P., Fountos, G. and Kandarakis, I., 2013. On the response of GdAlO₃:Ce powder scintillators. *Journal of Luminescence*, 144, pp.45-52.
- [10] Seferis, I., Michail, C., Valais, I., Zeler, J., Liaparinos, P., Fountos, G., Kalyvas, N., David, S., Stromatia, F., Zych, E., Kandarakis, I. and Panayiotakis, G., 2014. Light emission efficiency and imaging performance of Lu₂O₃:Eu nanophosphor under X-ray radiography conditions: Comparison with Gd₂O₂S:Eu. *Journal of Luminescence*, 151, pp.229-234.
- [11] David, S., Michail, C., Seferis, I., Valais, I., Fountos, G., Liaparinos, P., Kandarakis, I. and Kalyvas, N., 2016. Evaluation of Gd₂O₂S:Pr granular phosphor properties for X-ray mammography imaging. *Journal of Luminescence*, 169, pp.706-710.
- [12] Kapusta, M., Szupryczynski, P., Melcher, C., Moszynski, M., Balcerzyk, M., Carey, A., Czarnacki, W., Spurrier, M. and Syntfeld, A., 2005. Non-proportionality and thermoluminescence of LSO:Ce. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52(4), pp.1098-1104.
- [13] Mengesha, W., Taulbee, T., Rooney, B. and Valentine, J., 1998. Light yield nonproportionality of CsI(Tl), CsI(Na), and YAP. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 45(3), pp.456-461.
- [14] Rooney, B. and Valentine, J., n.d. Benchmarking the Compton coincidence technique for measuring electron response non-proportionality in inorganic scintillators. 1995 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record.
- [15] Valentine, J., Rooney, B. and Li, J., 1998. The light yield nonproportionality component of scintillator energy resolution. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 45(3), pp.512-517.
- [16] Rooney, B. and Valentine, J., n.d. Calculating nonproportionality of scintillator photon response using measured electron response data. 1996 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record.
- [17] Dorenbos, P., 2002. Light output and energy resolution of Ce³⁺-doped scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 486(1-2), pp.208-213.
- [18] Bizarri, G., Moses, W., Singh, J., Vasil'ev, A. and Williams, R., 2009. An analytical model of nonproportional scintillator light yield in terms of recombination rates. *Journal of Applied Physics*, 105(4), p.044507.
- [19] Balcerzyk, M., Moszynski, M., Kapusta, M., Wolski, D., Pawelke, J. and Melcher, C., 2000. YSO, LSO, GSO and LGSO. A study of energy resolution and nonproportionality. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 47(4), pp.1319-1323.
- [20] Choong, W., Hull, G., Moses, W., Vetter, K., Payne, S., Cherepy, N. and Valentine, J., 2008. Performance of a Facility for Measuring Scintillator Non-Proportionality. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55(3), pp.1073-1078.

Θεωρητική Μελέτη της γραμμικότητας του ενδογενούς συντελεστή μετατροπής ενέργειας ακτινοβολίας X σε οπτική ενέργεια, σε σχέση με φάσματα ακτινογραφικής λυχνίας

- [21] Hull, A., 1918. The Dynatron: A Vacuum Tube Possessing Negative Electric Resistance. Proceedings of the IRE, 6(1), pp.5-35.