



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΑΤΤΙΚΗΣ**

**ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΪΑΤΡΙΚΗΣ**

**ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ**

**ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ**

**Μελέτη και βελτιστοποίηση παραμέτρων απόδοσης φωταύγειας  
κρυσταλλικών σπινθηριστών, για χρήση σε ανιχνευτικές διατάξεις  
ιοντιζουσών ακτινοβολιών Υβριδικών Συστημάτων Ιατρικής Απεικόνισης**

**Σταύρος Π. Τσερέμογλου**

**ΑΙΓΑΛΕΩ**

**ΝΟΕΜΒΡΙΟΣ 2024**





**UNIVERSITY OF WEST ATTICA**

**SCHOOL OF ENGINEERING  
DEPARTMENT OF BIOMEDICAL ENGINEERING**

**PROGRAM OF DOCTORAL STUDIES**

**PhD THESIS**

**Study and optimization of luminescence efficiency parameters of  
crystalline scintillators, for use in ionizing radiation detection devices of  
Hybrid Medical Imaging systems**

**Stavros P. Tseremoglou**

**ATHENS-EGALEO**

**NOVEMBER 2024**



## **ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ**

Μελέτη και βελτιστοποίηση παραμέτρων απόδοσης φωταύγειας κρυσταλλικών σπινθηριστών, για χρήση σε ανιχνευτικές διατάξεις ιοντιζουσών ακτινοβολιών Υβριδικών Συστημάτων Ιατρικής Απεικόνισης

**Σταύρος Π. Τσερέμογλου**

**ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: Νεκτάριος Καλύβας**, Καθηγητής, Τμήμα Μηχανικών Βιοϊατρικής, ΠαΔΑ

### **ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗ ΠΑΡΑΚΟΛΟΥΘΗΣΗΣ:**

**Νεκτάριος Καλύβας**, Καθηγητής, Τμήμα Μηχανικών Βιοϊατρικής, ΠαΔΑ

**Ιωάννης Βαλαής**, Καθηγητής, Τμήμα Μηχανικών Βιοϊατρικής, ΠαΔΑ

**Χρήστος Μιχαήλ**, Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα Μηχανικών Βιοϊατρικής, ΠαΔΑ

### **ΕΠΤΑΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ**

**Νεκτάριος Καλύβας**,  
Καθηγητής, Τμήμα Μηχανικών  
Βιοϊατρικής, ΠαΔΑ

**Ιωάννης Βαλαής**,  
Καθηγητής, Τμήμα Μηχανικών  
Βιοϊατρικής, ΠαΔΑ

**Χρήστος Μιχαήλ**,  
Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα  
Μηχανικών Βιοϊατρικής, ΠαΔΑ

**Γεώργιος Φούντος**,  
Καθηγητής, Τμήμα Μηχανικών  
Βιοϊατρικής, ΠαΔΑ

**Παναγιώτης Λιαπαρίνος**  
Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα  
Μηχανικών Βιοϊατρικής, ΠαΔΑ

**Γεώργιος Καγκάδης**  
Καθηγητής, Τμήμα Ιατρικής,  
Πανεπιστήμιο Πατρών

**Γεώργιος Σακελλαρόπουλος**  
Καθηγητής, Τμήμα Ιατρικής,  
Πανεπιστήμιο Πατρών

**Ημερομηνία εξέτασης 21/11/2024**



**Copyright ©** Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΑΤΤΙΚΗΣ και Σταύρος Τσερέμογλου, Νοέμβριος, 2024**

Η παρούσα διδακτορική διατριβή καλύπτεται από τους όρους της άδειας χρήσης Creative Commons «Αναφορά Δημιουργού Μη Εμπορική Χρήση Όχι Παράγωγα Έργα 4.0 Διεθνές» (CC BY-NC-ND 4.0). Συνεπώς, το έργο είναι ελεύθερο για διανομή (αναπαραγωγή, διανομή και παρουσίαση του έργου στο κοινό), υπό τις ακόλουθες προϋποθέσεις:

α. Αναφορά δημιουργού: Ο χρήστης θα πρέπει να κάνει αναφορά στο έργο με τον τρόπο που έχει οριστεί από το δημιουργό ή τον χορηγούντα την άδεια.

β. Μη εμπορική χρήση: Ο χρήστης δεν μπορεί να χρησιμοποιήσει το έργο αυτό για εμπορικούς σκοπούς.

γ. Όχι Παράγωγα Έργα: Ο Χρήστης δεν μπορεί να αλλοιώσει, να τροποποιήσει ή να δημιουργήσει νέο υλικό που να αξιοποιεί το συγκεκριμένο έργο (πάνω από το έργο αυτό).

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τους συγγραφείς.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα του και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις θέσεις του επιβλέποντος, της επιτροπής εξέτασης ή τις επίσημες θέσεις του Τμήματος και του Ιδρύματος.

Η παρούσα διδακτορική διατριβή χρηματοδοτήθηκε εν μέρει από το Πανεπιστήμιο Δυτικής Αττικής μέσω του έργου “Χορήγηση ανταποδοτικών υποτροφιών σε υποψήφιους διδάκτορες για παροχή επικουρικού διδακτικού έργου για το ακαδημαϊκό έτος 2023-2024”.

#### **ΔΗΛΩΣΗ ΣΥΓΓΡΑΦΕΑ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ**

Ο κάτωθι υπογεγραμμένος Σταύρος Τσερέμογλου του Παντελή, υποψήφιος διδάκτορας του Τμήματος Μηχανικών Βιοϊατρικής της Σχολής Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Αττικής, δηλώνω ότι:

«Είμαι συγγραφέας και δικαιούχος των πνευματικών δικαιωμάτων επί της διατριβής και δεν προσβάλω τα πνευματικά δικαιώματα τρίτων. Για τη συγγραφή της διδακτορικής μου διατριβής δεν χρησιμοποίησα ολόκληρο ή μέρος έργου άλλου δημιουργού ή τις ιδέες και αντιλήψεις άλλου δημιουργού χωρίς να γίνεται αναφορά στην πηγή προέλευσης (βιβλίο, άρθρο από εφημερίδα ή περιοδικό, ιστοσελίδα κ.λπ.). 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».

Ημερομηνία

25/11/2024

Ο Δηλών







## Περίληψη

Οι σπινθηριστές αποτελούν βασικά συστατικά στις σύγχρονες απεικονιστικές τεχνολογίες, μετατρέποντας την απορροφούμενη ιοντίζουσα ακτινοβολία σε οπτικά φωτόνια. Αυτή η μετατροπή επιτρέπει την ανίχνευση και καταγραφή της ακτινοβολίας με τη χρήση ειδικών ανιχνευτών, όπως φωτοκαθόδους, φωτοδιόδους, κλπ., καθιστώντας τους σπινθηριστές κρίσιμους για την ποιότητα και την ακρίβεια των ιατρικών απεικονιστικών συστημάτων. Ειδικότερα, οι σπινθηριστές χρησιμοποιούνται σε ποικιλία εφαρμογών στην ιατρική απεικόνιση, περιλαμβάνοντας συμβατικές και ψηφιακές ακτινογραφίες, υπολογιστική τομογραφία (CT), καθώς και σε εφαρμογές Πυρηνικής Ιατρικής, όπως τα συστήματα SPECT και PET. Με την πρόοδο της τεχνολογίας, έχει γίνει σαφές ότι η ανάπτυξη και η βελτίωση των υλικών των σπινθηριστών μπορεί να έχει καθοριστική επίδραση στην αποτελεσματικότητα των ιατρικών εξετάσεων και στην προστασία των ασθενών από την υπερβολική ακτινοβολία.

Η χρήση υβριδικών συστημάτων SPECT/CT και PET/CT, που συνδυάζουν τις δυνατότητες απεικόνισης της Πυρηνικής Ιατρικής με την υπολογιστική τομογραφία (CT), παρέχει πιο ακριβή διαγνωστικά αποτελέσματα μέσω της συγχώνευσης ανατομικών και λειτουργικών δεδομένων. Τα υβριδικά συστήματα ενισχύουν την ευαισθησία και την ακρίβεια της διάγνωσης, αξιοποιώντας καλύτερους σπινθηριστές για βελτίωση της απόδοσης και της ποιότητας εικόνας. Η χρήση κοινού σπινθηριστή σε υβριδικά συστήματα απεικόνισης θα είχε σημαντικά οικονομικά και λειτουργικά πλεονεκτήματα.

Η παρούσα διδακτορική διατριβή επικεντρώνεται στην πειραματική και θεωρητική αξιολόγηση της απόδοσης φωταύγειας δύο αλογονούχων σπινθηριστών μονοκρυσταλλικής μορφής, των  $\text{LaCl}_3$  και  $\text{LaBr}_3$  με πρόσμιξη  $\text{Ce}^{3+}$ , όταν εκτίθενται σε ιοντίζουσες ακτινοβολίες, όπως οι ακτίνες X και γάμμα. Οι δυο παραπάνω μονοκρυσταλλικοί σπινθηριστές προσφέρουν υψηλή απόδοση φωτός και καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Ο σκοπός της μελέτης είναι να αξιολογήσει την καταλληλότητα αυτών των σπινθηριστών για χρήση σε συστήματα ακτινογραφίας, υπολογιστικής τομογραφίας (CT), αλλά κυρίως σε υβριδικά συστήματα SPECT/CT και PET/CT, καθώς οι δυνατότητες των δυο κρυστάλλων δεν έχουν πλήρως εξεταστεί για χρήση στα συγκεκριμένα συστήματα.

Η μελέτη περιλαμβάνει την ανάλυση βασικών παραμέτρων απόδοσης των κρυστάλλων, όπως η Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση (QDE), η Απόδοση Ενεργειακής Απορρόφησης (EAE), η Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας (AE) και η Ανιχνευτική Κβαντική Απόδοση (DQE). Επίσης, αξιολογήθηκε η συμβατότητα των εκπεμπόμενων οπτικών φασμάτων με διάφορους οπτικούς ανιχνευτές, ενώ υπολογίστηκε η συνολική απόδοση του συστήματος σπινθηριστή-φωτοανιχνευτή μέσω της Ενεργούς Απόδοσης (EE). Ιδιαίτερη έμφαση δίνεται και στον καθορισμό των συνθηκών που μεγιστοποιούν την απόδοση των σπινθηριστών, όπως το πάχος του κρυστάλλου, η θερμοκρασία και η συγκέντρωση του Δημητρίου, καθώς και στη μείωση της δόσης ακτινοβολίας που δέχεται ο εξεταζόμενος. Μέσω αυτής της αναλυτικής προσέγγισης, επιδιώκεται η συνεισφορά στη βελτίωση των υβριδικών συστημάτων απεικόνισης, ενισχύοντας την ακρίβεια και την αποτελεσματικότητα των ιατρικών διαγνώσεων.

Σύμφωνα με τα αποτελέσματα, οι κρύσταλλοι  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  παρουσίασαν ανώτερες επιδόσεις σε σύγκριση με άλλους χρησιμοποιούμενους σπινθηριστές, όπως οι LSO, BGO και  $\text{CdWO}_4$ , ειδικά στην ανίχνευση ακτινοβολίας ακτίνων-X. Η Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας (ΑΕ) του  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  βρέθηκε υψηλότερη από εκείνη των κρυστάλλων LSO, BGO και  $\text{CdWO}_4$ , ενώ η αντίστοιχη του  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  ήταν σημαντικά μεγαλύτερη. Επιπλέον, οι κρύσταλλοι  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  εμφάνισαν εξαιρετική φασματική συμβατότητα με εμπορικούς οπτικούς ανιχνευτές, κάτι που τους καθιστά ιδιαίτερα κατάλληλους για χρήση σε προηγμένα ιατρικά συστήματα απεικόνισης. Η θερμοκρασιακή απόδοση του  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  έδειξε ότι, παρά τη μείωση της απόδοσης σε υψηλές θερμοκρασίες, ο κρύσταλλος παραμένει σταθερός και λειτουργικός σε περιβάλλοντα με ακραίες διακυμάνσεις θερμοκρασίας. Αυτό είναι ιδιαίτερα κρίσιμο για τη διασφάλιση της αξιοπιστίας και της απόδοσης των συστημάτων απεικόνισης σε ποικίλες κλινικές συνθήκες.

Τέλος, αναπτύχθηκε ένα θεωρητικό μοντέλο για την εκτίμηση της διάδοσης του φωτός μέσα στους κρυστάλλους και του βέλτιστου πάχους για διάφορες εφαρμογές. Το μοντέλο επιβεβαιώθηκε μέσω πειραματικών δεδομένων και προσδιόρισε βέλτιστες παραμέτρους για τους σπινθηριστές.

Συνολικά, η μελέτη υποδεικνύει ότι η χρήση των σπινθηριστών  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  μπορεί να οδηγήσει σε μειωμένη έκθεση ακτινοβολίας για τους ασθενείς, βελτιώνοντας παράλληλα την ποιότητα της εικόνας και μειώνοντας το λειτουργικό κόστος των ιατρικών συστημάτων. Η εργασία συνεισφέρει στην ανάπτυξη πιο αποτελεσματικών και ασφαλέστερων συστημάτων ιατρικής απεικόνισης, προσφέροντας εν δυνάμει σημαντικά οφέλη στον τομέα της ακτινοπροστασίας και της γενικότερης πρακτικής της Πυρηνικής Ιατρικής.

**ΘΕΜΑΤΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ:** Ακτινοφυσική

**ΛΕΞΕΙΣ ΚΛΕΙΔΙΑ:**  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ ,  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , σπινθηριστές, ανιχνευτές ακτινοβολίας, Υβριδικά συστήματα Ιατρικής Απεικόνισης.

## Abstract

Scintillators are fundamental components in modern imaging technologies, converting absorbed ionizing radiation into optical photons. This conversion enables the detection and recording of radiation using specialized detectors, such as photomultiplier tubes, photodiodes, etc., making scintillators critical for the quality and accuracy of medical imaging systems. Specifically, scintillators are utilized in a variety of applications in medical imaging, including conventional and digital radiography, computed tomography (CT), as well as in Nuclear Medicine applications such as SPECT and PET systems. With technological advancements, it has become evident that the development and improvement of scintillator materials can have a decisive impact on the efficiency of medical examinations and the protection of patients from excessive radiation.

The use of hybrid SPECT/CT and PET/CT systems, which combine the imaging capabilities of Nuclear Medicine with computed tomography (CT), provides more accurate diagnostic results through the fusion of anatomical and functional data. Hybrid systems enhance the sensitivity and precision of diagnosis by utilizing better scintillators to improve performance and image quality. The use of a common scintillator in hybrid imaging systems would offer significant economic and operational advantages.

The present PhD. dissertation focuses on the experimental and theoretical evaluation of the luminescence performance of two halide scintillators in single-crystal form,  $\text{LaCl}_3$  and  $\text{LaBr}_3$  doped with  $\text{Ce}^{3+}$ , when exposed to ionizing radiations such as X-rays and gamma rays. These two single-crystal scintillators offer high light yield and good energy resolution. The aim of the study is to assess the suitability of these scintillators for use in radiography systems, computed tomography (CT), but primarily in hybrid SPECT/CT and PET/CT systems, as the potential of these crystals for use in these specific systems has not been fully examined.

The study includes the analysis of key performance parameters of crystals, such as Quantum Detection Efficiency (QDE), Energy Absorption Efficiency (EAE), Absolute Luminescence Efficiency (AE), and Detective Quantum Efficiency (DQE). Additionally, the compatibility of the emitted optical spectra with various optical detectors was evaluated, while the overall performance of the scintillator-photodetector system was calculated through Effective Efficiency (EE). Special emphasis is placed on determining the conditions that maximize the performance of the scintillators, such as crystal thickness, temperature, and dopant concentration, as well as on reducing the radiation dose received by the patient. Through this analytical approach, the aim is to contribute to the improvement of hybrid imaging systems, enhancing the accuracy and effectiveness of medical diagnoses.

According to the results, the  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  and  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  crystals exhibited superior performance compared to other commonly used scintillators, such as LSO, BGO, and  $\text{CdWO}_4$ , particularly in the detection of X-ray radiation. The Absolute Luminescence Efficiency (AE) of  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  was found to be higher than that of LSO, BGO, and  $\text{CdWO}_4$  crystals, while that of  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  was significantly greater. Furthermore,  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  and  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  crystals demonstrated excellent spectral compatibility with commercial optical

detectors, making them particularly suitable for use in advanced medical imaging systems. The thermal performance of  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  indicated that, despite a reduction in efficiency at high temperatures, the crystal remains stable and functional in environments with extreme temperature fluctuations. This is particularly critical for ensuring the reliability and performance of imaging systems in various clinical conditions.

Finally, a theoretical model was developed to estimate the propagation of light within crystals and to determine the optimal thickness for various applications. The model was validated through experimental data and identified optimal parameters for scintillators.

Overall, the study suggests that the use of  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  and  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  scintillators can lead to reduced radiation exposure for patients, while simultaneously improving image quality and reducing the operational costs of medical systems. This work contributes to the development of more efficient and safer medical imaging systems, potentially offering significant benefits in the field of radiation protection and the broader practice of Nuclear Medicine.

**SUBJECT AREA:** Radiation physics

**KEYWORDS:**  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ ,  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , scintillators, radiation detectors, Nuclear Medicine Imaging applications

## Ευχαριστίες

Θα ήθελα να εκφράσω τις θερμές μου ευχαριστίες στον επιβλέποντα καθηγητή μου, κ. Νεκτάριο Καλύβα, για την καθοδήγηση, την υποστήριξη και την υπομονή του καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησης της διατριβής μου. Η πολύτιμη συμβολή του υπήρξε καταλυτική για την ολοκλήρωση της έρευνάς μου και την επίτευξη των στόχων της.

Επιπλέον, θέλω να ευχαριστήσω θερμά τους καθηγητές κ. Ιωάννη Βαλαή και κ. Χρήστο Μιχαήλ, μέλη της τριμελούς επιτροπής, για τη σημαντική τους συνεισφορά στις πειραματικές μετρήσεις, καθώς και για τη βοήθεια που παρείχαν στη συγγραφή των άρθρων. Η καθοδήγησή τους ήταν ουσιαστική για την επιτυχή ολοκλήρωση των πειραμάτων και την ποιότητα της συγγραφής.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους καθηγητές κ. Ιωάννη Κανδαράκη και κ. Γεώργιο Φούντο για τις χρήσιμες παρατηρήσεις, τα σχόλια και τις διορθώσεις τους κατά τη συγγραφή των άρθρων. Η ενδελεχής αναθεώρηση και η προσεκτική τους εξέταση συνέβαλαν στην ποιοτική αναβάθμιση της δουλειάς μου.

Τέλος, ευχαριστώ την οικογένειά μου και τους φίλους μου για τη συνεχή στήριξη και ενθάρρυνσή τους, η οποία υπήρξε σημαντική για την ολοκλήρωση της διατριβής μου.



# ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΕΣ ΕΡΓΑΣΙΕΣ ΣΧΕΤΙΚΕΣ ΜΕ ΤΟ ΘΕΜΑ ΤΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ

## Δημοσιεύσεις σε Διεθνή Επιστημονικά Περιοδικά με παράγοντα απήχησης (impact factor)

- Tseremoglou, S. *et al.* (2022) ‘Evaluation of Cerium-Doped Lanthanum Bromide (LaBr<sub>3</sub>:Ce) Single-Crystal Scintillator’s Luminescence Properties under X-ray Radiographic Conditions’, *Applied Sciences*, 13(1), p. 419. Available at: <https://doi.org/10.3390/app13010419>.
- Tseremoglou, S. *et al.* (2022) ‘Efficiency Properties of Cerium-Doped Lanthanum Chloride (LaCl<sub>3</sub>:Ce) Single Crystal Scintillator under Radiographic X-ray Excitation’, *Crystals*, 12(5), p. 655. Available at: <https://doi.org/10.3390/cryst12050655>.
- Tseremoglou, S. *et al.* (2023) ‘Optical Photon Propagation Characteristics and Thickness Optimization of LaCl<sub>3</sub>:Ce and LaBr<sub>3</sub>:Ce Crystal Scintillators for Nuclear Medicine Imaging’, *Crystals*, 14(1), p. 24. Available at: <https://doi.org/10.3390/cryst14010024>.

## Δημοσιεύσεις σε Πρακτικά Διεθνών Συνεδρίων

- Tseremoglou, S. *et al.* (2023) ‘Temperature Dependence of the Luminescence Output of LaCl<sub>3</sub>:Ce Single Crystal Scintillator’, *Procedia Structural Integrity*, 47, pp. 119–124. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.prostr.2023.07.002>.

## Βιβλία Περιλήψεων Συνεδρίων

- Tseremoglou, S. *et al.* (2021) ‘Study of Lanthanum Based Scintillators for Nuclear Medicine Imaging Instrumentation’, *15<sup>th</sup> Panhellenic Congress of Nuclear Medicine*, 27-30 May 2021.
- Tseremoglou, S. *et al.* (2022) ‘Luminescence Efficiency of LaCl<sub>3</sub>:Ce Crystalline Scintillator for Different Cerium Concentrations: A Theoretical Study’, *Physica Medica*, 104, p. S36. Available at: [https://doi.org/10.1016/S1120-1797\(22\)03115-5](https://doi.org/10.1016/S1120-1797(22)03115-5).
- Tseremoglou, S. *et al.* (2023) ‘A Theoretical Study of LaBr<sub>3</sub>:Ce Crystalline Scintillator Thickness Effect In Absolute Efficiency for Radiographic X-Ray Tube Voltage of 50 kV’, *International Conference in Advances in Biomedical Sciences, Engineering and Technology (ABSET) Conference*, 10-11 June, 2023.
- Tseremoglou, S. *et al.* (2023) ‘LaCl<sub>3</sub>:Ce crystalline scintillator thickness optimization for low radiographic X-ray tube voltages: A theoretical study’, *International Conference on Radiation Applications (RAP 2023)*, May 29-June 2, 2023.

## Λοιπές Ερευνητικές Εργασίες

### Δημοσιεύσεις σε Πρακτικά Διεθνών Συνεδρίων

- Linardatos, D. *et al.* (2023) ‘Light output dependence of CeBr<sub>3</sub> hygroscopic scintillator upon temperature’, *Procedia Structural Integrity*, 47, pp. 80–86. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.prostr.2023.06.043>.
- Linardatos, D. *et al.* (2024) ‘Influence of temperature (26 to 155 °C range) on the luminescence efficiency of cerium bromide scintillator’, *Science Talks*, 9, p. 100297. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.sctalk.2024.100297>.

### Βιβλία Περιλήψεων Συνεδρίων

- Dimitrakopoulos, A. *et al.* (2022) ‘A Theoretical Study for the Energy Dependence of Intrinsic Conversion Efficiency of Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Eu and Y<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Eu Scintillator Materials for Use in Medical Imaging Detectors’, *Physica Medica*, 104, p. S55. Available at: [https://doi.org/10.1016/S1120-1797\(22\)03173-8](https://doi.org/10.1016/S1120-1797(22)03173-8).
- Dimitrakopoulos, A. *et al.* (2023) ‘A Theoretical Study Regarding the Effect of the Inverse Diffusion Length on YAlO<sub>3</sub>:Ce and Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Ce Scintillator Materials Absolute Luminescence Efficiency’, *International Conference in Advances in Biomedical Sciences, Engineering and Technology (ABSET) Conference*, 10-11 June, 2023.
- Kalyvas, N. *et al.* (2024) ‘Thickness optimization of granular phosphor scintillators for use in low activity ionizing radiation spectrometers: The Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Tb theoretical paradigm’, *International Conference on Radiation Applications (RAP 2024)*, 10-12 June, 2024.
- Martzakli, A. *et al.* (2024) ‘Luminescence efficiency of a hygroscopic Cerium-doped Lanthanum Bromide (LaBr<sub>3</sub>:Ce) single crystal scintillator: Temperature dependence’, *4th International Online Conference on Crystals*, 18-20 September, 2024.
- Anagnostou, I. *et al.* (2024) ‘Examining the effect of scatter radiation spread in LaCl<sub>3</sub>:Ce and LaBr<sub>3</sub>:Ce scintillators under nuclear medicine imaging exposure conditions’, *International Conference Applied Nuclear Physics 2024*, 23-24 September, 2024.
- Argyrou, A. *et al.* (2024) ‘An experimental study on the emitted signal linearity of LaBr<sub>3</sub>:Ce single crystal scintillator excited by X-rays’, *Physica Medica 2024*, 127. Available at: <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2024.104711>.



# Περιεχόμενα

Abstract .....	11
Ευχαριστίες.....	13
Ερευνητικές Εργασίες σχετικές με το θέμα της Διατριβής .....	15
Κατάλογος Εικόνων.....	20
Κατάλογος Πινάκων .....	24
Λεξικό αντιστοίχισης των επιστημονικών και τεχνικών όρων .....	26
1. Εισαγωγή.....	30
1.1. Κρυσταλλικός σπινθηριστής $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ .....	31
1.2. Κρυσταλλικός σπινθηριστής $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ .....	31
1.3. Σκοπός διδακτορικής διατριβής .....	33
2. Θεωρία.....	35
2.1. Ιοντίζουσες ακτινοβολίες.....	35
2.1.1. Αλληλεπίδραση των ιοντιζουσών ακτινοβολιών με την ύλη .....	35
2.1.2. Εξασθένηση δέσμης X και γ ακτινοβολίας (φωτονίων).....	37
2.1.3. Σχετική σημασία των διαφόρων τύπων αλληλεπιδράσεων .....	43
2.1.4. Πηγές X και γ ακτινοβολίας .....	44
2.1.5. Ραδιενεργές διασπάσεις.....	45
2.1.6. Συνέπειες των ιοντιζουσών ακτινοβολιών .....	49
2.2. Απεικόνιση Πυρηνικής Ιατρικής.....	49
2.2.1. Υπολογιστική τομογραφία εκπομπής μονού φωτονίου (SPECT) .....	50
2.2.2. Γάμμα κάμερα.....	50
2.2.3. Τρισδιάστατη (ογκομετρική) απεικόνιση.....	56
2.2.4. Διόρθωση εξασθένησης και σκέδασης.....	57
2.2.5. Τομογραφία εκπομπής ποζιτρονίου (PET).....	59
2.2.6. Διορθώσεις στο PET .....	68
2.3. Υβριδική Απεικόνιση.....	72
2.3.1. SPECT/CT, PET/CT .....	72
2.3.2. PET/MRI, SPECT/MRI.....	74
2.4. Φθορίζοντα υλικά (Φώσφοροι) – Σπινθηριστές.....	76
2.4.1. Είδη Σπινθηριστών στην Ιατρική Απεικόνιση.....	77
2.4.2. Η διαδικασία παραγωγής σπινθηρισμού στους ανόργανους σπινθηριστές. 80	
2.4.3. Η απόδοση φωτός .....	87
2.4.4. Χρόνος Απόσβεσης.....	89

2.4.5. Μεταφωταύγεια .....	90
2.4.6. Μη Αναλογικότητα της Απόκρισης Σπινθηρισμού .....	91
2.4.7. Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα.....	92
3. Μεθοδολογία .....	94
3.1. Πειραματικός εξοπλισμός.....	94
3.2. Υπολογισμοί.....	94
3.2.1. Παράμετροι απόδοσης των μονοκρυσταλλικών σπινθηριστών $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ και $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ .....	94
3.2.2. Απόδοση των $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ και $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ σε εφαρμογές Πυρηνικής Ιατρικής ..	99
3.2.3. Απόδοση του $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ για διαφορετικές συγκεντρώσεις Δημητρίου.....	99
3.2.4. Επίδραση της θερμοκρασίας στην Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας του $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ .....	100
3.2.5. Προσδιορισμός βέλτιστου πάχους των $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ και $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ μέσω θεωρητικού μοντέλου .....	100
4. Αποτελέσματα και Σχολιασμός .....	104
4.1. Παράμετροι απόδοσης του μονοκρυσταλλικού σπινθηριστή $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ .....	104
4.1.1. Απόδοση Ενεργειακής Απορρόφησης (EAE).....	104
4.1.2. Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση (QDE).....	106
4.1.3. Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας (AE) .....	107
4.1.4. Παράγοντας Φασματικής Συμβατότητας (SMF) .....	109
4.1.5. Ενεργός Απόδοση (EE) .....	114
4.2. Παράμετροι απόδοσης του μονοκρυσταλλικού σπινθηριστή $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ .....	117
4.2.1. Απόδοση Ενεργειακής Απορρόφησης (EAE).....	117
4.2.2. Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση (QDE).....	120
4.2.3. Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας (AE) .....	120
4.2.4. Παράγοντας Φασματικής Συμβατότητας (SMF) .....	121
4.2.5. Ενεργός Απόδοση (EE) .....	127
4.2.6. Ανιχνευτική Κβαντική Απόδοση (DQE(0)) .....	129
4.3. Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση των $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ και $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ σε εφαρμογές Πυρηνικής Ιατρικής.....	130
4.4. Απόδοση του $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ για διαφορετικές συγκεντρώσεις Δημητρίου .....	131
4.5. Επίδραση της θερμοκρασίας στην Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας του $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ .....	134
4.6. Προσδιορισμός βέλτιστου πάχους των $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ και $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ .....	137
5. Συμπεράσματα - Θέματα για περαιτέρω έρευνα .....	146
5.1. Συμπεράσματα.....	146

5.2. Θέματα για περαιτέρω έρευνα .....	148
6. Βιβλιογραφία .....	150
7. Παράρτημα .....	169

## Κατάλογος Εικόνων

Εικόνα 1. Κρυσταλλικός σπινθηριστής $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ . .....	95
Εικόνα 2. Πειραματικής Διάταξη. ....	97
Εικόνα 3. ΕΑΕ κρυσταλλικών σπινθηριστών $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , BGO, LSO και $\text{CdWO}_4$ .....	104
Εικόνα 4. Συντελεστές εξασθένησης των κρυστάλλων $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , BGO, LSO και $\text{CdWO}_4$ . ....	105
Εικόνα 5. Ο λόγος $\mu_{\text{en}}/\mu_{\text{att}}$ των κρυστάλλων $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , BGO, LSO και $\text{CdWO}_4$ . ....	105
Εικόνα 6. QDE του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ σε σύγκριση με τους κρυστάλλους, BGO, LSO και $\text{CdWO}_4$ . ....	107
Εικόνα 7. Τιμές της ΑΕ του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ (5,3% σφάλμα) σε σύγκριση με προηγούμενως δημοσιευμένα δεδομένα για τους κρυστάλλους, BGO, LSO και $\text{CdWO}_4$ . ....	108
Εικόνα 8. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ και φασματική ευαισθησία φωτοανιχνευτών CCD. ....	110
Εικόνα 9. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ και φασματική ευαισθησία φωτοανιχνευτών CMOS. ....	110
Εικόνα 10. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ και φασματική ευαισθησία φωτοκαθόδων.....	111
Εικόνα 11. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ και φασματική ευαισθησία φωτοανιχνευτών SiPMs.....	111
Εικόνα 12. Τιμές SMF του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με διάφορους φωτοανιχνευτές CCD.....	112
Εικόνα 13. Τιμές SMF του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με διάφορους φωτοανιχνευτές CMOS.....	113
Εικόνα 14. Τιμές SMF του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με διάφορες φωτοκαθόδους. ....	113
Εικόνα 15. Τιμές SMF του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με διάφορους φωτοανιχνευτές SiPMs. ....	114
Εικόνα 16. ΕΕ του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με φωτοανιχνευτές CCD. ..	115
Εικόνα 17. ΕΕ του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με φωτοανιχνευτές CMOS. ....	116
Εικόνα 18. ΕΕ του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με φωτοκαθόδους.....	116
Εικόνα 19. ΕΕ του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με φωτοανιχνευτές SiPMs. ....	117
Εικόνα 20. ΕΑΕ κρυσταλλικών σπινθηριστών $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , BGO, LSO και $\text{CdWO}_4$ . ....	118
Εικόνα 21. Συντελεστές εξασθένησης των κρυστάλλων $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , BGO, LSO και $\text{CdWO}_4$ . ....	119
Εικόνα 22. Ο λόγος $\mu_{\text{en}}/\mu_{\text{att}}$ των κρυστάλλων $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , BGO, LSO και $\text{CdWO}_4$ . ....	119

Εικόνα 23. QDE του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ σε σύγκριση με τους κρυστάλλους $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , BGO, LSO και $\text{CdWO}_4$ .....	120
Εικόνα 24. Τιμές της ΑΕ του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ (4,25% σφάλμα) σε σύγκριση με προηγούμενως δημοσιευμένα δεδομένα για τους κρυστάλλους $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , BGO, LSO και $\text{CdWO}_4$ .....	121
Εικόνα 25. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ και φασματική ευαισθησία φωτοανιχνευτών CCD.....	122
Εικόνα 26. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ και φασματική ευαισθησία φωτοανιχνευτών CMOS.....	122
Εικόνα 27. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ και φασματική ευαισθησία φωτοκαθόδων.....	123
Εικόνα 28. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ και φασματική ευαισθησία φωτοανιχνευτών SiPMs.....	123
Εικόνα 29. Τιμές SMF του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με διάφορους φωτοανιχνευτές CCD.....	124
Εικόνα 30. Τιμές SMF του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με διάφορους φωτοανιχνευτές CMOS.....	125
Εικόνα 31. Τιμές SMF του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με διάφορες φωτοκαθόδους.....	125
Εικόνα 32. Τιμές SMF του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με διάφορους φωτοανιχνευτές SiPMs.....	126
Εικόνα 33. ΕΕ του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με φωτοανιχνευτές CCD... ..	127
Εικόνα 34. ΕΕ του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με φωτοανιχνευτές CMOS.....	128
Εικόνα 35. ΕΕ του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με φωτοκαθόδους.....	128
Εικόνα 36. ΕΕ του κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ σε συνδυασμό με φωτοανιχνευτές SiPMs.....	129
Εικόνα 37. DQE(0) των μονοκρυσταλλικών σπινθηριστών $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ και $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ .....	129
Εικόνα 38. QDE κρυστάλλου $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ για διαφορετικά πάχη και ενέργειες.....	130
Εικόνα 39. QDE κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ για διαφορετικά πάχη και ενέργειες.....	131
Εικόνα 40. Αριθμός οπτικών φωτονίων για 0,1% συγκέντρωση Ce.....	132
Εικόνα 41. Αριθμός οπτικών φωτονίων για 1% συγκέντρωση Ce.....	132
Εικόνα 42. Αριθμός οπτικών φωτονίων για 10% συγκέντρωση Ce.....	133
Εικόνα 43. Αριθμός οπτικών φωτονίων για 20% συγκέντρωση Ce.....	133
Εικόνα 44. ΑΕ του κρυστάλλου $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ στο εύρος θερμοκρασιών από 29 έως 162 °C.....	135
Εικόνα 45. Τιμές k των κρυστάλλων $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ και $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ σε εύρος τάσης λυχνίας ακτίνων-X από 110 έως 140 kVp.....	138
Εικόνα 46. Θεωρητικά και πειραματικά αποτελέσματα ΑΕ (5,3% σφάλμα) για κρύσταλλο $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ .....	139

Εικόνα 47. Θεωρητικά και πειραματικά αποτελέσματα ΑΕ (4,25% σφάλμα) για κρύσταλλο LaBr <sub>3</sub> :Ce.....	140
Εικόνα 48. Οι προβλεπόμενες τιμές DOG των κρυστάλλων LaCl <sub>3</sub> :Ce και LaBr <sub>3</sub> :Ce για διάφορα πάχη, για 511 keV.....	141
Εικόνα 49. Οι προβλεπόμενες τιμές DOG των κρυστάλλων LaCl <sub>3</sub> :Ce και LaBr <sub>3</sub> :Ce για διάφορα πάχη, για Tc-99m και Tl-201.....	141
Εικόνα 50. Οι προβλεπόμενες τιμές DOG των κρυστάλλων LaCl <sub>3</sub> :Ce και LaBr <sub>3</sub> :Ce για διάφορα πάχη, για I-131 και I-123.....	142
Εικόνα 51. Οι προβλεπόμενες τιμές DOG των κρυστάλλων LaCl <sub>3</sub> :Ce και LaBr <sub>3</sub> :Ce για διάφορα πάχη, για Ga-67 και In-111. ....	142
Εικόνα 52. Οι προβλεπόμενες τιμές DOG των κρυστάλλων LaCl <sub>3</sub> :Ce και LaBr <sub>3</sub> :Ce για διάφορα πάχη, για 120 και 140 kVp.....	143



## Κατάλογος Πινάκων

Πίνακας 1. Ιδιότητες κρυστάλλων BGO, LSO, CdWO <sub>4</sub> , LaCl <sub>3</sub> :Ce και LaBr <sub>3</sub> :Ce.....	95
Πίνακας 2. Ραδιονουκλίδια Πυρηνικής Ιατρικής και οι αντίστοιχες ενέργειές τους ...	101
Πίνακας 3. Θεωρητικός υπολογισμός του αριθμού των οπτικών φωτονίων που παράγονται στους κρυσταλλικούς σπινθηριστές.....	109
Πίνακας 4. Συνδυασμοί κρυστάλλου LaCl <sub>3</sub> :Ce με φωτοανιχνευτές με SMF πάνω από 0,65.....	114
Πίνακας 5. Συνδυασμοί κρυστάλλου LaBr <sub>3</sub> :Ce με φωτοανιχνευτές με SMF πάνω από 0,65.....	126
Πίνακας 6. Υπολογισμένος αριθμός οπτικών φωτονίων σε διαφορετικές θερμοκρασίες. .....	136





## Λεξικό αντιστοίχισης των επιστημονικών και τεχνικών όρων

Absolute Luminescence Efficiency (AE)	Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας
Active Matrix Flat Panel Imager (AMFPI)	Επίπεδοι Ανιχνευτές Ενεργού Μήτρας
Afterglow	Μεταφωταύγεια
Annihilation Coincidence Detection (ACD)	Σύμπτωση Ανίχνευσης Γεγονότος
Artifacts	Ψευδοδομές
Avalanche Photodiode (APD)	Φωτοδίοδος Χιονοστιβάδας
Backprojection	Οπισθοπροβολή
Bandgap	Ενεργειακό Χάσμα
Cathode-ray Tube	Καθοδικός Σωλήνας
Charge-Coupled Device (CCD)	Συσκευή Συζευγμένου Φορτίου
Complementary Metal-Oxide Semiconductor (CMOS)	Συμπληρωματικός Ημιαγωγός Μεταλλικού Οξειδίου
Computed Tomography (CT)	Υπολογιστική Τομογραφία
Concentration Quenching	Απόσβεση λόγω Συγκέντρωσης
Configurational Coordinate Diagram	Διάγραμμα Συντεταγμένων Διαμόρφωσης
Core-Valence Luminescence (CVL)	Φωταύγεια Εσωτερικής Στιβάδας-Στιβάδας Σθένους
Cross-Luminescence	Διασταυρούμενη Φωταύγεια
Dead Time	Νεκρός Χρόνος
Decay Time	Χρόνος Απόσβεσης
Depth of Interaction (DOI)	Βάθος Αλληλεπίδρασης
Detective Optical Gain (DOG)	Οπτική Απολαβή Ανιχνευτή
Detective Quantum Efficiency (DQE)	Ανιχνευτική Κβαντική Απόδοση
Effective Efficiency (EE)	Ενεργός Απόδοση
Effective Energy	Ενεργός Ενέργεια
Energy Absorption Efficiency (EAE)	Απόδοση Ενεργειακής Απορρόφησης
Energy Integrating Mode	Τρόπος Ενεργειακής Ολοκλήρωσης

Energy Resolution.....	Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα
Exciton.....	Εξιτόνιο
Filtered Backprojection.....	Φιλτραρισμένη Οπισθοπροβολή
Fluorescence.....	Φθορισμός
Full Width at Half Maximum (FWHM)....	Πλήρες Εύρος στο Μισό του Μεγίστου Ύψους
Half Value Layer (HVL).....	Πάχος Υποδιπλασιασμού
Intrinsic Spatial Resolution.....	Ενδογενής Χωρική Διακριτική Ικανότητα
Iterative Reconstruction.....	Επαναλαμβανόμενη Ανακατασκευή
Light Guide.....	Οδηγός Φωτός
Light Yield (LY).....	Απόδοση Φωτός
Line Integral.....	Ολοκλήρωμα Γραμμής
Line of Response (LOR).....	Γραμμή Απόκρισης
Linear Accelerator (LINAC).....	Γραμμικός Επιταχυντής
Luminescence.....	Φωταύγεια
Luminescent Centers (LC).....	Κέντρα Φωταύγειας
Magnetic Resonance Imaging (MRI)...	Απεικόνιση Πυρηνικού Μαγνητικού Συντονισμού
Magnetic Resonance Spectroscopy (MRS)....	Φασματογραφία Μαγνητικού Συντονισμού
Non Linearity.....	Μη Γραμμικότητα
Non Proportionality.....	Μη Αναλογικότητα
Optically Stimulated Luminescence (OSL).....	Οπτικά Διεγειρόμενη Φωταύγεια
Parity.....	Ομοτιμία
Phosphorescence.....	Φωσφορισμός
Phosphors.....	Φώσφοροι
Photon Counting Computer Tomography (PCCT).....	Υπολογιστική Τομογραφία με Ανιχνευτές Καταμέτρησης Φωτονίων
Portal Imaging.....	Ακτινοθεραπευτική Απεικόνιση
Position Sensitive Photomultiplier Tubes (PSPMT).....	Φωτοπολλαπλασιαστές Ευαισθησίας Θέσης
Positron Emission Tomography (PET).....	Τομογραφία Εκπομπής Ποζιτρονίων
Pulse Counting Mode.....	Τρόπος Καταμέτρησης Παλμών

Quantum Detection Efficiency (QDE).....	Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση
Scintillation.....	Σπινθηρισμός
Self-Trapped Exciton (STE).....	Αυτοπαγιδευμένο Εξιτόνιο
Signal to Noise Ratio (SNR).....	Λόγος Σήματος προς Θόρυβο
Silicon Photomultipliers (SiPMs).....	Φωτοπολλαπλασιαστές Πυριτίου
Single-Photon Emission	Υπολογιστική Τομογραφία
Computed Tomography (SPECT).....	Εκπομπής Μονού Φωτονίου
Spectral Matching Factor (SMF).....	Παράγοντας Φασματικής Συμβατότητας
Thermalization.....	Θερμοποίηση
Thermally Stimulated Luminescence (TSL).....	Θερμικά Διεγειρόμενη Φωταύγεια



# 1. Εισαγωγή

Οι σπινθηριστές είναι υλικά που όταν απορροφούν ακτινοβολία εκπέμπουν οπτικά φωτόνια. Τα υλικά αυτά είναι ιδιαίτερα σημαντικά στα ιατρικά απεικονιστικά συστήματα ιοντιζουσών ακτινοβολιών γιατί η χρήση τους μπορεί να μειώσει την απαιτούμενη ακτινοβολία των ιατρικών εξετάσεων, και επομένως να μειώσει και τη δόση ιοντίζουσας ακτινοβολίας που δέχεται ο εξεταζόμενος. Ένας ανιχνευτής σπινθηρισμού συνδέεται με οπτικούς ανιχνευτές, όπως φιλμ, φωτοκαθόδους, φωτοδιόδους, συσκευές συζευγμένου φορτίου (CCD), συμπληρωματικούς ημιαγωγούς οξειδίου μετάλλου (CMOS), ανιχνευτές άμορφου πυριτίου (a-Si/TFT) [1–4]. Οι ανιχνευτικές διατάξεις με σπινθηριστές έχουν χρησιμοποιηθεί ευρέως σε πολλούς τεχνολογικούς τομείς, από την βιομηχανία έως και την πυρηνική φυσική, με εξέχουσα εφαρμογή όμως στην ιατρική απεικόνιση [5]. Οι σπινθηριστές στην ιατρική απεικόνιση είναι συνήθως είτε σε μορφή μονοκρυστάλλων, είτε κοκκώδους μορφής, είτε μορφής στήλης ή κεραμικά μπλοκ. Σήμερα, μια ποικιλία ανιχνευτών σπινθηρισμού ιατρικής απεικόνισης συναντώνται σε συμβατικά και ψηφιακά ακτινογραφικά συστήματα, συστήματα ακτινοσκόπησης, υπολογιστικής τομογραφίας ακτίνων-X, υπολογιστικής τομογραφίας εκπομπής μονού φωτονίου (SPECT) και τομογραφίας εκπομπής ποζιτρονίων (PET) [4-9]. Επίσης χρησιμοποιούνται σε απεικονιστικά συστήματα Πυρηνικής Ιατρικής όπως PET και SPECT συζευγμένα με σύστημα υπολογιστικής τομογραφίας (CT) δημιουργώντας έτσι υβριδικά συστήματα PET/CT και SPECT/CT. Η απεικόνιση Πυρηνικής Ιατρικής παρέχει λειτουργικές ή μεταβολικές πληροφορίες απεικονίζοντας την κατανομή και τη συγκέντρωση μιας ραδιοσημασμένης ουσίας μέσα στο σώμα του ασθενούς. Τα υβριδικά συστήματα, μέσω του συνδυασμού ανατομικών και λειτουργικών πληροφοριών, που λαμβάνονται στην ίδια συνεδρία απεικόνισης πολύ κοντά χρονικά, και τη βελτίωση στη διάγνωση της εξασθένησης, παρέχουν την δυνατότητα για μια πιο ακριβή διάγνωση [10-18]. Η ευαισθησία αυτών των συστημάτων, η οποία είναι ανταγωνιστική στη δόση του ασθενούς, μπορεί να αυξηθεί σημαντικά όταν χρησιμοποιούνται πιο αποτελεσματικοί και πιο «γρήγοροι» κρύσταλλοι σπινθηρισμού [5,19].

Μία ενδιαφέρουσα εφαρμογή στα υβριδικά συστήματα PET/CT και SPECT/CT θα ήταν η χρήση κοινού σπινθηριστή στο σύστημα Πυρηνικής Ιατρικής (PET, SPECT) και στο σύστημα Ακτινοδιαγνωστικής (CT). Ένας κατάλληλος σπινθηριστής με καλή απόκριση σε όλο το φάσμα των ενεργειών που χρησιμοποιείται σε αυτά τα συστήματα θα επέτρεπε τη χρήση ενός κοινού ανιχνευτή, με προφανή πλεονεκτήματα σε οικονομικό και λειτουργικό επίπεδο. Σπινθηριστές μονοκρυσταλλικής μορφής έχουν διερευνηθεί για χρήση σε συστήματα Πυρηνικής Ιατρικής. Ως παράδειγμα οι μονοκρυσταλλικοί αλογονούχοι σπινθηριστές, όπως οι  $\text{LaCl}_3$  και  $\text{LaBr}_3$  με πρόσμιξη  $\text{Ce}^{3+}$ , έχουν μελετηθεί ευρέως σε εφαρμογές Πυρηνικής Ιατρικής καθώς παρέχουν, υψηλή απόδοση φωτός, καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα [20], μικρό χρόνο αποδιέγερσης [21,22] αλλά και σχετικά υψηλό ποσοστό απορρόφησης ιοντίζουσας ακτινοβολίας, λόγω της πυκνότητας και των ατομικών αριθμών τους [23]. Ωστόσο, δεν έχουν ερευνηθεί σε συνθήκες διέγερσης από ακτίνες X για πιθανή χρήση τους σε υβριδικά συστήματα SPECT/CT, PET/CT είτε σε απλά ακτινοδιαγνωστικά συστήματα. Για παράδειγμα, στους συγκεκριμένους κρυστάλλους έχει γίνει επισταμένη έρευνα απόκρισης και φασματικής

εκπομπής αλλά όχι μελέτη είτε πειραματική είτε θεωρητική σε υβριδικά και ακτινοδιαγνωστικά συστήματα.

### 1.1. Κρυσταλλικός σπινθηριστής $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$

Μελετήθηκε η διεθνής βιβλιογραφία [Παράρτημα] όσον αφορά στις ιδιότητες και στις εφαρμογές του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , σε σχέση και με τους στόχους της διατριβής. Από τη μελέτη αυτή διαπιστώθηκε ότι η διερεύνηση των χαρακτηριστικών του κρυστάλλου αυτού ξεκίνησε το 2000, και από την αρχή θεωρήθηκε σαν ένας πολλά υποσχόμενος σπινθηριστής επειδή εμφάνιζε συνδυασμό πολύ καλών χαρακτηριστικών.

Ο κρύσταλλος  $\text{LaCl}_3$  έχει εξαγωνική συμμετρία στο κρυσταλλικό σύστημα  $R\bar{6}_3/m$  ή  $C^{2}_{6h}$ , με πλέγμα τύπου  $\text{UCl}_3$  [24,25]. Η σταθερά του πλέγματος του κρυστάλλου είναι 0,6196 nm [26]. Η συγκέντρωση Δημητρίου στον κρύσταλλο έχει αναφερθεί στη βιβλιογραφία ότι είναι από 0,1% έως 30% [24,27-29]. Υπό την επίδραση  $\gamma$  ακτινοβολίας  $^{137}\text{Cs}$  662 keV η απόδοση φωτός μετρήθηκε από 40.000 photons /MeV έως 49.000 photons /MeV, ανάλογα με το μέγεθος του κρυστάλλου και την περιεκτικότητα σε Ce [24,28,30,31]. Η απόδοση αυτή παρέμενε σταθερή σε μια ευρεία κλίμακα θερμοκρασιών [28,32]. Επιπλέον παρουσίαζε πολύ καλή γραμμική απόκριση, δηλαδή η απόδοση φωτός ήταν ανεξάρτητη της ενέργειας [27]. Η μη αναλογικότητα της απόδοσης φωταύγειας ήταν πολύ μικρή, περίπου 7% για ένα φάσμα ενεργειών από 60 έως 1275 keV [27]. Η πολύ καλή απόδοση φωτός και η γραμμική απόκριση έχει θεωρηθεί ότι βρίσκονται πίσω από την εξαιρετική ενεργειακή διακριτική ικανότητα που εμφανίζει ο συγκεκριμένος σπινθηριστής [27,33]. Για την κορυφή των 662 keV, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα υπολογίστηκε από 3,1% έως 4% σε θερμοκρασία δωματίου και ανάλογα με το μέγεθος του κρυστάλλου την περιεκτικότητα σε Ce και τις συνθήκες μέτρησης [27,31,34,35]. Επίσης χαρακτηρίζεται από πολύ μικρό χρόνο αποδιέγερσης, 20-25 ns, για 41-76% της ολικής φωτεινής απόδοσης και για κρυστάλλους με 10-20% περιεκτικότητα σε Ce [27,28]. Το φάσμα εκπομπής του εκτείνεται από 300-400 nm με μέγιστο στα 350 nm [31,36]. Η πυκνότητα του είναι 3,86 g/cm<sup>3</sup>, έχει υψηλό ενεργό ατομικό αριθμό  $Z_{\text{eff}}$  (59,5) και ανιχνευτική απόδοση  $\rho Z^4_{\text{eff}} = 23,2 \times 10^6$  [30,33,35,36].

Μετά από έρευνα στη σχετική βιβλιογραφία, διέγερση του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  με ακτίνες-X για τη διερεύνηση ορισμένων από τις ιδιότητές του, πραγματοποιήθηκε σε συγκεκριμένες ενεργειακές περιοχές. Το φάσμα εκπομπής του κρυστάλλου, μετά από διέγερση ακτίνων-X που παράγεται από λυχνία ακτίνων-X στα 35 kV με 25 mA, έχει μελετηθεί από τους Guillot-Noel et al. [24]. Αυτή η μελέτη συμπληρώθηκε με τη χρήση κρυστάλλων  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  διαφορετικών συγκεντρώσεων Δημητρίου, υπό τις ίδιες πειραματικές συνθήκες [28]. Το φάσμα εκπομπής του κρυστάλλου μετρήθηκε επίσης στα 30 kV με 25 mA [29]. Προκειμένου να διερευνηθεί η καταλληλότητα του κρυστάλλου, κυρίως για εφαρμογές μέτρησης ακτίνων-X, μελέτες της αναλογικότητας της απόκρισης και της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του κρυστάλλου έχουν επίσης πραγματοποιηθεί στις ενεργειακές περιοχές 10,5–100 keV [37] και 5–60 keV (Ακτίνες-X από ραδιενεργές πηγές Fe-55: 5,9 keV, Cd-109: 22 keV και Am-241: 60 keV) [38].

### 1.2. Κρυσταλλικός σπινθηριστής $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$

Μελετήθηκε η διεθνής βιβλιογραφία [Παράρτημα] όσον αφορά στις ιδιότητες και στις εφαρμογές του  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , σε σχέση και με τους στόχους της διατριβής. Από τη μελέτη

αυτή διαπιστώθηκε ότι η διερεύνηση των χαρακτηριστικών του κρυστάλλου αυτού ξεκίνησε το 2001 [39], και από την αρχή θεωρήθηκε σαν ένας πολλά υποσχόμενος σπινθηριστής επειδή εμφάνιζε συνδυασμό πολύ καλών χαρακτηριστικών.

Όπως και ο κρύσταλλος  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  συνδυάζει εξαιρετικά χαρακτηριστικά, όπως υψηλή απόδοση φωτός, εξαιρετική ενεργειακή διακριτική ικανότητα και μικρό χρόνο αποδιέγερσης [39,40]. Ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  έχει πλέγμα τύπου  $\text{UCl}_3$  στο κρυσταλλικό σύστημα  $\text{R}\bar{6}_3/\text{m}$ , με σταθερά πλέγματος 0,6196 και παρουσιάζει ανισοτροπία [20,31,41,42]. Αν και το κρυσταλλικό πλέγμα των δύο κρυστάλλων είναι ίδιο, η προσθήκη του  $\text{Ce}^{3+}$  τους διαφοροποιεί, με το  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  να εμφανίζει καλύτερα χαρακτηριστικά [20]. Η απόδοση φωτός του  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  για απορρόφηση ακτινοβολίας  $\gamma$  στα 662 keV ( $^{137}\text{Cs}$ ), έχει υπολογιστεί ανάλογα με τις συνθήκες μέτρησης, την περιεκτικότητα σε Ce και το μέγεθος του κρυστάλλου από 60.000 photons/MeV έως 81.000 περίπου photons/MeV [20,29,31,39,41,43-46]. Για την κορυφή των 662 keV, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα υπολογίστηκε από 2,8% έως 3,9% και θεωρείται η καλύτερη τιμή που έχει μετρηθεί για κρυσταλλικό σπινθηριστή [20,29,31,35,39,43,45-48]. Επίσης χαρακτηρίζεται από πολύ μικρό χρόνο αποδιέγερσης, μεταξύ 35 ns και 25 ns [41,44,45], ο οποίος μειώνεται στα 15 ns με την αύξηση της συγκέντρωσης των ιόντων Ce, λόγω της ισχυρής εξάρτησης από αυτή [20,41,43-45,49]. Το οπτικό φάσμα εκπομπής του  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  σε θερμοκρασία δωματίου παρουσιάζει μια ζώνη εκπομπής μεταξύ 325 nm και 425 nm, με κορυφές στα 360 nm και 380 nm. Αυτές οι κορυφές οφείλονται στα ιόντα  $\text{Ce}^{3+}$  και εμφανίζονται σε όλα τα φάσματα του κρυστάλλου ανεξάρτητα από τη συγκέντρωση  $\text{Ce}^{3+}$  [29,20,41,42,44]. Η πυκνότητά του είναι 5,2 g/cm<sup>3</sup>, το σημείο τήξης 1116 °C και ο ενεργός ατομικός αριθμός 46,9 [42,48,50].

Με βάση τα παραπάνω χαρακτηριστικά, ο κρύσταλλος μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε διάφορες εφαρμογές, όπως πυρηνική φυσική, ιατρική απεικόνιση, εξερεύνηση κοιτασμάτων πετρελαίου, περίθλαση ακτίνων-X κλπ. Στον τομέα της ιατρικής απεικόνισης, η καταλληλότητα του κρυστάλλου έχει μελετηθεί για χρήση στα συστήματα απεικόνισης Πυρηνικής Ιατρικής SPECT, και ειδικά σε σαρωτές TOF-PET [36,43,48,49,51].

Στη δημοσιευμένη βιβλιογραφία, η απόκριση του  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  υπό διέγερση ακτίνων-X έχει πραγματοποιηθεί χρησιμοποιώντας διαφορετικές πηγές ακτίνων-X και σε διαφορετικό εύρος ενέργειας από αυτό που χρησιμοποιείται στην τρέχουσα εργασία. Συγκεκριμένα, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του κρυστάλλου υπολογίστηκε με ακτίνες-X στα 17,4 keV από την πηγή  $^{241}\text{Am}/\text{Mo}$  [39]. Οι μετρήσεις ακτίνων-X του κρυστάλλου πραγματοποιήθηκαν σε ενέργειες μεταξύ 9 keV και 100 keV στο Hamburger Synchrotron (εγκατάσταση ακτινοβολίας σύγχροτρου HASYLAB) [37,52]. Επιπλέον, το φάσμα εκπομπής του  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  για διάφορες συγκεντρώσεις Ce μετρήθηκε διεγείροντας τον κρύσταλλο με ακτίνες-X από μια λυχνία ακτίνων-X Philips με στόχο χαλκού στα 30-35 kV και 15-25 mA [20,29,41].

Λόγω της εξαιρετικής απόδοσής τους σε φωτεινότητα και χρόνο απόκρισης, οι κρύσταλλοι  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  συνεχίζουν να αποτελούν αντικείμενο έρευνας και σύγκρισης με άλλους κρυστάλλους που χρησιμοποιούνται ήδη [50,53-55]. Εκτός από την ιατρική απεικόνιση, η χρήση τους έχει διερευνηθεί στην ανίχνευση πρωτονίων σε πυρηνικές αντιδράσεις [56], στην ταυτόχρονη ανίχνευση πρωτονίων υψηλής ενέργειας



και ακτίνων γάμμα σε πυρηνικές αντιδράσεις, καθώς και στον ακριβή προσδιορισμό της ραδιενεργούς δόσης σε θεραπεία με ιόντα άνθρακα και στην τομογραφία πρωτονίων [57]. Επιπλέον, η χρήση τους έχει εξεταστεί σε καινοτόμα συστήματα ανίχνευσης ακτίνων γάμμα με ευαισθησία θέσης [58], σε κοινό ανιχνευτή νετρονίων και ακτίνων γάμμα [59], στην ανίχνευση ακτίνων γάμμα σε αντιδραστήρα πυρηνικής ενέργειας [60] και σε κάμερα Compton που χρησιμοποιείται στην παρακολούθηση δέσμης πρωτονίων στη θεραπεία αδρονίων [61].

Τα μειονεκτήματα των κρυσταλλικών σπινθηριστών  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  είναι η υγροσκοπικότητα και η εγγενής ραδιενέργεια τους, λόγω της παρουσίας ενός πολύ μικρού κλάσματος των φυσικών ραδιοϊσοτόπων  $^{138}\text{La}$  και  $^{227}\text{Ac}$ . Ωστόσο, το τελευταίο είναι σημαντικό μόνο για ορισμένες εφαρμογές, όπως οι μετρήσεις χαμηλής ραδιενέργειας [35,36,50], και δεν θεωρείται σημαντικό μειονέκτημα στην ιατρική απεικόνιση, όπου χρησιμοποιούνται υψηλότερες εκθέσεις.

### 1.3. Σκοπός διδακτορικής διατριβής

Σκοπός της παρούσας διδακτορικής διατριβής είναι η πειραματική και θεωρητική μελέτη της απόδοσης φωταύγειας αλογονούχων σπινθηριστών μονοκρυσταλλικής μορφής, συγκεκριμένα των  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , κάτω από την επίδραση ιοντιζουσών ακτινοβολιών. Η μελέτη θα προσδιορίσει τη δυνατότητα χρήσης των σπινθηριστών σε απλά συστήματα ακτίνων-X και υβριδικά SPECT/CT και PET/CT. Επιπλέον θα προσδιοριστούν οι συνθήκες, που μεγιστοποιούν την απόδοση (πάχος κρυστάλλου, θερμοκρασία, συγκέντρωση Δημητρίου) και οδηγούν σε μείωση της δόσης ακτινοβολίας στον εξεταζόμενο.

Έγινε αξιολόγηση της αποδοτικότητας των κρυστάλλων μέσω προσδιορισμού των παραμέτρων: Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση (Quantum Detection Efficiency-QDE), που εκφράζει το κλάσμα των προσπιπτόντων X φωτονίων που απορροφώνται από τον σπινθηριστή, Απόδοση Ενεργειακής απορρόφησης (Energy Absorption Efficiency-EAE), που εκφράζει το κλάσμα της προσπίπτουσας ενέργειας της X ακτινοβολίας που απορροφάται από τον σπινθηριστή, Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας (Absolute Luminescence Efficiency-AE), που εκφράζει τον ρυθμό ενεργειακής ροής των εκπεμπόμενων οπτικών φωτονίων ανά μονάδα ρυθμού έκθεσης της προσπίπτουσας X ακτινοβολίας και Ανιχνευτική Κβαντική Απόδοση (Detective Quantum Efficiency-DQE), που ορίζεται ως το πηλίκο των τετραγώνων του λόγου σήματος προς θόρυβο (SNR) στην έξοδο του συστήματος (εκπεμπόμενη ορατή ακτινοβολία) προς το λόγο σήματος προς θόρυβο στην είσοδο του συστήματος (προσπίπτουσα X ακτινοβολία). Ελέγχθηκε η συμβατότητα του εκπεμπόμενου οπτικού φάσματος με διάφορους οπτικούς ανιχνευτές μέσω του Παράγοντα Φασματικής συμβατότητας (Spectral Matching Factor-SMF), που εκφράζει το βαθμό σύμπτωσης μεταξύ του εκπεμπόμενου οπτικού φάσματος και της φασματικής ευαισθησίας του φωτοανιχνευτή. Τέλος, υπολογίστηκε η συνολική απόδοση του συστήματος σπινθηριστή-φωτοανιχνευτή μέσω της Ενεργού Απόδοσης (Effective Efficiency-EE), που εκφράζει τον ρυθμό ενεργειακής ροής του φωτός που συλλέγει ο φωτοανιχνευτής ανά μονάδα ρυθμού έκθεσης της προσπίπτουσας X ακτινοβολίας.

Ο προσδιορισμός των παραπάνω παραμέτρων πραγματοποιήθηκε μέσω του κατάλληλου πειραματικού εξοπλισμού, στο εύρος των ενεργειών της ακτινοδιαγνωστικής και σε διάφορες δόσεις ακτινοβολίας.

Επιπλέον, ένα θεωρητικό μοντέλο που περιγράφει την απορρόφηση της ιοντίζουσας ακτινοβολίας και τη διάδοση των παραγόμενων οπτικών φωτονίων μέσα στο κρύσταλλο χρησιμοποιήθηκε στους υπό μελέτη κρυστάλλους. Με αυτό τον τρόπο μελετήθηκε το ποσοστό διερχόμενου φωτός μέσα στο υλικό. Η χρήση του μοντέλου μπορεί να προτείνει βέλτιστες παραμέτρους απόδοσης του σπινθηριστή, όπως βέλτιστο πάχος για διαφορετικές ενέργειες ιοντίζουσας ακτινοβολίας [62-67].

Η μελέτη αυτή επικεντρώνεται στην αξιολόγηση των φυσικών ιδιοτήτων των σπινθηριστών και συγκεκριμένα στην απόδοση φωταύγειας των υλικών που μελετήθηκαν, στα μεγέθη των κρυστάλλων που χρησιμοποιήθηκαν και υπό τις πειραματικές συνθήκες που αναφέρονται. Τα αποτελέσματα αυτά αποτελούν μια πρώτη εκτίμηση της δυνατότητας χρήσης των σπινθηριστών αυτών σε ένα υβριδικό σύστημα SPECT/CT ή PET/CT, με κοινό ανιχνευτή λήψης των δεδομένων για λειτουργική και ανατομική απεικόνιση. Τα υβριδικά συστήματα SPECT/CT και PET/CT με ενιαίο ανιχνευτικό σύστημα παρουσιάζουν πολλές τεχνολογικές προκλήσεις, που δεν αποτελούν αντικείμενο αυτής της εργασίας.

## 2. Θεωρία

### 2.1. Ιοντίζουσες ακτινοβολίες

Οι ιοντίζουσες ακτινοβολίες έχουν δύο γενέθλια γεγονότα και έτη στην ιστορία των επιστημών. Το πρώτο συμβαίνει στις 8 Νοεμβρίου του 1895, όταν ο Γερμανός φυσικός Wilhelm Conrad Röntgen παρατηρεί στο σκοτάδι, ότι από ένα πέτασμα λευκοχρυσοκυανιούχου Βάριου που βρισκόταν περίπου ένα μέτρο από τον καλυμμένο με μαύρο χαρτόνι καθοδικό σωλήνα με τον οποίο πειραματιζόταν εκπέμπεται μια ασθενής λάμψη. Το αποδίδει σε κάποιες ακτίνες των οποίων η φύση του είναι άγνωστη και για αυτό τις ονομάζει ακτίνες-X [68]. Το δεύτερο συμβαίνει μερικώς μήνες αργότερα, το 1896, όταν ο Γάλλος φυσικός Antoine Henri Becquerel ερευνώντας σχετικά με την παραγωγή των, πρόσφατα ανακαλυφθέντων, ακτίνων-X, διαπιστώνει τυχαία ότι ένα άλας του ουρανίου προκαλεί αμαύρωση μιας φωτογραφικής πλάκας στο σκοτάδι, όπως όταν η φωτογραφική πλάκα εκτίθεται στο φως. Συμπεραίνει ότι το άλας του ουρανίου εκπέμπει αυθόρμητα και συνεχώς μια αόρατη ακτινοβολία. Το φαινόμενο αυτό θα ονομαστεί λίγο αργότερα από το ζεύγος Pierre και Marie Curie ραδιενέργεια [69].

Ιοντίζουσες ακτινοβολίες όπως δηλώνει η ονομασία τους είναι αυτές που προκαλούν ιοντισμό. Ιοντισμός είναι το φαινόμενο κατά το οποίο ένα ουδέτερο άτομο αποκτά θετικό ή αρνητικό ηλεκτρικό φορτίο. Στην κατάσταση αυτή ονομάζεται κατιόν ή ανιόν αντίστοιχα. Συνήθως ένα άτομο μετατρέπεται σε κατιόν με την αποβολή ενός ή περισσότερων ηλεκτρονίων με την απορρόφηση ενέργειας μέσω ακτινοβολίας. Για την αποβολή αυτή απαιτείται η απορρόφηση ενέργειας τουλάχιστον ίσης με την ενέργεια δέσμευσης του ηλεκτρονίου που εξάγεται. Εάν το ποσό της απορροφούμενης ενέργειας είναι μεγαλύτερο από την ενέργεια δέσμευσης, η επιπλέον ενέργεια εμφανίζεται σαν κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου που απελευθερώθηκε. Το απλούστερο άτομο είναι το άτομο του υδρογόνου που το μοναδικό του ηλεκτρόνιο έχει ενέργεια δέσμευσης 13,6 eV. Για να απομακρυνθεί το ηλεκτρόνιο αυτό από το άτομο απαιτείται ενέργεια τουλάχιστον 13,6 eV. Επομένως αυτή είναι η μικρότερη τιμή ενέργειας που μπορεί να προκαλέσει ιοντισμό. Ακτινοβολίες με ενέργεια μικρότερη από 13,6 eV ονομάζονται μη ιοντίζουσες ακτινοβολίες, όπως είναι οι υπεριώδεις, οι ορατές, οι υπέρυθρες ακτινοβολίες καθώς και τα μικροκύματα και ραδιοκύματα. Ακτινοβολίες με ενέργεια μεγαλύτερη από 13,6 eV, ονομάζονται ιοντίζουσες ακτινοβολίες [70-74].

Οι ιοντίζουσες ακτινοβολίες μπορεί να είναι ταχέως κινούμενα σωματίδια όπως σωματίδια β, πρωτόνια, σωματίδια α, νετρόνια, βαριά ιόντα, ή ηλεκτρομαγνητικά κύματα, όπως X και γ ακτινοβολία ή και τα δύο.

#### 2.1.1. Αλληλεπίδραση των ιοντίζουσών ακτινοβολιών με την ύλη

Οι ιοντίζουσες ακτινοβολίες διακρίνονται επίσης σε αυτές που προκαλούν ιοντισμό άμεσα όπως είναι τα φορτισμένα σωματίδια, ηλεκτρόνια, πρωτόνια, σωματίδια α και βαριά ιόντα και σε αυτές που προκαλούν ιοντισμό έμμεσα όπως είναι τα φωτόνια (X και γ ακτινοβολία) και τα νετρόνια [72-74].

Οι άμεσα ιοντίζουσες ακτινοβολίες μεταφέρουν την ενέργεια τους στο μέσο που διαδίδονται μέσω των ηλεκτρικών αλληλεπιδράσεων Coulomb μεταξύ των φορτισμένων

σωματιδίων και των ατόμων ή μορίων του μέσου. Ουσιαστικά πρόκειται για κρούσεις με τα άτομα ή τα μόρια του μέσου που οδηγούν στην απελευθέρωση ηλεκτρονίων από τα άτομα του μέσου. Στα ηλεκτρόνια αυτά μεταφέρεται μέρος της κινητικής ενέργειας των υψηλής ενέργειας φορτισμένων σωματιδίων της ακτινοβολίας. Ένα φορτισμένο σωματίδιο προκαλεί σειρά διαδοχικών ιοντισμών κατά μήκος της τροχιάς του μέχρι να εξαντλήσει την κινητική ενέργεια που κατέχει. Τα ηλεκτρόνια που απελευθερώνονται, εάν έχουν την απαιτούμενη κινητική ενέργεια, ώστε να προκαλέσουν με τη σειρά τους νέους ιοντισμούς, σε αρκετή απόσταση από την τροχιά του αρχικού ηλεκτρονίου, ονομάζονται ακτίνες δ [71-74].

Στην περίπτωση που κατά τον ιοντισμό απομακρύνονται ηλεκτρόνια των εσωτερικών στιβάδων (K ή L) του ατόμου θα επακολουθήσει και η εκπομπή χαρακτηριστικών ακτίνων-X ή Auger ηλεκτρονίων. Συνήθως όμως στις “κρούσεις” αυτές εμπλέκονται ηλεκτρόνια των εξωτερικών στιβάδων. Αν η απώλεια ενέργειας του κινούμενου φορτισμένου σωματιδίου κατά την αλληλεπίδραση του με ένα άτομο του μέσου δεν είναι αρκετή για να προκαλέσει ιοντισμό, μπορεί να προκαλέσει τη μετατόπιση ενός ηλεκτρονίου του ατόμου σε υψηλότερη ενεργειακή στάθμη. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται διέγερση. Η αποδιέγερση των διεγερμένων ατόμων οδηγεί στην εκπομπή ακτινοβολίας X, υπεριώδους, ορατής ή υπέρυθρης ακτινοβολίας ή τέλος στην αύξηση της ενέργειας ταλάντωσης των μορίων του μέσου, δηλαδή στην παραγωγή θερμότητας [72].

Ιοντισμός και διέγερση των ατόμων και μορίων του μέσου είναι οι κύριοι μηχανισμοί μεταφοράς ενέργειας από την ακτινοβολία στο μέσον. Ένας τρίτος τρόπος αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας με το μέσον, είναι όταν τα φορτισμένα σωματίδια διαπερνούν αρκετά το ηλεκτρονιακό νέφος των τροχιακών ηλεκτρονίων ώστε να αλληλεπιδράσουν με τον πυρήνα. Αν πρόκειται για βαριά σωματίδια όπως α σωματίδια ή πρωτόνια με επαρκή ενέργεια, είναι πιθανό να προκληθεί πυρηνική αντίδραση παρόμοια με αυτές που χρησιμοποιούνται στην παραγωγή ραδιονουκλιδίων [72]. Συνήθως όμως και ειδικά όταν πρόκειται για ηλεκτρόνια η αλληλεπίδραση αυτή με το πολύ ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο του πυρήνα τα εκτρέπει επιβραδύνοντας τα απότομα. Η απώλεια ενέργειας των σωματιδίων λόγω της απότομης επιβράδυνσης εμφανίζεται με τη μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που ονομάζεται bremsstrahlung (στα γερμανικά σημαίνει ακτινοβολία πέδησης). Η ενέργεια των φωτονίων που εκπέμπονται κυμαίνεται σε ένα συνεχές από σχεδόν μηδέν, όταν το φορτισμένο σωματίδιο εκτράπηκε ελαφρά μέχρι ένα μέγιστο, ίσο με την ολική ενέργεια του σωματιδίου, όταν αυτό πρακτικά ακινητοποιήθηκε [70-74]. Η απώλεια ενέργειας με εκπομπή ακτινοβολίας bremsstrahlung σε σχέση με την απώλεια ενέργειας λόγω ιοντισμών και διεγέρσεων στην περίπτωση ηλεκτρονίων δίνεται προσεγγιστικά από τη σχέση: bremsstrahlung/ιοντισμός-διέγερση =  $E_K Z / 820$ , όπου  $E_K$  η κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων και  $Z$  ο ατομικός αριθμός του απορροφώντος μέσου [70]. Για ηλεκτρόνια ενέργειας 10 MeV μέσα σε μόλυβδο ( $Z=82$ ) η δαπανώμενη ενέργεια των ηλεκτρονίων μοιράζεται εξίσου στα δύο φαινόμενα. Η σχέση αυτή είναι σημαντική στο σχεδιασμό των λυχνιών παραγωγής ακτίνων-X στην περιοχή ενεργειών της διαγνωστικής ακτινολογίας (κάτω από 0,1 MeV), όπου ο λόγος αυτός γίνεται πολύ μικρότερος [70]. Για ηλεκτρόνια στην περιοχή ενεργειών της Πυρηνικής Ιατρικής το ποσοστό της ενέργειας που δαπανάται στο φαινόμενο bremsstrahlung αποτελεί ένα πολύ μικρό ποσοστό της ενέργειας τους. Σε

ορισμένες καταστάσεις όμως με ραδιονουκλίδια που είναι ισχυροί εκπομποί β σωματίων με ενεργότητα εκατοντάδες MBq το φαινόμενο μπορεί να γίνει σημαντικό όσον αφορά την ακτινοπροστασία [72]. Για σωματία α, πρωτόνια και άλλα βαρύτερα ιόντα επειδή η παραγωγή ακτινοβολίας bremsstrahlung είναι αντιστρόφως ανάλογη με τη μάζα των σωματιδίων της ακτινοβολίας, δαπανάται ένα πολύ μικρό ποσοστό της ενέργειας τους, πολύ κάτω από το 1% , σε αυτή την αλληλεπίδραση [72].

Μια ακόμα αλληλεπίδραση των φορτισμένων σωματιδίων με την ύλη είναι το φαινόμενο Cerenkov. Η ταχύτητα του φωτός στο κενό είναι η μεγαλύτερη δυνατή ταχύτητα και αποτελεί ένα φυσικό όριο. Κανένα σωματίο δεν μπορεί να υπερβεί την ταχύτητα αυτή υπό οποιεσδήποτε συνθήκες. Μέσα σε ένα υλικό όμως είναι δυνατόν η ταχύτητα ενός σωματίου να υπερβεί την ταχύτητα του φωτός στο υλικό αυτό. Όταν συμβεί αυτό δημιουργείται μια κατάσταση ανάλογη με αυτήν ενός υπερηχητικού αεροπλάνου όταν υπερβαίνει την ταχύτητα του ήχου. Το αποτέλεσμα είναι η εκπομπή μπλε-ιώδους φωτός σε ένα κώνο πίσω από το σωματίο, που ονομάζεται ακτινοβολία Cerenkov. Το φαινόμενο αυτό μπορεί να συμβεί με ηλεκτρόνια ενέργειας λίγων εκατοντάδων keV, ενώ για α σωματία και πρωτόνια απαιτούνται ενέργειες χιλιάδων MeV. Για ηλεκτρόνια στην περιοχή ενεργειών της Πυρηνικής Ιατρικής η ακτινοβολία Cerenkov αφορά σε ένα πολύ μικρό ποσοστό (<1%) της ενέργειας τους. Στο φαινόμενο αυτό οφείλεται το μπλε χρώμα που φαίνεται στο νερό γύρω από τον πυρήνα ενός πυρηνικού αντιδραστήρα [70,72].

Οι έμμεσα ιοντίζουσες ακτινοβολίες μεταφέρουν ενέργεια μέσω δύο σταδίων. Στο πρώτο στάδιο η αλληλεπίδραση με την ύλη προκαλεί την απελευθέρωση φορτισμένων σωματιδίων. Τα φωτόνια της X και γ ακτινοβολίας προκαλούν την απελευθέρωση ηλεκτρονίων ή ποζιτρονίων και τα νετρόνια την απελευθέρωση πρωτονίων ή βαρύτερων ιόντων. Στο δεύτερο στάδιο τα ηλεκτρισμένα σωματάρια αλληλεπιδρούν με τα ηλεκτρόνια των ατόμων του μέσου μέσω των αλληλεπιδράσεων Coulomb, όπως περιγράφηκε προηγουμένως. Στη συνέχεια θα περιγραφεί η αλληλεπίδραση της X και γ ακτινοβολίας με την ύλη που είναι σημαντική στην ιατρική απεικόνιση.

### 2.1.2. Εξασθένηση δέσμης X και γ ακτινοβολίας (φωτονίων)

Όταν μια δέσμη φωτονίων X ή γ διέρχεται από ένα μέσον, ένα ποσοστό φωτονίων μπορεί να εξέλθει από αυτό χωρίς αλληλεπίδραση. Ένα άλλο ποσοστό μπορεί να αλληλεπιδράσει με τα άτομα του μέσου και να απορροφηθεί ή να σκεδαστεί μέσα από αλληλεπιδράσεις που θα περιγραφούν παρακάτω. Η απορρόφηση και η σκέδαση αφαιρούν φωτόνια από τη δέσμη προκαλώντας την εξασθένηση της. Τα φαινόμενα της αλληλεπίδρασης είναι αρκετά περίπλοκα καθώς μπορεί να συμβαίνει μερική απορρόφηση και η σκέδαση, αν γίνεται σε μικρές γωνίες, να μην απομακρύνει φωτόνια από τη δέσμη αν αυτή δεν είναι αρκετά στενή. Στην περίπτωση λεπτής μονοενεργετικής δέσμης με αριθμό φωτονίων N, που διέρχεται από υλικό εξασθένησης πολύ μικρού πάχους Δx και η εξερχόμενη δέσμη αποτελείται μόνο από τα φωτόνια που πέρασαν χωρίς καμία αλληλεπίδραση, η ελάττωση του αριθμού των φωτονίων της δέσμης ΔN μετά την έξοδο της δίνεται προσεγγιστικά από τη σχέση [71]:

$$\Delta N = -\mu N \Delta x \quad (1)$$

Η σταθερά της αναλογίας  $\mu$ , ονομάζεται γραμμικός συντελεστής εξασθένησης. Επειδή  $\Delta N$  και  $N$  είναι καθαροί αριθμοί το γινόμενο  $\mu \Delta x$  πρέπει να είναι αδιάστατο και επομένως οι μονάδες του  $\mu$  είναι μονάδες μήκους<sup>-1</sup> π.χ.  $\text{cm}^{-1}$ . Το  $\mu$  όπως προκύπτει από την παραπάνω εξίσωση (1) εκφράζει το κλάσμα  $\Delta N/N$  των φωτονίων της δέσμης που αλληλεπιδρούν, και επομένως απομακρύνονται ανά μονάδα πάχους (μήκους) του υλικού εξασθένησης, ή διαφορετικά την πιθανότητα αλληλεπίδρασης ενός φωτονίου της δέσμης ανά μονάδα πάχους του υλικού εξασθένησης. Γενικά εξαρτάται από την ενέργεια της ακτινοβολίας και τη φύση του υλικού εξασθένησης [71]. Η παραπάνω εξίσωση ουσιαστικά είναι η διαφορική εξίσωση [71]:

$$\frac{dN}{N} = -\mu dx \quad (2)$$

που η λύση της δίνει την εξίσωση:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (3)$$

όπου  $N$  είναι ο αριθμός των φωτονίων της δέσμης που εξέρχονται από το υλικό πάχους  $x$  και  $N_0$  ο αρχικός αριθμός των φωτονίων της δέσμης. Αντί για τον αριθμό  $N$  των φωτονίων μπορεί να χρησιμοποιηθεί η ένταση της ακτινοβολίας  $I$  που ορίζεται σαν ο ρυθμός ροής των φωτονίων [70,72-74]:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (4)$$

Όπως φαίνεται από τις σχέσεις (3) και (4), ο όρος  $e^{-\mu x}$  εκφράζει το κλάσμα των φωτονίων ή της έντασης της ακτινοβολίας που διέρχεται χωρίς αλληλεπίδραση από ένα υλικό πάχους  $x$ , ή την πιθανότητα μη αλληλεπίδρασης της δέσμης όταν διέρχεται από ένα υλικό πάχους  $x$ , και ονομάζεται παράγων διέλευσης [70,72].

Η παραπάνω εξίσωση είναι ίδια με την εξίσωση της ραδιενεργού διάσπασης, με το μήκος  $x$  στη θέση του χρόνου και το  $\mu$  στη θέση της σταθεράς διάσπασης. Σε αντιστοιχία με το χρόνο ημιζωής ορίζεται το πάχος ημιεξασθένησης ή υποδιπλασιασμού HVL (Half-Value Layer), ως το πάχος του μέσου που μειώνει την ένταση της ακτινοβολίας στο μισό. Για  $x = \text{HVL}$ , και  $N = N_0/2$  προκύπτει  $\text{HVL} = \ln 2/\mu = 0,693/\mu$  [70-74].

Οι εξισώσεις (3) και (4) δείχνουν επίσης ότι η εξασθένηση μιας μονοενεργειακής ακτινοβολίας είναι εκθετική συνάρτηση του διανυόμενου μήκους. Στην πραγματικότητα όμως μια δέσμη ακτίνων-X, αλλά σε πολλές περιπτώσεις και ακτίνων  $\gamma$ , είναι πολυενεργειακή. Στην περίπτωση αυτή η εξασθένηση της δέσμης δεν είναι πλέον εκθετική, αφού το  $\mu$ , που εξαρτάται από την ενέργεια, δεν είναι σταθερό. Σε μια τέτοια ετερογενή δέσμη φωτονίων το πρώτο HVL εντός του υλικού, είναι μικρότερο από το δεύτερο και αυτό μικρότερο από το τρίτο κ.ο.κ. Αυτό συμβαίνει γιατί τα φωτόνια μικρότερης ενέργειας έχουν μεγαλύτερη πιθανότητα αλληλεπίδρασης σε σχέση με τα φωτόνια υψηλότερης ενέργειας. Κατά την πορεία λοιπόν της δέσμης μέσα στο υλικό, εκτός από την εξασθένηση τροποποιείται και η ενεργειακή της σύσταση. Έτσι όταν η δέσμη εξέρχεται από το μέσον αν και περιέχει μικρότερο αριθμό φωτονίων η μέση ενέργεια των φωτονίων της έχει αυξηθεί με αποτέλεσμα να είναι περισσότερο διεισδυτική. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται σκλήρυνση της δέσμης (beam hardening) [70,72,73]. Για να αυξηθεί η διεισδυτικότητα μιας δέσμης ακτίνων-X για θεραπευτικούς ή διαγνωστικούς σκοπούς χρησιμοποιούνται φίλτρα αλουμινίου, χαλκού, κασσίτερου ή μολύβδου. Στις περισσότερες διαγνωστικές μονάδες ακτίνων-X τοποθετούνται φίλτρα

αλουμινίου πάχους 1mm έως 3mm. [70]. Όπως αναφέρθηκε η εξίσωση (3) προϋποθέτει επίσης ότι η δέσμη είναι αρκετά λεπτή. Αν αυτό δεν ισχύει, τότε η δέσμη κατά την έξοδο της από υλικό πάχους  $x$  δεν περιλαμβάνει μόνο φωτόνια που δεν αλληλεπιδράσαν με το μέσον αλλά και φωτόνια που σκεδάστηκαν από αυτό. Σε αυτές τις συνθήκες η εξίσωση (3) δεν ισχύει και μπορεί να γραφεί με την παρακάτω μορφή [71,72]:

$$N = N_0 e^{-\mu x} B \quad (5)$$

Ο παράγοντας  $B$  ονομάζεται παράγοντας buildup και διορθώνει τον υπολογισμό των διερχόμενων φωτονίων λαμβάνοντας υπόψη και τα σκεδαζόμενα φωτόνια που συμμετέχουν στην δέσμη μετά την έξοδο της από το μέσον. Το  $B$  εξαρτάται από την ενέργεια των φωτονίων, το πάχος  $x$  του μέσου, την απόσταση από τον ανιχνευτή και το εύρος της δέσμης. Προσδιορίζεται πειραματικά και η τιμή του μπορεί να κυμαίνεται από το 1 έως πάνω από 100 [71].

Ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης  $\mu$  εξαρτάται από την πυκνότητα του μέσου, αφού η πιθανότητα αλληλεπίδρασης των φωτονίων με τα άτομα του μέσου σε ένα πάχος  $x$ , εξαρτάται από τον αριθμό των ατόμων που βρίσκονται σε αυτό το πάχος. Διαιρώντας το  $\mu$  με την πυκνότητα  $\rho$  ορίζεται ένας συντελεστής εξασθένησης  $\mu_m = \mu/\rho$ , ανεξάρτητος από την πυκνότητα που ονομάζεται μαζικός συντελεστής εξασθένησης και εξαρτάται από την ενέργεια των φωτονίων και τον ατομικό αριθμό  $Z$  του μέσου. Η μονάδα του είναι  $\text{cm}^2/\text{gr}$ . Όταν χρησιμοποιείται αυτός ο συντελεστής στην εξίσωση (3) και (4) το πάχος πρέπει να εκφράζεται σαν  $\rho x$  με μονάδες  $\text{gr}/\text{cm}^2$ . Ο μαζικός συντελεστής εξασθένησης εκφράζει την πιθανότητα αλληλεπίδρασης ενός φωτονίου της δέσμης ανά μονάδα ενεργού διατομής ( $\text{cm}^2$ ) σε 1g του υλικού εξασθένησης. Το πάχος ενός απορροφώντος μέσου μπορεί επίσης να εκφραστεί σε αριθμό ηλεκτρονίων/ $\text{cm}^2$  ή αριθμό ατόμων/ $\text{cm}^2$ . Οι αντίστοιχοι συντελεστές είναι ο ηλεκτρονιακός συντελεστής εξασθένησης  $\mu_e$  και ο ατομικός συντελεστής εξασθένησης  $\mu_a$ . Ο αριθμός των ατόμων ανά g είναι  $N_a = N_A/A_w$  και ο αριθμός των ηλεκτρονίων ανά g είναι  $N_e = N_A Z/A_w$ , όπου  $N_A$  ο αριθμός του Avogadro,  $Z$  ο ατομικός αριθμός και  $A_w$  το ατομικό βάρος. Οπότε  $\mu_e = (\mu/\rho) \cdot (1/N_e)$   $\text{cm}^2/\text{ηλεκτρόνιο}$  και  $\mu_a = (\mu/\rho) \cdot (Z/N_e)$   $\text{cm}^2/\text{άτομο}$  [71,73].

Όπως αναφέρθηκε το  $\mu$  εκφράζει το ποσοστό των αλληλεπιδράσεων ανά μονάδα μήκους. Αποτέλεσμα μιας αλληλεπίδρασης γενικά, είναι ένα μέρος της ενέργειας του φωτονίου να ακτινοβοληθεί από το μέσον σαν σκεδαζόμενη ακτινοβολία και ένα μέρος να μεταφερθεί σαν κινητική ενέργεια σε ηλεκτρόνια ή ποζιτρόνια. Η κινητική ενέργεια μέσα από διαδοχικές κρούσεις απορροφάται από το μέσον, αλλά ένα μέρος της είναι δυνατόν να ακτινοβοληθεί ξανά μέσω του φαινομένου bremsstrahlung. Σε κάθε αλληλεπίδραση είναι αδύνατον να γνωρίζουμε τι ακριβώς συνέβη, αλλά μετά από ένα μεγάλο αριθμό αλληλεπιδράσεων μπορεί να υπολογιστεί η μέση ενέργεια  $\bar{E}_{tr}$  που μεταφέρθηκε σαν κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων του μέσου και η μέση ενέργεια  $\bar{E}_{ab}$  που απορροφήθηκε από το μέσον. Η ενέργεια που μεταφέρεται στο μήκος  $\Delta x$ , σύμφωνα με την (1) θα είναι [71]:

$$\Delta E_{tr} = \bar{E}_{tr} \mu N \Delta x = \left( \frac{\mu \bar{E}_{tr}}{hf} \right) N hf \Delta x = \mu_{tr} N hf \Delta x \quad (6)$$

όπου  $hf$  είναι η ενέργεια των φωτονίων της ακτινοβολίας. Ο παράγοντας  $\mu_{tr} = \mu \bar{E}_{tr}/hf$  εκφράζει την ενέργεια που μεταφέρεται ανά μονάδα μήκους του μέσου και ονομάζεται συντελεστής μεταφοράς ενέργειας με μονάδες ίδιες με αυτές του γραμμικού συντελεστή

εξασθένησης  $\mu$ . Ανάλογα με τα προηγούμενα ορίζεται και ο μαζικός συντελεστής μεταφοράς ενέργειας  $\mu_{tr}/\rho$ .

Με παρόμοιο τρόπο ορίζεται και ο συντελεστής απορρόφησης ενέργειας  $\mu_{ab} = \mu_{\bar{E}_{ab}}/hf$ , όπως και ο μαζικός συντελεστής απορρόφησης ενέργειας  $\mu_{ab}/\rho$ .

Για μικρούς  $Z$  και ενέργειες μέχρι 1 MeV, η  $\bar{E}_{tr}$  είναι περίπου ίση με την  $\bar{E}_{ab}$  επειδή το φαινόμενο bremsstrahlung συμμετέχει σε αμελητέο ποσοστό και επομένως  $\mu_{tr} = \mu_{ab}$  [71,73].

Εξασθένηση μιας δέσμης φωτονίων  $X$  και  $\gamma$  από ένα μέσον μπορεί να προκληθεί με πέντε σημαντικούς τρόπους αλληλεπίδρασης που είναι η φωτονιοδιάσπαση, η σύμφωνη σκέδαση Rayleigh, το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, η σκέδαση Compton και η δίδυμη γένεση. Η φωτονιοδιάσπαση αποκτά σημασία για ενέργειες πάνω από 10 MeV και επομένως δεν έχει ενδιαφέρον για την περιοχή ενεργειών της ιατρικής απεικόνισης. Κατά την αλληλεπίδραση ενός φωτονίου με την ύλη, μόνο μία από τις παραπάνω διαδικασίες μπορεί να συμβεί. Σε ένα μεγάλο όμως αριθμό αλληλεπιδράσεων όλες μπορεί να συμβούν. Κάθε μία από αυτές τις αλληλεπιδράσεις έχει το δικό της συντελεστή εξασθένησης και επομένως τη δική της πιθανότητα που ποικίλει ανάλογα με την ενέργεια των φωτονίων και τον ατομικό αριθμό  $Z$  του υλικού. Η πιθανότητα λοιπόν μιας αλληλεπίδρασης εκφράζεται από τον ολικό συντελεστή εξασθένησης που είναι το άθροισμα των επιμέρους συντελεστών εξασθένησης κάθε αλληλεπίδρασης [70-74]:

$$\frac{\mu_t}{\rho} = \frac{\sigma_{coh}}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_c}{\rho} + \frac{\pi}{\rho} \quad (7)$$

όπου  $\sigma_{coh}/\rho$ ,  $\tau/\rho$ ,  $\sigma_c/\rho$  και  $\pi/\rho$  είναι οι μαζικοί συντελεστές εξασθένησης για i) τη σύμφωνη σκέδαση, ii) το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, iii) τη σκέδαση Compton, και iv) τη δίδυμη γένεση αντίστοιχα.

#### i) Σύμφωνη σκέδαση Rayleigh

Αυτή η σκέδαση ονομάζεται και κλασική επειδή μπορεί να περιγραφεί πλήρως στα πλαίσια της κλασικής φυσικής θεωρώντας την κυματική φύση της ακτινοβολίας. Το προσπίπτον ηλεκτρομαγνητικό κύμα αλληλεπιδρά με ένα άτομο σαν σύνολο, θέτοντας σε ταλάντωση τα ηλεκτρόνια του. Τα ηλεκτρόνια επανεκπέμπουν την ακτινοβολία στο ίδιο μήκος κύματος με την προσπίπτουσα και στην ίδια διεύθυνση ή με μικρή γωνία σκέδασης. Σε αυτή την αλληλεπίδραση δεν μεταφέρεται κινητική ενέργεια και η απορρόφηση ενέργειας από το μέσον είναι μηδαμινή. Είναι περισσότερο πιθανή σε χαμηλής ενέργειας φωτόνια ( $\ll 50$  keV) και σε υλικά μεγάλου ατομικού αριθμού. Ωστόσο μπορεί να μειώσει την ανάλυση σε απεικονίσεις Πυρηνικής Ιατρικής με ραδιονουκλίδια που εκπέμπουν χαμηλής ενέργειας  $\gamma$  ακτινοβολία, όπως το  $^{125}\text{I}$  [70]. Επίσης έχει σημασία σε κάποιες ακριβείς μετρήσεις διέλευσης φωτονίων, όπως στην υπολογιστική τομογραφία ακτίνων-Χ, γιατί αποτελεί μηχανισμό αφαίρεσης φωτονίων από μια φωτονιακή δέσμη [72].

#### ii) Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Στην αλληλεπίδραση αυτή ένα άτομο απορροφά όλη την ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου. Το φωτόνιο εξαφανίζεται ενώ με την ενέργεια που απορροφήθηκε απομακρύνεται ένα ηλεκτρόνιο από την Κ, L, Μ ή Ν στιβάδα του ατόμου. Το ηλεκτρόνιο



που απελευθερώθηκε ονομάζεται φωτοηλεκτρόνιο και έχει κινητική ενέργεια  $E_K$  ίση με τη διαφορά της ενέργειας του φωτονίου και της ενέργειας δέσμησης της στιβάδας από την οποία εκτινάχθηκε το ηλεκτρόνιο. Αν για παράδειγμα το ηλεκτρόνιο απομακρύνθηκε από τη στιβάδα K του ατόμου τότε η κινητική του ενέργεια  $E_K = hf - K_A$ , όπου  $hf$  η ενέργεια του φωτονίου και  $K_A$  η ενέργεια δέσμησης του ηλεκτρονίου στη στιβάδα K. Φωτόνια με ενέργεια μικρότερη από την ενέργεια δέσμησης μιας στιβάδας δεν μπορούν να απομακρύνουν ηλεκτρόνια από τη στιβάδα αυτή. Από την άλλη, φωτόνια με αρκετή διαθέσιμη ενέργεια είναι περισσότερο πιθανό να προκαλέσουν την απομάκρυνση ηλεκτρονίων από την πλέον εσωτερική στιβάδα. Έτσι φωτόνια με ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια δέσμησης της K στιβάδας έχουν τέσσερις έως επτά φορές (ανάλογα με το είδος του ατόμου) μεγαλύτερη πιθανότητα να εκδιώξουν ηλεκτρόνια της K στιβάδας σε σχέση με την L [72]. Η απομάκρυνση ενός ηλεκτρονίου λόγω του φαινομένου αυτού δημιουργεί ένα κενό ή οπή στη στιβάδα, που καλύπτεται αμέσως από ένα ηλεκτρόνιο υψηλότερης στιβάδας όπου δημιουργείται νέο κενό. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την εκπομπή χαρακτηριστικής X ακτινοβολίας ή ηλεκτρονίων Auger, όταν η ενέργεια απορροφάται από ένα ηλεκτρόνιο εξωτερικότερης στιβάδας το οποίο απομακρύνεται από το άτομο. Τα δύο φαινόμενα είναι ανταγωνιστικά. Για  $Z < 30$  η εκπομπή ηλεκτρονίων Auger έχει μεγαλύτερη πιθανότητα, ενώ για  $Z > 30$  μεγαλύτερες πιθανότητες έχει η εκπομπή χαρακτηριστικών ακτίνων-X [71,73]. Η συνολική ενέργεια της ακτινοβολίας X ή των ηλεκτρονίων Auger είναι ίση με την ενέργεια δέσμησης του φωτοηλεκτρονίου που απομακρύνθηκε. Η πιθανότητα του φωτοηλεκτρικού φαινομένου είναι προσεγγιστικά ανάλογη του  $Z^3$  και αντιστρόφως ανάλογη του  $E^3$ , όπου E η ενέργεια των φωτονίων [73]:

$$\tau/\rho \propto Z^3/E^3 \quad (8)$$

Καθώς η ενέργεια μειώνεται, ο  $\tau/\rho$  αυξάνεται μέχρι που η ενέργεια γίνεται μόλις μικρότερη από την ενέργεια δέσμησης των ηλεκτρονίων της K στιβάδας. Στο σημείο αυτό παρατηρείται μια απότομη πτώση της απορρόφησης. Σε ακόμα χαμηλότερες ενέργειες, όπου ούτε τα ηλεκτρόνια της L ή M στιβάδας μπορούν πια να ιονιστούν, παρατηρούνται αντίστοιχες απότομες πτώσεις δίνοντας τη χαρακτηριστική οδοντοπριονωτή μορφή στην καμπύλη της απορρόφησης σε σχέση με την ενέργεια, στην περιοχή των keV. Τα σημεία αυτά των ασυνεχειών στην καμπύλη ονομάζονται ανάλογα K, L, M ή N αιχμές απορρόφησης.

Τα φωτοηλεκτρόνια κινούνται σε διευθύνσεις που σχηματίζουν διάφορες γωνίες με τη διεύθυνση των προσπιπτόντων φωτονίων. Για υψηλής ενέργειας φωτόνια η γωνία μεταξύ των διευθύνσεων είναι μικρή, ενώ όσο η ενέργεια των φωτονίων μειώνεται η γωνία αυξάνεται πλησιάζοντας τις  $90^\circ$  [73].

### iii) Σκέδαση Compton

Σε αντίθεση με το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο στο οποίο εμπλέκονται ηλεκτρόνια των εσωτερικών στιβάδων του ατόμου, στη σκέδαση Compton τα φωτόνια της ακτινοβολίας αλληλεπιδρούν με τα χαλαρά συνδεδεμένα ηλεκτρόνια των εξωτερικών στιβάδων του ατόμου. Η σκέδαση Compton μπορεί να περιγραφεί σαν “κρούση” ενός φωτονίου με ένα “ελεύθερο” ηλεκτρόνιο, επειδή στην περίπτωση αυτή η ενέργεια του φωτονίου είναι πολύ μεγαλύτερη της ενέργειας δέσμησης του ηλεκτρονίου, η οποία μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα σε σχέση με αυτήν. Το φωτόνιο δεν εξαφανίζεται αλλά εκτρέπεται,

μεταφέροντας μέρος της ενέργειας του σαν κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου, το οποίο απομακρύνεται από το άτομο και ονομάζεται ηλεκτρόνιο Compton. Με εφαρμογή της αρχής διατήρησης της ενέργειας και της ορμής προκύπτει [72]:

$$E_{sc} = E_0 / [1 + \left(\frac{E_0}{0,511}\right) (1 - \cos\theta)] \quad (9)$$

όπου  $E_{sc}$  και  $E_0$  η ενέργεια της σκεδαζόμενης και προσπίπτουσας ακτινοβολίας σε MeV, αντίστοιχα, και  $\theta$  η γωνία σκέδασης της ακτινοβολίας. Η διαφορά ενέργειας μεταξύ της  $E_0$  και  $E_{sc}$  αποτελεί την ενέργεια ανάκρουσης  $E_{re}$  του ηλεκτρονίου Compton. Η ενέργεια αυτή εξαρτάται από τη γωνία σκέδασης  $\theta$  και κυμαίνεται μεταξύ του 0, όταν το φωτόνιο δεν εκτρέπεται από την πορεία του ( $\theta = 0^\circ$ ), και μιας μέγιστης τιμής όταν συμβαίνει οπισθοσκέδαση του φωτονίου ( $\theta = 180^\circ$ ). Για  $\theta = 0^\circ$ , όπως προκύπτει από την παραπάνω σχέση,  $E_{sc} = E_0$  και  $E_{re} = 0$  και για  $\theta = 180^\circ$ ,  $E_{sc} = E_0 / [1 + (2E_0/0,511)]$  που είναι η ελάχιστη ενέργεια για το φωτόνιο, και  $E_{re} = E_0 - E_{sc} = E_0^2 / (E_0 + 0,2555)$ , που είναι επομένως η μέγιστη ενέργεια για το ηλεκτρόνιο Compton [72]. Οι ενέργειες αυτές είναι χαρακτηριστικές στη φασματομετρία ύψους παλμών (αιχμή Compton). Όπως φαίνεται από τη σχέση (9), η κατανομή της ενέργειας μεταξύ του φωτονίου και του ηλεκτρονίου, εκτός από τη γωνία σκέδασης, εξαρτάται και από την ενέργεια των φωτονίων της ακτινοβολίας. Για μικρές ενέργειες, πολύ μικρότερες των 0,511 MeV, τα ηλεκτρόνια Compton, παίρνουν ένα πολύ μικρό κλάσμα της ενέργειας. Αντίθετα για υψηλές ενέργειες, με  $E_0/0,511 \gg 1$  τα ηλεκτρόνια Compton παίρνουν σχεδόν όλη την ενέργεια. Επίσης για τόσο υψηλές ενέργειες, όπως προκύπτει από τις παραπάνω σχέσεις, για γωνία σκέδασης  $\theta = 90^\circ$  η σκεδαζόμενη ενέργεια είναι ανεξάρτητη της  $E_0$ , και η μέγιστη τιμή της είναι 0,511 MeV. Για γωνία σκέδασης  $\theta = 180^\circ$ , η σκεδαζόμενη ενέργεια είναι επίσης ανεξάρτητη της  $E_0$ , και η μέγιστη τιμή της είναι 0,255 MeV. Οι τιμές αυτές είναι σημαντικές για τον υπολογισμό του πάχους των ασπίδων ακτινοπροστασίας, όταν χρησιμοποιούνται υψηλές ενέργειες, όπως στην ακτινοθεραπεία. Φυσικά για γωνίες σκέδασης μικρότερες των  $90^\circ$ , οι ενέργειες των σκεδαζόμενων φωτονίων μπορεί να υπερβούν τα 0,511 MeV και να πλησιάσουν την ενέργεια της προσπίπτουσας ακτινοβολίας για γωνίες κοντά στις  $0^\circ$  [72,73].

Επειδή η σκέδαση Compton είναι μια αλληλεπίδραση μεταξύ ενός φωτονίου και ενός ουσιαστικά ελεύθερου ηλεκτρονίου, ο μαζικός συντελεστής εξασθένησης  $\sigma/\rho$  της σκέδασης Compton είναι ανεξάρτητος του ατομικού αριθμού  $Z$  και εξαρτάται από τον αριθμό των ηλεκτρονίων ανά γραμμάριο. Όπως όμως αναφέρθηκε παραπάνω, αυτός ο αριθμός δίνεται από τη σχέση  $N_e = N_A Z / A_w$ , και επειδή  $Z/A_w$  ισούται περίπου με 0,5 για όλα τα στοιχεία, αφού ο αριθμός των πρωτονίων είναι περίπου ίσος με τον αριθμό των νετρονίων, ο  $N_e$ , αν εξαιρέσουμε το υδρογόνο, είναι περίπου ίδιος για όλα τα στοιχεία και ίσος με το μισό του αριθμού του Avogadro. Επομένως, ο  $\sigma/\rho$  είναι περίπου ίδιος για όλα τα υλικά [71,73]. Γι' αυτό μια ακτινογραφία με υψηλής ενέργειας φωτόνια έχει φτωχή αντίθεση, και οι διαφορές στην απεικόνιση οστών και μαλακών ιστών οφείλονται στη διαφορά πυκνότητας, δηλαδή στον αριθμό των ηλεκτρονίων ανά  $\text{cm}^3$  ο οποίος προκύπτει από το γινόμενο του  $N_e$  επί την πυκνότητα σε  $\text{g}/\text{cm}^3$  [70,73]. Με την αύξηση της ενέργειας, ο  $\sigma/\rho$  μειώνεται, αλλά πολύ πιο αργά σε σύγκριση με τον  $\tau/\rho$  στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο [72].

#### iv) Δίδυμη γένεση

Όταν η ενέργεια της ακτινοβολίας φθάσει και ξεπεράσει τα 1,022 MeV, μια νέα μορφή αλληλεπίδρασης εμφανίζεται που ονομάζεται δίδυμη γένεση. Σε αυτήν, το φωτόνιο αλληλεπιδρά ισχυρά με το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο του πυρήνα του ατόμου. Το φωτόνιο εξαφανίζεται και στη θέση του εμφανίζεται ένα ζεύγος σωματιδίων που αποτελείται από ένα ηλεκτρόνιο  $e^-$  και ένα ποζιτρόνιο  $e^+$ . Επειδή η μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου είναι 0,511 MeV, το φαινόμενο έχει ένα ελάχιστο όριο ενέργειας  $2 \times 0,511 = 1,022$  MeV. Αν η ενέργεια του φωτονίου είναι μεγαλύτερη, η επιπλέον ενέργεια κατανέμεται μεταξύ των δύο σωματιδίων σαν κινητική ενέργεια. Το πιθανότερο είναι τα δύο σωματίδια να μοιραστούν εξίσου την πλεονάζουσα ενέργεια, αλλά οποιαδήποτε κατανομή είναι δυνατή, ακόμα και η ακραία περίπτωση να μεταβιβαστεί ολόκληρη στο ένα σωματίδιο [71,72]. Το ποζιτρόνιο, όπως και το ηλεκτρόνιο, εξαντλούν την ενέργεια τους, όπως έχει περιγραφεί, σε διαδοχικούς ιοντισμούς, διεγέρσεις και bremsstrahlung. Όταν το ποζιτρόνιο εξαντλήσει την ενέργεια του, αλληλεπιδρά με το κοντινότερο ελεύθερο ηλεκτρόνιο και τα δύο σωματίδια εξαφανίζονται δίνοντας τη θέση τους σε δύο φωτόνια που το καθένα έχει ενέργεια 0,511 MeV. Το φαινόμενο ονομάζεται εξαύλωση και τα δύο φωτόνια, λόγω διατήρησης της ορμής κινούνται σε αντίθετες διευθύνσεις. Είναι απίθανο να συμβεί η εξαύλωση πριν το ποζιτρόνιο σχεδόν μηδενίσει την κινητική του ενέργεια, αν όμως συμβεί, η κινητική του ενέργεια προστίθεται στην ενέργεια των φωτονίων. Επειδή τα φωτόνια διανύουν μια απόσταση πριν αλληλεπιδράσουν ξανά, μόνο η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου και ποζιτρονίου αποτίθεται γύρω από το σημείο της δίδυμης γένεσης [72].

Η δίδυμη γένεση αποτελεί αλληλεπίδραση με το πεδίο του πυρήνα και επομένως η πιθανότητα της αυξάνει γρήγορα με την αύξηση του  $Z$ . Έτσι, ο ατομικός συντελεστής εξασθένησης  $\pi_a$  κυμαίνεται ανάλογα με το  $Z^2$  και ο μαζικός συντελεστής εξασθένησης  $\pi/\rho$  ανάλογα με το  $Z$  [71,74]. Επίσης, σε αντίθεση με τις δύο προηγούμενες αλληλεπιδράσεις, η πιθανότητα να συμβεί αυξάνεται γρήγορα με την αύξηση της ενέργειας. Επομένως μια δέσμη φωτονίων υψηλής ενέργειας είναι λιγότερο διεισδυτική από μια άλλη χαμηλότερης ενέργειας, εφόσον βρισκόμαστε στην περιοχή ενεργειών όπου κυριαρχεί η δίδυμη γένεση [71].

Αν αντί για το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο του πυρήνα, η αλληλεπίδραση συμβεί στο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο ενός ηλεκτρονίου, τότε μια τριάδα σωματιδίων ενεργοποιείται στη θέση του φωτονίου, που, εκτός από το νεοδημιουργούμενο ηλεκτρόνιο και ποζιτρόνιο, περιλαμβάνει και το αρχικό ηλεκτρόνιο της αλληλεπίδρασης. Για το λόγο αυτό ονομάζεται τρίδυμη γένεση. Έχει μικρότερη πιθανότητα από τη δίδυμη γένεση και το ενεργειακό της κατώφλι είναι στα 2,044 MeV [71,74].

Η δίδυμη γένεση συμβαίνει σε μια περιοχή ενεργειών που δεν έχει σημασία για την κλασική ακτινολογική απεικόνιση.

#### 2.1.3. Σχετική σημασία των διαφόρων τύπων αλληλεπιδράσεων

Όπως αναφέρθηκε, σε πολύ χαμηλές ενέργειες, κάτω από 10 keV, μπορεί σε ορισμένες περιπτώσεις να έχει σημασία η σύμφωνη σκέδαση Rayleigh. Σε χαμηλές ενέργειες και όσο η ενέργεια της ακτινοβολίας βρίσκεται στην περιοχή των ενεργειών δέσμησης των ηλεκτρονίων των ατόμων, κυριαρχεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Όταν

η ενέργεια των φωτονίων ξεπερνάει την ενέργεια δέσμησης της K στιβάδας των ατόμων, η πιθανότητα του φωτοηλεκτρικού μειώνεται γρήγορα, και αρχίζει να επικρατεί η σκέδαση Compton. Μετά τα 1,022 MeV εμφανίζεται και η δίδυμη γένεση.

Για μια ορισμένη ενέργεια, το σχετικό ποσοστό μιας αλληλεπίδρασης, π.χ. του φωτοηλεκτρικού, σε σχέση με τις υπόλοιπες υπολογίζεται εύκολα από τη σχέση [71]:

$$\frac{100\tau}{\rho} / \left( \frac{\sigma_{coh}}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_c}{\rho} + \frac{\pi}{\rho} \right) \quad (10)$$

Με τον ίδιο τρόπο υπολογίζεται και το ποσοστό της μεταφερόμενης ενέργειας σε μια αλληλεπίδραση, π.χ. στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο [71]:

$$100 \left( \frac{\tau_{tr}}{\rho} \right) / \left( \frac{\tau_{tr}}{\rho} + \frac{\sigma_{ctr}}{\rho} + \frac{\pi_{tr}}{\rho} \right) \quad (11)$$

Η σημασία μιας αλληλεπίδρασης δεν προκύπτει μόνο από το ποσοστό της συμμετοχής της, αλλά και από το ποσοστό της μεταφερόμενης ενέργειας μέσω της συγκεκριμένης αλληλεπίδρασης. Έτσι για παράδειγμα στην περίπτωση του νερού, για ενέργεια 30 keV, 36,3% των αλληλεπιδράσεων οφείλονται στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και 50,7% στη σκέδαση Compton, αλλά στο ποσοστό της μεταφερόμενης ενέργειας, το φωτοηλεκτρικό συμμετέχει με 93% και το Compton με 7% [71]. Αυτό συμβαίνει προφανώς γιατί στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο μεταφέρεται πολύ περισσότερη ενέργεια σε σχέση με το Compton. Με βάση τα παραπάνω, μια εικόνα της βαρύτητας κάθε αλληλεπίδρασης σε σχέση με την ενέργεια, στην περίπτωση του νερού, που συμπεριφέρεται περίπου όπως οι μαλακοί ιστοί του σώματος είναι η εξής: μέχρι τα 50 keV, το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο παραμένει σημαντικό. Από τα 60-90 keV, φωτοηλεκτρικό και Compton, παραμένουν αμφότερα σημαντικά. Από 200 keV-2 MeV, η απορρόφηση οφείλεται σχεδόν μόνο στη σκέδαση Compton. Από 5 MeV-10 MeV, η δίδυμη γένεση αρχίζει να γίνεται σημαντική. Πάνω από τα 10 MeV η δίδυμη γένεση είναι η πιο σημαντική [71]. Σε υλικά με μεγαλύτερο Z, εκείνο που θα αλλάξει, θα είναι τα ενεργειακά όρια της παραπάνω κατανομής.

#### 2.1.4. Πηγές X και γ ακτινοβολίας

Υπάρχουν φυσικές πηγές X και γ ακτινοβολίας αλλά και τεχνητή παραγωγή τους για τη χρήση τους σε διάφορους τομείς. Η ιατρική απεικόνιση και η θεραπεία των καρκινικών όγκων είναι δύο από τις πιο σημαντικές εφαρμογές τους. Η παραγωγή ακτίνων-X στην ιατρική απεικόνιση γίνεται στις λυχνίες παραγωγής ακτίνων-X, στις οποίες ηλεκτρόνια που εκπέμπονται από την κάθοδο της λυχνίας επιταχύνονται στο πολύ ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ των ηλεκτροδίων και προσπίπτουν στην άνοδο προκαλώντας την παραγωγή των ακτίνων-X. Η λειτουργία τους στηρίζεται στο φαινόμενο της πέδησης που δημιουργεί συνεχές ενεργειακό φάσμα ακτινοβολίας και στις μεταβάσεις ηλεκτρονίων των ατόμων του υλικού της ανόδου από εξωτερικότερες στιβάδες στις στιβάδες K ή L, για τη συμπλήρωση ηλεκτρονιακών κενών που έχουν δημιουργηθεί εκεί από την ηλεκτρονιακή δέσμη της λυχνίας (γραμμικό φάσμα). Η σχετική αναλογία των φωτονίων bremsstrahlung προς τα φωτόνια χαρακτηριστικής ενέργειας ποικίλει με την τάση της λυχνίας δηλαδή την κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων και τον Z του υλικού της ανόδου. Για παράδειγμα μια δέσμη ακτίνων-X που παράχθηκε σε τάση 100 kVp και άνοδο από βολφράμιο περιέχει 80% φωτόνια bremsstrahlung και 20% φωτόνια χαρακτηριστικής ενέργειας [74]. Όσο η ενέργεια των

ηλεκτρονίων αυξάνεται το ποσοστό των φωτονίων χαρακτηριστικής ενέργειας μειώνεται και στις υψηλές ενέργειες της ακτινοθεραπείας γίνεται αμελητέο [74]. Η ενέργεια των φωτονίων της ακτινοβολίας X που παράγεται καλύπτει ένα φάσμα ενεργειών από 0 έως  $E_{max}$ . Η  $E_{max}$  είναι ίση με την μέγιστη τιμή της τάσης (kVp) που εφαρμόζεται στη λυχνία των ακτίνων-X. Επειδή μια δέσμη ακτίνων-X έχει ένα ενεργειακό φάσμα που εξαρτάται από την τάση, αλλά και από το φιλτράρισμα που υφίσταται, είναι δύσκολο να χαρακτηριστεί η ποιότητα της δέσμης με όρους ενέργειας ή διεισδυτικότητας. Ένας πρακτικός κανόνας είναι να λαμβάνεται η μέση ενέργεια των φωτονίων περίπου ίση με το 1/3 της μέγιστης ενέργειας, δηλαδή των kVp της λυχνίας [73]. Μπορεί επίσης να οριστεί ένας ενεργός (effective) συντελεστής εξασθένησης με βάση τη μέτρηση του HVL [70]:

$$\mu_{eff} = \ln 2 / HVL \quad (12)$$

και έτσι να οριστεί η ενεργός ενέργεια μιας πολυενεργειακής δέσμης ακτίνων-X, ως η ενέργεια μιας μονοενεργειακής δέσμης που έχει συντελεστή εξασθένησης ίσο με τον ενεργό συντελεστή εξασθένησης της δέσμης για το ίδιο μέσον [70].

Καθώς η δέσμη εξέρχεται από τη λυχνία ένα ποσοστό των φωτονίων χαμηλής ενέργειας που περιέχει απορροφούνται από το τοίχωμα της λυχνίας, το μονωτικό λάδι που περιβάλλει τη λυχνία, το παράθυρο εξόδου (από βηρύλλιο ή βακελίτη) και την άνοδο. Η απορρόφηση αυτή, ονομάζεται ενδογενές φιλτράρισμα και ισοδυναμεί με φίλτρο αλουμινίου 0,5-1mm, ανάλογα με τη λυχνία. Όπως έχει αναφερθεί προηγουμένως, ένα πρόσθετο φίλτρο αλουμινίου 1-3mm τοποθετείται μετά την έξοδο της λυχνίας για να κάνει τη δέσμη πιο διεισδυτική και να μειώσει τη δόση στον ασθενή [70].

Ο αριθμός των φωτονίων X που παράγονται είναι ανάλογος με το γινόμενο της εντάσεως του ρεύματος που διαρρέει τη λυχνία σε mA επί το χρόνο έκθεσης σε δευτερόλεπτα (mAs). Τα μεγέθη αυτά όπως και η τάση μπορούν να ρυθμιστούν στη λυχνία. Τυπικές τιμές τάσης και ρεύματος για την υπολογιστική τομογραφία είναι 120 kVp και 120-300 mA, ανάλογα με τον όγκο των ιστών που πρέπει να διαπεράσουν οι ακτίνες [72].

Η παραγωγή ακτίνων-X υψηλής ενέργειας που χρησιμοποιούνται στην ακτινοθεραπεία γίνεται με το γραμμικό επιταχυντής (LINAC) και το βήτατρο. Το βήτατρο έχει πλέον εκτοπιστεί από τον LINAC. Όπως και στη λυχνία παραγωγής ακτίνων-X, και στις συσκευές αυτές, επιταχυνόμενες δέσμες ηλεκτρονίων προσπίπτουν σε μεταλλικό στόχο παράγοντας φωτόνια X λόγω του φαινομένου bremsstrahlung. Διαφέρουν στην τεχνολογία επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων και έχουν τη δυνατότητα εκτός από τις δέσμες ακτίνων-X, να παρέχουν και δέσμες ηλεκτρονίων [73].

### 2.1.5. Ραδιενεργές διασπάσεις

Τα φωτόνια της γ ακτινοβολίας δεν διαφέρουν στη φύση τους από τα φωτόνια X κι ούτε μπορούν να διακριθούν από αυτά. Και τα δύο καταλαμβάνουν την ίδια περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, χαρακτηρίζονται από το υψηλό ενεργειακό περιεχόμενο τους και αλληλεπιδρούν με τον ίδιο τρόπο με την ύλη προκαλώντας τα ίδια αποτελέσματα. Η διάκριση που γίνεται, αν και δεν συμπίπτει σε όλους τους επιστημονικούς τομείς, βασίζεται στην προέλευση τους [70]. Τα γ φωτόνια παράγονται κατά τις ραδιενεργές διασπάσεις. Η ενέργεια τους επομένως προέρχεται από ενεργειακές

μεταβολές στο εσωτερικό του πυρήνα σε αντίθεση με τα φωτόνια της χαρακτηριστικής X ακτινοβολίας, που οφείλονται σε ενεργειακές μεταβολές των ηλεκτρονίων του ατόμου ή στο φαινόμενο bremsstrahlung. Σύμφωνα με το μοντέλο των ενεργειακών φλοιών-στιβάδων του πυρήνα [70,71], τα πρωτόνια και τα νετρόνια καταλαμβάνουν ορισμένες θέσεις στους φλοιούς αυτούς με αντίστοιχες ενέργειες δέσμησης, όπως τα ηλεκτρόνια στις στιβάδες του ατόμου. Μεταβάσεις νετρονίων ή πρωτονίων από υψηλότερες σε χαμηλότερες στιβάδες απελευθερώνουν ενέργεια ίση με τη διαφορά των ενεργειών δέσμησης των δύο στιβάδων. Η ενέργεια αυτή είναι πολύ μεγαλύτερη της αντίστοιχης των ηλεκτρονιακών στιβάδων, και γι' αυτό σε γενικές γραμμές, τα φωτόνια  $\gamma$  είναι μεγαλύτερης ενέργειας από τα φωτόνια της χαρακτηριστικής X ακτινοβολίας. Από τα παραπάνω είναι φανερό επίσης ότι τα ραδιονουκλίδια εκπέμπουν  $\gamma$  ακτινοβολία με χαρακτηριστικές ενέργειες.

Τα φωτόνια που παράγονται κατά την εξαΰλωση ενός ποζιτρονίου με ένα ηλεκτρόνιο, αν και δεν έχουν πυρηνική προέλευση, συνήθως χαρακτηρίζονται σαν  $\gamma$  φωτόνια. Χρησιμοποιείται όμως και ο χαρακτηρισμός  $\gamma$  φωτόνια εξαΰλωσης ή φωτόνια εξαΰλωσης [72].

Οι ραδιενεργές διασπάσεις που συνδέονται με εκπομπή  $\gamma$  ακτινοβολίας είναι:

i)  $\beta^-$  διάσπαση

Ένα νετρόνιο μετατρέπεται σε ένα πρωτόνιο, ένα ηλεκτρόνιο και ένα αντινεutrino. Τα δύο τελευταία εκτινάσσονται από τον πυρήνα, ο οποίος μεταστοιχείωνεται σε πυρήνα με ατομικό αριθμό αυξημένο κατά 1. Η ενέργεια που ελευθερώνεται μοιράζεται μεταξύ του ηλεκτρονίου και του αντινετρίνου με τυχαίο τρόπο. Επομένως τα ηλεκτρόνια εκπέμπονται με ένα συνεχές φάσμα ενεργειών από μηδέν έως μια μέγιστη τιμή. Η μέση ενέργεια τους, που τυπικά λαμβάνεται ίση με το 1/3 της μέγιστης είναι χαρακτηριστική για κάθε νουκλεοτίδιο [72].

Σε κάποιες περιπτώσεις ο θυγατρικός πυρήνας που προκύπτει είναι σε διεγερμένη κατάσταση. Επανερχεται στη θεμελιώδη κατάσταση με άμεση, σε κλάσματα ενός μs, εκπομπή  $\gamma$  ακτινοβολίας [71]. Αυτή η εκπομπή  $\gamma$  ακτινοβολίας πολλές φορές αναφέρεται σαν  $\gamma$  διάσπαση. Η επαναφορά του θυγατρικού πυρήνα στη θεμελιώδη κατάσταση μπορεί να μην γίνει απ' ευθείας αλλά με περισσότερες διαδοχικές μεταβάσεις από ενδιάμεσες διεγερμένες καταστάσεις, οπότε αντίστοιχες  $\gamma$  ακτινοβολίες εκπέμπονται. Σε αντίθεση με τα  $\beta$  σωμάτια, η  $\gamma$  ακτινοβολία εκπέμπεται σε συγκεκριμένες διακριτές τιμές ενέργειας, χαρακτηριστικές κάθε ραδιονουκλιδίου [72].

ii) Ισομερής μετάπτωση

Σε μερικές περιπτώσεις ο πυρήνας μπορεί να παραμείνει στη διεγερμένη κατάσταση για χρόνο πολύ μεγαλύτερο, δευτερολέπτων, λεπτών ή και ημερών. Η κατάσταση αυτή του διεγερμένου πυρήνα ονομάζεται μετασταθερή κατάσταση. Ο μετασταθερός πυρήνας έχει τον ίδιο ατομικό και μαζικό αριθμό με τον τελικό πυρήνα της διάσπασης αλλά διαφορετική ενεργειακή κατάσταση και γι αυτό ονομάζεται ισομερής και η διαδικασία μετάβασης του στη θεμελιώδη κατάσταση με εκπομπή  $\gamma$  ακτινοβολίας ονομάζεται ισομερής μετάπτωση. Κλασική περίπτωση στην πυρηνική ιατρική είναι το  $^{99m}\text{Tc}$  το οποίο είναι ισομερές του  $^{99}\text{Tc}$ , στο οποίο μεταπίπτει με χρόνο ημιζωής 6 ωρών. Το  $^{99m}\text{Tc}$  είναι προϊόν της διάσπασης του  $^{99}\text{Mo}$  ( $T_{1/2} = 67$  ώρες) [71-73].

### iii) Εσωτερική μετατροπή

Αποτελεί μια εναλλακτική διαδικασία στην αποδιέγερση ενός διεγερμένου ή μετασταθερού πυρήνα και είναι ανταγωνιστική της εκπομπής  $\gamma$  ακτινοβολίας. Στη διαδικασία αυτή η ενέργεια του πυρήνα μεταφέρεται σε ένα ηλεκτρόνιο της K, L ή M στιβάδας του ατόμου το οποίο εκτινάσσεται εκτός ατόμου με κινητική ενέργεια ίση με τη διαφορά της ενέργειας του διεγερμένου πυρήνα και της ενέργειας δέσμευσης του ηλεκτρονίου [71]. Το ηλεκτρόνιο ονομάζεται ηλεκτρόνιο μετατροπής και αφήνει ένα κενό στη στιβάδα που εγκατέλειψε. Το κενό αυτό συμπληρώνεται άμεσα από ηλεκτρόνιο ανώτερης στιβάδας προκαλώντας την εκπομπή χαρακτηριστικής X ακτινοβολίας ή ηλεκτρονίων Auger. Η διαδικασία αυτή είναι σαν ένα εσωτερικό φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, όπου ένα  $\gamma$  φωτόνιο του πυρήνα αλληλεπιδρά με ένα τροχιακό ηλεκτρόνιο του ίδιου ατόμου [73]. Οι πιθανότητες αποδιέγερσης με εσωτερική μετατροπή ή εκπομπή ακτίνων  $\gamma$  έχουν χαρακτηριστικές τιμές για διαφορετικά ραδιονουκλίδια και εκφράζονται από το λόγο των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων μετατροπής προς τα φωτόνια  $\gamma$  [71,72]. Αυτό έχει ιδιαίτερη σημασία στην πυρηνική ιατρική, όπου θυγατρικά μετασταθερά ραδιονουκλίδια διαχωρίζονται από τα μητρικά ραδιονουκλίδια μέσα σε ειδικές “γεννήτριες” ραδιονουκλιδίων, όπως στην περίπτωση του  $^{99}\text{Mo}$  με το  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ , προκειμένου να δημιουργηθεί μια πηγή “καθαρής”  $\gamma$  ακτινοβολίας. Όμως, λόγω της εσωτερικής μετατροπής η ακτινοβολία  $\gamma$  δεν μπορεί να είναι απόλυτα αμιγής, αλλά περιέχει και ηλεκτρόνια τα οποία απορροφούνται ολοκληρωτικά στο σώμα του ασθενούς, αυξάνοντας έτσι τη δόση που λαμβάνει, ειδικά αν το ποσοστό τους σε σχέση με τα φωτόνια  $\gamma$  είναι υψηλό. Πάντως η αναλογία φωτονίων  $\gamma$  προς τα ηλεκτρόνια, στην περίπτωση των μετασταθερών νουκλιδίων, συνήθως είναι αρκετά μεγαλύτερη από την ίδια αναλογία στα νουκλίδια που εκπέμπουν ταυτόχρονα  $\beta^-$  και  $\gamma$  ακτινοβολία. Αυτό είναι ένα σαφές πλεονέκτημα όταν απαιτείται ανίχνευση της  $\gamma$  ακτινοβολίας από εσωτερικά χορηγούμενη ραδιενέργεια [72].

Στην εσωτερική μετατροπή έχουμε εκπομπή ηλεκτρονίων, όπως και στη  $\beta^-$  διάσπαση. Η διαφορά είναι ότι τα ηλεκτρόνια στην εσωτερική μετατροπή προέρχονται από τα τροχιακά ηλεκτρόνια του ατόμου και έχουν διακριτές τιμές ενέργειας (ενέργεια  $\gamma$  ακτινοβολίας μείον την ενέργεια δέσμευσης του ηλεκτρονίου), ενώ στην  $\beta^-$  διάσπαση προέρχονται από τον πυρήνα με ένα συνεχές φάσμα ενεργειών [72].

### iv) Σύλληψη ηλεκτρονίου

Ο πυρήνας προσλαμβάνει ένα ηλεκτρόνιο συνήθως της K ή L στιβάδας, με αποτέλεσμα ένα πρωτόνιο να μετατρέπεται σε ένα νετρόνιο και ένα νεutrίνο το οποίο εκτινάσσεται από τον πυρήνα. Ο θυγατρικός πυρήνας μεταστοιχείωνεται σε πυρήνα με ατομικό αριθμό μειωμένο κατά 1. Το κενό που δημιουργείται από την αφαίρεση του ηλεκτρονίου καλύπτεται από ένα ηλεκτρόνιο εξωτερικότερης στιβάδας με αποτέλεσμα την εκπομπή χαρακτηριστικών X φωτονίων ή ηλεκτρονίων Auger. Συνήθως ο θυγατρικός πυρήνας βρίσκεται σε διεγερμένη ή μετασταθερή κατάσταση από την οποία επανέρχεται στη θεμελιώδη με εκπομπή  $\gamma$  ακτινοβολίας ή εσωτερικής μετατροπής, όπως περιγράφηκε προηγουμένως [71-73].

#### ν) $\beta^+$ διάσπαση

Ένα πρωτόνιο μετατρέπεται σε ένα νετρόνιο, ένα ποζιτρόνιο και ένα νεutrίνο. Τα δύο τελευταία εκτινάσσονται από τον πυρήνα, ο οποίος μεταστοιχειώνεται σε πυρήνα με ατομικό αριθμό μειωμένο κατά 1. Μόλις το ποζιτρόνιο εξαντλήσει την κινητική του ενέργεια, όπως έχει περιγραφεί παραπάνω, αλληλεπιδρά με ένα ηλεκτρόνιο και τα δύο σωματίδια εξαϋλώνονται. Στη θέση τους εμφανίζονται δύο φωτόνια με ενέργεια 0,511 MeV το καθένα. Για να συμβεί αυτή η διάσπαση, απαιτείται διαθέσιμη ενέργεια από τον μητρικό πυρήνα τουλάχιστον 1,022 MeV, για να καλύψει τη διαφορά μάζας που προκύπτει μεταξύ του μητρικού ατόμου και του θυγατρικού ατόμου, λόγω απώλειας ενός ποζιτρονίου από το μητρικό και ενός τροχιακού ηλεκτρονίου από το θυγατρικό ( $2 \times 0,511 = 1,022$  MeV). Η απώλεια του τροχιακού ηλεκτρονίου από το θυγατρικό συμβαίνει, επειδή το θετικό φορτίο του πυρήνα μειώθηκε κι έτσι για να διατηρηθεί η ηλεκτρική ουδετερότητα του ατόμου και να είναι στη θεμελιώδη κατάσταση, απομακρύνεται ένα τροχιακό ηλεκτρόνιο. Στην περίπτωση της  $\beta^-$  διάσπασης η προϋπόθεση του ενεργειακού κατωφλίου των 1,022 MeV δεν ισχύει, γιατί η απώλεια ενός ηλεκτρονίου από το μητρικό άτομο αντισταθμίζεται από την πρόσληψη ενός τροχιακού ηλεκτρονίου από το θυγατρικό άτομο για τη διατήρηση και πάλι της ηλεκτρικής ουδετερότητας του θυγατρικού ατόμου [72].

Όπως και στη  $\beta^-$  διάσπαση, τα ποζιτρόνια εκπέμπονται με ένα συνεχές φάσμα ενεργειών. Επίσης ο θυγατρικός πυρήνας μπορεί να είναι σε διεγερμένη κατάσταση κι έτσι μαζί με τα ποζιτρόνια να εκπέμπεται και  $\gamma$  ακτινοβολία. Στην απεικόνιση PET ενδιαφέρει η χρήση ραδιονουκλιδίων που είναι αμιγείς εκπομποί ποζιτρονίων [72].

Η  $\beta^+$  διάσπαση είναι ισοδύναμη με την σύλληψη τροχιακού ηλεκτρονίου, γιατί προκαλούν το ίδιο αποτέλεσμα στον μητρικό πυρήνα. Ελαφρύτερα ραδιενεργά στοιχεία διασπώνται περισσότερο με  $\beta^+$  διάσπαση, ενώ στα βαρύτερα η πιθανότητα διάσπασης με τη σύλληψη τροχιακού ηλεκτρονίου είναι μεγαλύτερη, επειδή τα τροχιακά ηλεκτρόνια βρίσκονται πλησιέστερα στον πυρήνα. Υπάρχουν ραδιονουκλίδια που διασπώνται με οποιοδήποτε από τους δύο τρόπους, όπως το  $^{18}\text{F}$  [72].

#### νι) διάσπαση άλφα

Ένα άλλο είδος διάσπασης είναι η διάσπαση άλφα, η οποία συνήθως δεν συνδέεται με την εκπομπή  $\gamma$  ακτινοβολίας και έχει μικρό ενδιαφέρον για την πυρηνική ιατρική. Σε αυτή τη διάσπαση εκπέμπονται σωματίδια  $\alpha$  που είναι πυρήνες ηλίου, δηλαδή αποτελούνται από δύο πρωτόνια και δύο νετρόνια. Μια διάσπαση άλφα που βρίσκεται εφαρμογή στην πυρηνική ιατρική είναι η διάσπαση του  $^{241}\text{Am}$ , που συνοδεύεται από την εκπομπή 60 keV  $\gamma$  ακτινοβολίας [72].

Η τεχνητή παραγωγή της  $\gamma$  ακτινοβολίας αναφέρεται στην τεχνητή παραγωγή των ραδιονουκλιδίων που την εκπέμπουν. Η παραγωγή αυτή πραγματοποιείται σε πυρηνικούς αντιδραστήρες ή κύκλοτρα όπου σταθεροί πυρήνες βομβαρδίζονται με υποατομικά σωματίδια όπως νετρόνια ή πρωτόνια. Η πυρηνική αντίδραση που προκαλείται μετατρέπει το σταθερό πυρήνα σε ραδιενεργό που εκπέμπει την επιθυμητή  $\gamma$  ακτινοβολία. Τα παραγόμενα ραδιονουκλίδια χρησιμοποιούνται στην πυρηνική ιατρική, είτε στον τομέα της απεικόνισης, είτε στον τομέα της ακτινοθεραπείας [71-74].



### 2.1.6. Συνέπειες των Ιοντιζουσών Ακτινοβολιών

Το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας που μεταφέρεται στην ύλη, μέσω των ιοντισμών και διεγέρσεων που προκαλούν οι ιοντίζουσες ακτινοβολίες, τελικά μετατρέπεται σε θερμότητα, δηλαδή σε ενέργεια ταλάντωσης των ατόμων και μορίων του μέσου. Όμως ένα μέρος της ενέργειας προκαλεί φυσικές και χημικές μεταβολές. Κάποιες από τις μεταβολές αυτές είναι άμεσα ορατές, όπως ο φθορισμός και η αμαύρωση ενός φωτογραφικού φιλμ, και είναι αυτές που οδήγησαν και στην ανακάλυψη τους. Άλλες όμως, δεν είναι άμεσα αντιληπτές, όπως αυτές που επηρεάζουν τις κυτταρικές λειτουργίες. Το γεγονός αυτό είχε πολλές φορές τραγικές συνέπειες για όσους ασχολήθηκαν τα πρώτα χρόνια με τη μελέτη των ακτινοβολιών αυτών. Οι βλάβες που προκαλούνται στην κυτταρική λειτουργία οφείλονται στις βλάβες κυρίως του DNA, αλλά και άλλων βιολογικών μακρομορίων που βρίσκονται στις κυτταρικές μεμβράνες. Αλλαγές στο μόριο του DNA μπορεί να προκληθούν άμεσα λόγω ιοντισμού του ίδιου του μορίου, ή έμμεσα μέσω της δημιουργίας, λόγω ιοντισμού, ελευθέρων ριζών που αντιδρούν με αυτό [71,74]. Η ελεύθερη ρίζα που θεωρείται ότι ευθύνεται περισσότερο για την πρόκληση τέτοιων βλαβών είναι η ρίζα υδροξυλίου (OH), που διαθέτει ένα ασύζευκτο ηλεκτρόνιο, και επομένως είναι εξαιρετικά δραστική. Παράγεται κατά τον ιοντισμό του νερού μέσω μιας αλληλουχίας αντιδράσεων σε χρόνο περίπου  $10^{-6}$  μs και αντιδρά με γειτονικά μόρια σε 1-100 μs [71,74]. Οι αλλαγές στο DNA είναι χημικές αλλοιώσεις των αζωτούχων βάσεων του μορίου ή/και θραύσεις της μιας ή και των δύο αλυσίδων του. Οι αλλαγές αυτές προκαλούν βλάβες, που μπορούν να οδηγήσουν στην απώλεια της αναπαραγωγικής δυνατότητας των κυττάρων και στο θάνατο τους. Αυτός είναι και ο στόχος της ακτινοθεραπείας στην αντιμετώπιση των καρκινικών όγκων.

Ο φθορισμός και οι μηχανισμοί που τον προκαλούν θα αναλυθούν σε επόμενο κεφάλαιο.

### 2.2. Απεικόνιση Πυρηνικής Ιατρικής

Η απεικόνιση στην πυρηνική ιατρική παρέχει λειτουργική και μεταβολική πληροφορία, απεικονίζοντας την κατανομή και τη συγκέντρωση μιας ραδιοσημασμένης ουσίας σε ορισμένους ιστούς εντός του σώματος. Υπάρχουν δύο συστήματα απεικόνισης στην πυρηνική ιατρική. Η απεικόνιση εκπομπής μονού φωτονίου η οποία περιλαμβάνει το απλό συμβατικό (επίπεδο) σπινθηρογράφημα και την υπολογιστική τομογραφία εκπομπής μονού φωτονίου (Single Photon Emission Computed Tomography, SPECT). Το δεύτερο σύστημα απεικόνισης αποτελεί η τομογραφία εκπομπής ποζιτρονίων (Positron Emission Tomography, PET) [72,75]. Οι δύο αυτοί τρόποι απεικόνισης αποτελούν δύο πολύ ισχυρά διαγνωστικά εργαλεία, καθώς παρέχουν πληροφόρηση για ένα ευρύ φάσμα βιολογικών διεργασιών εντός του σώματος, που είναι αδύνατον να δοθούν από τους άλλους τρόπους απεικόνισης. Η απλή ακτινογραφία ακτίνων-X, η υπολογιστική τομογραφία ακτίνων-X (Computed Tomography, CT) και η απεικόνιση πυρηνικού μαγνητικού συντονισμού (Magnetic Resonance Imaging, MRI), δίνουν εξαιρετικές ανατομικές πληροφορίες, αλλά έχουν πολύ περιορισμένες δυνατότητες στην βιολογική πληροφόρηση. Για παράδειγμα στην MRI για την ανίχνευση μιας ουσίας, υπάρχει ένα κατώτατο όριο συγκέντρωσης της, που είναι στο επίπεδο των millimolar (mM), δηλαδή περίπου ίση  $6 \times 10^{17}$  μόρια ανά mL, ενώ η πυρηνική απεικόνιση ανιχνεύει

ραδιοσημασμένες ουσίες σε επίπεδο nanomolar (nM), δηλαδή  $6 \times 10^{11}$  μόρια ανά mL ή ακόμα και picomolar (pM), δηλαδή  $6 \times 10^8$  μόρια ανά mL [72].

Εκτός από τις κλινικές εφαρμογές της η απεικόνιση αυτή αποτελεί μια από τις αναδυόμενες τεχνικές απεικόνισης κυτταρικών διαδικασιών σε μοριακό επίπεδο μέσω ειδικών μοριακών ανιχνευτών. Για παράδειγμα έχουν αναπτυχθεί τεχνικές παρακολούθησης in vivo της γονιδιακής έκφρασης. Μια επίσης γρήγορα αναπτυσσόμενη εφαρμογή είναι η χρήση του PET για την επιτάχυνση της διαδικασίας ανάπτυξης νέων φαρμάκων [76].

### **2.2.1. Υπολογιστική τομογραφία εκπομπής μονού φωτονίου (SPECT)**

Στην απεικόνιση αυτή δημιουργείται μια τρισδιάστατη εικόνα της κατανομής μιας ραδιοσημασμένης ουσίας εντός του σώματος, μετά την χορήγηση της στον ασθενή. Τα ραδιονουκλίδια που χρησιμοποιούνται για τη ραδιοσήμανση εκπέμπουν γ ακτινοβολία στην περιοχή ενεργειών από 60-400 keV περίπου, αν και, όπως θα αναλυθεί παρακάτω, η καταλληλότερη περιοχή ενεργειών για τη βέλτιστη απεικόνιση είναι από 100-200 keV. Τέτοια ραδιονουκλίδια είναι  $^{123}\text{I}$  (159 keV),  $^{201}\text{Tl}$  (71 keV, 80 keV, 167 keV),  $^{67}\text{Ga}$  (93 keV, 185 keV, 300 keV, 393 keV),  $^{111}\text{In}$  (171 keV, 245 keV),  $^{131}\text{I}$  (365 keV) και  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  (140 keV), το οποίο είναι και το πιο ευρέως χρησιμοποιούμενο λόγω των πολλών πλεονεκτημάτων του. Ακτινοβολία γ αυτών των ενεργειών είναι αρκετά διεισδυτική, ώστε να είναι ανιχνεύσιμη ακόμα κι αν προέρχεται από όργανα βαθιά στο εσωτερικό του σώματος, αλληλεπιδρά αποτελεσματικά με τον κατάλληλο σπινθηριστή και μπορεί να αναχαιτιστεί από ασπίδες μολύβδου με λογικό πάχος [33,72,75,77].

### **2.2.2. Γάμμα κάμερα**

Για την ανίχνευση της γ ακτινοβολίας που εξέρχεται από το σώμα χρησιμοποιείται, όπως και στο κοινό σπινθηρογράφημα, η γάμμα κάμερα ή Anger κάμερα από το όνομα του εφευρέτη της. Η γάμμα κάμερα είναι η πιο διαδεδομένη συσκευή ανίχνευσης για κλινική χρήση στην πυρηνική απεικόνιση [11,33,72,78]. Τα βασικά μέρη μιας συμβατικής γάμμα κάμερας είναι ο κατευθυντήρας, ο σπινθηριστής, ο οδηγός φωτός (light guide), οι φωτοπολλαπλασιαστές και η μονάδα απεικόνισης.

#### **i) Κατευθυντήρας**

Ο κατευθυντήρας καθορίζει ποια φωτόνια θα φθάσουν στον σπινθηριστή, με βάση τη διεύθυνση που προέρχονται για το σωστό εντοπισμό της θέσης εκπομπής τους, δηλαδή της θέσης του ραδιονουκλιδίου, σταματώντας τα φωτόνια που λόγω σκέδασης μεταφέρουν λανθασμένη πληροφορία για τη θέση προέλευσης τους. Αντιστοιχεί με το φακό μιας φωτογραφικής μηχανής και η λειτουργία της κάμερας στηρίζεται σε αυτόν, αλλά αποτελεί ταυτόχρονα και το αδύνατο σημείο της, καθώς περίπου 99% των προσπιπτόντων φωτονίων απορρίπτονται, μειώνοντας έτσι την ευαισθησία της (ρυθμός καταγραφής γεγονότων ανά μονάδα ενεργότητας) [79]. Ο κατευθυντήρας κατασκευάζεται από υλικό αδιαπέραστο από την ακτινοβολία, συνήθως από μολύβδο ή βολφράμιο και φέρει ένα μεγάλο αριθμό οπών με ορισμένη γεωμετρία. Οι οπές μπορεί να είναι παράλληλες, αποκλίνουσες ή συγκλίνουσες, ανάλογα με το μέγεθος της προς απεικόνιση περιοχής σε σχέση με το μέγεθος της επιφάνειας του σπινθηριστή. Ο κατευθυντήρας παίζει καθοριστικό ρόλο στην χωρική διακριτική ικανότητα και

ευαισθησία της ανιχνευτικής διάταξης. Η χωρική διακριτική ικανότητα ενός κατευθυντήρα με παράλληλες οπές δίνεται από τη σχέση [75,77]:

$$R_{coll} = \frac{2w}{L} \left( d + \frac{L}{2} \right) \quad (13)$$

όπου  $w$  η διάμετρος των οπών του κατευθυντήρα,  $L$  το μήκος των οπών και  $d$  η απόσταση του απεικονιζόμενου αντικειμένου από τον κατευθυντήρα. Το ποσοστό των φωτονίων που διέρχεται από τις οπές του κατευθυντήρα, δηλαδή η ευαισθησία του δίνεται από τη σχέση [77]:

$$E = \left( \frac{w}{2L} \right)^2 \quad (14)$$

Από τις παραπάνω σχέσεις φαίνεται ότι ενώ η χωρική διακριτικότητα βελτιώνεται γραμμικά με τη μείωση του  $w/L$ , η ευαισθησία μειώνεται με το τετράγωνο του λόγου  $w/L$ . Για ένα κατευθυντήρα γενικού σκοπού, η χωρική διακριτικότητα είναι 6,2 mm FWHM (Full Width at Half Maximum-πλήρες εύρος στο μισό του μεγίστου ύψους), σε μια απόσταση 5 cm, ενώ η ευαισθησία του είναι 0,023% [77].

Ένας κατευθυντήρας με πολλές οπές έχει μεγάλη χωρική διακριτική ικανότητα αλλά μικρή ευαισθησία, λόγω των πολλών φωτονίων που απορρίπτονται και χαρακτηρίζεται σαν υψηλής ανάλυσης. Αντίστροφα ένας κατευθυντήρας με μικρό αριθμό οπών μεγαλύτερης διαμέτρου έχει μεγαλύτερη ευαισθησία σε βάρος της χωρικής διακριτικής του ικανότητας και χαρακτηρίζεται σαν υψηλής ευαισθησίας [70,72,80].

## ii) Σπινθηριστής

Ο σπινθηριστής μετατρέπει ένα  $\gamma$  φωτόνιο σε ένα αριθμό φωτονίων ορατού ή υπεριώδους φωτός, που προσπίπτει στους φωτοπολλαπλασιαστές. Ο αριθμός των ορατών φωτονίων που δημιουργούνται και επομένως η ένταση του παραγόμενου φωτός είναι ανάλογη της ενέργειας που μεταφέρεται από το φωτόνιο  $\gamma$  στον σπινθηριστή. Αν η αλληλεπίδραση με τον σπινθηριστή γίνεται μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, που είναι και η επιθυμητή αλληλεπίδραση, όλη η ενέργεια του φωτονίου αποτίθεται, όπως έχει περιγραφεί. Αν η αλληλεπίδραση γίνεται μέσω της σκέδασης Compton, ένα μέρος της ενέργειας αποτίθεται. Το γεγονός αυτό επιτρέπει τον αποκλεισμό από το σχηματισμό της εικόνας των περισσότερων σκεδαζόμενων φωτονίων τα οποία μειώνουν την ποιότητα της εικόνας. Στις κάμερες μονοκρυσταλλικού σπινθηριστή χρησιμοποιείται ένας κρύσταλλος NaI(Tl), διαστάσεων μέχρι 60x40 cm ή διαμέτρου 25-50 cm, σε περίπτωση κυκλικού ανιχνευτή, που βρίσκεται σε παλιότερα συστήματα [33,70,72]. Για ορισμένη ενέργεια ακτινοβολίας, η απόδοση του σπινθηριστή αποτελεί ισχυρή συνάρτηση του πάχους του. Το πάχος επηρεάζει την ικανότητα απορρόφησης της ακτινοβολίας από το σπινθηριστή καθώς και την ενδογενή χωρική διακριτική ικανότητα του (intrinsic spatial resolution). Καθώς το πάχος αυξάνεται, αυξάνεται και η απορρόφηση της προσπίπτουσας  $X$  ή  $\gamma$  ακτινοβολίας και επομένως και ο αριθμός των παραγόμενων οπτικών φωτονίων. Με την αύξηση του πάχους όμως αυξάνεται και η πιθανότητα απορρόφησης των οπτικών φωτονίων από τον ίδιο τον σπινθηριστή πριν αυτά εξέλθουν από αυτόν και ανιχνευτούν από τους φωτοπολλαπλασιαστές. Επιπλέον, με την αύξηση του πάχους το παραγόμενο από ένα σπινθηρισμό φως διασπείρεται περισσότερο, με αποτέλεσμα ο σπινθηρισμός να ανιχνεύεται από μια ευρύτερη περιοχή του κρυστάλλου, δηλαδή αυξάνεται ο αριθμός των φωτοπολλαπλασιαστών που εμπλέκονται στον εντοπισμό της θέσης με συνέπεια να

μειώνεται η ακρίβεια στον καθορισμό των συντεταγμένων του σπινθηρισμού, μειώνοντας έτσι την ενδογενή χωρική διακριτική ικανότητα [79]. Ακόμα η αύξηση του πάχους αυξάνει την πιθανότητα της ανίχνευσης  $\gamma$  φωτονίων που προέρχονται από πολλαπλή σκέδαση Compton εντός του κρυστάλλου, ειδικά στην περίπτωση των ραδιονουκλιδίων υψηλής ενέργειας, η οποία οδηγεί σε σφάλματα εντοπισμού θέσης κι έτσι μειώνει επίσης την ενδογενή χωρική διακριτική ικανότητα [72]. Θα πρέπει ωστόσο να αναφερθεί ότι κυριότερος λόγος υποβάθμισης της ενδογενούς χωρικής διακριτικής ικανότητας είναι οι στατιστικές διακυμάνσεις στην κατανομή των οπτικών φωτονίων μεταξύ των φωτοπολλαπλασιαστών από ένα σπινθηρισμό στον επόμενο και ότι η ολική χωρική διακριτική ικανότητα του συστήματος καθορίζεται κυρίως από τον κατευθυντήρα [72,75,77]. Μια τυπική γάμμα κάμερα έχει ενδογενή χωρική διακριτικότητα 3,5 mm FWHM στα 140 keV, ενώ η καλύτερη ενδογενής χωρική διακριτικότητα που έχει αναφερθεί για μια κάμερα ευρέως οπτικού πεδίου είναι λίγο κάτω από τα 3 mm FWHM στα 140 keV [72,77]. Το πάχος που επιλέγεται για τον σπινθηριστή είναι αποτέλεσμα συμβιβασμού μεταξύ της ανιχνευτικής απόδοσης (που αυξάνεται με την αύξηση του πάχους) και της χωρικής διακριτικής ικανότητας (που αυξάνεται με την ελάττωση του πάχους). Ο σχεδιασμός της γάμμα κάμερας συνήθως γίνεται έτσι ώστε να παρέχει αποδεκτή ανιχνευτική απόδοση ενώ παράλληλα να παραμένει υψηλή η χωρική διακριτική ικανότητα της στην περιοχή ενεργειών από 100-200 keV. Όσο η ενέργεια της ακτινοβολίας αυξάνεται πάνω από τα 200 keV, η ανιχνευτική απόδοση μειώνεται αρκετά [70,72,79]. Το πάχος του κρυστάλλου του NaI(Tl) κυμαίνεται μεταξύ 6-12,5 mm [70,72]. Για ραδιονουκλίδια που εκπέμπουν σε σχετικά χαμηλές ενέργειες, όπως το  $^{99m}\text{Tc}$  και το  $^{201}\text{Tl}$ , ένας κρύσταλλος πάχους 6 mm παρέχει αποδεκτή ανιχνευτική απόδοση [72]. Για πάχος 12,5 mm η απόδοση ανίχνευσης φωτοκορυφής για το  $^{99m}\text{Tc}$  (140 keV) είναι περίπου 80%, ενώ στα 511 keV είναι γύρω στο 10% [68]. Για κρύσταλλο πάχους 6,4 mm, η απόδοση ανίχνευσης φωτοκορυφής στα 140 keV είναι περίπου 70% [72]. Σε μια πιο γενικού σκοπού κάμερα το πάχος του κρυστάλλου επιλέγεται περίπου στα 9,5 mm [72]. Το NaI(Tl) για ακτινοβολία 150 keV έχει γραμμικό συντελεστή εξασθένησης  $2,22\text{ cm}^{-1}$  [80], και με βάση τη σχέση (3) του προηγούμενου κεφαλαίου η απορρόφηση στα 9,5 mm είναι 88% , δηλαδή σχεδόν πλήρης.

Σε ένα μονοκρυσταλλικό σπινθηριστή στην περιοχή κοντά στα άκρα του παρατηρείται παραμόρφωση της εικόνας λόγω της ανομοιομορφίας στη συλλογή του φωτός σε σχέση με πιο κεντρικά σημεία, επειδή φως από εσωτερικές ανακλάσεις στα τοιχώματα του σπινθηριστή επιστρέφει στους φωτοπολλαπλασιαστές που είναι κοντά στα άκρα. Επίσης στα σημεία αυτά υπάρχουν φωτοπολλαπλασιαστές μόνο από τη πλευρά προς το εσωτερικό του κρυστάλλου [72]. Για να αντιμετωπιστεί αυτό καλύπτεται η περιοχή στα άκρα του σπινθηριστή σε ένα πλάτος περίπου 5 cm , περιορίζοντας έτσι το ωφέλιμο οπτικό πεδίο [11,70,72]. Αυτό δεν είναι τόσο σημαντικό για ανιχνευτές με μεγάλο οπτικό πεδίο, αλλά γίνεται κρίσιμο για συστήματα μικρότερου οπτικού πεδίου. Στην περίπτωση αυτή προτιμούνται συστήματα με ανιχνευτή πολυκρυσταλλικού σπινθηριστή (διακριτοποιημένοι σπινθηριστές). Στον ανιχνευτή αυτό στη θέση του ενιαίου κρυστάλλου βρίσκεται μια διάταξη από πολλούς ανεξάρτητους σπινθηριστές NaI(Tl), ή CsI(Tl) με διαστάσεις περίπου 2x2 mm που διαχωρίζονται μεταξύ τους από ένα ανακλαστικό υλικό. Οι ανιχνευτές αυτοί δεν παρουσιάζουν “νεκρό” διάστημα στα άκρα τους, αλλά είναι ακριβότεροι κι έχουν μικρότερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα [11,70,72].

Υπάρχουν δυνατότητες βελτίωσης των σπινθηριστών που χρησιμοποιούνται στο SPECT. Μια πολύ επιθυμητή βελτίωση θα ήταν η χρήση σπινθηριστών με μεγάλη απόδοση φωτός (light yield). Αυτό θα βελτίωνε την ενεργειακή διακριτική ικανότητα από το υπάρχον 9% FWHM στα 140 keV και θα επέτρεπε την ίδια ενδογενή διακριτική ικανότητα με μικρότερο αριθμό φωτοπολλαπλασιαστών αλλά μεγαλύτερου μεγέθους. Θα αύξανε επίσης την ακρίβεια στον εντοπισμό της θέσης γεγονότος [77].

Οι επιθυμητές ιδιότητες ενός σπινθηριστή για χρήση του στο SPECT, κατά σειρά σπουδαιότητας θεωρούνται i) μεγάλη απόδοση φωτός (για καλή ενεργειακή και χωρική διακριτική ικανότητα), ii) υψηλή πυκνότητα ( $>3,5 \text{ g/cm}^3$ ), iii) χαμηλό κόστος, iv) μήκος κύματος εκπεμπόμενου φωτός που να συνδυάζεται άριστα με τη φασματική ευαισθησία των φωτοπολλαπλασιαστών (300-500 nm) και v) μικρό χρόνο απόσβεσης ( $<1 \text{ μs}$ ) [77].

### iii) Οδηγός φωτός

Ο οδηγός φωτός παρεμβάλλεται μεταξύ σπινθηριστή και φωτοπολλαπλασιαστών, χωρίς να είναι πάντα απαραίτητος. Συνήθως κατασκευάζεται από plexiglass. Συμβάλλει στην αποτελεσματικότερη συλλογή του παραγόμενου από τον σπινθηριστή φωτός, οδηγώντας το φως μακριά από τα κενά μεταξύ των φωτοπολλαπλασιαστών και αυξάνει την ομοιομορφία του συλλεγόμενου φωτός σε σχέση με τη θέση παραγωγής του, επιτρέποντας έτσι την ακριβέστερη καταγραφή της θέσης σπινθηρισμού. Στην περίπτωση του NaI(Tl), λόγω του υψηλού δείκτη διάθλασης (1,85), ένα υλικό παρόμοιου δείκτη διάθλασης χρησιμοποιείται για το σκοπό αυτό [70,72,79,80].

### iv) Φωτοπολλαπλασιαστές-Εντοπισμός θέσης γεγονότος (συμβάντος)

Μια συστοιχία φωτοπολλαπλασιαστών με όσο δυνατόν πιο πυκνή διάταξη σε εξαγωνικό σχήμα (για κυκλικό σπινθηριστή), καλύπτει ολόκληρη την πίσω πλευρά του σπινθηριστή (ή του οδηγού φωτός, αν υπάρχει), με την οποία εφάπτεται μέσω σιλικονούχου συγκολλητικού ή γράσου. Οι φωτοπολλαπλασιαστές έχουν κυκλική ή εξαγωνική διατομή συνήθως, με τυπική διάμετρο τα 5cm και ο αριθμός τους κυμαίνεται μεταξύ 30-100 [72,80]. Τα φωτόνια του ορατού φωτός που προσπίπτουν στην φωτοκάθοδο ενός φωτοπολλαπλασιαστή προκαλούν την απελευθέρωση ηλεκτρονίων, τα οποία με τη σειρά τους προσπίπτουν διαδοχικά σε μια σειρά 8-14 θετικά φορτισμένων ηλεκτροδίων (δύνοδοι), αυξάνοντας σε κάθε πρόσπτωση τον αριθμό τους. Με τη διαδικασία αυτή δημιουργούνται  $10^6$ - $10^8$  ηλεκτρόνια για κάθε ηλεκτρόνιο που απελευθερώνεται στη φωτοκάθοδο [70]. Ο αριθμός των ηλεκτρονίων που προσπίπτουν τελικά στην άνοδο του φωτοπολλαπλασιαστή δημιουργώντας το σήμα εξόδου είναι ευθέως ανάλογος της έντασης του φωτός που προσέπεσε στην φωτοκάθοδο. Ο φωτοπολλαπλασιαστής δηλαδή μετατρέπει το παραγόμενο φως σε ηλεκτρικό παλμό με πλάτος ανάλογο της φωτεινής ενέργειας που δέχτηκε. Το ηλεκτρικό σήμα εξόδου κάθε φωτοπολλαπλασιαστή σε μια αναλογική κάμερα διαμοιράζεται σε τέσσερα επιμέρους σήματα ( $X^+$ ,  $X^-$ ,  $Y^+$ ,  $Y^-$ ). Ο διαμοιρασμός γίνεται μέσω τεσσάρων αντιστάσεων που η τιμή τους έχει υπολογιστεί ανάλογα με τη θέση του φωτοπολλαπλασιαστή. Στο φωτοπολλαπλασιαστή που βρίσκεται στο κέντρο της διάταξης, οι τέσσερις αντιστάσεις είναι ίσες και τα τέσσερα σήματα είναι απολύτως ίδια. Για έναν φωτοπολλαπλασιαστή, για παράδειγμα, στο αριστερό κάτω τεταρτημόριο της διάταξης, οι τιμές  $X^-$  και  $Y^-$  είναι υψηλότερες από τις  $X^+$  και  $Y^+$  λόγω των διαφορετικών τιμών στις αντίστοιχες αντιστάσεις. Το μέγεθος των σημάτων κάθε φωτοπολλαπλασιαστή θεωρητικά είναι

αντιστρόφως ανάλογο με την απόσταση του κέντρου του από την προβολή του σημείου του σπινθηρισμού στην επιφάνεια του σπινθηριστή, δηλαδή εκφράζει την εγγύτητα του φωτοπολλαπλασιαστή στο σημείο δημιουργίας του σπινθηρισμού. Στην πραγματικότητα όμως η σχέση μεταξύ της απόστασης του κέντρου του φωτοπολλαπλασιαστή από το σημείο του σπινθηρισμού και του πλάτους του ηλεκτρικού παλμού δεν είναι γραμμική κι έτσι δημιουργούνται παραμορφώσεις στην εικόνα που απαιτούν διορθώσεις. Στον υπολογισμό των συντεταγμένων της θέσης εμπλέκονται μόνο οι φωτοπολλαπλασιαστές των οποίων το σήμα εξόδου είναι πάνω από ένα ελάχιστο όριο, δηλαδή αυτοί που είναι αρκετά κοντά στο συμβάν. Ο ορισμός αυτού του κατωφλίου προσφέρει δύο πλεονεκτήματα. Το πρώτο είναι ότι αυξάνεται η ακρίβεια στον προσδιορισμό της θέσης, αφού οι φωτοπολλαπλασιαστές με πολύ αδύναμο σήμα δεν συμμετέχουν σημαντικά στον προσδιορισμό της θέσης ενώ αυξάνουν το θόρυβο στην επεξεργασία του σήματος. Το δεύτερο είναι ότι μεγαλύτερος αριθμός φωτοπολλαπλασιαστών παραμένει διαθέσιμος, κι έτσι μπορεί να γίνει ταυτόχρονη ανίχνευση σπινθηρισμών που συμβαίνουν σε διαφορετικές περιοχές του κρυστάλλου, εφόσον οι παραγόμενοι κώνοι ορατού φωτός δεν αλληλεπικαλύπτονται σε μεγάλο βαθμό. Αυτό αυξάνει το ρυθμό καταγραφής της γάμμα κάμερας μειώνοντας τις απώλειες λόγω του χρόνου αδράνειας ή νεκρού χρόνου (dead time) [70,72]. Οι συντεταγμένες X και Y ενός σπινθηρισμού υπολογίζονται από τις σχέσεις [80]:

$$X = K(X^+ - X^-)/Z \quad (15)$$

$$Y = K(Y^+ - Y^-)/Z \quad (16)$$

Το K είναι μια σταθερά. Το Z είναι η ολική ένταση του σήματος και υπολογίζεται από ένα ξεχωριστό κύκλωμα που αθροίζει τα σήματα εξόδου όλων των φωτοπολλαπλασιαστών [80]:

$$Z = X^+ + X^- + Y^+ + Y^- \quad (17)$$

Οι σχέσεις αυτές εντοπισμού της θέσης σπινθηρισμού αναφέρονται σαν “λογική Anger”. Το Z είναι ανάλογο του συνολικού φωτός που παράγει ένας σπινθηρισμός και επομένως ανάλογο και της συνολικής ενέργειας που αποτίθεται από τη γ ακτινοβολία στο σημείο του σπινθηρισμού. Το σήμα αυτό διαβιβάζεται σε ένα αναλυτή ύψους παλμών, και εφόσον βρίσκεται μέσα στο ενεργειακό παράθυρο που έχει επιλεγεί, το γεγονός γίνεται αποδεκτό και με βάση τις συντεταγμένες του καταγράφεται στο κατάλληλο pixel σχηματισμού της εικόνας. Λόγω των στατιστικών διακυμάνσεων στα στάδια της διαδικασίας καταγραφής, απαιτείται η καταγραφή ενός μεγάλου αριθμού γεγονότων σε κάθε pixel για να προκύπτει μια αποδεκτή σχέση σήματος/θορύβου [72].

Οι συμβατικοί φωτοπολλαπλασιαστές έχουν καλή ηλεκτρονική απόδοση ( $10^6$ ) με σχετικά χαμηλό θόρυβο, αλλά η κβαντική τους απόδοση μετατροπής είναι χαμηλή (~20%) και οδηγεί σε απώλεια σήματος που μειώνει την ενεργειακή διακριτική ικανότητα και την ενδογενή χωρική διακριτική ικανότητα. Επιπλέον είναι ευαίσθητοι στη θερμοκρασία, την υγρασία και τα μαγνητικά πεδία, και οι ιδιότητες τους αλλάζουν με το χρόνο. Ακόμα είναι ογκώδεις και ακριβοί. Για τους λόγους αυτούς έχουν βρεθεί εναλλακτικές επιλογές, όπως οι φωτοπολλαπλασιαστές ευαισθησίας θέσης (PSPMT), οι φωτοδιόδοι χιονοστιβάδας, οι φωτοδιόδοι χιονοστιβάδας ευαισθησίας θέσης και οι φωτοπολλαπλασιαστές πυριτίου [11]. Στους φωτοπολλαπλασιαστές ευαισθησίας θέσης

γίνεται εντοπισμός της περιοχής της φωτοκαθόδου που αλληλεπιδρά με το φως του σπινθηρισμού και ο εντοπισμός της θέσης γίνεται με ακρίβεια μερικών χιλιοστών. Οι φωτοδιόδοι και οι φωτοπολλαπλασιαστές πυριτίου είναι φωτομετατροπείς στερεάς κατάστασης (ημιαγωγοί). Όλα τα παραπάνω είδη φωτομετατροπέων συνδυάζονται με πολυκρυσταλλικούς (διακριτοποιημένους) σπινθηριστές και φυσικά έχουν τα δικά τους μειονεκτήματα [11].

Σε μια ψηφιακή κάμερα το σήμα μετατρέπεται πρώτα σε ψηφιακό και στη συνέχεια γίνεται ο υπολογισμός της θέσης μέσω του κατάλληλου λογισμικού. Εκτός από τις ψηφιακές κάμερες που λειτουργούν με φωτοπολλαπλασιαστές, υπάρχουν και οι κάμερες με ανιχνευτές στερεάς κατάστασης ή ανιχνευτές ημιαγωγών. Στους ανιχνευτές αυτούς η  $\gamma$  ακτινοβολία μετατρέπεται κατευθείαν σε ηλεκτρικό σήμα, χωρίς να παρεμβάλλεται η μετατροπή σε ορατό φως. Δεν απαιτούνται λοιπόν ούτε σπινθηριστής, ούτε φωτοπολλαπλασιαστές, ούτε ηλεκτρονικά κυκλώματα υπολογισμού της θέσης. Οι ημιαγωγοί που χρησιμοποιούνται συνήθως είναι οι CdZnTe (CZT) και CdTe. Λόγω του υψηλού κόστους, κατασκευάζονται ανιχνευτές μικρού οπτικού πεδίου, για απεικόνιση μικρών οργάνων, όπως καρδιάς, θυρεοειδούς, και για SPECT μικρών ζώων. Ένας τέτοιος ανιχνευτής με οπτικό πεδίο 21,6x21,6 cm χρησιμοποιεί 4.096 ανιχνευτικά στοιχεία CZT, διαστάσεων 3x3 mm [11,70,72].

#### ν) Ενεργειακή διακριτική ικανότητα της κάμερας

Τα φωτόνια της  $\gamma$  ακτινοβολίας μπορούν να υποστούν σκέδαση εντός του ασθενούς ή στον σπινθηριστή. Επίσης μπορεί να διαπεράσουν τα διαχωριστικά τοιχώματα (septa) του κατευθυντήρα. Σε όλες αυτές τις περιπτώσεις μεταφέρουν λανθασμένη πληροφορία για τη θέση του ραδιονουκλιδίου στο εσωτερικό του σώματος, κι έτσι υποβαθμίζουν την ποιότητα της εικόνας μειώνοντας την αντίθεση, που μπορεί να οδηγήσει σε υπερεκτίμηση της συγκέντρωσης που εμφανίζεται σε κάποια pixel ή μπορεί να κάνει δυσδιάκριτες κλινικά κρίσιμες λεπτομέρειες της εικόνας [72]. Για να αποκλειστεί η συμμετοχή των φωτονίων αυτών στο σχηματισμό της εικόνας, χρησιμοποιείται μια ενεργειακή επιλογή των  $\gamma$  φωτονίων, μέσω του κατάλληλου ενεργειακού παραθύρου που το κέντρο του βρίσκεται στην ενέργεια φωτοκορυφής του χρησιμοποιούμενου ραδιονουκλιδίου. Όπως προαναφέρθηκε, στη σκέδαση Compton μόνο ένα μέρος της ενέργειας των φωτονίων αποτίθεται, που εξαρτάται από τη γωνία σκέδασης. Όσο μεγαλύτερη η γωνία τόσο μικρότερη η απομένουσα ενέργεια στο σκεδασμένο φωτόνιο και όσο μικρότερη η γωνία τόσο μεγαλύτερη η ενέργεια που φέρει το σκεδασμένο φωτόνιο. Φωτόνια που σκεδάζονται με γωνία μεγαλύτερη από  $45^{\circ}$  έχουν αρκετά μειωμένη ενέργεια ώστε απορρίπτονται σχετικά εύκολα. Φωτόνια που σκεδάζονται με γωνίες αρκετά μικρότερες δεν είναι εύκολο να διακριθούν από τα μη σκεδασμένα φωτόνια και καταγράφονται μαζί με αυτά. Η απόρριψη των σκεδαζόμενων φωτονίων απαιτεί ένα όσο είναι δυνατόν πιο στενό ενεργειακό παράθυρο. Το εύρος του παραθύρου όμως εξαρτάται από τη ενεργειακή διακριτική ικανότητα της κάμερας, που καθορίζεται από τον σπινθηριστή και τους φωτοπολλαπλασιαστές. Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα μετριέται στο ενεργειακό φάσμα (φάσμα ύψους παλμών) της  $\gamma$  ακτινοβολίας, από το ενεργειακό εύρος  $\Delta E$  της καμπύλης της φωτοκορυφής (ή της κορυφής πλήρους απορρόφησης) στο μέσο του ύψους της (FWHM). Συνήθως εκφράζεται σαν ποσοστό της ενέργειας φωτοκορυφής  $E_{\gamma}$  [72,80]:

$$FWHM = \left( \frac{\Delta E}{E_\gamma} \right) 100\% \quad (18)$$

Μια κάμερα NaI(Tl) έχει ενεργειακή διακριτική ικανότητα 9%-11% στα 140 keV ( $^{99m}\text{Tc}$ ). Σε μια τέτοια κάμερα το ενεργειακό παράθυρο με κέντρο τη φωτοκορυφή των 140 keV ορίζεται συνήθως στο 15%. Αυτό σημαίνει ένα ενεργειακό εύρος περίπου 20 keV, δηλαδή από τα 130 έως τα 150 keV. Τα φωτόνια των 140 keV που σκεδάζονται με γωνία ίση με  $45^\circ$ , όπως υπολογίζεται από τη σχέση (9) που αναφέρθηκε στη σκέδαση Compton, έχουν ενέργεια περίπου 130 keV. Φωτόνια που σκεδάζονται με αυτή ή μεγαλύτερες γωνίες, λόγω των στατιστικών διακυμάνσεων, δεν απορρίπτονται εξ ολοκλήρου. Το ίδιο ισχύει και για μη σκεδασμένα φωτόνια που μπορεί να απορριφθούν. Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα της κάμερας, όπως προκύπτει από τα προηγούμενα, αποτελεί ίσως το πιο σημαντικό χαρακτηριστικό της. Το εύρος του ενεργειακού παράθυρου επηρεάζεται και από έναν άλλο παράγοντα. Ανομοιογένειες στην κατασκευή του σπινθηριστή, που οδηγούν σε διακυμάνσεις του παραγόμενου φωτός από περιοχή σε περιοχή, όπως και διακυμάνσεις στην συλλογή του φωτός και στην απόδοση των φωτοπολλαπλασιαστών, έχουν σαν αποτέλεσμα η θέση της φωτοκορυφής να μην είναι ακριβώς ίδια σε όλη την έκταση του ανιχνευτή. Επομένως το ενεργειακό παράθυρο πρέπει να είναι αρκετά ευρύ για να περιλαμβάνει αυτές τις διακυμάνσεις στη θέση της φωτοκορυφής. Στις ψηφιακές κάμερες υπάρχει η δυνατότητα να χρησιμοποιούνται διαφορετικά όρια ενεργειακών παραθύρων ανάλογα με την περιοχή του ανιχνευτή, βελτιώνοντας έτσι την αποτελεσματικότητα της κάμερας [72].

### 2.2.3. Τρισδιάστατη (ογκομετρική) απεικόνιση

Στην συμβατική πυρηνική απεικόνιση γίνεται αναπαράσταση σε δύο διαστάσεις μιας τρισδιάστατης δομής στο εσωτερικό του σώματος στην οποία οι υπερκείμενες και υποκείμενες δομές μειώνουν την καθαρότητα της εικόνας. Ακόμα κι αν πραγματοποιηθούν λήψεις με διαφορετικές γωνίες το πρόβλημα αυτό εξακολουθεί να υπάρχει και θα πρέπει ο υπεύθυνος για τη διάγνωση να εξάγει μόνος του συμπεράσματα από τον συνδυασμό των εικόνων. Η λύση βρέθηκε με την τομογραφική απεικόνιση, στην οποία έχουμε δισδιάστατη απεικόνιση δομών που βρίσκονται σε ένα επιλεγμένο εγκάρσιο επίπεδο (τομή) ενός τρισδιάστατου αντικειμένου. Το πάχος του επιπέδου της τομής που απεικονίζεται είναι λίγα χιλιοστά. Η πιο βασική μέθοδος για την ανακατασκευή της τομογραφικής εικόνας είναι η μέθοδος της οπισθοπροβολής (backprojection). Σε αυτήν, μέσω ενός μαθηματικού αλγόριθμου υπολογίζεται η χωρική κατανομή του αριθμού των  $\gamma$  φωτονίων σε κάθε pixel σχηματισμού της εικόνας, που αναπαριστά ένα αντίστοιχο voxel στο επίπεδο της εγκάρσιας τομής. Για να γίνει ο υπολογισμός αυτός, γίνεται μέσω της  $\gamma$  κάμερας μέτρηση του ολικού αριθμού των  $\gamma$  φωτονίων κατά μήκος διαφορετικών αξόνων που βρίσκονται στο επίπεδο αυτό. Κάθε οπή του κατευθυντήρα υποτίθεται ότι δέχεται ακτινοβολία μόνο από ένα στενό κύλινδρο, που ορίζεται από τη γεωμετρική προέκταση της οπής κάθετα στην επιφάνεια του κατευθυντήρα. Ο κύλινδρος αυτός ορίζει τη γραμμή απόκρισης της οπής του κατευθυντήρα και αποτελεί έναν από τους άξονες κατά μήκος των οποίων θα μετρηθεί ο αριθμός των  $\gamma$  φωτονίων. Υποτίθεται ότι ο αριθμός των φωτονίων που καταγράφεται από κάθε οπή του κατευθυντήρα, και ονομάζεται ολοκλήρωμα γραμμής (line integral), είναι ανάλογος της συνολικής ενεργότητας εντός της γραμμής απόκρισης της κάθε οπής. Το σύνολο των ολοκληρωμάτων γραμμής που αντιστοιχούν σε μια σειρά οπών του



κατευθυντήρα, και βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο της εγκάρσιας τομής απεικόνισης, αποτελούν μια προβολή ή ένα προφίλ προβολής (projection profile). Η γάμμα κάμερα στρέφεται γύρω από τον ασθενή και καταγράφει προβολές ανά ίσες γωνιακές αποστάσεις δημιουργώντας ένα πλήρες σετ προβολών για την ανακατασκευή της τομογραφικής εικόνας. Για τη σωστή ευθυγράμμιση των προβολών απαιτείται η ακριβής γνώση του κέντρου περιστροφής του ανιχνευτή. Απαραίτητη προϋπόθεση επίσης είναι να μην συμβαίνει χρονική ή χωρική μεταβολή της συγκέντρωσης κατά τη διάρκεια των λήψεων (στατική απεικόνιση) και ο ανιχνευτής να έχει σταθερή και ομοιόμορφη ευαισθησία ανίχνευσης [11,72,80]. Ο συνδυασμός πολλών διαδοχικών εγκάρσιων τομογραφικών εικόνων κατά μήκος του επιμήκη άξονα της εξεταστικής κλίνης δημιουργεί την τρισδιάστατη ογκομετρική απεικόνιση της κατανομής του ραδιονουκλιδίου εντός του σώματος. Σε πολλά συστήματα SPECT, η απόσταση ανάμεσα στις διαδοχικές τομογραφικές εικόνες και το πάχος κάθε τομογραφικής εικόνας μπορούν να ρυθμιστούν ανάλογα με την επιθυμητή χωρική διακριτικότητα κατά μήκος του επιμήκη άξονα [72]. Για την ανακατασκευή της εικόνας, εκτός από τη μέθοδο της οπισθοπροβολής χρησιμοποιούνται επίσης η φιλτραρισμένη οπισθοπροβολή (filtered backprojection) και η επαναλαμβανόμενη ανακατασκευή (iterative reconstruction). Στην περίπτωση της τελευταίας, ο αντίστοιχος αλγόριθμος απαιτεί μεγάλη υπολογιστική ισχύ [11,72].

Όταν ενδιαφέρει η απεικόνιση της κινητικής της κατανομής του ραδιοφαρμάκου, όπως ο ρυθμός απορρόφησης του ή αποβολής του από ένα όργανο, οπότε δεν ισχύει η προϋπόθεση της χωρικής και χρονικής σταθερότητας της συγκέντρωσης του, χρησιμοποιούνται προσαρμοσμένοι αναλόγως αλγόριθμοι ανακατασκευής της εικόνας. Η απεικόνιση αυτή ονομάζεται δυναμική και απαιτεί τομογράφο με δύο ή τρεις κάμερες.

#### **2.2.4. Διόρθωση εξασθένησης και σκέδασης**

Στα προηγούμενα έχει υποτεθεί ότι η μετρούμενη από τη γάμμα κάμερα ακτινοβολία είναι ανάλογη της συγκέντρωσης του ραδιονουκλιδίου εντός του σώματος. Στην πραγματικότητα αυτό δεν ισχύει, καθώς η συλλεγόμενη  $\gamma$  ακτινοβολία διερχόμενη μέσα από τους ιστούς υφίσταται εξασθένηση που εξαρτάται από το είδος και το πάχος κάθε ιστού στην πορεία της ακτινοβολίας. Επομένως αν η απεικόνιση βασιστεί στις μετρήσεις αυτές, οι τομογραφικές εικόνες που θα προκύψουν με την ανακατασκευή θα περιέχουν σφάλματα και δεν θα αντικατοπτρίζουν την πραγματική κατανομή του ραδιονουκλιδίου εντός του σώματος. Για την αντιμετώπιση του προβλήματος αυτού, ειδικά σε περιοχές του σώματος με μεταβαλλόμενη εξασθένηση, όπως στο θώρακα, ο τομογράφος διαθέτει μια εξωτερική πηγή ραδιενέργειας. Το ραδιονουκλίδιο που χρησιμοποιείται πρέπει να έχει σχετικά μεγάλο χρόνο ημιζωής για να μη χρειάζεται η συχνή αντικατάσταση του. Ανάμεσα στα ραδιονουκλίδια που είναι κατάλληλα για το σκοπό αυτό περιλαμβάνονται το  $^{153}\text{Gd}$  ( $T_{1/2}=242$  ημέρες,  $E_{\gamma}=97$  και  $103$  keV) και το  $^{123\text{m}}\text{Te}$  ( $T_{1/2}=120$  ημέρες,  $E_{\gamma}=159$  keV). Μέσω της ακτινοβολίας που εκπέμπει η εξωτερική πηγή ραδιενέργειας εκτελείται μια σάρωση διέλευσης, με σκοπό την δημιουργία ενός χάρτη εξασθένησης της περιοχής που θα απεικονιστεί. Η συλλογή των δεδομένων γίνεται με το ίδιο σύστημα ανίχνευσης του τομογράφου (γάμμα κάμερα), που συλλέγει και τα δεδομένα από την εκπομπή της ακτινοβολίας από το εσωτερικό του σώματος (σάρωση εκπομπής). Τα δεδομένα από τη σάρωση διέλευσης καταχωρούνται με τον ίδιο ακριβώς τρόπο που περιγράφηκε στη μέθοδο της οπισθοπροβολής. Αρχικά πραγματοποιείται μια σάρωση χωρίς τον ασθενή που ονομάζεται κενή ή σάρωση αναφοράς και στη συνέχεια μια σάρωση με τον ασθενή

που ονομάζεται σάρωση διέλευσης. Ο αριθμός των φωτονίων στη σάρωση αναφοράς  $N_{ref}$  και ο αριθμός τους στη σάρωση διέλευσης  $N_{tr}$ , μέσα σε οποιοδήποτε στοιχείο προβολής, συνδέονται μεταξύ τους με τη γνωστή σχέση (3) του προηγούμενου κεφαλαίου:

$$N_{tr} = N_{ref} e^{-\mu x} \quad (19)$$

όπου  $\mu$  ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης. Η σχέση αυτή μετασχηματίζεται:

$$\ln\left(\frac{N_{ref}}{N_{tr}}\right) = \mu x \quad (20)$$

Το προφίλ προβολής του  $\mu x$ , όπως έχει αναλυθεί παραπάνω, περιλαμβάνει το άθροισμα των γραμμικών συντελεστών εξασθένησης κατά μήκος κάθε γραμμής απόκρισης [72]:

$$\mu x = \sum_i \mu_i \Delta x_i \quad (21)$$

όπου  $\mu$  είναι ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης στο  $i$  pixel και  $\Delta x_i$  είναι το μήκος της γραμμής απόκρισης μέσα από το  $i$  pixel. Η ανακατασκευή μιας εγκάρσιας τομής με την κατανομή των γραμμικών συντελεστών εξασθένησης ανά pixel σχηματισμού της εικόνας αποτελεί το χάρτη εξασθένησης για την απαιτούμενη διόρθωση και ενσωματώνεται στους αλγόριθμους ανακατασκευής της τομογραφικής εικόνας. Ουσιαστικά πρόκειται για μια τομογραφική απεικόνιση αντίστοιχη της υπολογιστικής τομογραφίας ακτίνων-X (CT), αλλά πολύ χαμηλότερης ποιότητας, λόγω της χαμηλής χωρικής διακριτικής ικανότητας της γάμμα κάμερας και της περιορισμένης ενεργότητας (χαμηλός ρυθμός της ροής  $\gamma$  φωτονίων) της εξωτερικής ραδιενεργού πηγής. Επίσης, οι σχετικά υψηλές ενέργειες της  $\gamma$  ακτινοβολίας, σε σχέση με το εύρος ενεργειών που χρησιμοποιούνται περισσότερο στην υπολογιστική τομογραφία ακτίνων-X, οδηγεί σε μείωση της αντίθεσης [11,72].

Η σάρωση διέλευσης και η σάρωση εκπομπής μπορούν να εκτελούνται ταυτόχρονα σε μία σάρωση, εάν η διαφορά ενέργειας μεταξύ των φωτονίων της εξωτερικής πηγής ραδιενέργειας και του χορηγούμενου ραδιονουκλιδίου εκπομπής είναι αρκετή ώστε να επιτρέπει τη συλλογή τους από δύο ξεχωριστά ενεργειακά παράθυρα. Ακόμα όμως κι αν χρησιμοποιούνται διαφορετικά παράθυρα, συμβαίνουν παρεμβολές των φωτονίων του ενός παραθύρου στο άλλο (cross-talk) λόγω αλληλεπικάλυψης των ενεργειακών φασμάτων [11,14,72]. Συνήθως μερικά γεγονότα που οφείλονται στο ραδιονουκλίδιο υψηλότερης ενέργειας καταγράφονται στο χαμηλότερο ενεργειακό παράθυρο. Οι αιτίες γι' αυτό είναι δύο. Η μερική απορρόφηση των υψηλής ενέργειας φωτονίων είναι η μία, και η σκέδαση Compton που υφίστανται είναι η δεύτερη. Στην περίπτωση της σκέδασης Compton, κάποια από τα σκεδασμένα φωτόνια λόγω της μερικής απώλειας ενέργειας, καταλήγουν με ενέργειες που ανιχνεύονται από το χαμηλότερο ενεργειακό παράθυρο. Έτσι όταν για παράδειγμα το χορηγούμενο ραδιονουκλίδιο εκπομπής είναι το  $^{99m}\text{Tc}$  (140 keV), και το ραδιονουκλίδιο διέλευσης είναι το  $^{123m}\text{Te}$  (159 keV), φωτόνια από την εξωτερική πηγή καταγράφονται στο παράθυρο εκπομπής. Αντίστροφα όταν το ραδιονουκλίδιο διέλευσης είναι το  $^{153}\text{Gd}$  (97, 103 keV), φωτόνια από το ραδιονουκλίδιο εκπομπής καταγράφονται στο παράθυρο διέλευσης. Αλλά ακόμα κι αν οι δύο σαρώσεις γίνουν διαδοχικά, ξεχωριστά η μια από την άλλη, το πρόβλημα εξακολουθεί να υπάρχει, καθώς κανονικά η χορήγηση του ραδιοφαρμάκου στον ασθενή, προηγείται από τη σάρωση διέλευσης [14,72].

Όπως η εξασθένηση έτσι και η σκέδαση αλλάζει την πραγματική εικόνα της κατανομής του ραδιονουκλιδίου εντός του σώματος. Φωτόνια που καταγράφονται σε μια γραμμή απόκρισης μπορεί να βρέθηκαν εκεί λόγω σκέδασης κι έτσι κατανέμονται σε διαφορετικό στοιχείο προβολής από αυτό που θα έπρεπε. Παρά την ύπαρξη του ενεργειακού παραθύρου, ένα ποσοστό σκεδαζόμενων φωτονίων, όπως ήδη αναφέρθηκε, δεν απορρίπτεται. Με ένα ενεργειακό παράθυρο 20% με κέντρο τα 140 keV για το  $^{99m}\text{Tc}$ , φωτόνια με γωνία σκέδασης μέχρι τις 50 μοίρες έχουν πιθανότητα 50% να γίνουν αποδεκτά. Ακόμα και με ενεργειακό παράθυρο 15%, το ποσοστό των σκεδασθέντων φωτονίων που γίνονται αποδεκτά σε σχέση με τα μη σκεδασθέντα μπορεί να φτάσει μέχρι 40% [72].

Η σκέδαση, όπως έγινε φανερό παραπάνω, επηρεάζει την εξασθένηση και η διόρθωση της πρέπει να προηγείται της διόρθωσης της εξασθένησης [72]. Μια διαδεδομένη μέθοδος διόρθωσης για τη σκέδαση της  $\gamma$  ακτινοβολίας είναι η ταυτόχρονη καταγραφή φωτονίων από το παράθυρο της φωτοκορυφής και από ένα χαμηλότερης ενέργειας παράθυρο σκέδασης. Για παράδειγμα στο  $^{99m}\text{Tc}$  το παράθυρο φωτοκορυφής ρυθμίζεται μεταξύ 127-153 keV, και το παράθυρο σκέδασης μεταξύ 92-125 keV [72]. Τα προφίλ προβολής της σκέδασης που προκύπτουν, πολλαπλασιάζονται με ένα παράγοντα στάθμισης (που υπολογίζεται πειραματικά), και αφαιρούνται από τα προφίλ προβολής της φωτοκορυφής και έτσι προκύπτουν τα προφίλ προβολής διορθωμένα ως προς τη σκέδαση. Η ακρίβεια της μεθόδου περιορίζεται από το γεγονός ότι φωτόνια του παραθύρου σκέδασης μπορεί να οφείλονται σε πολλαπλή σκέδαση Compton και να μη σχετίζονται με το παράθυρο φωτοκορυφής και επομένως η χωρική κατανομή των σκεδάσεων που καταγράφηκαν στα δύο παράθυρα να είναι διαφορετικές. Πολλές παραλλαγές πολλαπλών ενεργειακών παραθύρων για τη διόρθωση της σκέδασης έχουν αναπτυχθεί. Μερικά συστήματα SPECT χρησιμοποιούν μέχρι και 32 διαφορετικά ενεργειακά παράθυρα για να μοντελοποιήσουν καλύτερα την κατανομή της σκέδασης [72].

Όλα τα παραπάνω προβλήματα στην απεικόνιση με τις διορθώσεις εξασθένησης και σκέδασης αντιμετωπίζονται πιο αποτελεσματικά στην υβριδική απεικόνιση.

### **2.2.5. Τομογραφία εκπομπής ποζιτρονίου (PET)**

Σε αυτή τη μέθοδο τομογραφικής απεικόνισης της κατανομής του ραδιοανιχνευτή εντός του σώματος, χρησιμοποιούνται ραδιοϊσότοπα που διασπώνται με διάσπαση  $\beta^+$ . Τα ραδιοϊσότοπα αυτά μπορούν να ενσωματωθούν σε μόρια πολύ σημαντικά στο μεταβολισμό, χωρίς αυτό να τροποποιεί τη βιολογική τους δραστηριότητα. Τέτοια κατάλληλα για το PET ραδιονουκλίδια είναι τα  $^{11}\text{C}$  (20 min, 0,96 MeV),  $^{13}\text{N}$  (10 min, 1,2 MeV),  $^{15}\text{O}$  (122 sec, 1,7 MeV),  $^{18}\text{F}$  (110 min, 0,64 MeV),  $^{62}\text{Cu}$  (12,8 h, 0,65 MeV),  $^{68}\text{Ga}$  (68 min, 1,9 MeV),  $^{82}\text{Rb}$  (76 sec, 3,4 MeV) [12,70,72,75]. Οι πολύ μικροί χρόνοι ημιζωής των περισσότερων από τα παραπάνω ραδιονουκλίδια καθιστούν σχεδόν αναγκαία ή σαν βέλτιστη επιλογή, για την αποτελεσματικότερη απεικόνιση, την εγκατάσταση μαζί με τον τομογράφο και του απαιτούμενου κύκλωτρου ( $^{62}\text{Cu}$ ,  $^{68}\text{Ga}$  και  $^{82}\text{Rb}$  παράγονται από γεννήτριες) για την παραγωγή τους, καθώς και του εργαστηρίου παραγωγής των ραδιοφαρμάκων [70]. Παρόλα αυτά, λόγω του υψηλού κόστους, περίπου το 75% των εγκατεστημένων συστημάτων PET παγκοσμίως δεν περιλαμβάνει τις εγκαταστάσεις παραγωγής των ραδιονουκλιδίων και των ραδιοφαρμάκων, αλλά στηρίζεται από

ανεξάρτητα κέντρα παραγωγής και διανομής τους που βρίσκονται σε σχετικά κοντινές αποστάσεις [81].

Αν και το PET αναπτύχθηκε και εφαρμόστηκε αρχικά για την απεικόνιση του εγκεφάλου, οι κυριότερες εφαρμογές του σήμερα είναι στην καρδιολογία και ογκολογία. Φυσικά χρησιμοποιείται για τη διάγνωση νευροεκφυλιστικών ασθενειών, όπως η άνοια και εξακολουθεί να αποτελεί το σύστημα επιλογής για την μελέτη του συστήματος των νευροϋποδοχέων [75].

#### i) Αρχή λειτουργίας του PET

Η βασική αρχή λειτουργίας του PET είναι η σύμπτωση ανίχνευσης ενός γεγονότος εξαύλωσης (annihilation coincidence detection ACD). Ένα ποζιτρόνιο ( $\beta^+$ ) που εκπέμπεται από το ραδιοανιχνευτή, εξαντλεί ταχύτατα την κινητική του ενέργεια εντός των ιστών, έλκει ένα ηλεκτρόνιο και εξαυλώνονται. Στη θέση τους εμφανίζονται δύο φωτόνια, που λόγω της αρχής διατήρησης της ενέργειας το καθένα έχει ενέργεια 0,511 MeV, αφού η ενέργεια που αντιστοιχεί στη μάζα ηρεμίας ενός ηλεκτρονίου ή ποζιτρονίου είναι ίση με 0,511 MeV. Τα δύο φωτόνια, λόγω της αρχής διατήρησης της ορμής, κινούνται σε αντίθετες διευθύνσεις, αφού η ολική ορμή πρέπει να παραμείνει μηδέν. Η σχεδόν ταυτόχρονη ανίχνευση των δύο φωτονίων από δύο σε αντιδιαμετρικές θέσεις ανιχνευτές του PET, του επιτρέπει να εντοπίζει τη θέση δημιουργίας τους κατά μήκος της ευθείας που ενώνει τους δύο ανιχνευτές και ονομάζεται γραμμή απόκρισης (Line of Response, LOR), χωρίς να υπάρχει ανάγκη κατευθυντήρων που μειώνουν την ευαισθησία ανίχνευσης. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, η ευαισθησία του PET να είναι δύο με τρεις τάξεις μεγέθους υψηλότερη από αυτήν του SPECT [12]. Πιο συγκεκριμένα για ένα σύστημα PET πολλαπλών δακτυλίων με 3D συλλογή δεδομένων, μια τυπική ευαισθησία κυμαίνεται από 0,02-0,10 cps/Bq, ενώ για ένα σύστημα SPECT γενικού σκοπού με κατευθυντήρα παράλληλων οπών, η ευαισθησία κυμαίνεται μεταξύ 0,0001-0,0003 cps/Bq, ανάλογα με τον αριθμό των γάμμα καμερών του συστήματος [72]. Οι δύο ανιχνευτές ονομάζονται ανιχνευτές σύμπτωσης. Ένα ηλεκτρονικό κύκλωμα ελέγχει ότι η ανίχνευση ενός ζεύγους φωτονίων από τους ανιχνευτές σύμπτωσης θα καταγραφεί σαν αληθές γεγονός σύμπτωσης, μόνο αν μετά την ανίχνευση του ενός ακολουθήσει η ανίχνευση του άλλου μέσα σε χρονικό διάστημα που ονομάζεται παράθυρο χρονικής σύμπτωσης και συνήθως κυμαίνεται από 6 έως 12 ns [12,72]. Η γραμμή απόκρισης ουσιαστικά δεν είναι γραμμή, αλλά ο όγκος ενός νοητού σωλήνα τετραγωνικής ή ορθογώνιας διατομής με διαστάσεις ίσες με αυτές των ανιχνευτικών στοιχείων που ορίζουν τα άκρα του (συνήθως 4x4 ή 6x6 mm), και λειτουργεί σαν ηλεκτρονικός κατευθυντήρας [12,72]. Η μέθοδος αυτή εντοπισμού της θέσης χωρίς μηχανικό κατευθυντήρα και με δύο ανιχνευτές αντί για ένα ονομάζεται ηλεκτρονική ευθυγράμμιση [72,77].

#### ii) Time-of-Flight PET

Η ανίχνευση ενός γεγονότος κατά μήκος μιας LOR δεν περιλαμβάνει καμία πληροφορία για τον ακριβέστερο εντοπισμό της θέσης του γεγονότος. Κάθε σημείο της LOR έχει ίση πιθανότητα με κάθε άλλο σημείο της να είναι η θέση εκπομπής των φωτονίων εξαύλωσης και με αυτό το δεδομένο γίνεται και η επεξεργασία για την ανακατασκευή της εικόνας. Θεωρητικά υπάρχει η δυνατότητα να προσδιοριστεί ακριβώς το σημείο εξαύλωσης πάνω στην ευθεία απόκρισης, με βάση τη χρονική διαφορά στην

ανίχνευση των φωτονίων από τους ανιχνευτές σύμπτωσης. Με αυτό τον τρόπο θα εντοπιζόταν το γεγονός εξαύλωσης εντός ενός μοναδικού voxel και έτσι ο σχηματισμός της τομογραφικής εικόνας δεν θα απαιτούσε τη χρήση μαθηματικών αλγορίθμων ανακατασκευής. Η μέθοδος αυτή ονομάζεται time-of-flight PET (TOF-PET) [72,82-84]. Αν η διαφορά στο χρόνο άφιξης των δύο φωτονίων είναι  $\Delta t$ , τότε εύκολα προκύπτει ότι η θέση εκπομπής των φωτονίων απέχει από το μέσον της LOR [72,82-84]:

$$\Delta d = \frac{c\Delta t}{2} \quad (22)$$

όπου  $c$  είναι η ταχύτητα του φωτός. Σύμφωνα με την εξίσωση αυτή για να καθοριστεί η θέση ενός γεγονότος εντός ενός voxel 3 mm, απαιτείται μια χρονική διακριτική ικανότητα περίπου 10 ps [84], που είναι αδύνατον να επιτευχθεί με τα σημερινά δεδομένα. Η χρονική διακριτική ικανότητα στο PET ορίζεται ως το FWHM της κατανομής της χρονικής διαφοράς ανίχνευσης ενός γεγονότος μεταξύ των δύο ανιχνευτών σύμπτωσης για ένα μεγάλο αριθμό γεγονότων [82]. Τα σημερινά συστήματα TOF-PET έχουν διακριτική ικανότητα 500-600 ps, που επιτρέπει, για κατανομή Gauss, τον εντοπισμό ενός γεγονότος με FWHM 7,5-13,5 cm κατά μήκος της LOR [82,84]. Ακόμα και με αυτή τη διακριτική ικανότητα, η ανακατασκευή της εικόνας με αυτή την επιπλέον πληροφορία βελτιώνει αξιοσημείωτα το λόγο σήματος προς θόρυβο, σε σχέση με την ανακατασκευή εικόνας χωρίς την time-of-flight πληροφορία [72,81-84]. Αυτό σημαίνει καλύτερη διαγνωστική δυνατότητα, μικρότερη δόση για τον ασθενή και μικρότερη χρονική διάρκεια σάρωσης [82,84].

Η αύξηση της χρονικής διακριτικής ικανότητας των συστημάτων PET, ώστε να αξιοποιηθεί στο έπακρον η τεχνική TOF, απαιτεί κατάλληλα ηλεκτρονικά κυκλώματα και ταχύτατους ανιχνευτές. Κι ενώ τα ηλεκτρονικά κυκλώματα μπορούν σήμερα να μετρήσουν αρκετά μικρές χρονικές διαφορές, στο επίπεδο των 50 ps, οι χρησιμοποιούμενοι σπινθηριστές είναι πολύ αργοί, και φθάνουν τα επίπεδα χρονικής διακριτικής ικανότητας που αναφέρθηκαν παραπάνω [72,82-84]. Υπάρχει μια έντονη ερευνητική δραστηριότητα στην αναζήτηση νέων σπινθηριστών που να ικανοποιούν τις απαιτήσεις ταχύτητας και φωτεινότητας του TOF-PET, αλλά παράλληλα με υψηλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα και ανιχνευτική απόδοση. Στην κατεύθυνση αυτή η μελέτη του  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ , λόγω των εξαιρετικών χαρακτηριστικών του, κατέχει ιδιαίτερη θέση. Η χρονική διακριτική ικανότητα σε πειραματικό σύστημα TOF-PET με τον κρύσταλλο αυτό, μεγέθους 4x4x30 mm, μετρήθηκε στα 375 ps FWHM [85,86], και στα 313 ps FWHM με δύο γάμμα κάμερες σε λειτουργία ανίχνευσης χρονικής σύμπτωσης [49]. Σε άλλη μελέτη με δύο ανιχνευτές από  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}(5\%)$  3x3x5 mm και SiPMT, με ραδιενεργό πηγή σε διάφορες αποστάσεις μεταξύ των ανιχνευτών μετρήθηκε ~100 ps FWHM για 511 keV φωτόνια εξαύλωσης, που αντιστοιχεί σε χωρική διακριτική ικανότητα ~15 mm FWHM [87].

### iii) Είδη γεγονότων σύμπτωσης στο PET

Όταν, όπως περιγράφηκε παραπάνω, τα δύο φωτόνια που προκύπτουν από μια εξαύλωση κινούνται σχεδόν συγγραμικά σε αντίθετες κατευθύνσεις και προσπίπτουν στους δύο ανιχνευτές εντός του παραθύρου χρονικής σύμπτωσης, το γεγονός ονομάζεται αληθής σύμπτωση.

Μπορεί όμως δύο φωτόνια προερχόμενα από δύο διαφορετικά γεγονότα εξαύλωσης να ανιχνευτούν από τους δύο ανιχνευτές σύμπτωσης εντός του παραθύρου χρονικής σύμπτωσης και να καταγραφούν σαν ένα μοναδικό γεγονός εξαύλωσης κατά μήκος μιας LOR στην οποία κανένα από τα δύο γεγονότα εξαύλωσης δεν συνέβη. Το γεγονός αυτό ονομάζεται τυχαία σύμπτωση και οδηγεί σε ψευδή εντοπισμό γεγονότων εξαύλωσης, που εμφανίζεται στην εικόνα σαν ένα ομοιόμορφο συνεχές φόντο που μειώνει την αντίθεση [33]. Επειδή τα φωτόνια που προκαλούν τυχαίες συμπτώσεις μπορούν να προέλθουν από οποιοδήποτε σημείο εντός του όγκου των ιστών που περιέχει τη ραδιενεργό ουσία, η πιθανότητα να συμβούν τυχαίες συμπτώσεις είναι υψηλή [12,72]. Γενικά όσο μεγαλύτερη είναι η χορηγηθείσα ενεργότητα τόσο μεγαλύτερος είναι ο λόγος του ρυθμού καταμέτρησης τυχαίων συμπτώσεων προς το ρυθμό καταμέτρησης αληθών συμπτώσεων. Αυτό συμβαίνει γιατί ο ρυθμός καταμέτρησης τυχαίων συμπτώσεων αυξάνεται ανάλογα με το τετράγωνο της ενεργότητας, ενώ ο ρυθμός καταμέτρησης αληθών συμπτώσεων αυξάνεται γραμμικά με την ενεργότητα [72]. Μια δεύτερη παρατήρηση είναι ότι ο λόγος αυτός του ρυθμού καταμέτρησης τυχαίων προς αληθείς συμπτώσεις μεταβάλλεται ανάλογα με το εύρος του παραθύρου χρονικής σύμπτωσης [33,72]. Η μείωση του χρονικού εύρους (ταχύτεροι και φωτεινότεροι σπινθηριστές) θα μείωνε το ποσοστό καταγραφής τυχαίων γεγονότων σύμπτωσης και θα βελτίωνε σημαντικά την εικόνα [33]. Στα σημερινά συστήματα PET ο λόγος του ρυθμού καταμέτρησης τυχαίων προς αληθείς συμπτώσεις κυμαίνεται προσεγγιστικά από 0,1-0,2 για PET εγκεφάλου και είναι μεγαλύτερος από 1 για ολόσωμο PET [72].

Ένα δεύτερο είδος μη έγκυρων γεγονότων σύμπτωσης είναι οι συμπτώσεις λόγω σκέδασης. Αυτό συμβαίνει όταν το ένα ή και τα δύο φωτόνια από ένα γεγονός εξαύλωσης σκεδάζονται με αποτέλεσμα να ανιχνεύονται σε άλλον ανιχνευτή από αυτόν που θα έπρεπε για να αποτελέσουν μια αληθή σύμπτωση. Το φαινόμενο αυτό αφορά σε σκεδάσεις που γίνονται με σχετικά μικρή γωνία ώστε η ενέργεια του/των φωτονίων να παραμένει μέσα στα όρια του ενεργειακού παραθύρου των 0,511 MeV. Ο λόγος του ρυθμού καταμέτρησης συμπτώσεων λόγω σκέδασης προς αληθείς συμπτώσεις δεν εξαρτάται από την χορηγούμενη ενεργότητα γιατί και οι δύο ρυθμοί καταμέτρησης αυξάνονται γραμμικά με την αύξηση της παραμέτρου αυτής. Δεν εξαρτάται επίσης από το εύρος του παραθύρου χρονικής σύμπτωσης γιατί τα δύο φωτόνια προέρχονται από το ίδιο γεγονός εξαύλωσης και φθάνουν σχεδόν ταυτόχρονα στους δύο ανιχνευτές [12,72]. Ο λόγος αυτός, σε κλινικές εξετάσεις, κυμαίνεται μεταξύ 0,2-0,5 για PET εγκεφάλου και μεταξύ 0,4-2 για PET κοιλίας [72]. Οι χαμηλότερες τιμές του λόγου αφορούν σε 2D PET και οι υψηλότερες σε 3D PET. Το ίδιο ισχύει και για το λόγο του ρυθμού καταγραφής τυχαίων προς αληθείς συμπτώσεις [72].

Τέλος αρκετά ραδιονουκλίδια του PET, εκτός από τα ποζιτρόνια εκπέμπουν επίσης X και γ ακτινοβολία με επαρκή ενέργεια (πάνω από 300 keV), ώστε να καταγράφονται σαν 0,511 MeV φωτόνια εξαύλωσης. Αυτό μπορεί επίσης να οδηγήσει σε ψευδείς συμπτώσεις ανίχνευσης που μειώνουν την ποιότητα της εικόνας [12].

#### iv) Ο ανιχνευτής στο PET

Το πιο κοινά χρησιμοποιούμενο δομικό στοιχείο στην ανιχνευτική μονάδα του PET, επειδή παρουσιάζει μια καλή σχέση κόστους - απόδοσης, είναι ο μπλοκ ανιχνευτής (block detector) [12,33,72,77]. Το ανιχνευτικό μπλοκ, σε ολόσωμο (Whole Body) PET,

αποτελείται από ένα κυβικό κομμάτι σπινθηριστή, συνήθως  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (BGO),  $\text{Lu}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$  (LSO) και  $\text{Lu}_{(2-x)}\text{Y}_x\text{SiO}_5$  (LYSO), με διαστάσεις εγκάρσιας διατομής 2x2 μέχρι 5x5 cm και βάθος 2 μέχρι 3 cm. Ο σπινθηριστής διαμερίζεται σε επιμέρους στοιχεία με πολύ λεπτές τομές που φθάνουν μέχρι ορισμένο βάθος χωρίς να ολοκληρώνεται ο τεμαχισμός. Το βάθος των τομών καθορίζεται εμπειρικά, με σκοπό να ελεγχθεί η κατανομή του φωτός στους φωτοπολλαπλασιαστές, και μειώνεται από τα άκρα κάθε πλευράς του σπινθηριστή προς το κέντρο της πλευράς, όπου φθάνει περίπου στο μισό του πάχους του κρυστάλλου. Οι τομές γεμίζονται με αδιαφανές ανακλαστικό υλικό ώστε να εμποδίζεται η οπτική αλληλεπίδραση μεταξύ των επιμέρους στοιχείων του σπινθηριστή. Το αποτέλεσμα είναι να δημιουργείται μια ορθογώνια διάταξη  $6 \times 6 = 36$  μέχρι  $8 \times 8 = 64$  στηλών, που αποτελούν μια ομάδα σχεδόν ανεξάρτητων ανιχνευτικών στοιχείων διατομής  $4 \times 4$  μέχρι  $6 \times 6$  mm με βάθος 20 έως 30 mm ο καθένας [12,33,72,77].

Τέσσερις φωτοπολλαπλασιαστές συζεύγονται οπτικά με την πίσω πλευρά του σπινθηριστή. Όταν ένα φωτόνιο εξαύλωσης προκαλεί σπινθηρισμό, τα οπτικά φωτόνια διαδίδονται προς όλες τις κατευθύνσεις, αλλά οι τομές του σπινθηριστή περιορίζουν την πλευρική διασπορά τους καθώς κινούνται προς τους φωτοπολλαπλασιαστές. Από τη σχέση μεταξύ των σημάτων εξόδου από τους τέσσερις φωτοπολλαπλασιαστές προσδιορίζεται το επιμέρους στοιχείο του σπινθηριστή εντός του οποίου συνέβη ο σπινθηρισμός. Ο υπολογισμός βασίζεται σε εξισώσεις πανομοιότυπες με αυτές που αναφέρθηκαν στον υπολογισμό των X και Y συντεταγμένων της θέσης σπινθηρισμού στη γάμμα κάμερα, με μόνη διαφορά ότι εδώ χρησιμοποιούνται μόνο τέσσερις φωτοπολλαπλασιαστές. Το άθροισμα των σημάτων εξόδου προσδιορίζει την ενέργεια του φωτονίου εξαύλωσης που ελέγχεται από αναλυτή ύψους παλμών. Εφαρμόζεται δηλαδή η λογική Anger όπως στην ομώνυμη κάμερα. Φυσικά υπάρχει και ο επιπλέον έλεγχος της χρονικής σύμπτωσης του σήματος [12,33,72,77]. Σε μια τυπική PET κάμερα το ενεργειακό παράθυρο ορίζεται από 300 έως 650 keV [72].

Οι μπλοκ ανιχνευτές διατάσσονται κυκλικά σχηματίζοντας συνήθως τρεις ή τέσσερις δακτυλίου, που περιβάλλουν τον ασθενή. Οι ανιχνευτές μπορεί να σχηματίζουν πλήρη δακτύλιο, ή να καλύπτουν μόνο δύο τμήματα του δακτυλίου (περίπου απέναντι το ένα στο άλλο), οπότε το σκάνερ χρειάζεται να περιστραφεί γύρω από τον επιμήκη άξονα του ασθενούς για τη συλλογή των δεδομένων. Σε πλήρη δακτύλιο κάθε ανιχνευτικό στοιχείο συνήθως είναι σε σύμπτωση με τα μισά περίπου ανιχνευτικά στοιχεία του δακτυλίου [12]. Μια τυπική κυκλική διάταξη δημιουργεί 24-48 επίπεδα από ανιχνευτικά στοιχεία (στήλες), με πλάτος, σύμφωνα με τα προηγούμενα, 4-6 mm [33]. Συνολικά η ανιχνευτική μονάδα σε ένα σύγχρονο συμβατικό PET περιέχει ~30.000 ανιχνευτικά στοιχεία [88]. Οι δακτύλιοι των ανιχνευτικών στοιχείων διαχωρίζονται μεταξύ τους με μια σειρά διαχωριστικών ελασμάτων (septa) από βολφράμιο ή μόλυβδο ορισμένου πάχους, συνήθως 1 mm, και μήκους, συνήθως 12 cm [72]. Τα διαχωριστικά αυτά ελάσματα μπορούν να εκτείνονται ή να αποσύρονται ακτινικά μέσα στον δακτύλιο του σκάνερ [12,33,72,77]. Το σκάνερ περιλαμβάνει επίσης μια εξωτερική πηγή ραδιενέργειας όπως  $^{68}\text{Ge}$  ( $T_{1/2} = 273$  ημέρες), που εκτείνεται κατά τον επιμήκη άξονα του οπτικού πεδίου, και όπως συμβαίνει και στο SPECT, χρησιμοποιείται για σάρωση διέλευσης προκειμένου να γίνουν οι διορθώσεις εξασθένησης [12,72]. Η διάμετρος των δακτυλίων των ανιχνευτών κυμαίνεται από 80-90 cm, αλλά τελικά η καθαρή για τον ασθενή διάμετρος

διαμορφώνεται στα 50-70 cm, που αποτελεί και το εγκάρσιο οπτικό πεδίο του σκάνερ, ενώ το οπτικό πεδίο κατά τον επιμήκη άξονα κυμαίνεται από 20-30 cm [12].

Τα δύο τελευταία χρόνια έχουν αναπτυχθεί για κλινική έρευνα και για την κλινική πρακτική, συστήματα PET με μεγάλο αξονικό εύρος οπτικού πεδίου που μπορεί να καλύψει και όλο το μήκος του σώματος (Total-Body PET), όπως το uExplorer με οπτικό πεδίο αξονικού εύρους 194 cm [89,90]. Στα συμβατικά συστήματα PET (Whole-Body PET), λόγω του περιορισμένου μήκους του οπτικού πεδίου, η κλίνη του συστήματος μετακινείται σε διαδοχικές θέσεις με μερική αλληλεπικάλυψη του οπτικού πεδίου, για να καλυφθεί η έκταση του σώματος από το κεφάλι μέχρι τους μηρούς. Η διαδικασία αυτή σάρωσης διαρκεί περίπου 10 λεπτά, χρόνος που εξαρτάται και από τη χορηγηθείσα δόση. Με το νέο σύστημα ο απαιτούμενος χρόνος είναι λιγότερος από 60 δευτερόλεπτα, και καλύπτεται όλο το μήκος του σώματος από το κεφάλι μέχρι τα δάκτυλα των ποδιών. Επίσης η ευαισθησία του συστήματος αυξάνεται περίπου 40 φορές, επιτρέποντας έτσι να μειωθεί σημαντικά η χορηγούμενη δόση χωρίς να μειωθεί η ποιότητα της εικόνας. Η μεγάλη μείωση της δόσης ίσως επιτρέπει και προληπτικές εξετάσεις για έγκαιρη ανίχνευση κακοήθειας, Alzheimer κλπ. Μένει προς διερεύνηση αν τα πλεονεκτήματα αυτά αντισταθμίζουν την σημαντική αύξηση του οικονομικού κόστους [89].

Απεικόνιση PET μπορεί να γίνει και με δύο γάμμα κάμερες τοποθετημένες σε  $180^\circ$  η μία σε σχέση με την άλλη, με αφαίρεση των κατευθυντήρων και ενσωμάτωση κυκλωμάτων ελέγχου χρονικής σύμπτωσης των γεγονότων που ανιχνεύονται από τις δύο κάμερες [72].

#### ν) Οι σπινθηριστές στο PET

Οι επιθυμητές ιδιότητες ενός σπινθηριστή για χρήση του στο PET κατά σειρά σπουδαιότητας θεωρούνται i) μικρό μήκος εξασθένησης (<1,2 cm), ii) μικρός χρόνος απόσβεσης (<300 ns), iii) χαμηλό κόστος, iv) μεγάλη απόδοση φωτός (>8.000 ph/MeV) και v) μήκος κύματος που να ταιριάζει με τη φασματική ευαισθησία των φωτοπολλαπλασιαστών (300-500 nm) [77].

Τα πρώτα συστήματα PET χρησιμοποιούσαν μονοκρυσταλλικούς σπινθηριστές NaI(Tl), και κάθε κρύσταλλος συνδεόταν με το δικό του φωτοπολλαπλασιαστή. Για να βελτιωθεί η χωρική διακριτική ικανότητα άρχισε να μειώνεται η εγκάρσια διατομή των κρυστάλλων, οπότε η σχεδίαση 'κάθε κρύσταλλος και φωτοπολλαπλασιαστής', για λόγους κόστους (αριθμός φωτοπολλαπλασιαστών), και τεχνολογικούς (μέγεθος φωτοπολλαπλασιαστών, αριθμός ηλεκτρονικών καναλιών), αντικαταστάθηκε από τον μπλοκ ανιχνευτή που περιγράφηκε παραπάνω [72,91]. Ο ανιχνευτής αυτός συνδυάστηκε αρχικά με τη χρήση του σπινθηριστή BGO ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ), ο οποίος λόγω της υψηλής πυκνότητας ( $7,1 \text{ g/cm}^3$ ) και του υψηλού ενεργού ατομικού αριθμού ( $Z_{\text{eff}} = 75$ ), έχει υψηλό γραμμικό συντελεστή εξασθένησης, ίσο με  $0,95 \text{ cm}^{-1}$  (μήκος εξασθένησης 11 mm) για  $\gamma$  φωτόνια στα 511 keV, (οι αντίστοιχες τιμές για το NaI(Tl) είναι  $0,34 \text{ cm}^{-1}$ , και 30 mm) και επομένως υψηλή ευαισθησία ανίχνευσης [12,15,76,91]. Επιπλέον λόγω του υψηλού  $Z_{\text{eff}}$  η πιθανότητα αλληλεπίδρασης των φωτονίων μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου (ολική απορρόφηση) είναι 40% για την ενέργεια των 511 keV, ενώ η αντίστοιχη τιμή για το NaI(Tl) είναι 17% [12,91]. Βέβαια υστερεί στην απόδοση φωτός (9.000 ph/MeV έναντι 41.000 του NaI(Tl)), στο χρόνο απόσβεσης (300 ns, έναντι 230 ns του NaI(Tl)) και στην ενεργειακή διακριτική ικανότητα (12% FWHM έναντι 8% FWHM



του NaI(Tl) στα 511 keV [12,15,91]. Η αναζήτηση σπινθηριστών που να συνδυάζουν την ευαισθησία ανίχνευσης του BGO με μικρότερο χρόνο απόσβεσης, μεγαλύτερη απόδοση φωτός και καλύτερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα αύξησε τις διαθέσιμες επιλογές σπινθηριστών για PET. Έτσι σήμερα οι σπινθηριστές που χρησιμοποιούνται στα κλινικά συστήματα PET, εκτός από το BGO είναι: LSO ( $\text{Lu}_2\text{SiO}_5$ ), LYSO ( $\text{Lu}_{(2-x)}\text{Y}_x\text{SiO}_5$ ) και GSO ( $\text{Gd}_2\text{SiO}_5$ ), και οι τρεις με πρόσμιξη Ce ή χωρίς πρόσμιξη [12,15,91]. Οι σπινθηριστές αυτοί έχουν υψηλή πυκνότητα ( $7,4 \text{ g/cm}^3$ ,  $7,1 \text{ g/cm}^3$  και  $6,7 \text{ g/cm}^3$  αντίστοιχα), υψηλό  $Z_{\text{eff}}$  (66, 60 και 59 αντίστοιχα) και επομένως ικανοποιητικές τιμές του γραμμικού συντελεστή εξασθένησης ( $0,87 \text{ cm}^{-1}$ ,  $0,86 \text{ cm}^{-1}$  και  $0,62 \text{ cm}^{-1}$  αντίστοιχα) [91], άρα και υψηλή ευαισθησία ανίχνευσης. Σε σχέση με το BGO υστερούν στο ποσοστό αλληλεπίδρασης των φωτονίων μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου [12], όμως είναι πολύ ταχύτεροι, με χρόνους απόσβεσης 40, 41 και 65 ns αντίστοιχα, και πολύ φωτεινότεροι με αποδόσεις φωτός 30.000, 32.000 και 18.000 ph/MeV αντίστοιχα [12,91]. Οι σπινθηριστές αυτοί, ειδικά οι LSO και LYSO, λόγω των καλύτερων χαρακτηριστικών τους, μετά και την ανάπτυξη των συστημάτων TOF-PET, σχεδόν αντικατέστησαν το BGO στους ανιχνευτές PET [89,92]. LSO και LYSO έχουν το μειονέκτημα της ενδογενούς ραδιενέργειας λόγω του  $^{176}\text{Lu}$ , που μπορεί να μειώσει την ποιότητα της εικόνας, αυξάνοντας το θόρυβο υποβάθρου, και το υψηλό κόστος παραγωγής [89, 92]. Τα δύο αυτά μειονεκτήματα αποκτούν μεγαλύτερη βαρύτητα στα νέα, μεγάλου οπτικού εύρους Total Body PET, που απαιτούν πολλαπλάσιο αριθμό ανιχνευτικών στοιχείων σε σχέση με τα Whole Body PET. Λόγω του χαμηλού κόστους και της υψηλής ανιχνευτικής του απόδοσης ο BGO αποτελεί πάλι αντικείμενο μελετών που διερευνούν τη δυνατότητα χρήσης του σε συστήματα TOF-PET, που θα χρησιμοποιούν τεχνικές ανίχνευσης που θα αξιοποιούν την εκπεμπόμενη από τον κρύσταλλο ακτινοβολία Cherenkov [92].

Το NaI(Tl) λόγω του μικρού γραμμικού συντελεστή εξασθένησης, σταμάτησε να χρησιμοποιείται σε κλινικά συστήματα PET [91].

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω ο σπινθηριστής  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  θεωρείται ότι έχει εξαιρετικά χαρακτηριστικά για τη χρήση του στον ανιχνευτή του PET. Τα χαρακτηριστικά του θα αναλυθούν στη συνέχεια, αφού αποτελεί αντικείμενο αυτής της μελέτης.

#### vi) Τρόποι συλλογής δεδομένων

Με τα διαχωριστικά ελάσματα στη θέση τους, φωτόνια εξαΰλωσης που προέρχονται από σκέδαση εντός του σώματος απορρίπτονται και γεγονότα σύμπτωσης ανιχνεύονται μόνο στο επίπεδο ενός δακτυλίου (πλάγιες γραμμές απόκρισης αποκλείονται σε μεγάλο βαθμό λόγω των septa), με αποτέλεσμα να έχουμε συλλογή δεδομένων ανάλογη με αυτή στο SPECT, κατά την περιστροφή της γάμμα κάμερας όταν χρησιμοποιείται κατευθυντήρας με παράλληλες οπές. Με τη μέθοδο της οπισθοπροβολής ή των άλλων μεθόδων που εφαρμόζονται στο SPECT, γίνεται ανακατασκευή της εικόνας. Συνεχόμενες 2D εγκάρσιες απεικονίσεις (τομογραφικές εικόνες), κατά μήκος του επιμήκη άξονα που καλύπτεται από το οπτικό πεδίο του σκάνερ συνδυάζονται για την τρισδιάστατη ογκομετρική απεικόνιση της κατανομής του ραδιοφαρμάκου [72].

Ένας δεύτερος τρόπος 2D συλλογής δεδομένων, για την αύξηση της απόδοσης ανίχνευσης (ευαισθησίας), μπορεί να επιτευχθεί όταν, με μικρή ή και καθόλου

υποχώρηση των septa, λαμβάνονται δεδομένα εκτός από το κεντρικό επίπεδο του δακτυλίου (direct planes) και από τους άμεσα γειτονικούς δακτυλίους (ring difference  $\Delta = \pm 1$ ). Αυτά τα επίπεδα (cross planes) μπορεί να θεωρηθεί ότι αντιστοιχούν σε ένα εικονικό δακτύλιο συλλογής δεδομένων, που βρίσκεται ενδιάμεσα στο μέσον της απόστασης μεταξύ των επιπέδων (direct planes) δύο γειτονικών δακτυλίων. Αν  $n$  είναι ο αριθμός των δακτυλίων από στοιχειώδεις ανιχνευτές, αυτός ο τρόπος οδηγεί σε  $(2n-1)$  επίπεδα εικόνας κατά μήκος του επιμήκη άξονα του οπτικού πεδίου του σκάνερ. Για παράδειγμα για  $n=30$  δακτυλίου, προκύπτουν 59 συνεχόμενα επίπεδα εικόνας, από τα οποία 30 κεντρικά (direct) και 29 ενδιάμεσα (cross). Αυτό διπλασιάζει την ευαισθησία αλλά προκαλεί και μια απώλεια της χωρικής διακριτικότητας κατά τη διεύθυνση του επιμήκη άξονα κυρίως στην περιφέρεια του οπτικού πεδίου. Τα συλλεγόμενα, και με αυτό τον τρόπο, δεδομένα τροφοδοτούν τους γνωστούς αλγόριθμους ανακατασκευής της εικόνας [12,72].

Ο τρίτος τρόπος συλλογής δεδομένων πραγματοποιείται με πλήρη απόσυρση των διαφραγμάτων septa, οπότε γεγονότα σύμπτωσης ανιχνεύονται σε όλες τις δυνατές LOR μεταξύ όλων των ανιχνευτικών στοιχείων. Για ένα σύστημα με 10.000 ανιχνευτικά στοιχεία, χρησιμοποιούνται περίπου 100 εκατομμύρια LOR [12]. Ο τρόπος αυτός λειτουργίας είναι γνωστός σαν τρισδιάστατο (3D) PET, και αυξάνει την ευαισθησία τέσσερις έως οκτώ φορές σε σχέση με το 2D PET [72]. Σε αντίθεση με το 2D PET στο οποίο η αύξηση της ευαισθησίας είναι σχετικά ομοιόμορφη, στο 3D PET η ευαισθησία αυξάνεται από τα άκρα προς το μέσον του επιμήκη άξονα του οπτικού πεδίου του σκάνερ, όπου και γίνεται μέγιστη, γι' αυτό είναι σημαντικό οι ανατομικές δομές που ενδιαφέρουν περισσότερο να τοποθετούνται όσο το δυνατόν πιο κοντά στο σημείο αυτό [72].

Ωστόσο η βελτίωση της ευαισθησίας συνοδεύεται από αύξηση της καταγραφής τυχαίων γεγονότων σύμπτωσης και γεγονότων σύμπτωσης λόγω σκέδασης. Ο λόγος των γεγονότων σκέδασης προς τα αληθή γεγονότα στο PET εγκεφάλου αυξάνεται από 0,2 (2D) στο 0,5 (3D), και στο ολόσωμο (Whole-Body) PET από 0,4 (2D) στο 2 (3D) [12]. Για να αντιμετωπιστεί η σκέδαση απαιτούνται σπινθηριστές με καλύτερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα, όπως και ακριβέστεροι αλγόριθμοι διόρθωσης της σκέδασης, ενώ για να ελαχιστοποιηθεί ο ρυθμός καταγραφής τυχαίων γεγονότων σύμπτωσης και η απώλεια καταγραφής γεγονότων λόγω νεκρού χρόνου χρειάζεται να μειωθεί το εύρος του παραθύρου χρονικής σύμπτωσης, επομένως απαιτούνται ταχύτεροι σπινθηριστές [12,33].

Οι αλγόριθμοι ανακατασκευής της εικόνας στο 3D PET είναι περισσότερο περίπλοκοι και χρονοβόροι σε σχέση με το 2D. Παρά όμως τις αυξημένες απαιτήσεις υπολογιστικής ισχύος και αποθήκευσης δεδομένων, το πλεονέκτημα της μεγάλης αύξησης της ευαισθησίας έκανε το 3D PET να αποτελεί διαθέσιμη επιλογή σε όλα τα ολόσωμα PET. Μάλιστα σε ορισμένα συστήματα τα septa δεν υπάρχουν καθόλου και μόνο η 3D επιλογή είναι διαθέσιμη. Σήμερα όλα τα PET μικρών ζώων και μαστού λειτουργούν μόνο σε 3D [72].

#### vii) Χωρική διακριτική ικανότητα

Η χωρική διακριτική ικανότητα (ΧΔΙ) στο PET εξαρτάται από φυσικούς και τεχνολογικούς παράγοντες. Δύο παράγοντες που σχετίζονται με τη φυσική της εκπομπής των ποζιτρονίων και της εξαΰλωσης θέτουν όρια στη ΧΔΙ του συστήματος. Ο πρώτος προκύπτει από το γεγονός ότι η θέση εκπομπής του ποζιτρονίου και επομένως και η θέση

του ραδιοϊσοτόπου δεν ταυτίζεται με τη θέση της εξαΰλωσης, που εντοπίζει ο ανιχνευτής. Ένα ραδιοϊσότοπο εκπέμπει ποζιτρόνια με ένα φάσμα ενεργειών από μηδέν μέχρι μια μέγιστη τιμή, χαρακτηριστική του συγκεκριμένου ραδιοϊσοτόπου. Μόνο ένα μικρό κλάσμα των ποζιτρονίων κατέχει τη μέγιστη διαθέσιμη από τη ραδιενεργό διάσπαση ενέργεια. Κάθε εκπεμπόμενο ποζιτρόνιο λοιπόν ανάλογα με την ενέργεια που κατέχει διανύει μια απόσταση από μηδέν μέχρι μια μέγιστη για να καταλήξει σε κατάσταση ηρεμίας (θερμικής ισορροπίας), οπότε και εξαΰλωναται μαζί με ένα ηλεκτρόνιο. Για λόγους καθορισμού της ΧΔΙ, χρησιμοποιείται η ενεργός εμβέλεια του ποζιτρονίου (effective positron range), που είναι η μέση απόσταση από το ραδιονουκλίδιο μέχρι το σημείο εξαΰλωσης και μετριέται πάνω στην κάθετο που ενώνει το ραδιονουκλίδιο με την ευθεία εξαΰλωσης [12,72]. Η διαδρομή αυτή του ποζιτρονίου υποβαθμίζει την ΧΔΙ μόνο κατά 0,1 mm στην περίπτωση του  $^{18}\text{F}$  (0,64 MeV), και κατά 0,5 mm στην περίπτωση του  $^{15}\text{O}$  (1,7 MeV) [12,72]. Γενικά η τιμή αυτή κυμαίνεται μεταξύ 0,5-3 mm και δεν είναι ίδια σε όλους τους ιστούς, καθώς η εμβέλεια των ποζιτρονίων είναι αντιστρόφως ανάλογη με την πυκνότητα του μέσου που διασχίζουν [72].

Ο δεύτερος φυσικός παράγοντας είναι ότι τα φωτόνια εξαΰλωσης σχεδόν ποτέ δεν εκπέμπονται με γωνία  $180^\circ$  το ένα σε σχέση με το άλλο, αλλά υπάρχει μια μικρή απόκλιση μέχρι  $\pm 0,25^\circ$ . Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται μη συγγραμμικότητα και οφείλεται σε μια μικρή υπολειπόμενη ορμή που κατέχει το ποζιτρόνιο αλλά και το ηλεκτρόνιο τη στιγμή της εξαΰλωσης. Η επίπτωση στην ΧΔΙ εκφραζόμενη σε FWHM εξαρτάται γραμμικά από την διάμετρο του σκάνερ. Για διάμετρο 80 cm στο ολόσωμο PET η υποβάθμιση είναι περίπου 2 mm, για διάμετρο 30 cm σε PET εγκεφάλου είναι περίπου 0,7 mm και για διάμετρο 12 cm σε PET μικρών ζώων περίπου 0,3 mm [12,72].

Οι τεχνολογικοί παράγοντες που επηρεάζουν τη συνολική ΧΔΙ είναι η εγγενής ΧΔΙ, και στην περίπτωση του PET με δακτυλίους πολλαπλών ανιχνευτικών στοιχείων, το φαινόμενο βάθους της αλληλεπίδρασης (depth of interaction, DOI).

Για διαμερισμένους μικρής διατομής ανιχνευτές πλάτους  $w$ , η εγγενής ΧΔΙ μεταβάλλεται από  $w/2$  στο μέσον της απόστασης μεταξύ των απέναντι ανιχνευτών σύμπτωσης σε  $w$  κοντά στην επιφάνεια κάθε ανιχνευτή [12,72]. Για ενιαίους ανιχνευτές που η εγγενής ΧΔΙ έχει προσδιοριστεί εμπειρικά ( $\text{FWHM}_{\text{in}}$ ), η ΧΔΙ μεταβάλλεται από  $\text{FWHM}_{\text{in}}/2^{1/2}$  στο μέσον της απόστασης των ανιχνευτών σε  $\text{FWHM}_{\text{in}}$  κοντά στην επιφάνεια κάθε ανιχνευτή [12,72].

Για την αποτελεσματική ανίχνευση των 0,511 MeV φωτονίων εξαΰλωσης, οι σπινθηριστές στο PET πρέπει να έχουν το αναγκαίο πάχος. Ενώ στο SPECT οι κρύσταλλοι του NaI(Tl), έχουν πάχος 1,25 cm ή μικρότερο, στο PET οι κρύσταλλοι BGO ή LSO έχουν πάχος 2-3 cm, όπως αναφέρθηκε παραπάνω. Φωτόνια που εκπέμπονται από το κέντρο του δακτυλίου του σκάνερ προσπίπτουν σχεδόν κάθετα πάνω στην επιφάνεια ενός ανιχνευτικού στοιχείου, δηλαδή λιγότερο ή περισσότερο παράλληλα προς το μήκος της στήλης του σπινθηριστή. Φωτόνια προερχόμενα εκτός του κέντρου του δακτυλίου προσπίπτουν με κάποια γωνία. Εάν δεν απορροφηθούν από τον πρώτο κρύσταλλο που συνάντησαν, λόγω της πορείας που έχουν, μπορεί να διασχίσουν τον κρύσταλλο και να εισέλθουν σε διπλανό κρύσταλλο πίσω από την επιφάνεια εισόδου του κρυστάλλου αυτού. Αν ανιχνευτούν σε αυτόν το “λάθος” κρύσταλλο προκύπτει ένα σφάλμα παράλλαξης [12,33,72,88]. Για ένα κρύσταλλο πάχους 3 cm και πλάτους 4 mm σε

ολόσωμο PET με διάμετρο σκάνερ 80 cm, προκαλείται μια υποβάθμιση της ΧΔΙ, προσεγγιστικά 40% σε απόσταση 10 cm από το κέντρο του σκάνερ [72]. Για την αντιμετώπιση του σφάλματος αυτού, χωρίς να μειωθεί το πάχος του κρυστάλλου, απαιτείται πληροφορία για το βάθος της αλληλεπίδρασης στον κρύσταλλο, που επιτρέπει πιο ακριβή τοποθέτηση της LOR. Οι έρευνες στην κατεύθυνση αυτή βασίζονται στην αξιοποίηση διαφόρων ιδιοτήτων των σπινθηριστών, όπως η μεταβολή της απόδοσης φωτός και του χρόνου απόσβεσης με τη θερμοκρασία [33]. Μια μέθοδος που χρησιμοποιείται είναι η κατασκευή του ανιχνευτή από δύο στρώματα διαφορετικών σπινθηριστών. Αυτή η προσέγγιση βασίζεται στους διαφορετικούς χρόνους απόσβεσης των δύο σπινθηριστών. Ελέγχοντας το χρόνο απόσβεσης ενός παλμού εντοπίζεται το γεγονός στο επάνω ή κάτω στρώμα του ανιχνευτή, ελαττώνοντας έτσι την επίπτωση του βάθους αλληλεπίδρασης στο μισό [33,72]. Το σφάλμα λόγω DOI, δεν αφορά μόνο στην ακτινική διεύθυνση αλλά και στην αξονική (κατά τον επιμήκη άξονα) σε 3D λειτουργία του σκάνερ [72,93].

Τα σημερινά συστήματα PET έχουν ΧΔΙ ~4 mm FWHM στο κέντρο του σκάνερ που αυξάνει σε ~5-6 mm στα άκρα του κατά τον επιμήκη άξονα, και ακτινικά σε απόσταση περίπου 20 cm από τον άξονα [12,15,89]. Επειδή ο στόχος για τη ΧΔΙ στα μελλοντικά συστήματα είναι να φτάσει στο επίπεδο των 2-3 mm, η διατομή των στηλών των στοιχειωδών σπινθηριστών θα πρέπει να είναι περίπου 2x2 mm, και επομένως η πληροφορία για το βάθος της αλληλεπίδρασης θα γίνει ακόμα πιο σημαντική [33].

#### **2.2.6. Διορθώσεις στο PET**

Η μετρούμενη από τον τομογράφο ακτινοβολία που αντιστοιχεί σε κάθε voxel πρέπει να είναι ευθέως ανάλογη της συγκέντρωσης του ραδιονουκλιδίου στο voxel αυτό, ώστε να προκύψει μια ακριβής απεικόνιση της κατανομής του ραδιονουκλιδίου στους διερευνούμενους ιστούς. Για να συμβεί αυτό απαιτούνται, όπως και στο SPECT, διορθώσεις στα δεδομένα που συλλέχθηκαν, πριν την ανακατασκευή της εικόνας, λόγω των διαφόρων παραγόντων που παρεμβαίνουν και τροποποιούν την πραγματική εικόνα της κατανομής.

##### **i) Διόρθωση νεκρού χρόνου**

Νεκρός χρόνος (dead time) είναι η χρονική διάρκεια που το σύστημα δεν μπορεί να καταγράψει ένα γεγονός σύμπτωσης γιατί είναι απασχολημένο με την καταγραφή ενός προηγούμενου γεγονότος. Αυτό οδηγεί σε απώλεια καταγραφής γεγονότων με αποτέλεσμα την υποεκτίμηση της συγκέντρωσης του ραδιονουκλιδίου στην περίπτωση υψηλού ρυθμού γεγονότων σύμπτωσης λόγω υψηλής ενεργότητας [12,33,72]. Διάφορα μέρη του συστήματος διαμορφώνουν το χρόνο αυτό και ο σπινθηριστής είναι ένα από αυτά. Αν θεωρηθεί ο χρόνος απόσβεσης σπινθηρισμού του BGO (300 ns) σαν νεκρός χρόνος, η απώλεια καταγραφής γεγονότων φθάνει το 3% όταν ο ρυθμός γεγονότων σύμπτωσης είναι  $10^5$  ανά δευτερόλεπτο και ανά κανάλι ανάγνωσης [33]. Συνήθως η διόρθωση γίνεται με βάση μια μαθηματική σχέση που έχει προκύψει εμπειρικά και συνδέει τον ρυθμό καταγραφής γεγονότων που μετρήθηκε με τον πραγματικό ρυθμό γεγονότων [12,72].

## ii) Διόρθωση τυχαίων γεγονότων σύμπτωσης

Η μέθοδος διόρθωσης που εφαρμόζεται συνήθως είναι το “παράθυρο καθυστέρησης”. Η μέθοδος αυτή βασίζεται στο γεγονός ότι τα φωτόνια εξαΰλωσης στην τυχαία σύμπτωση δεν συσχετίζονται χρονικά δηλαδή δεν εκπέμπονται ταυτόχρονα όπως αυτά που προκύπτουν από την ίδια εξαΰλωση. Με ένα παράθυρο λοιπόν που ελέγχει τη χρονική σύμπτωση με χρονική καθυστέρηση πολύ μεγαλύτερη από το εύρος του, μπορεί να γίνει μια εκτίμηση του ρυθμού των τυχαίων συμπτώσεων. Για παράδειγμα το παράθυρο χρονικής σύμπτωσης θα μπορούσε να έχει μια χρονική καθυστέρηση 64 ns, κι έτσι για εύρος 12 ns, μόνο τα γεγονότα με χρόνους άφιξης μεταξύ 64 και 76 ns θα ήταν αποδεκτά. Τέτοια γεγονότα είναι μόνο τυχαίες συμπτώσεις, καθώς φωτόνια από την ίδια εξαΰλωση προσπίπτουν στους ανιχνευτές με διαφορά λίγων νανοδευτερολέπτων το ένα με το άλλο. Όμως ο ρυθμός των τυχαίων συμπτώσεων είναι ο ίδιος στο παράθυρο καθυστέρησης όπως και στο παράθυρο χωρίς καθυστέρηση, οπότε η διόρθωση γίνεται με αφαίρεση του αριθμού των γεγονότων σύμπτωσης του παραθύρου χρονικής καθυστέρησης από το συνολικό αριθμό των γεγονότων σύμπτωσης [12,72].

## iii) Κανονικοποίηση (Normalization)

Ένα σύγχρονο σύστημα PET περιλαμβάνει 10.000 έως πάνω από 20.000 ανιχνευτικά στοιχεία. Τα στοιχεία αυτά παρουσιάζουν μικρές διαφορές ως προς τις διαστάσεις τους και τις οπτικές τους ιδιότητες με συνέπεια να υπάρχουν μικρές διαφορές στο ρυθμό καταμέτρησης γεγονότων σε διαφορετικές LOR για την ίδια ενεργότητα. Η διόρθωση αυτών των διαφορών ονομάζεται κανονικοποίηση και ένας τρόπος να επιτευχθεί είναι με τη συλλογή δεδομένων από ακτινοβολήση, μέσω της εξωτερικής ραδιενεργού πηγής. Σε μια περιστροφή της πηγής γύρω από το οπτικό πεδίο του σκάνερ, όλα τα ζεύγη των ανιχνευτικών στοιχείων δέχονται ένα ομοιόμορφο ρυθμό ροής φωτονίων εξαΰλωσης. Σε ένα ιδανικό σκάνερ, κάθε ζεύγος ανιχνευτών σύμπτωσης (i, j) θα κατέγραφε τον ίδιο αριθμό παλμών N (μέσα στα όρια των στατιστικών διαφορών). Επειδή αυτό δεν συμβαίνει υπολογίζεται ένας παράγοντας κανονικοποίησης Norm<sub>ij</sub> για κάθε ανιχνευτικό ζεύγος [12,72]:

$$Norm_{ij} = \frac{N_{ij}}{\langle N \rangle} \quad (23)$$

όπου  $\langle N \rangle$  είναι η μέση τιμή των  $N_{ij}$  για όλα τα ζεύγη των ανιχνευτών σύμπτωσης του PET. Ο παράγοντας κανονικοποίησης χρησιμοποιείται στη συνέχεια για να διορθώσει τον αριθμό των παλμών (counts)  $C_{ij}$  που καταγράφηκαν από κάθε ζεύγος ανιχνευτών, κατά την εξέταση ενός ασθενούς με βάση τη σχέση [72]:

$$C_{Norm\ ij} = C_{ij}/Norm_{ij} \quad (24)$$

όπου  $C_{Norm\ ij}$  είναι ο διορθωμένος αριθμός παλμών που θα χρησιμοποιηθεί στην ανακατασκευή της εικόνας. Το μειονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι ότι απαιτείται πολύς χρόνος για να ληφθούν τα δεδομένα για τον υπολογισμό του παράγοντα κανονικοποίησης. Για παράδειγμα για την επίτευξη στατιστικής αβεβαιότητας ~3% στον παράγοντα κανονικοποίησης, για ένα σκάνερ με  $10^8$  LOR, χρειάζεται περίπου ένας ολικός αριθμός παλμών (counts)  $1000 \times 10^8 = 10^{11}$  [72]. Ακόμα και με ένα υψηλό ρυθμό καταμέτρησης 500.000 cps (αριθμού παλμών ανά δευτερόλεπτο) απαιτούνται περίπου 54 ώρες συνεχούς σάρωσης. Για το λόγο αυτό η μέθοδος αυτή τροποποιείται ώστε να

μειωθεί ο αριθμός των παλμών που απαιτείται χωρίς την αύξηση του στατιστικού θορύβου [72].

#### iv) Διόρθωση σκέδασης

Το ποσοστό των γεγονότων σκέδασης στο PET μπορεί να είναι πολύ υψηλό, ειδικά στη 3D απεικόνιση κοιλίας μπορεί να φθάσει το 60% έως 70% [72]. Το υψηλό αυτό ποσοστό οφείλεται σε τρεις λόγους. Ο πρώτος είναι ότι αρκεί να σκεδαστεί το ένα από τα δύο φωτόνια εξαΰλωσης για να προκύψει σύμπτωση λόγω σκέδασης. Δεύτερον, οι σπινθηριστές όπως οι BGO και LSO που χρησιμοποιούνται στο PET έχουν υψηλή πυκνότητα για αποτελεσματική ανίχνευση, αλλά η ενεργειακή διακριτική τους ικανότητα είναι υποδεέστερη του NaI(Tl), λόγω της χαμηλότερης απόδοσης φωτός. Έτσι το ενεργειακό παράθυρο της φωτοκορυφής των 0,511 MeV, πρέπει να είναι αρκετά ευρύ. Τέλος πολλά φωτόνια εξαΰλωσης που δεν σκεδάστηκαν στον ασθενή, αποθέτουν στον σπινθηριστή ενέργεια μικρότερη από 0,511 MeV, επειδή ο επικρατέστερος τρόπος αλληλεπίδρασης των φωτονίων στην ενέργεια αυτή είναι η σκέδαση Compton, κι έτσι το ενεργειακό παράθυρο πρέπει να διευρυνθεί κι άλλο για να περιλάβει και τα φωτόνια αυτά [12,72].

Δεν μπορεί να γίνει διάκριση μεταξύ των γεγονότων σκέδασης στον ασθενή και των γεγονότων σκέδασης στον σπινθηριστή με βάση το ύψος των παλμών. Επομένως η μέθοδος διόρθωσης με διπλό ενεργειακό παράθυρο δεν είναι τόσο αποτελεσματική όσο στο SPECT.

Μια μέθοδος καταγραφής των γεγονότων σκέδασης είναι να χρησιμοποιηθούν τα δεδομένα από τη σάρωση διέλευσης στην οποία απεικονίζεται η κατανομή της εξασθένησης στους υπό εξέταση ιστούς. Στα 0,511 MeV η εξασθένηση οφείλεται κυρίως στη σκέδαση Compton κι έτσι χρησιμοποιώντας τις απεικονίσεις διέλευσης και εκπομπής και μια υπολογιστική μοντελοποίηση της φυσικής των αλληλεπιδράσεων των γ φωτονίων με την ύλη, με την εισαγωγή μερικών απλοποιητικών υποθέσεων, μπορεί να προκύψει μια εκτίμηση της κατανομής των γεγονότων σκέδασης σε κάθε προφίλ προβολής. Μετά την αφαίρεση των γεγονότων σκέδασης από το προφίλ προβολής, γίνεται η ανακατασκευή της εικόνας με τα διορθωμένα δεδομένα [72]. Αντί για τα δεδομένα από τη σάρωση διέλευσης, στην περίπτωση της υβριδικής απεικόνισης, μπορεί να χρησιμοποιηθούν τα δεδομένα της υπολογιστικής τομογραφίας (CT). Ένα μειονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι ότι απαιτεί μεγάλη υπολογιστική ισχύ, και ότι η ενεργότητα πρέπει να περιορίζεται μέσα στο οπτικό πεδίο του σκάνερ [72].

#### v) Διόρθωση εξασθένησης

Η διόρθωση της εξασθένησης στο PET, σε αντίθεση με το SPECT, είναι ακριβής και σχετικά απλούστερη, γιατί εξαρτάται μόνο από το πάχος του μέσου εξασθένησης ανεξάρτητα από τη θέση της ραδιενεργού πηγής εντός ή εκτός του μέσου [12,14,72]. Αν υποθέσουμε ότι η πηγή ραδιενέργειας βρίσκεται σε βάθος  $x$  εντός του μέσου που το πάχος του είναι  $T$ , η πιθανότητα να φθάσουν τα δύο φωτόνια στους ανιχνευτές είναι το γινόμενο των πιθανοτήτων για καθένα από αυτά [72]:

$$P_{det} = e^{-\mu x} e^{-\mu(T-x)} = e^{-\mu T} \quad (25)$$

όπου  $\mu$  είναι ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης του μέσου (οστά, μαλακοί ιστοί, πνεύμονες). Όπως και στο SPECT, για να συλλεχθούν τα δεδομένα της εξασθένησης, απαιτείται η ακτινοβολήση από μια εξωτερική πηγή ραδιενέργειας, που όπως αναφέρθηκε συνήθως είναι το  $^{68}\text{Ge}$ . Η εξωτερική πηγή περιστρέφεται γύρω από την περιφέρεια του οπτικού πεδίου μία φορά χωρίς τον ασθενή και μία φορά με τον ασθενή. Η σάρωση χωρίς τον ασθενή ονομάζεται κενή και με τον ασθενή ονομάζεται σάρωσης διέλευσης. Η κενή σάρωση πραγματοποιείται μια φορά κάθε ημέρα καθώς δεν αλλάζει, γιατί η διάρκεια μιας ημέρας είναι μικρή σε σχέση με την ημιπερίοδο της ραδιενεργού πηγής. Από το λόγο του αριθμού των παλμών (counts) στις δύο σαρώσεις προκύπτει ο παράγοντας διόρθωσης της εξασθένησης  $A_{ij}$  [12,72]:

$$A_{ij} = (C_{Blanc})_{ij} / (C_{Tran})_{ij} \quad (26)$$

όπου  $(C_{Blanc})_{ij}$  και  $(C_{Tran})_{ij}$  είναι ο αριθμός των παλμών (counts) στην κενή και τη σάρωση διέλευσης αντίστοιχα.

Η σάρωση διέλευσης μπορεί να γίνει πριν ή μετά τη χορήγηση του ραδιοφαρμάκου στον ασθενή. Αν γίνει πριν τη χορήγηση, το πλεονέκτημα είναι ότι δεν υπάρχουν παρεμβολές από την εκπομπή ραδιενέργειας από το εσωτερικό του σώματος, αλλά υπάρχει το μειονέκτημα της παραμονής του ασθενούς για πολύ χρόνο στην εξεταστική κλίνη, αναμένοντας τη χορήγηση του ραδιοφαρμάκου και κατόπιν την σάρωση εκπομπής. Αυτό αυξάνει την πιθανότητα κάποιων κινήσεων του ασθενούς με συνέπεια τη μη σωστή ευθυγράμμιση των απεικονίσεων διέλευσης και εκπομπής, με αποτέλεσμα κάποιες περιοχές να απεικονίζονται με λανθασμένα υψηλή ή χαμηλή απορρόφηση του ραδιοφαρμάκου. Αν η σάρωση διέλευσης γίνει μετά τη χορήγηση του ραδιοφαρμάκου και τη σάρωση εκπομπής, μειώνεται αρκετά ο χρόνος παραμονής του ασθενούς στην εξεταστική κλίνη, αλλά απαιτείται η δυνατότητα διάκρισης μεταξύ των γεγονότων από τη σάρωση διέλευσης και εκπομπής, λόγω της παραμένουσας ραδιενέργειας εντός του σώματος. Η πιο αποτελεσματική και γρήγορη μέθοδος είναι η ταυτόχρονη σάρωση διέλευσης και εκπομπής αμέσως μετά τη χορήγηση του ραδιοφαρμάκου. Το μειονέκτημα στην μέθοδο αυτή είναι ότι η εξωτερική ραδιενεργός πηγή “μολύνει” τα δεδομένα εκπομπής με την αύξηση των τυχαίων και λόγω σκέδασης γεγονότων σύμπτωσης [12,14,72]. Μια τελειοποίηση της μεθόδου αυτής είναι η χρήση του  $^{137}\text{Cs}$  στη θέση του  $^{68}\text{Ge}$ . Το  $^{137}\text{Cs}$  έχει πολύ μεγαλύτερο χρόνο ημιζωής (30 χρόνια), και επομένως δεν χρειάζεται περιοδική αντικατάσταση. Εκπέμπει μόνο φωτόνια (662 keV) και ο χρόνος σάρωσης μειώνεται σημαντικά σε σχέση με το γερμάνιο 68 που εκπέμπει ποζιτρόνια γιατί ένας μεγάλος αριθμός των φωτονίων εξαΰλωσης του γερμάνιου απορρίπτονται από τους ανιχνευτές σύμπτωσης. Επίσης η ενεργειακή διαφορά με τα φωτόνια εξαΰλωσης, εφόσον ο σπινθηριστής έχει καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα, περιορίζει τις παρεμβολές στη σάρωση διέλευσης από τη ραδιενέργεια στο εσωτερικό του σώματος. Χρειάζεται όμως διόρθωση των δεδομένων της εξασθένησης από τη σάρωση διέλευσης για να αντιστοιχηθούν στην ενέργεια των 511 keV [12,14].

Όπως αναφέρθηκε και στο SPECT, η υβριδική απεικόνιση μπορεί να επιλύσει τα προβλήματα από τη σάρωση διέλευσης με την εξωτερική ραδιενεργό πηγή και τις σχετικές διορθώσεις.

## 2.3. Υβριδική Απεικόνιση

### 2.3.1. SPECT/CT, PET/CT

Η απεικόνιση με ραδιονουκλίδια, όπως αναφέρθηκε εισαγωγικά, παρέχει λειτουργική πληροφορία, με τη χρήση ραδιοανιχνευτών που έχουν σχεδιαστεί για τη μέτρηση φυσιολογικών ή μεταβολικών παραμέτρων ή για τη δέσμευση ή την αλληλεπίδραση τους με ειδικούς μοριακούς στόχους στην επιφάνεια ή στο εσωτερικό των κυττάρων [72,94]. Ενώ η λειτουργική αυτή πληροφορία είναι πολύ σημαντική, η πλήρης αξιοποίηση της, για την ορθή ερμηνεία και διάγνωση, καθώς και για το σχεδιασμό και την αξιολόγηση της θεραπείας, απαιτεί και ένα ακριβές και λεπτομερές ανατομικό πλαίσιο. Η έλλειψη αυτού του ανατομικού πλαισίου, μπορεί να περιορίσει τη συνολική χρησιμότητα της απεικόνισης, ειδικά στον τομέα της ογκολογίας [13,94]. Οι εγγενείς περιορισμοί της ραδιονουκλιδικής απεικόνισης (SPECT, PET), έχουν σαν αποτέλεσμα μια σχετικά φτωχή χωρική διακριτική ικανότητα. Αντίθετα η υπολογιστική τομογραφία (CT) και η απεικόνιση μαγνητικού συντονισμού (MRI) προσφέρουν λεπτομερείς ανατομικές εικόνες, με χωρική διακριτική ικανότητα 1mm ή και καλύτερη [73,95]. Συνεπώς ανατομική και λειτουργική απεικόνιση λειτουργούν συμπληρωματικά, έτσι ώστε να ληφθούν οι ορθότερες αποφάσεις σε ιατρικό επίπεδο.

Για μερικές δεκαετίες η λήψη των δύο εικόνων, ανατομικής και μεταβολικής απεικόνισης, γινόταν σε χωριστά συστήματα (συνήθως εγκατεστημένα σε διαφορετικούς χώρους), και συχνά σε διαφορετικές ημέρες, οπότε ο σωστός συνδυασμός τους ήταν δύσκολος λόγω των πιθανών διαφορών στη θέση του ασθενούς και στην κατάσταση του [72,81,94,96]. Αρχικά οι δύο εικόνες συνδυάζονταν οπτικά, με τη μία δίπλα στην άλλη και ο σωστός συσχετισμός τους εξαρτιόταν από την εξειδίκευση και την εμπειρία του ειδικού για την ερμηνεία των δεδομένων [13,94,97,98]. Στη συνέχεια, η χρήση λογισμικού με ολοένα και πιο εξελιγμένους αλγόριθμους για την ακριβέστερη υπέρθεση των δύο εικόνων, αποδείχθηκε επιτυχής, περισσότερο όμως στην απεικόνιση του εγκεφάλου, όπου η άκαμπτη δομή του κρανίου επιτρέπει τη χρήση σταθερών σημείων αναφοράς για την ταύτιση των δύο εικόνων. Η κατάσταση όμως γίνεται περίπλοκη όταν πρόκειται για το θώρακα και την κοιλιά, όπου περιέχονται όργανα που αλλάζουν σχήμα, μέγεθος και θέση είτε λόγω της λειτουργίας τους, είτε λόγω των αναπνευστικών κινήσεων. Στην περίπτωση αυτή οι αλγόριθμοι υπέρθεσης των δύο εικόνων, δεν είναι αρκετά αποτελεσματικοί και είναι πιθανόν να υπεισέλθουν σφάλματα στη διαδικασία ταύτισης των ανατομικών δομών με τις θέσεις απορρόφησης του ραδιοφαρμάκου, ειδικά στα όρια μεταξύ των οργάνων και των ιστών. Το πρόβλημα αυτό επιδεινώνεται με την μετακίνηση του ασθενούς από το ένα σύστημα απεικόνισης στο άλλο [13,81,94,95,97].

Η προσπάθεια για την επίλυση του προβλήματος αυτού, για τον ακριβέστερο συσχετισμό της λειτουργικής με την ανατομική πληροφορία, οδήγησε από τη συγχώνευση των δύο εικόνων μέσω λογισμικού (software fusion) στην ανάπτυξη μιας νέας κατηγορίας διαγνωστικών συστημάτων που ενσωματώνουν ένα σύστημα SPECT ή PET μαζί με ένα σύστημα CT σε μια ενιαία μονάδα υβριδικής απεικόνισης SPECT/CT ή PET/CT (hardware fusion)[15-17,94,97,98].

Η υβριδική απεικόνιση βελτιώνει τη διαγνωστική διαδικασία με δύο τρόπους που δρουν συμπληρωματικά. Πρώτον, οι δύο σαρώσεις γίνονται διαδοχικά η μία αμέσως μετά την άλλη, χωρίς ο ασθενής να αλλάζει θέση, και επομένως τα δεδομένα μπορεί να



θεωρηθεί ότι βρίσκονται σε αρκετά καλή χωρική και χρονική σύμπτωση εγγραφής, για ακριβέστερη υπέρθεση των δύο εικόνων, ενώ παράλληλα ο ασθενής υποβάλλεται σε μία μόνο εξεταστική διαδικασία. Δεύτερον, βελτιώνει τις διορθώσεις εξασθένησης και σκέδασης στις απεικονίσεις SPECT και PET λόγω των ακριβέστερων και πιο λεπτομερών χαρτών εξασθένησης που λαμβάνονται μέσω CT. Αυτό αντικαθιστά τη σάρωση διέλευσης με χρήση εξωτερικής ραδιενεργού πηγής κι έτσι μειώνεται και ο συνολικός χρόνος της διαδικασίας απεικόνισης [15-17,72,98].

Η ακριβής διόρθωση της εξασθένησης είναι κρίσιμος παράγοντας για την ποσοτικά ακριβή απεικόνιση στο SPECT ή PET. Επειδή οι τιμές της εξασθένησης εξαρτώνται από την ενέργεια, και η ενεργός ενέργεια (effective energy) της πολυενεργειακής δέσμης των ακτίνων-X είναι περίπου 70 keV (η τιμή αυτή υπολογίζεται από το φάσμα των ακτίνων-X), θα πρέπει οι τιμές αυτές για κάθε είδος ιστών (οστά, μαλακοί ιστοί, πνεύμονες), να αναχθούν στις ενέργειες του SPECT (π.χ. 140 keV) ή του PET (511 keV) και επιπλέον να ληφθεί υπόψη η αύξηση της μέσης ενέργειας των ακτίνων-X κατά τη διαδρομή τους εντός του σώματος (σκλήρυνση της δέσμης) [12,72,77,98]. Μια θεμελιώδης παραδοχή στην εφαρμογή της διόρθωσης εξασθένησης μέσω CT, είναι ότι ο ασθενής είναι πανομοιότυπα τοποθετημένος στις δύο σαρώσεις και οι δύο εικόνες είναι σε τέλεια χωρική σύμπτωση. Οποιαδήποτε κίνηση μεταξύ των δύο σαρώσεων μπορεί να προκαλέσει την εμφάνιση ψευδοδομών (artifacts), λόγω της αναντιστοιχίας μεταξύ CT και PET ή SPECT. Ακόμα κι αν ο ασθενής μείνει ακίνητος, οι αναπνευστικές κινήσεις αποτελούν πρόβλημα. Διάφορα εξεταστικά πρωτόκολλα εφαρμόζονται για την αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος [72,98]. Εκτός από τα παραπάνω, υπάρχουν και άλλες πιθανές πηγές σφαλμάτων, όπως τα σκιαγραφικά μέσα και η παρουσία μεταλλικών εμφυτευμάτων, αλλά παρόλα αυτά τα πλεονεκτήματα της βασιζόμενης στο CT διόρθωση της εξασθένησης, αντισταθμίζουν κατά πολύ τα μειονεκτήματα [72,98]. Ο χάρτης εξασθένησης μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για τη διόρθωση της σκέδασης στις απεικονίσεις SPECT/PET, γιατί στις ενέργειες της Πυρηνικής Ιατρικής η εξασθένηση της ακτινοβολίας στους ιστούς γίνεται κυρίως μέσω της σκέδασης Compton. Δηλαδή ο χάρτης του γραμμικού συντελεστή εξασθένησης, είναι χάρτης του συντελεστή εξασθένησης λόγω της σκέδασης Compton [72].

Το πρώτο υβριδικό σύστημα SPECT/CT σε πειραματικό επίπεδο παρουσιάστηκε το 1992 από μια ερευνητική ομάδα του UCSF Physics Research Laboratory στο San Francisco [95], ενώ το πρώτο υβριδικό σύστημα PET/CT αναπτύχθηκε το 1998 στο Πανεπιστήμιο του Pittsburgh [99] και σχεδόν ταυτόχρονα και αλλού [100,101].

Αν και το πρώτο πειραματικό σύστημα SPECT/CT είχε κοινό ανιχνευτή από γερμάνιο υψηλής καθαρότητας (HPGe) για τη συλλογή των δεδομένων και διέλευσης και εκπομπής, οι τεχνολογικές δυσκολίες για την αντιμετώπιση των διαφορετικών απαιτήσεων των δύο απεικονίσεων από κοινό ανιχνευτή ήταν μεγάλες. Συγκεκριμένα, ο ανιχνευτής στο SPECT και PET λειτουργεί με καταμέτρηση παλμών (φωτονίων των ακτίνων  $\gamma$ ) με επαρκή ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Στην υπολογιστική τομογραφία στις συνθήκες της κλινικής πράξης, λόγω του πολύ υψηλού ρυθμού ροής των φωτονίων των ακτίνων-X, δεν μπορεί να γίνει διαχωρισμός μεμονωμένων παλμών για κάθε X φωτόνιο που προσπίπτει στον ανιχνευτή. Στην περίπτωση αυτή, ο ανιχνευτής παράγει στην έξοδο ένα ηλεκτρικό σήμα ανάλογο της συνολικής ενέργειας των φωτονίων που προσπίπτουν ανά ορισμένο χρονικό διάστημα. Δηλαδή ένας κοινός ανιχνευτής θα έπρεπε

να εναλλάσσει τη λειτουργία του μεταξύ του τρόπου καταμέτρησης παλμών (pulse counting mode) και του τρόπου ενεργειακής ολοκλήρωσης (energy integrating mode) [72,76,95]. Την τελευταία δεκαετία βέβαια, έχουν αναπτυχθεί συστήματα υπολογιστικής τομογραφίας με ανιχνευτές καταμέτρησης φωτονίων (Photon Counting Computer Tomography, PCCT), αλλά η τεχνολογία τους βασίζεται στην απευθείας μετατροπή των ακτίνων-X σε ηλεκτρικό σήμα μέσω ημιαγωγών όπως το GdTe, χωρίς τη χρήση σπινθηριστών [102-105]. Λόγω των παραπάνω δυσκολιών υιοθετήθηκαν προσεγγίσεις με ενσωμάτωση των ήδη υπάρχοντων συστημάτων SPECT, PET και CT [15-17,72,98].

Η μονάδα υβριδικής απεικόνισης περιλαμβάνει τους ανιχνευτές και τα ηλεκτρονικά των δύο συστημάτων στο ίδιο σώμα (gantry), ενώ ένας μόνο υπολογιστής ελέγχει τη συλλογή των δεδομένων και από τα δύο συστήματα. Τα δύο σκάνερ είναι σε διαδοχική διάταξη το ένα δίπλα στο άλλο με τα κέντρα του οπτικού τους πεδίου να απέχουν μεταξύ τους από 60 έως 130 cm πάνω στην αξονική διεύθυνση. Στα υβριδικά συστήματα SPECT/CT τα σκάνερ μπορεί να είναι και ομοεπίπεδα κι έτσι τα δύο οπτικά πεδία να συμπίπτουν [15-17,72]. Υβριδικά συστήματα SPECT/CT και PET/CT με ποικίλες δυνατότητες έχουν αναπτυχθεί και για την απεικόνιση μικρών ζώων. Στην πραγματικότητα, όλα τα εμπορικά μοντέλα SPECT και PET μικρών ζώων σήμερα προσφέρουν την δυνατότητα του συνδυασμού τους με CT για υβριδική απεικόνιση [72,76]. Τα συστήματα αυτά χρησιμοποιούνται στην απεικόνιση της βιοκατανομής νέων ραδιοανιχνευτών και ραδιοφαρμάκων και στην παρακολούθηση και μελέτη των αποτελεσμάτων σε ζωικά μοντέλα, νέων θεραπευτικών ουσιών για την αντιμετώπιση ασθενειών του ανθρώπου [72].

Η τεχνολογική πρόκληση λοιπόν για κοινό ανιχνευτή των δύο συστημάτων παραμένει, γιατί τα πλεονεκτήματα που θα προέκυπταν είναι πολλά, όπως η δυνατότητα για ταυτόχρονη ή ταχύτατα εναλλασσόμενη λήψη των δεδομένων και για τις δύο απεικονίσεις, που θα εκμηδένιζε την ανάγκη ευθυγράμμισης των δύο εικόνων, όπως όταν αυτές προέρχονται από διαφορετικά σκάνερ, και θα επέτρεπε διορθώσεις για τις κινήσεις του ασθενούς κατά την διάρκεια της σάρωσης [76,96]. Επιπλέον, η όλη κατασκευή θα γινόταν πιο συμπαγής με ελάττωση και του μήκους του τούνελ της συσκευής, και έτσι οι απαιτήσεις για τις διαστάσεις του χώρου εγκατάστασης θα ήταν περισσότερο συμβατές με τις ήδη υπάρχουσες νοσοκομειακές υποδομές, ένα πρακτικό ζήτημα καθόλου αμελητέο, αφού για παράδειγμα ένα σύγχρονο SPECT/CT σύστημα με διαδοχική διάταξη των δύο σκάνερ χρειάζεται ένα χώρο διαστάσεων τουλάχιστον 7,5x5 m [72,96]. Τα προηγούμενα συνεπάγονται και μείωση του οικονομικού κόστους της συσκευής. Μια δυνατότητα που έχει επίσης εξεταστεί, για ένα υβριδικό σύστημα PET/CT, είναι να χρησιμοποιηθεί ο ανιχνευτής του PET για τη λήψη και της εικόνας CT σε λειτουργία καταμέτρησης παλμών, με μείωση του ρυθμού ροής των X φωτονίων, αλλά μέχρι ενός ορίου που η χωρική διακριτική ικανότητα θα είναι αποδεκτή. Μια τέτοια δυνατότητα, εκτός των άλλων, θα μείωνε τη δόση που θα δεχόταν ο ασθενής [946].

### **2.3.2. PET/MRI, SPECT/MRI**

Στην κλινική πράξη υπάρχουν πολλές περιπτώσεις στις οποίες η απεικόνιση μαγνητικού συντονισμού και όχι η υπολογιστική τομογραφία είναι η επιλογή για την ανατομική απεικόνιση. Επιπλέον, η MRI μπορεί να δώσει λειτουργική πληροφορία καθώς και μεταβολική πληροφορία μέσω της φασματογραφίας μαγνητικού συντονισμού

(MRS) [15,72]. Επομένως παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον η συνένωση μιας τέτοιας πολύπλευρης διάταξης απεικόνισης με τα συστήματα απεικόνισης Πυρηνικής Ιατρικής, για τη δημιουργία συστημάτων υβριδικής απεικόνισης SPECT/MRI και PET/MRI. Σε σχέση με την υπολογιστική τομογραφία, η MRI παρουσιάζει επίσης το πλεονέκτημα της απεικόνισης των μαλακών ιστών με καλύτερη αντίθεση και το πλεονέκτημα ότι δεν επιβαρύνει τον ασθενή με ραδιενεργή δόση [15].

Η ενσωμάτωση όμως των δύο αυτών συστημάτων παρουσιάζει πολλές τεχνολογικές δυσκολίες. Η ένταση του στατικού μαγνητικού πεδίου στα κλινικά συστήματα MRI κυμαίνεται συνήθως από 1,5 έως 3 T, αλλά ήδη υπάρχουν συστήματα με 7 T, ενώ σε ερευνητικά και συστήματα μικρών ζώων, η ένταση φτάνει κα ξεπερνάει τα 10 T [15,72]. Οι φωτοπολλαπλασιαστές που χρησιμοποιούνται στους ανιχνευτές SPECT και PET δεν μπορούν να λειτουργήσουν σε τόσο ισχυρά μαγνητικά πεδία, αφού είναι ευαίσθητοι ακόμα και στο μαγνητικό πεδίο της γης που η ένταση του είναι μόλις 30-60 mT [73,106]. Χρειάζεται λοιπόν να κρατηθούν μακριά από το μαγνητικό πεδίο του συστήματος. Επίσης, οι ισχυρές ελκτικές δυνάμεις που ασκεί το μαγνητικό πεδίο στα σιδηρομαγνητικά υλικά, καθώς και η εκπομπή των απαιτούμενων ραδιοσυχνοτήτων, όπως και το δεύτερο μεταβαλλόμενο χωρικά και χρονικά μαγνητικό πεδίο του συστήματος, δημιουργούν πρόσθετες δυσκολίες στην ενσωμάτωση των δύο συστημάτων [15,106,107].

Σε αντίθεση με την υπολογιστική τομογραφία, η MRI είναι σχετικά αργή απεικονιστική διαδικασία, με χρονική διάρκεια παρόμοια με το SPECT και PET, και συνεπώς ο απαιτούμενος χρόνος, αν οι δύο σαρώσεις γίνονται διαδοχικά, είναι αρκετά μεγαλύτερος σε σχέση με τις απεικονίσεις SPECT/CT και PET/CT [72]. Όσο αυξάνει ο χρόνος αυξάνει και η πιθανότητα κίνησης του ασθενούς. Για να αποφευχθεί αυτό θα έπρεπε να γίνεται ταυτόχρονη λήψη των δύο εικόνων. Η ταυτόχρονη απεικόνιση όμως απαιτεί ένα πολύ συμπαγές σύστημα με το σκάνερ του SPECT ή PET να λειτουργεί μέσα στο μαγνητικό πεδίο του MRI. Η πρώτη λύση που εφαρμόστηκε ήταν η χρήση οπτικών ινών για τη μεταφορά του φωτός σπινθηρισμού από, το ευρισκόμενο εντός του μαγνητικού πεδίου σκάνερ του PET, στους φωτοπολλαπλασιαστές που είχαν τοποθετηθεί σε ασφαλή απόσταση εκτός του μαγνητικού πεδίου [15,72,98]. Η πιο πρόσφατη προσέγγιση είναι η αντικατάσταση των φωτοπολλαπλασιαστών με φωτοανιχνευτές στερεάς κατάστασης, όπως η φωτοδίοδος χιονοστιβάδας (APD) ή ο φωτοπολλαπλασιαστής πυριτίου (SiPM), που μένουν σχετικά ανεπηρέαστοι από το μαγνητικό πεδίο [15,72,98,106].

Το 2006 αναπτύσσεται το πρώτο υβριδικό σύστημα PET/MRI για την απεικόνιση του εγκεφάλου με ταυτόχρονη λήψη των δύο εικόνων [98]. Δύο τέτοια υβριδικά συστήματα ολόσωμης απεικόνισης (whole-body), με ταυτόχρονη λήψη των δεδομένων PET και MRI, υπάρχουν σήμερα στην αγορά [15].

Μετά την ανάπτυξη των συστημάτων αυτών, το ερώτημα που τέθηκε αναπόφευκτα ήταν σε ποιες περιπτώσεις είναι προτιμότερη η κλινική τους χρήση σε σχέση με το PET/CT, δεδομένου του αυξημένου οικονομικού κόστους και της περιπλοκότητας της εξέτασης, καθώς και της μειωμένης ακρίβειας στην διόρθωση της εξασθένησης. Οι πρώτες μελέτες δείχνουν ότι για εξετάσεις ασθενών με καρκίνο, ανάλογα με τις μορφές καρκίνου πλεονεκτεί το ένα ή το άλλο. Πάντως τα πλεονεκτήματα και η αναγκαιότητα του PET/MRI στην καθημερινή κλινική πράξη μένει ακόμα να αναδειχθούν [106,108].

Το πρώτο σύστημα SPECT/MRI προτάθηκε το 2007, αλλά μέχρι και σήμερα δεν έχει αναπτυχθεί τέτοιο σύστημα για κλινική χρήση. Διαθέσιμο στην αγορά σήμερα είναι ένα SPECT/MRI μικρών ζώων στα 9,4 T, που επιτρέπει διαδοχική απεικόνιση [109]. Ωστόσο συνεχίζονται οι ερευνητικές προσπάθειες για την αντιμετώπιση των τεχνολογικών δυσκολιών στην κατεύθυνση δημιουργίας ενός υβριδικού SPECT/MRI για κλινική χρήση με ταυτόχρονη λήψη των δύο εικόνων [107,110].

#### **2.4. Φθορίζοντα υλικά (Φώσφοροι) – Σπινθηριστές**

Φωταύγεια (luminescence) είναι το φαινόμενο κατά το οποίο γίνεται διέγερση των ηλεκτρονιακών καταστάσεων μιας ουσίας μέσω κάποιου είδους εξωτερικής ενέργειας, και η ενέργεια διέγερσης αποδίδεται, κατά την αποδιέγερση, από την ουσία με τη μορφή φωτός. Η λέξη φως εδώ, εκτός από την περιοχή του ορατού φωτός των 400-700 nm του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, περιλαμβάνει και τις γειτονικές περιοχές του υπεριώδους και του υπέρυθρου. Δύο είδη φωταύγειας αποτελούν ο φθορισμός (fluorescence) και ο φωσφορισμός (phosphorescence) [111].

Ως φθορισμός ορίζεται το φαινόμενο της εκπομπής φωτός από ένα υλικό κατά την διάρκεια που αυτό εκτίθεται σε μια διεγείρουσα ακτινοβολία, ενώ αν η εκπομπή φωτός γίνεται αντιληπτή από τον ανθρώπινο οφθαλμό και μετά την παύση της διέγερσης του υλικού, το φαινόμενο ονομάζεται φωσφορισμός [111]. Οι παραπάνω ορισμοί αναφέρονται σε ανόργανες ουσίες. Για τις οργανικές ουσίες, φθορισμός ονομάζεται η εκπομπή φωτός από την αποδιέγερση μιας διεγερμένης απλής ηλεκτρονιακής κατάστασης του μορίου (τα spin των ηλεκτρονίων παραμένουν συζευγμένα, δηλαδή αντιπαράλληλα) ενώ φωσφορισμός ονομάζεται η εκπομπή φωτός από την αποδιέγερση μιας τριπλής διεγερμένης ηλεκτρονιακής κατάστασης του μορίου (τα spin των ηλεκτρονίων είναι ασύζευκτα, δηλαδή παράλληλα) [111].

Για τα φθορίζοντα υλικά χρησιμοποιείται και ο όρος φώσφοροι (phosphors), χωρίς όμως πολύ σαφές εννοιολογικό περιεχόμενο. Με μια ευρεία έννοια περιλαμβάνει όλα τα υλικά που παρουσιάζουν το φαινόμενο της φωταύγειας, αλλά χρησιμοποιείται και με στενότερη έννοια για τα φθορίζοντα υλικά με ορισμένη μορφή και χρήση, όπως θα αναφερθεί και παρακάτω [111,112].

Φθορίζοντα υλικά χρησιμοποιούνται σε πλήθος εφαρμογών που οι πιο γνωστές είναι οι λαμπτήρες φθορισμού, οι διάφορες οθόνες (τηλεοράσεις, υπολογιστές, παλμογράφοι, ραντάρ) τεχνολογίας καθοδικού σωλήνα (CRT), LCD ή πλάσματος, και τα φθορίζοντα χρώματα σε πινακίδες και ρούχα για λόγους προειδοποίησης και ασφάλειας [111,112].

Όταν η διέγερση του φθορίζοντος υλικού γίνεται μέσω ιοντιζουσών ακτινοβολιών το φαινόμενο ονομάζεται σπινθηρισμός (scintillation) και το υλικό ονομάζεται σπινθηριστής (scintillator). Το φαινόμενο του σπινθηρισμού μπορεί να οριστεί ως η εκπομπή φωτός που επάγεται από μια ιοντίζουσα ακτινοβολία σε ένα διαφανές διηλεκτρικό μέσο [113]. Ο ορισμός αυτός θεωρείται ότι αποκλείει τη σύγχυση μεταξύ αυτού και παρόμοιων, ως προς το αποτέλεσμα φαινομένων (π.χ. ακτινοβολία Cerenkov), αλλά ουσιαστικά διαφορετικών στη συνολική διαδικασία παραγωγής του φωτός.

Οι σπινθηριστές μπορούν να ταξινομηθούν με βάση διάφορα κριτήρια, αλλά πολύ γενικά διακρίνονται σε ανόργανους (κρύσταλλοι, κεραμικά, γυαλί, αέρια, υγρά) και οργανικούς (κρύσταλλοι, υγρά, πλαστικά) [111-113]. Η επιλογή του υλικού γίνεται

ανάλογα με τις απαιτήσεις της κάθε συγκεκριμένης εφαρμογής σε συνδυασμό με το κόστος του υλικού και το κόστος παραγωγής του σπινθηριστή.

Ο όρος σπινθηριστής, αν και περιλαμβάνει όλα τα υλικά στα οποία συμβαίνει το φαινόμενο του σπινθηρισμού, συνήθως χρησιμοποιείται για ιοντικούς κρυστάλλους σε μορφή μονοκρυστάλλων μεγέθους λίγων mm<sup>3</sup> μέχρι δεκάδων cm<sup>3</sup>, που χρησιμοποιούνται σε ανιχνευτές καταμέτρησης φωτονίων. Για τις λεπτές φθορίζουσες οθόνες από υλικά σε μορφή μικροκρυσταλλικής σκόνης που έχουν εφαρμογή σε ανιχνευτές ενεργειακής ολοκλήρωσης, συνήθως χρησιμοποιείται ο όρος φώσφοροι. Καθώς κάποια υλικά άρχισαν να χρησιμοποιούνται και στους δύο τρόπους ανίχνευσης, είτε σε μορφή σκόνης, είτε σε μορφή μονοκρυστάλλων, είτε σε άλλες μορφές, η διάκριση αυτή χάνει τη σημασία της [5,111,112]. Στην πιο πρόσφατη βιβλιογραφία συναντάται και η διάκριση των υλικών σπινθηρισμού σε σπινθηριστές και φώσφορους αποθήκευσης, οπτικά ή θερμικά διεγερόμενης φωταύγειας (OSL, TSL). Οι πρώτοι βρίσκουν εφαρμογή στους ανιχνευτές και των δύο τύπων, ολοκλήρωσης και καταμέτρησης, ενώ οι δεύτεροι μόνο σε ανιχνευτές ολοκλήρωσης [114,115].

Οι σπινθηριστές έχουν ένα ευρύ πεδίο εφαρμογών, όπως στην πυρηνική φυσική (έρευνα της πυρηνικής σύντηξης) [116], στη φυσική υψηλών ενεργειών (ανιχνευτές των προϊόντων κρούσης στους μεγάλους επιταχυντές σωματιδίων) [116,117], στην παρακολούθηση του πυρηνικού αντιδραστήρα στα πυρηνικά εργοστάσια ηλεκτροπαραγωγής καθώς και στην χαρτογράφηση ραδιενεργά μολυσμένων περιοχών [116,118], στην εξερεύνηση του διαστήματος και στην αστροφυσική [116,119,120], στις γεωτρήσεις αναζήτησης πετρελαίου [116,121], στον έλεγχο ασφάλειας των αεροδρομίων και άλλων χώρων [122] και βέβαια στην ιατρική απεικόνιση που είναι και το αντικείμενο αυτής της εργασίας.

#### **2.4.1. Είδη Σπινθηριστών στην Ιατρική Απεικόνιση**

Οι σπινθηριστές στην ιατρική απεικόνιση με βάση το υλικό, τη μορφή και τη χρήση τους μπορούν να κατηγοριοποιηθούν ως εξής [8]:

i) Λεπτές οθόνες (πάχους 85-300 μm περίπου, και διαστάσεων από 3x4 έως 43x43 cm<sup>2</sup>) από μικροσκοπικούς κόκκους του φθορίζοντος υλικού διαφόρων μεγεθών της τάξης των νανόμετρων έως κάποιων μικρόμετρων. Το μέγεθος και το σχήμα των κόκκων επηρεάζουν την φωτεινότητα και την ποιότητα της απεικόνισης. Όταν η φωτεινότητα είναι πολύ σημαντική, ένα μεγάλο μέγεθος κόκκων, 20 έως 40 μm, απαιτείται. Αντίθετα για καλή χωρική διακριτική ικανότητα ένα μικρό μέγεθος είναι η κατάλληλη επιλογή. Το πάχος της οθόνης παίζει ρόλο επίσης, καθώς μεγαλύτερο πάχος σημαίνει καλύτερη απορρόφηση της ακτινοβολίας, ενώ μικρότερο πάχος σημαίνει καλύτερη χωρική διακριτική ικανότητα [5,111]. Για τους σπινθηριστές αυτής της μορφής χρησιμοποιείται συχνά ο όρος φώσφοροι ή οθόνες σπινθηρισμού (scintillating screen). Στην κατηγορία αυτή ανήκουν οι ενισχυτικές πινακίδες της κλασικής ακτινογραφικής απεικόνισης με φωτογραφικό φιλμ, οι φθορίζουσες οθόνες της κλασικής ακτινολογίας, αλλά και των επίπεδων ανιχνευτών ενεργού μήτρας (Active Matrix Flat Panel Imager, AMFPI) της ψηφιακής ακτινογραφίας και ακτινολογίας, καθώς και της ακτινοθεραπευτικής απεικόνισης (portal imaging), όπου συνδυάζονται με φωτοανιχνευτές ημιαγωγών.

Σε αυτή τη μορφή ήταν τα υλικά που πρωτοχρησιμοποιήθηκαν στην ανακάλυψη και μελέτη των υποατομικών σωματιδίων και της ακτινοβολίας X. Το  $\text{BaPt}(\text{CN})_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$  της οθόνης που οδήγησε τον Roentgen στην ανακάλυψη των ακτίνων-X, λόγω του υψηλού κόστους και της χημικής του αστάθειας αντικαταστάθηκε αργότερα από τον  $\text{ZnSiO}_4:\text{Mn}^{2+}$  και  $\text{CdWO}_4$  (CWO) [111]. Το τελευταίο χρησιμοποιείται ακόμα στην ιατρική απεικόνιση λόγω κάποιων πλεονεκτημάτων που εμφανίζει σε σχέση με νεότερους σπινθηριστές, όπως το  $\text{CsI:Tl}^{1+}$  [9]. Ένα άλλο υλικό που για πάνω από 75 χρόνια ήταν το πιο διαδεδομένο στην κατασκευή ενισχυτικών πινακίδων είναι το  $\text{CaWO}_4$ . Εκπέμπει στην περιοχή του μπλε στην οποία είναι ευαίσθητο το συμβατικό φωτογραφικό φιλμ, έχει υψηλό συντελεστή απορρόφησης της X ακτινοβολίας και καλή απόδοση φωτός [111]. Το ίδιο ισχύει και για τα  $(\text{Zn}, \text{Cd})\text{S:Ag}$  που χρησιμοποιούνταν για φθορίζουσες οθόνες ακτινολογικής χρήσης, όπως σε ενισχυτές εικόνας της κλασικής ακτινοσκόπησης. Παρουσιάζουν μια κορυφή εκπομπής στα 525 nm και μεγάλη φωτεινότητα που επιτρέπει στο ανθρώπινο μάτι την καλή ορατότητα της σχηματιζόμενης εικόνας στην φθορίζουσα οθόνη [111]. Η χρήση των υλικών αυτών είναι περιορισμένη σήμερα γιατί αντικαταστάθηκαν από άλλα πιο αποτελεσματικά στην ανίχνευση των ακτίνων-X, όπως τα οξυσουλφίδια  $\text{R}_2\text{O}_2\text{S}$  ( $\text{R} = \text{Y}, \text{La}, \text{Gd}$ ) με ενεργοποιητή κυρίως  $\text{Tb}^{3+}$  (κορυφή εκπομπής 540 nm). Ανάμεσα τους φαίνεται να ξεχωρίζει το  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}^{3+}$ , λόγω της υψηλότερης πυκνότητας και του υψηλότερου ενεργού ατομικού αριθμού [5,33,111].

ii) Λεπτά φύλλα (οθόνες) του υλικού σπινθηρισμού, μικροδομημένα σε μορφή λεπτών (διαμέτρου μερικών  $\mu\text{m}$ ) και επιμηκών (μέχρι 1-2 mm), στηλών (όμοιων με βελόνες), σε πυκνή διάταξη [5]. Το πλεονέκτημα αυτής της δόμησης είναι ότι λόγω του φαινομένου οδήγησης του φωτός εντός κάθε μικροστήλης, που περιορίζει την πλευρική διασπορά του, οι σπινθηριστές αυτοί διατηρούν μεγάλη χωρική διακριτική ικανότητα με την αύξηση του πάχους της οθόνης, εξασφαλίζοντας έτσι ταυτόχρονα υψηλή απορροφητικότητα της ακτινοβολίας X [5,33,123,124]. Το πεδίο εφαρμογών τους περιλαμβάνει την ψηφιακή ακτινογραφία, την μαστογραφία, την ακτινοθεραπευτική απεικόνιση, τους επίπεδους ανιχνευτές ενεργού πεδίου κλπ. Ένα πολύ δημοφιλές υλικό αυτής της μορφής, που χρησιμοποιήθηκε επί μακρόν σαν ενισχυτής εικόνας είναι το  $\text{CsI:Na}$ . Ένα παρόμοιο υλικό με ευρεία εφαρμογή λόγω της πολύ μικρότερης υγροσκοπικότητας από το  $\text{CsI:Na}$ , είναι το  $\text{CsI:Tl}$  [5,33,123,124]. Όπως και με τις οθόνες κοκκώδους σύστασης, οι σπινθηριστές αυτοί συνδυάζονται με φωτοανιχνευτές ημιαγωγών (CCD, CMOS, a-Si:H) [5,33].

iii) Μονοκρυσταλλικοί σπινθηριστές με χρήση στην απεικόνιση Πυρηνικής Ιατρικής και της υπολογιστικής τομογραφίας των ακτίνων-X. Οι διαστάσεις τους ποικίλουν ανάλογα με την εφαρμογή, π.χ. το  $\text{NaI:Tl}$  στη  $\gamma$  κάμερα, φθάνει μέχρι  $60 \times 40 \text{ cm}^2$  και πάχος 6-12,5 mm και οι σπινθηριστές στο PET έχουν επιφάνεια μέχρι  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  και πάχος 2-3 cm. Ο όρος σπινθηριστές χρησιμοποιείται συνήθως για να χαρακτηρίσει τους σπινθηριστές αυτής της μορφής. Τα είδη και οι ιδιότητες των εν χρήσει σπινθηριστών αυτής της κατηγορίας έχουν αναλυθεί στο προηγούμενο κεφάλαιο της απεικόνισης στην πυρηνική ιατρική. Στην κατηγορία αυτή εντάσσονται και οι κρύσταλλοι που μελετώνται στην εργασία αυτή.

Το  $\text{CsI:Tl}$  σε μονοκρυσταλλική μορφή χρησιμοποιείται επίσης σε τέτοιους ανιχνευτές, όπως σε  $\gamma$  κάμερα για απεικόνιση μικρού μεγέθους οργάνων (καρδιάς, στήθους, θυρεοειδούς κλπ), όπου συνδυάζεται με μικρούς φωτοπολλαπλασιαστές ευαισθησίας

θέσης ή φωτοδιόδους πυριτίου, καθώς και στην υπολογιστική τομογραφία ακτίνων-X [72].

iv) Σπινθηριστές σε κεραμική διαφανή (ή και ημιδιαφανή) μορφή συντιθέμενοι από μικροκρυσταλλικούς κόκκους με μέγεθος από 1-2  $\mu\text{m}$  μέχρι μερικές δεκάδες  $\mu\text{m}$  [5,125]. Αναπτύχθηκαν για τις ανάγκες της υπολογιστικής τομογραφίας των ακτίνων-X, για ταχύτατους ανιχνευτές και σαν μια εναλλακτική απέναντι στους μονοκρυσταλλικούς σπινθηριστές σε θέματα οικονομικού κόστους σε συνδυασμό με την βελτίωση κάποιων χαρακτηριστικών, όπως στην επιτεύξιμη και ομοιογενή συγκέντρωση των προσμίξεων νόθευσης του σπινθηριστή. Η παραγωγή τους επιτυγχάνεται με τη σύνθεση του υλικού σε μορφή σκόνης η οποία με πυροσυσσωμάτωση σε όχι τόσο υψηλές θερμοκρασίες, όσο συνήθως απαιτούνται σε τέτοιες διεργασίες, και μετά από πίεση δίνει ένα συμπαγές υλικό υψηλής πυκνότητας, που δεν διακρίνεται από ένα μονοκρυσταλλικό σπινθηριστή. Επιπλέον, και σε αντίθεση με ορισμένους μονοκρυσταλλικούς σπινθηριστές όπως το  $\text{CdWO}_4$ , που είναι εύθρυπτοι και τοξικοί, μπορεί να υποστούν κατεργασία, να κοπούν και να σχηματοποιηθούν, ανάλογα με τις συγκεκριμένες απαιτήσεις. Η σύγκριση τους πάντως με τους αντίστοιχους σε μονοκρυσταλλική μορφή σπινθηριστές δείχνει ότι, κάποιιοι τουλάχιστον, υστερούν ακόμα σε απόδοση και οι ερευνητικές προσπάθειες για τη βελτίωση τους είναι σε συνεχή εξέλιξη [126,127]. Σπινθηριστές αυτής της μορφής που χρησιμοποιούνται σήμερα βασίζονται κυρίως στο  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$  (GOS):  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Pr,Ce,F}$ ,  $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Pr}$  (εμπορική ονομασία UFC, Ultra-Fast Ceramics), και στο  $\text{YGdO}_3$  (YGO):  $\text{Y}_{1,34}\text{Gd}_{0,60}\text{O}_3:(\text{Eu, Pr})_{0,06}$ . Ο ενεργοποιητής στα δύο πρώτα είναι το Pr ενώ στο τρίτο το Eu. Το Ce και το F στο πρώτο και το Pr (στη θέση του χρησιμοποιείται και το Tb) στο τρίτο προστίθενται για την καταστολή του φαινομένου της μεταφωταύγειας (θα αναλυθεί παρακάτω). Η μεταφωταύγεια στο UFC περιορίζεται μέσω βελτιστοποίησης της διαδικασίας παραγωγής του κεραμικού υλικού. Οι πολυκρυσταλλικοί αυτοί κεραμικοί σπινθηριστές, εκτός των άλλων πλεονεκτημάτων, εκπέμπουν σε μήκος κύματος συμβατό με την ευαισθησία των διόδων πυριτίου [5,9,33,125]. Μια άλλη κατηγορία υλικών σπινθηρισμού που επιτρέπει την παρασκευή τους σε διαφανή κεραμική μορφή είναι οι γρανάτες (garnet). Κάποια από τα υλικά αυτά, που αντιπροσωπεύονται από το χημικό τύπο  $(\text{Gd,Y,Lu})_3(\text{Ga,Sc,Al})_5\text{O}_{12}$ , θεωρείται ότι έχουν την προοπτική να αποτελέσουν τους σπινθηριστές στα μελλοντικά hi-end CT/PET σκάνερ [126].

v) Φώσφοροι αποθήκευσης (φωτοδιεγερόμενα υλικά), που χρησιμοποιούνται με τη μορφή πλακών απεικόνισης στην υπολογιστική ακτινογραφία των ακτίνων-X. Στις πλάκες αυτές, όταν εκτεθούν σε ακτινοβολία X, αντίθετα με ό,τι συμβαίνει στις κλασικές οθόνες απεικόνισης, ένα μέρος των ζευγών ηλεκτρονίων/οπών που δημιουργήθηκαν δεν επανασυνδέεται στα κέντρα φωταύγειας του υλικού με εκπομπή φωτός, αλλά παγιδεύεται σε ανωμαλίες του κρυσταλλικού πλέγματος. Ένα σημαντικό ποσοστό αυτών παγιδεύεται σε μετασταθερές καταστάσεις, όπου παραμένουν εκτός κι αν διεγερθούν με φωτεινή ακτινοβολία ορισμένου μήκους κύματος. Η χωρική κατανομή των παγιδευμένων ηλεκτρικών φορέων στην πλάκα απεικόνισης αποτελεί την λανθάνουσα εικόνα. Οι πλάκες τοποθετούνται σε αδιαφανή κασέτα, όπως και στην κλασική ακτινογραφία με φιλμ. Μετά την έκθεση του ασθενούς στην ακτινοβολία και το σχηματισμό της λανθάνουσας εικόνας, η πλάκα σαρώνεται από μια δέσμη LASER στην περιοχή του κόκκινου, για να εκπέμψει φωτεινή ακτινοβολία που μέσω ενός φωτοπολλαπλασιαστή μετατρέπεται σε ηλεκτρικό σήμα, ψηφιοποιείται και αποθηκεύεται σε ένα αρχείο

υπολογιστή. Η πληροφορία που φέρει η πλάκα μπορεί να “σβηστεί” με την έκθεση της σε λευκό φως ή θερμότητα και να επαναχρησιμοποιηθεί. Τα υλικά που χρησιμοποιούνται συνήθως είναι το BaFBr:Eu<sup>2+</sup> και το CsBr:Eu<sup>2+</sup>. Οι πλάκες έχουν κοκκώδη σύσταση με μέγεθος κόκκων παρόμοιο με αυτό των λεπτών οθονών της κλασικής και ψηφιακής ακτινογραφίας [128].

vi) Οργανικοί σπινθηριστές από διάφορα υλικά και σε διάφορες μορφές έχουν μελετηθεί τα τελευταία χρόνια για χρήση στην ιατρική απεικόνιση και ειδικά στην ακτινογραφία των ακτίνων-X. Μερικά από τα υλικά αυτά εμφανίζουν εξαιρετική απόδοση φωτός και χαμηλό όριο ανίχνευσης ιοντίζουσας ακτινοβολίας, όπως το, σε μορφή εύκαμπτης λεπτής οθόνης από μικροκρυσταλλική (<3μm) σκόνη, (C<sub>38</sub>H<sub>34</sub>P<sub>2</sub>)MnBr<sub>4</sub> με τιμές 80.000 ph/MeV και 72,8 nGy/s αντίστοιχα [129]. Οι οργανικοί σπινθηριστές, σε σχέση με τους ανόργανους, έχουν τα πλεονεκτήματα του μικρού κόστους, της ευκολίας στην επεξεργασία τους και της μηχανικής ευκαμψίας τους. Έχουν όμως και το μειονέκτημα της χαμηλής απορροφητικότητας των ακτίνων-X, λόγω του χαμηλού ατομικού αριθμού των στοιχείων από τα οποία αποτελούνται, το οποίο σημαίνει χαμηλή ευαισθησία ανίχνευσης της ακτινοβολίας X.

#### **2.4.2. Η διαδικασία παραγωγής σπινθηρισμού στους ανόργανους σπινθηριστές**

Η αναζήτηση νέων σπινθηριστών με βελτιωμένα χαρακτηριστικά, η βελτίωση των χαρακτηριστικών των ήδη υπαρχόντων σπινθηριστών για συγκεκριμένες χρήσεις, καθώς και ο υπολογισμός των θεωρητικών ορίων στη βελτίωση κάποιων από τα χαρακτηριστικά τους, απαιτεί τη διερεύνηση, την ανάλυση και κατανόηση των φυσικών διαδικασιών που βρίσκονται πίσω από το φαινόμενο της δημιουργίας του σπινθηρισμού [9,47,130-133].

Οι ανόργανοι σπινθηριστές είναι κυρίως ιοντικοί κρύσταλλοι, αλλά και κρύσταλλοι ομοιοπολικοί ή εν μέρει ομοιοπολικοί. Στους κρυστάλλους αυτούς τα άτομα καταλαμβάνουν ορισμένες θέσεις δημιουργώντας μια στοιχειώδη δομή με ορισμένη γεωμετρική συμμετρία, η οποία επαναλαμβάνομενη σε όλη την έκταση του στερεού σχηματίζει το κρυσταλλικό πλέγμα. Οι κρύσταλλοι ταξινομούνται σε διάφορες κατηγορίες ανάλογα με τη γεωμετρία του κρυσταλλικού τους πλέγματος (απλό κυβικό, απλό τετραγωνικό, ορθορομβικό κλπ) [111].

Οι ενεργειακές στάθμες των ηλεκτρονίων στο κρυσταλλικό πλέγμα λόγω της γειννίας και της αλληλεπίδρασης μεταξύ τους, ιδιαίτερα των πλέον εξωτερικών στιβάδων, συγχωνεύονται και διευρύνονται σε ζώνες που περιέχουν μια συνεχή κατανομή των πρώην διακριτών ενεργειακών σταθμών των μεμονωμένων ατόμων. Στους μονωτές (ιοντικοί κρύσταλλοι) και στους ημιαγωγούς (ομοιοπολικοί κρύσταλλοι), στη θερμοκρασία του απολύτου μηδενός, τα ηλεκτρόνια σθένους συμπληρώνουν τελείως την υψηλότερη κατειλημμένη ενεργειακή ζώνη, που ονομάζεται ζώνη σθένους, ενώ η επόμενη υψηλότερη ενεργειακή ζώνη, που ονομάζεται ζώνη αγωγιμότητας είναι τελείως κενή. Μεταξύ της ζώνης αγωγιμότητας και της ζώνης σθένους δεν υπάρχουν επιτρεπόμενες ενεργειακές στάθμες, και η περιοχή αυτή ονομάζεται ενεργειακό χάσμα ή απαγορευμένη ζώνη (bandgap). Ηλεκτρόνια από τη ζώνη σθένους μπορούν να μεταπηδήσουν στη ζώνη αγωγιμότητας με απορρόφηση ενέργειας. Όταν ένα ηλεκτρόνιο μετακινηθεί από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας δημιουργείται ένα κενό στη



ζώνη σθένους που ονομάζεται οπή. Η οπή συμπεριφέρεται σαν ένα στοιχειώδες θετικό φορτίο και μπορεί να μετακινείται στη ζώνη σθένους [111].

Το ενεργειακό χάσμα που χωρίζει τις δύο ζώνες κυμαίνεται από 4-5 eV και άνω στους μονωτές, και κάτω από τα 2-3 eV στους ημιαγωγούς [112]. Όπως θα αναλυθεί παρακάτω το εύρος του ενεργειακού χάσματος αλλά και η σχέση του με το εύρος της ζώνης σθένους είναι σημαντικά στη διαδικασία παραγωγής του σπινθηρισμού. Επίσης επειδή οι σπινθηριστές πρέπει να είναι διαφανείς στην ακτινοβολία που παράγουν, το ενεργειακό χάσμα πρέπει να είναι αρκετά μεγάλο, ώστε να μην γίνεται επαναπορρόφηση των οπτικών φωτονίων του σπινθηρισμού [134].

Η διαδικασία του σπινθηρισμού στους ανόργανους σπινθηριστές συνήθως αναλύεται σε τρία διαδοχικά στάδια [130,131,133,135,136]:

i) αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με το υλικό, πολλαπλασιασμός, εφησυχασμός (relaxation) και θερμοποίηση (thermalization) των ηλεκτρονίων και των οπών που προέκυψαν,

ii) δημιουργία διεγερμένων καταστάσεων στο κρυσταλλικό πλέγμα και μεταφορά της ενέργειας στα κέντρα φωταύγειας (Luminescent Centers, LC) και

iii) φωταύγεια

Στο πρώτο στάδιο η X ή γ ακτινοβολία αλληλεπιδρά με το υλικό μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, της σκέδασης Compton ή της δίδυμης γένεσης, ανάλογα με την ενέργεια της, όπως έχει περιγραφεί αναλυτικά στο 1ο κεφάλαιο. Το άμεσο αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης είναι η απορρόφηση της ενέργειας από το υλικό με τη διέγερση των ηλεκτρονίων από τις ενεργειακές στάθμες της ζώνης σθένους ή βαθύτερων ενεργειακών ζωνών σε ενεργειακές στάθμες της ζώνης αγωγιμότητας, με αντίστοιχη δημιουργία οπών στις ενεργειακές ζώνες που εγκατέλειψαν τα ηλεκτρόνια. Κάθε μία αλληλεπίδραση δημιουργεί, ανάλογα με την ενέργεια και το είδος της αλληλεπίδρασης, ένα ή περισσότερα ζεύγη διεγερμένων ηλεκτρονίων-οπών [130]. Τα υψηλής ενέργειας διεγερμένα ηλεκτρόνια προκαλούν, μέσω ανελαστικών κρούσεων με τα γειτονικά ηλεκτρόνια των ατόμων, νέα δευτερογενή ζεύγη διεγερμένων ηλεκτρονίων και οπών. Κάποια από αυτά τα δευτερογενή ηλεκτρόνια έχουν αρκετή ενέργεια ώστε και αυτά με τη σειρά τους να προκαλέσουν νέες διεγέρσεις. Αυτή η χιονοστιβάδα διεγέρσεων, που πολλαπλασιάζει τον αρχικό αριθμό των ζευγών διεγερμένων ηλεκτρονίων-οπών, σταματά όταν η διαθέσιμη ενέργεια των ηλεκτρονίων δεν επαρκεί πλέον για περαιτέρω διεγέρσεις. Οι οπές, όπως αναφέρθηκε, μπορεί να βρίσκονται στη ζώνη σθένους ή σε χαμηλότερη ενεργειακή ζώνη. Αυτό γιατί η αλληλεπίδραση μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου δημιουργεί οπές στις εσώτερες στιβάδες των ατόμων, οι οποίες δεν βρίσκονται στη ζώνη σθένους του κρυστάλλου, αλλά σε χαμηλότερες ενεργειακές ζώνες. Ηλεκτρόνια από υψηλότερες στιβάδες καλύπτουν τα κενά, κι έτσι οι οπές μετακινούνται προς τη ζώνη σθένους, με συνέπεια είτε την εκπομπή χαρακτηριστικής X ακτινοβολίας, η οποία επαναπορροφάται, είτε την εκπομπή Auger ηλεκτρονίων που συμμετέχουν στις διεγέρσεις. Τελικά οι οπές χάνουν ενέργεια μέσω του φαινομένου Auger, και οδηγούνται στη ζώνη σθένους, εφόσον δεν υπάρχει χαμηλότερη ενεργειακή ζώνη από τη ζώνη σθένους, η οποία να βρίσκεται πάνω από το ενεργειακό κατώφλι του φαινομένου Auger (αν υπάρχει τέτοια ενεργειακή ζώνη, οι οπές παγιδεύονται σε αυτή) [113]. Μόλις η

ενέργεια των διεγερμένων ηλεκτρονίων βρεθεί κάτω από το κατώφλι της ενέργειας διέγερσης άλλων ηλεκτρονίων μέσω της ανελαστικής σκέδασης, και η ενέργεια των οπών κάτω από το κατώφλι Auger, ο πολλαπλασιασμός των φορέων σταματά, αλλά τα ηλεκτρόνια και οι οπές συνεχίζουν να χάνουν ενέργεια εκπέμποντας διαμήκη οπτικά φωνόνια (διέγερση τρόπων ταλάντωσης του πλέγματος). Η διαδικασία αυτή ονομάζεται θερμοποίηση και στο τέλος της τα ηλεκτρόνια βρίσκονται στο κάτω μέρος της ζώνης αγωγιμότητας, ενώ οι οπές στο πάνω μέρος της ζώνης σθένους, δηλαδή η ενέργεια τους είναι σχεδόν ίση με την ενέργεια  $E_{\text{gap}}$  του ενεργειακού χάσματος. Η χρονική διάρκεια του σταδίου αυτού εκτιμάται ότι είναι της τάξης του 1 psec [113,130]. Υπάρχουν διαφορές ανάμεσα στους ιοντικούς κρυστάλλους και τους ημιαγωγούς, λόγω του διαφορετικού εύρους των ενεργειακών ζωνών και δεν υπάρχει μια ενιαία θεωρία για την περιγραφή αυτής της περίπλοκης διαδικασίας ανάλωσης της απορροφηθείσας ενέργειας. Διάφορα φυσικά μοντέλα έχουν αναπτυχθεί, που ανάλογα με το υλικό, προσεγγίζουν περισσότερο ή λιγότερο τις πειραματικές τιμές κάποιων παραμέτρων που σχετίζονται με το φαινόμενο [130,137,138].

Η περιγραφή του δεύτερου σταδίου γίνεται με βάση το μοντέλο που αναπτύχθηκε για το μηχανισμό του σπινθηρισμού στους κρυστάλλους των αλογονούχων αλκαλίων και των αλογονούχων σπανίων γαιών και ειδικά για τους κρυστάλλους του  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}^{3+}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}^{3+}$ , που αποτελούν και το αντικείμενο αυτής της διατριβής. Το μοντέλο αυτό βασίστηκε σε πειραματικά δεδομένα από τα οπτικά φάσματα εκπομπής και παραμαγνητικού ηλεκτρονικού συντονισμού σε διάφορες θερμοκρασίες και περιεκτικότητες σε Ce, και σε μετρήσεις της απόδοσης φωτός και των χρόνων απόσβεσης [20,24,28,45,134,139,1440].

Η μεταφορά της ενέργειας από τα ηλεκτρόνια και τις οπές στα κέντρα εκπομπής θεωρείται ότι γίνεται με τους εξής τρόπους:

I) Μεταφορά της ενέργειας με άμεση σύλληψη ενός ηλεκτρονίου και μιας οπής από ένα LC.

II) Μεταφορά της ενέργειας με διάχυση ηλεκτρονίων και οπών σε ένα LC.

III) Μεταφορά της ενέργειας σε ένα αυτοπαγιδευμένο εξιτόνιο (Self-Trapped Exciton, STE) και εκπομπή φωτός.

IV) Μεταφορά της ενέργειας με διάχυση ενός STE σε ένα LC.

Στο στάδιο αυτό παίζει σημαντικό ρόλο η παρουσία και δημιουργία μέσω και της ιοντίζουσας ακτινοβολίας ατελειών ή ανωμαλιών (defects) στο κρυσταλλικό πλέγμα. Η αποτελεσματικότητα ενός σπινθηριστή έχει ισχυρή εξάρτηση από την ποιότητα της δομής του κρυσταλλικού πλέγματος. Η παρουσία ατελειών στο κρυσταλλικό πλέγμα επηρεάζει όλα τα στάδια της διαδικασίας σπινθηρισμού, ακόμα και τη μεταφορά του παραγόμενου φωτός στον φωτοανιχνευτή.

Σε ιοντικούς κρυστάλλους, όπως π.χ. στα αλογονούχα αλκάλια, σε ορισμένες θέσεις του κρυσταλλικού πλέγματος μπορεί να υπάρχουν κενά λόγω έλλειψης του αντίστοιχου ιόντος που θα έπρεπε να βρίσκεται στις θέσεις αυτές. Τα κενά αυτά δημιουργούνται κατά τη φάση ανάπτυξης του κρυστάλλου και η συγκέντρωσή τους εξαρτάται από την χρησιμοποιούμενη μέθοδο. Μια τυπική τιμή συγκέντρωσης τέτοιων κενών ενός

κρυστάλλου σε θερμοκρασία δωματίου είναι περίπου  $10^{12}/\text{cm}^{-3}$  όταν η συγκέντρωση των ατόμων (ιόντων) είναι περίπου  $10^{23}/\text{cm}^{-3}$  [141]. Σε ένα τέτοιο κενό ενός ελλείποντος ανιόντος (F, Cl, Br, I), μπορεί να δεσμευτεί ένα ηλεκτρόνιο της ζώνης αγωγιμότητας οπότε ένα χρωματικό κέντρο F δημιουργείται (ονομάζεται έτσι λόγω του ότι απορροφά σε ορισμένο χρώμα του οπτικού φάσματος) [112,134].

Οι οπές που δημιουργούνται από την επίδραση της ιοντίζουσας ακτινοβολίας μπορούν να κινούνται στη ζώνη σθένους και μπορούν επίσης να παγιδευτούν σε κάποιο σημείο του πλέγματος. Έτσι μια οπή μπορεί να παγιδευτεί από ένα ιόν αλογόνου  $X^-$  και μαζί με ένα διπλανό ιόν αλογόνου σχηματίζει ένα  $X_2^-$  μοριακό σύμπλοκο που ονομάζεται  $V_k$  κέντρο. Εκτός από τα κενά στο κρυσταλλικό πλέγμα μπορεί να συμβεί επίσης μετατόπιση ενός ιόντος σε ενδιάμεση θέση του πλέγματος. Όταν μια οπή παγιδεύεται από ένα τέτοιο ενδιάμεσο ιόν αλογόνου και μαζί με ένα γειτονικό  $X^-$  ιόν σχηματίζει ένα  $X_2^-$  στη θέση ενός κανονικά αρνητικού ιόντος, η ανωμαλία αυτή ονομάζεται H κέντρο. Ένα ξένο χημικό συστατικό όπως π.χ. το ιόν  $O^{2-}$  μπορεί επίσης να αποτελέσει παγίδα για μια οπή [112,134].

Τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας και οι οπές μπορούν να κινούνται ανεξάρτητα μεταξύ τους, μπορούν όμως και να δημιουργούνται συζευγμένα ζεύγη ηλεκτρονίου-οπής αποτελώντας ένα είδος ουδέτερου σωματιδίου που ονομάζεται εξιτόνιο (exciton). Η ενέργεια ενός εξιτονίου, λόγω της αμοιβαίας δέσμευσης, είναι λίγο μικρότερη από το άθροισμα των ενεργειών ηλεκτρονίου και οπής, δηλαδή ελαφρώς μικρότερη της  $E_{\text{gap}}$ , και επομένως βρίσκεται λίγο χαμηλότερα από το κάτω όριο της ζώνης αγωγιμότητας. Όπως και οι οπές ένα εξιτόνιο μπορεί να αυτοπαγιδευτεί στο κρυσταλλικό πλέγμα και τότε ονομάζεται αυτοπαγιδευμένο εξιτόνιο (self-trapped exciton, STE). Βασικά διακρίνονται δύο τέτοια είδη αυτοπαγιδευμένων εξιτονίων [112,134]:

i) ένα επικεντρωμένο STE (on-centre STE), που αποτελείται από ένα  $V_k$  κέντρο με το ηλεκτρόνιο να περιστρέφεται γύρω από αυτό ( $V_k + e^-$ ) και

ii) ένα μη επικεντρωμένο STE (off-centre STE), που αποτελείται από ένα ζεύγος γειτονικών F-H κέντρων, δηλαδή το ηλεκτρόνιο είναι τώρα εντοπισμένο στο γειτονικό του H κέντρου κενό του ελλείποντος ανιόντος.

Η ενέργεια του διεγερμένου ηλεκτρονίου στο μη επικεντρωμένο STE είναι χαμηλότερη από την ενέργεια του στο επικεντρωμένο STE. Μπορεί να θεωρηθεί λοιπόν ότι το ηλεκτρόνιο στο επικεντρωμένο STE εξωθεί το  $V_k$  κέντρο στη θέση του ενός από τα δύο ανιόντα του  $V_k$  κέντρου, το οποίο έτσι μετασχηματίζεται σε H κέντρο, ενώ το ηλεκτρόνιο καταλαμβάνει τη θέση του άλλου ανιόντος, κι έτσι προκύπτει ένα F κέντρο, και τελικά ένα ζεύγος F-H [112,134].

Όταν το ηλεκτρόνιο και η οπή ενός STE επανασυνδεθούν, εκπέμπεται φως και ταυτόχρονα το εξιτόνιο εξαφανίζεται και το κρυσταλλικό πλέγμα επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση. Στην περίπτωση αυτή δεν προϋπάρχει κάποιο LC, αλλά το αυτοπαγιδευμένο εξιτόνιο λειτουργεί και σαν LC και επομένως μπορεί να θεωρηθεί σαν ένα LC που δημιουργήθηκε από την ίδια την ιοντίζουσα ακτινοβολία [134]. Ένα STE μπορεί να αποδιεγερθεί με απλή-απλή επιτρεπόμενη από το σπιν μετάβαση διπόλου, οπότε ο χρόνος απόσβεσης είναι μικρότερος από 10 ns. Αυτό συμβαίνει συνήθως σε θερμοκρασίες μικρότερες των  $100^0$  K, ενώ σε θερμοκρασίες δωματίου η αποδιέγερση

συμβαίνει με απλή-τριπλή απαγορευμένη από το σπιν μετάβαση, οπότε ο χρόνος απόσβεσης είναι περίπου μεταξύ 1  $\mu$ s και 1 ms. Ο σπινθηρισμός των 600 ns του BaF<sub>3</sub> αποδίδεται σε αυτή τη μετάβαση [134]. Ο μηχανισμός αυτός σπινθηρισμού αναφέρθηκε παραπάνω με την αρίθμηση III.

Σύμφωνα με το μηχανισμό I, ένα ηλεκτρόνιο της ζώνης αγωγιμότητας και μια οπή της ζώνης σθένους που δημιουργήθηκαν δίπλα σε ένα LC, μπορούν να δεσμευτούν σε αυτό σε χρόνο μικρότερο από 1 ns. Το LC διεγείρεται και αν δεν παρεμβαίνουν άλλες διαδικασίες μη ακτινοβόλων μεταβάσεων, η αποδιέγερση είναι αμιγώς εκθετική. Ο χρόνος απόσβεσης και το φάσμα εκπομπής είναι χαρακτηριστικά της μετάβασης αποδιέγερσης του LC. Γενικά, η πιθανότητα της άμεσης δέσμευσης αυξάνεται με την αύξηση της συγκέντρωσης του LC, καθώς αυξάνεται η πιθανότητα ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο και μια οπή να βρεθούν δίπλα σε ένα LC. Ωστόσο, είναι δυνατόν η αύξηση της συγκέντρωσης πάνω από μια τιμή για κάποιους λόγους, να οδηγεί σε μείωση της απόδοσης του σπινθηριστή, όπως με το Tl στο NaI:Tl<sup>+</sup> (απόσβεση λόγω συγκέντρωσης) [134].

Στο μηχανισμό II, μια οπή αντί να δεσμευτεί από ένα LC, μπορεί να παγιδευτεί στο κρυσταλλικό πλέγμα και να δημιουργήσει ένα V<sub>k</sub> κέντρο σε μερικά ps. Σε μια ορισμένη θερμοκρασία το V<sub>k</sub> κέντρο αποκτά κινητικότητα μετακινούμενο πηδώντας από θέση σε θέση. Παρόμοια, ένα ηλεκτρόνιο της ζώνης αγωγιμότητας μπορεί να παγιδευτεί σε μια ρηχή ενεργειακά παγίδα (κοντά στη ζώνη αγωγιμότητας), από την οποία να απελευθερωθεί λόγω θερμικής διέγερσης. Η πιθανότητα να συμβεί μια τέτοια διαδικασία διάχυσης των δύο φορέων σε θερμοκρασία T είναι ανάλογη του e<sup>-E/kT</sup>, όπου E είναι η απαιτούμενη ενέργεια διέγερσης της διαδικασίας, και k η σταθερά Boltzmann. Η ενέργεια E είναι της τάξης μερικών δεκάτων του eV. Όταν μια οπή (V<sub>k</sub> κέντρο) και ένα ηλεκτρόνιο, μέσω αυτής της διαδικασίας συναντήσουν ένα LC, και ανασυνδυαστούν μπορεί να προκαλέσουν τη διέγερση του και την εκπομπή φωτός [134].

Η διάχυση είναι επίσης δυνατή και για ένα STE, μετά από θερμική διέγερση. Και μάλιστα η διάχυση ενός STE είναι ταχύτερη από τη διάχυση ενός V<sub>k</sub> κέντρου, γιατί η ενέργεια διέγερσης της πρώτης είναι μικρότερη από την ενέργεια διέγερσης της δεύτερης, πιθανά λόγω της ηλεκτρικής ουδετερότητας του STE σε σχέση με το θετικά φορτισμένο V<sub>k</sub>. Όταν ένα STE φθάσει σε ένα LC, προκαλεί τη διέγερση του και την εκπομπή φωτός και συνιστά το μηχανισμό IV [134].

Στο LaCl<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup> και στο LaBr<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup> ο μηχανισμός σπινθηρισμού είναι μια μίξη των μηχανισμών κυρίως του I και IV, σε ποσοστό που εξαρτάται από τη συγκέντρωση του Ce και τη θερμοκρασία. Ο μηχανισμός I θεωρείται υπεύθυνος για τη γρήγορη, γύρω στα 20 ns, συνιστώσα του σπινθηρισμού και στους δύο κρυστάλλους, αλλά στο LaCl<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup> και για χαμηλές συγκεντρώσεις Ce, η συμμετοχή του εκτιμάται πολύ μικρή, περίπου στο 10% [105], και δεν ξεπερνάει το 65% για υψηλότερες συγκεντρώσεις [28]. Αντίθετα στο LaBr<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup> η συμμετοχή του ξεπερνάει το 90% της ολικής απόδοσης φωτός ακόμα και στις χαμηλές συγκεντρώσεις Ce [20]. Ο μηχανισμός IV αντιπροσωπεύει την αργή συνιστώσα του σπινθηρισμού, της τάξης των  $\mu$ s, και για τον χλωριούχο κρύσταλλο θεωρείται ότι αποτελεί τον επικρατέστερο μηχανισμό ακόμα και σε θερμοκρασία δωματίου [24,28,139]. Για τον βρωμιούχο κρύσταλλο ο μηχανισμός αυτός είναι σημαντικός για χαμηλές συγκεντρώσεις Ce και χαμηλή θερμοκρασία, φαίνεται όμως ότι

η ταχύτητα διάχυσης των STE είναι πολύ μεγαλύτερη από την ταχύτητα στο  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}^{3+}$ , και για θερμοκρασία πάνω από 200 K η αργή συνιστώσα σπινθηρισμού εξαφανίζεται [20,45,140]. Ο μηχανισμός II είχε αρχικά θεωρηθεί ότι ήταν η αιτία μιας σχετικά αργής συνιστώσας σπινθηρισμού στο  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}^{3+}$  με μη εκθετική απόσβεσης της έντασης σπινθηρισμού [24,28], αλλά με βάση μεταγενέστερες μετρήσεις αποδόθηκε και αυτό στο μηχανισμό IV [139].

Στο τελευταίο στάδιο της διαδικασίας σπινθηρισμού μόλις η ενέργεια μεταφερθεί σε ένα LC, αυτό θα εκπέμπει ένα οπτικό φωτόνιο με μια ορισμένη πιθανότητα. Η πιθανότητα αυτή εξαρτάται από την ηλεκτρονιακή δομή του ιόντος που φωτοβολεί, του κρυσταλλικού πλέγματος και της αμοιβαίας τους αλληλεπίδρασης όπως θα αναλυθεί παρακάτω. Τα LC αποτελούν ένα βασικό στοιχείο του σπινθηριστή και μπορεί να είναι είτε εξωγενή, είτε ενδογενή, είτε να δημιουργούνται από την αλληλεπίδραση της ιοντίζουσας ακτινοβολίας με τον κρύσταλλο, όπως αναφέρθηκε παραπάνω [112,113,134].

Τα εξωγενή LC είναι ξένες προσμίξεις που προστίθενται σκόπιμα στον κρύσταλλο κατά τη φάση ανάπτυξης του και ονομάζονται ενεργοποιητές. Συνήθως είναι ιόντα, με σημαντικότερα τα  $\text{Ce}^{3+}$ ,  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Eu}^{2+}$ ,  $\text{Tl}^+$  [47], στα οποία υπάρχει η δυνατότητα αποτελεσματικής μετάβασης από μια διεγερμένη κατάσταση στη θεμελιώδη κατάσταση με εκπομπή φωτός. Το  $\text{Ce}^{3+}$  όπως και όλα τα παραπάνω ιόντα εκτός από το  $\text{Tl}^+$ , ανήκει στις λανθανίδες και χρησιμοποιείται σαν ενεργοποιητής σε πολλούς σπινθηριστές. Έχει την ηλεκτρονιακή δομή του Xe με ένα επιπλέον ηλεκτρόνιο στην 4f στιβάδα ( $4f^1$ ), που αποτελεί τη θεμελιώδη κατάσταση. Στην πρώτη διεγερμένη κατάσταση το ηλεκτρόνιο αυτό ανέρχεται στη 5d στιβάδα ( $4f^0 5d^1$ ). Η  $4f^0 5d^1$  διεγερμένη κατάσταση μεταπίπτει στη θεμελιώδη με μια επιτρεπόμενη μετάβαση διπλού σε μερικές δεκάδες ns, και επομένως είναι αρκετά γρήγορη [47,134]. Η μετάβαση αυτή  $5d \rightarrow 4f$  είναι υπεύθυνη για την εκπομπή φωτός συνήθως στην περιοχή του υπεριώδους και του μπλε, αλλά ανάλογα με το κρυσταλλικό πλέγμα μπορεί να εκπέμπει και στην περιοχή του πράσινου και του κόκκινου ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) ή μόνο του κόκκινου ( $\text{CaS}$ ) [112]. Το κρυσταλλικό πλέγμα, όπως αναφέρθηκε και στην αρχή, επηρεάζει τις ενεργειακές στάθμες των μεμονωμένων ατόμων (ιόντων) που είναι πολύ καλά εντοπισμένες διευρύνοντας τις και μεταβάλλοντας τις αποστάσεις τους. Έτσι, η μέση διαφορά ενέργειας μεταξύ 5d-4f του  $\text{Ce}^{3+}$  γίνεται μικρότερη όταν βρίσκεται μέσα στο πλέγμα υποδοχής. Επιπλέον το ηλεκτρικό πεδίο του κρυστάλλου μπορεί να διασπά μια ενιαία ενεργειακή στάθμη σε περισσότερες. Η 4f στάθμη προστατεύεται κάπως από τα  $5s^2 5p^6$  τροχιακά, κι έτσι διασπάται λόγω σύζευξης σπιν-τροχιάς σε δύο υποστάθμες  $^2F_{5/2}$  (η χαμηλότερη) και  $^2F_{7/2}$ . Η 5d στάθμη όμως υφίσταται ισχυρή επίδραση από το πεδίο του κρυστάλλου, και ανάλογα με τη συμμετρία του κρυστάλλου, διασπάται σε δύο έως πέντε υποστάθμες [34,134]. Στο  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}^{3+}$  (0,57%), η 5d στάθμη διασπάται σε πέντε υποστάθμες και η διέγερση γίνεται με μεταβάσεις και από τις δύο υποστάθμες 4f και στις πέντε υποστάθμες 5d (4,41-5,10 eV), ενώ η αποδιέγερση με τη μετάβαση από τη χαμηλότερη 5d στις δύο 4f (3,46 και 3,68 eV, με  $\lambda_c$ : 358 και 337 nm αντίστοιχα), με μετατόπιση Stokes 0,73eV [24,134]. Η αποδιέγερση  $5d \rightarrow 4^2F_{5/2}$  και  $5d \rightarrow 4^2F_{7/2}$  είναι υπεύθυνη και για τη διπλή κορυφή εκπομπής του  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}^{3+}$  στα 360 και 380 nm αντίστοιχα [41,113].

Εκτός από την ύπαρξη των κατάλληλων ενεργειακών σταθμών του ενεργοποιητή, αυτές οι ενεργειακές στάθμες, που εμπλέκονται στις ακτινοβόλες μεταβάσεις, πρέπει να

βρίσκονται μέσα στην απαγορευμένη ζώνη, ώστε να αποφεύγεται η επαναπορρόφηση των εκπεμπόμενων φωτονίων, τουλάχιστον όταν το κρυσταλλικό πλέγμα δεν έχει ελαττώματα ή ανεπιθύμητες προσμείξεις με ενεργειακές στάθμες επίσης μέσα στην απαγορευμένη ζώνη [113].

Μια ακόμα προϋπόθεση είναι ότι οι αποστάσεις της διεγερμένης και της θεμελιώδους κατάστασης του ενεργοποιητή από το κάτω όριο της ζώνης αγωγιμότητας και το πάνω όριο της ζώνης σθένους αντίστοιχα, θα πρέπει να είναι οι κατάλληλες, για να δρα αποτελεσματικά ο ενεργοποιητής. Για παράδειγμα στους σπινθηριστές με  $Ce^{3+}$  σαν συστατικό ή ενεργοποιητή, μια οπή πιθανότατα δεσμεύεται πρώτα από το  $Ce^{3+}$ . Η πιθανότητα δέσμευσης της οπής από τη ζώνη σθένους στην 4f στάθμη έχει ισχυρή εξάρτηση από τη θέση της 4f στάθμης στην απαγορευμένη ζώνη. Στα οξείδια και αλογονίδια με ενεργοποιητή  $Ce^{3+}$ , η Ce 4f στάθμη βρίσκεται χαμηλά στην απαγορευμένη ζώνη και κοντά στο άνω όριο της ζώνης σθένους, με αποτέλεσμα πολύ αποδοτικούς σπινθηριστές όπως LSO, LuAP, LaCl<sub>3</sub> κλπ. [113,142]. Αντίθετα, φθοριούχοι κρύσταλλοι με ενεργοποιητή  $Ce^{3+}$  έχουν μικρή απόδοση, γιατί η Ce 4f στάθμη βρίσκεται περίπου 3-4 eV πάνω από τη ζώνη σθένους και η πιθανότητα δέσμευσης οπής σε αυτή είναι μικρή [113]. Από την άλλη πλευρά, αν η χαμηλή στάθμη του ενεργοποιητή βρίσκεται πολύ κοντά ή μέσα στη ζώνη σθένους είναι προφανές ότι μια οπή έχει πολύ μικρή πιθανότητα να δεσμευτεί στη στάθμη αυτή λόγω της κινητικότητας της στη ζώνη σθένους και επομένως η απόδοση του σπινθηριστή θα είναι μικρή [113]. Όσον αφορά στην απόσταση  $\Delta E$  της διεγερμένης στάθμης του ενεργοποιητή από το κάτω όριο της ζώνης αγωγιμότητας, αν αυτή είναι αρκετά μικρή ή πολύ περισσότερο αρνητική (η διεγερμένη στάθμη βρίσκεται μέσα στη ζώνη αγωγιμότητας), υπάρχει μικρή πιθανότητα ένα ηλεκτρόνιο να δεσμευτεί στη διεγερμένη στάθμη αρκετό χρόνο ώστε να συμβεί η αποδιέγερση με εκπομπή οπτικού φωτονίου. Με την αύξηση της θερμοκρασίας η πιθανότητα αυτή σχεδόν μηδενίζεται (θερμική απόσβεση) [112,113]. Στη θερμική διέγερση του 5d ηλεκτρονίου στη ζώνη αγωγιμότητας αποδίδεται η θερμική απόσβεση για τους κρυστάλλους των αλογονούχων σπανίων γαιών με ενεργοποιητή το  $Eu^{2+}$  ή το  $Ce^{3+}$  [143]. Για παράδειγμα ο κρύσταλλος  $LaI_3:Ce^{3+}$ , με απόσταση της ζώνης αγωγιμότητας και της στάθμης 5d Ce στα 0,1 eV, παρουσιάζει πενιχρή απόδοση σε θερμοκρασία δωματίου, αλλά είναι καλός σπινθηριστής για θερμοκρασίες κάτω από 100° K [113]. Επίσης, η απόσταση της 5d στάθμης του  $Ce^{3+}$  από τη ζώνη αγωγιμότητας στον κρύσταλλο LSO εκτιμήθηκε στα λίγα δέκατα του eV. Αν ο κρύσταλλος χρησιμοποιείται σε θερμοκρασία δωματίου, χρειάζεται προσεκτικός έλεγχος της θερμοκρασίας, γιατί μια μικρή αύξηση της θερμοκρασίας μπορεί να μειώσει σημαντικά την απόδοση φωτός [113]. Αν όμως ισχύει  $\Delta E \gg kT$  ή  $\tau_d \gg \tau_r$ , όπου  $\tau_d = (1/S) e^{-\Delta E/kT}$  ο χρόνος παραμονής του ηλεκτρονίου στη διεγερμένη στάθμη μέχρι τη μετάβαση του στη ζώνη αγωγιμότητας, S ένας παράγοντας συχνότητας, k η σταθερά Boltzman, T η θερμοκρασία και  $\tau_r$  ο χρόνος αποδιέγερσης με εκπομπή ακτινοβολίας, η απόδοση φωτός δεν έχει ισχυρή εξάρτηση από τη θερμοκρασία [113]. Η σταθερότητα έναντι της θερμοκρασίας της εκπομπής του  $Ce^{3+}$  στο  $LaBr_3:Ce$  (17±2 ns), αποδίδεται στη μεγάλη διαφορά ενέργειας μεταξύ της στάθμης 5d Ce και της ζώνης αγωγιμότητας [140].

Τα ενδογενή LC αποτελούν συστατικό της χημικής ένωσης του κρυστάλλου όπως το  $Bi^{3+}$  στο  $Bi_3Ge_4O_{12}$  (BGO) και στο  $Bi_3Si_4O_{12}$ , το  $Ce^{3+}$  στο  $CeF_3$ , ο  $Pb^{2+}$  στο  $PbWO_4$  κλπ.

Και τα ενδογενή LC γενικά πρέπει να έχουν τα χαρακτηριστικά που αναφέρθηκαν και για τα εξωγενή.

Μια ιδιαίτερη κατηγορία σπινθηριστών, όσον αφορά στην αποδιέγερση που οδηγεί στην εκπομπή φωτός, αποτελούν τα υλικά που εκδηλώνουν την ονομαζόμενη διασταυρούμενη φωταύγεια (cross-luminescence) ή φωταύγεια εσωτερικής στιβάδας-στιβάδας σθένους (core-valence luminescence, CVL). Στους κρυστάλλους αυτούς, που είναι κάποια αλογονίδια, κυρίως φθορίδια, η διαφορά ενέργειας μεταξύ του άνω ορίου της στιβάδας σθένους και της αμέσως εσωτερικότερης στιβάδας είναι μικρότερη από το ενεργειακό χάσμα  $E_{gap}$  της απαγορευμένης ζώνης. Επομένως, η αποδιέγερση των οπών της στιβάδας αυτής με εκπομπή Auger ηλεκτρονίων είναι απαγορευμένη λόγω της αρχής διατήρησης της ενέργειας. Η αποδιέγερση τους είναι δυνατή μόνο με εκπομπή ακτινοβολίας, αφού ενωθούν με ένα ηλεκτρόνιο από τη στιβάδα σθένους [112,113]. Για παράδειγμα στο  $BaF_2$ , ένα ηλεκτρόνιο της στιβάδας  $2p$  του  $F^-$  (στιβάδα σθένους), συμπληρώνει την οπή στην  $5p$  στιβάδα του  $Ba^{2+}$  (εσωτερική στιβάδα αμέσως μετά τη στιβάδα σθένους), με εκπομπή στα 220 nm, που αντιστοιχούν στα 5,7 eV που χωρίζουν τις δύο στιβάδες ( $E_{gap} \sim 10$  eV) [112]. Οι σπινθηριστές αυτοί έχουν πολύ μικρό χρόνο απόκρισης ( $\sim 1$ ns), αλλά χαμηλή απόδοση φωτός [34].

#### 2.4.3. Η απόδοση φωτός

Η απόδοση ενός σπινθηριστή καθορίζεται από τον αριθμό των οπτικών φωτονίων  $N_{ph}$  που δημιουργούνται κατά την αλληλεπίδραση ενός φωτονίου  $X$  ή  $\gamma$  ακτινοβολίας, ή ενός σωματιδίου άλλης ιοντίζουσας ακτινοβολίας, ενέργειας  $E_\gamma$ , ο οποίος, με βάση το φαινομενολογικό μοντέλο, δίνεται από την προφανή σχέση [33,47,130,131,133,135,136]:

$$N_{ph} = N_{eh}SQ = \left(\frac{E_\gamma}{E_{eh}}\right)SQ \quad (27)$$

όπου  $N_{eh}$  είναι ο αριθμός των ζευγών ηλεκτρονίων-οπών,  $E_{eh}$  η μέση ενέργεια που απαιτείται για τη δημιουργία ενός θερμοποιημένου ζεύγους ηλεκτρονίων-οπών,  $S$  η απόδοση στη μεταφορά της ενέργειας των ζευγών ηλεκτρονίων-οπών στα κέντρα φωταύγειας και  $Q$  η κβαντική απόδοση της τελικής διαδικασίας εκπομπής φωτός. Η μέση ενέργεια  $E_{eh}$  προφανώς εξαρτάται από το ενεργειακό χάσμα  $E_{gap}$  μεταξύ ζώνης αγωγιμότητας και ζώνης σθένους, αλλά και από την απώλεια ενέργειας κατά τη διαδικασία της θερμοποίησης. Αυτό μπορεί να εκφραστεί από τη σχέση:

$$E_{eh} = \beta E_{gap} \quad (28)$$

όπου  $\beta$  είναι ένας αριθμητικός συντελεστής που συσχετίζεται με τη μέση απώλεια ενέργειας ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-οπής κατά τη διάρκεια της θερμοποίησης. Για ομοιοπολικούς κρυστάλλους, όπως οι ημιαγωγοί με μεγάλο εύρος  $\Delta E_v$  της ζώνης σθένους και μικρό  $E_{gap}$ ,  $\beta \sim 3$ . Για ιοντικούς κρυστάλλους με  $\Delta E_v \ll E_{gap}$  και μεγάλο  $E_{gap}$ ,  $\beta \sim 2$ . Η διαφορά αυτή έχει μια φυσική εξήγηση, καθώς στους ημιαγωγούς οι απώλειες ενέργειας συμβαίνουν κατά τη θερμοποίηση ηλεκτρονίων και οπών, ενώ στους ιοντικούς κρυστάλλους, η θερμοποίηση αφορά περισσότερο τα ηλεκτρόνια, λόγω του μικρού εύρους της ζώνης σθένους [130]. Κρυστάλλοι με εν μέρει ιοντικούς και ομοιοπολικούς δεσμούς με  $\Delta E_v < E_{gap}$  έχουν  $\beta$  λίγο μεγαλύτερο του 2 [133]. Στην πράξη συνήθως λαμβάνεται  $\beta \sim 2,5$  [131,132]. Η σχέση (27) λόγω της (28) γράφεται:

$$N_{ph} = \left( \frac{E_{\gamma}}{\beta E_{gap}} \right) SQ \quad (29)$$

και διαιρώντας με  $E_{\gamma}$  προκύπτει μια βασική παράμετρος απόδοσης του σπινθηριστή, η απόδοση φωτός (Light Yield):

$$LY = \frac{N_{ph}}{E_{\gamma}} = \left( \frac{10^6}{\beta E_{gap}} \right) SQ \quad (30)$$

όπου η απόδοση φωτός εκφράζεται σε φωτόνια (Ph)/MeV και η  $E_{gap}$  σε eV.

Στην παραπάνω σχέση αντικατοπτρίζονται, μέσω των  $\beta$ ,  $S$ ,  $Q$ , τα τρία διαδοχικά στάδια (μετατροπή, μεταφορά ενέργειας και φωταύγεια), που ορίστηκαν συμβατικά, για τη διαδικασία σπινθηρισμού.

Για μεγάλη απόδοση φωτός, με βάση τη σχέση (30), απαιτούνται χαμηλές τιμές για  $\beta$  και  $E_{gap}$ . Επομένως, το  $E_{gap}$  πρέπει να είναι αρκετά μεγάλο, ώστε να μη γίνεται επαναπορρόφηση των εκπεμπόμενων οπτικών φωτονίων, και από την άλλη μεριά όσο το δυνατόν μικρότερο, ώστε να προκύπτει μεγάλο LY, με αποτέλεσμα καλή χρονική, χωρική και ενεργειακή διακριτική ικανότητα του σπινθηριστή [33,47,130,134].

Σε ένα ιδανικό σπινθηριστή,  $Q=1$  και  $S=1$ . Στην πραγματικότητα, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, στο κρυσταλλικό πλέγμα δημιουργούνται ρηχές ή βαθύτερες παγίδες ηλεκτρονίων και οπών, που μπορούν να συμβάλλουν στη μεταφορά της ενέργειας ή να οδηγούν σε μη ακτινοβόλους ανασυνδυασμούς και επομένως  $S \neq 1$ . Το στάδιο μεταφοράς της ενέργειας στο LC είναι το λιγότερο προβλέψιμο για ένα σπινθηριστή και είναι δύσκολο να γίνει μια εκτίμηση της τιμής που μπορεί να πάρει το  $S$  [133,134].

Το  $Q$  μπορεί να μετρηθεί με απευθείας φωτοδιέγερση του ενεργοποιητή. Για πολλούς ενεργοποιητές ( $Tl^+$ ,  $Ce^{3+}$ ,  $Eu^{2+}$  κλπ) είναι κοντά στο 1 όταν δεν υπάρχει απόσβεση [133].

Για  $Q=1$  και  $S=1$ , που σημαίνει ότι δεν υπάρχει καθόλου απόσβεση και όλα τα ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών δημιουργούν οπτικά φωτόνια, η σχέση (30) μας δίνει το θεωρητικό όριο της απόδοσης φωτός. Ο υπολογισμός του θεωρητικού ορίου, μπορεί να γίνει με βάση το μέγιστο μήκος κύματος εκπομπής του LC και επομένως την ελάχιστη ενέργεια εκπομπής. Αν ληφθεί υπόψη η μετατόπιση Stokes και ότι δεν πρέπει να επιτρέπεται θερμική διέγερση των ηλεκτρονίων της διεγερμένης κατάστασης του LC προς τη ζώνη αγωγιμότητας, οπότε η  $E_{gap}$  πρέπει να είναι τουλάχιστον 0,5 eV μεγαλύτερη από την ενέργεια εκπομπής, μπορούν να υπολογιστούν τα θεωρητικά όρια του LY για διάφορες τιμές του  $\beta$  [9,133]. Έτσι για μήκος κύματος εκπομπής στα 500 nm (περιοχή του μπλε-πράσινου), δηλαδή ενέργεια εκπομπής περίπου 2,5 eV, κρύσταλλο με  $E_{gap}=2,5+0,5=3$  eV, και  $\beta=2,5$  προκύπτει ένα θεωρητικό  $LY=133.000$  Ph/MeV. Για  $\beta=1,7$  το LY προσεγγίζει τις 200.000 Ph/MeV. Με ενεργοποιητή το  $Ce^{3+}$  και κρυστάλλους με  $E_{gap}<4$  eV, θα μπορούσε να επιτευχθεί LY πάνω από 100.000 Ph/MeV [47]. Οι τιμές  $75.000 \pm 7.000$  Ph/MeV για το  $LaBr_3: 5\% Ce^{3+}$  ( $E_{gap}=5,6$  eV,  $\beta=2,5$ ) και  $54.000 \pm 5.000$  Ph/MeV για το  $LaCl_3: 10\% Ce^{3+}$  ( $E_{gap}=7$  eV,  $\beta=2,5$ ), θεωρείται ότι είναι πολύ κοντά στα θεωρητικά όρια των σπινθηριστών αυτών, και αυτό δείχνει ότι η απόδοση της μεταφοράς ενέργειας προς το  $Ce^{3+}$  και η κβαντική απόδοση της 5d-4f εκπομπής είναι πολύ κοντά στο 100% [47].



#### 2.4.4. Χρόνος Απόσβεσης

Η ταχύτητα απόκρισης του σπινθηριστή είναι πολύ σημαντικό χαρακτηριστικό, όταν απαιτούνται υψηλοί ρυθμοί ανίχνευσης, όπως στην απεικόνιση της Πυρηνικής Ιατρικής. Η ταχύτητα εξαρτάται:

i) από την ταχύτητα μεταφοράς της ενέργειας από τα ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών προς τα LC και

ii) από το ρυθμό ελάττωσης των διεγερμένων LC.

Στην απλούστερη περίπτωση που τα LC δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους ούτε με παγίδες του κρυσταλλικού πλέγματος, ο ρυθμός μείωσης είναι αμιγώς εκθετικός [112]:

$$\frac{dN_e}{dt} = -N_e P_{eg} \quad (31)$$

όπου  $N_e$  ο αριθμός των διεγερμένων LC αμέσως μετά τον παλμό διέγερσης ( $t=0$ ) και  $P_{eg}$  η πιθανότητα μετάβασης της διεγερμένης κατάστασης στη θεμελιώδη με εκπομπή φωτός. Ολοκληρώνοντας η σχέση (31) δίνει:

$$N_e(t) = N_e(0)e^{-(P_{eg})t} \quad (32)$$

που μπορεί να γραφεί:

$$N_e(t) = N_e(0)e^{-t/\tau_{sc}} \quad (33)$$

όπου  $\tau_{sc} = (P_{eg})^{-1}$  είναι μια χρονική σταθερά, που ονομάζεται χρόνος απόσβεσης (decay time), και είναι ο χρόνος μετά την παρέλευση του οποίου ο αριθμός των διεγερμένων LC έχει μειωθεί στο  $1/e$  (37%) [112,141].

Αν θεωρηθεί ότι η μεταφορά της ενέργειας από τα ηλεκτρόνια-οπές προς τα LC γίνεται σε πολύ μικρό χρόνο, π.χ. 1 ns, τότε το θεωρητικό όριο για το χρόνο απόσβεσης του σπινθηριστή δίνεται από την πιθανότητα μετάβασης  $P_{eg}$  (ή ρυθμό αποδιέγερσης της διεγερμένης κατάστασης) [47,141]:

$$P_{eg} = 1/\tau_{sc} \propto n/\lambda_{em}^3 \left(\frac{n^2+2}{3}\right)^2 \Sigma_f | \langle f|\mu|i \rangle |^2 \quad (34)$$

όπου  $n$  ο δείκτης διάθλασης του κρυστάλλου,  $\lambda_{em}$  το μήκος κύματος εκπομπής,  $f$  και  $i$  οι κυματοσυναρτήσεις της τελικής και αρχικής κατάστασης αντίστοιχα. Αρχική και τελική κατάσταση συνδέονται με τον τελεστή μετάβασης διπόλου  $\mu$ , που καθορίζει το χρόνο της μετάβασης (χρόνο ζωής της διεγερμένης κατάστασης). Το  $\mu$  γίνεται ικανοποιητικά μεγάλο για μεταβάσεις μεταξύ καταστάσεων διαφορετικής ομοτιμίας (parity). Η μετάβαση θα πρέπει επίσης να είναι και επιτρεπόμενη από το σπιν. Τέτοια μετάβαση είναι η 5d-4f των  $Ce^{3+}$ ,  $Pr^{3+}$ ,  $Nd^{3+}$  και  $Eu^{2+}$ . Απαγορευμένες μεταβάσεις χαρακτηρίζονται από μεγάλο χρόνο απόσβεσης, εκτός κι αν υπάρχει ανταγωνιστική αποδιέγερση χωρίς εκπομπή φωτός, που συμβάλλει στη μείωση του αριθμού των διεγερμένων καταστάσεων [141]:

$$\frac{dn_e}{dt} = -\left(\frac{n_e}{\tau}\right) - an_e e^{-E/kT} \quad (35)$$

όπου  $n_e$  η ηλεκτρονική πυκνότητα των διεγερμένων καταστάσεων, που μειώνονται μέσω δύο ανταγωνιστικών καναλιών αποδιέγερσης, ένα με εκπομπή φωτός με ρυθμό  $1/\tau$ , και ένα δεύτερο μέσω ενός μηχανισμού θερμικής απόσβεσης. Ε είναι το ενεργειακό κατώφλι της θερμικής απόσβεσης και το  $a$  εκφράζει την ισορροπία μεταξύ των δύο καναλιών. Επομένως, μπορεί να επιτευχθεί γρήγορος σπινθηρισμός από μια αργή μετάβαση, αλλά σε βάρος της απόδοσης φωτός. Αυτό συμβαίνει με το PbWO, το οποίο σε θερμοκρασία δωματίου έχει χρόνο απόσβεσης 10 ns, αλλά με χαμηλή απόδοση φωτός, ενώ σε 80° K δίνει 25πλάσια απόδοση φωτός αλλά με χρόνο απόσβεσης 6 μs [141].

Όπως φαίνεται από την εξίσωση (34) όσο μεγαλύτερος ο δείκτης διάθλασης του κρυστάλλου και όσο μικρότερο το μήκος κύματος εκπομπής τόσο ταχύτερος είναι ο σπινθηριστής. Ο μικρός χρόνος απόσβεσης των 16 ns του LaBr<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup>, αποδίδεται στο μεγάλο δείκτη διάθλασης  $n=1,95$  του κρυστάλλου λόγω των ανιόντων του Br, και στο σχετικά μικρό μήκος κύματος εκπομπής (358 nm). Ο χρόνος αυτός των 16 ns για την 5d κατάσταση του Ce<sup>3+</sup>, είναι ο μικρότερος χρόνος που έχει αναφερθεί για κρυστάλλους με ενεργοποιητή το Δημήτριο [47].

#### 2.4.5. Μεταφωταύγεια

Ένα φαινόμενο που μπορεί να περιορίσει το ρυθμό καταγραφής γεγονότων στην απεικόνιση της Πυρηνικής Ιατρικής και είναι κρίσιμο και για την υπολογιστική τομογραφία των ακτίνων-X είναι η μεταφωταύγεια (afterglow). Κατά το φαινόμενο αυτό παρατηρείται εκπομπή φωτός πολύ περισσότερο χρόνο από το χρόνο απόσβεσης του κυρίως σπινθηρισμού  $\tau_{sc}$ , π.χ. 10  $\tau_{sc}$ . Αποτελεί ένα είδος φωσφορισμού που οφείλεται στον καθυστερημένο ανασυνδυασμό ηλεκτρονίων και οπών σε ένα κέντρο φωταύγεια του κρυστάλλου. Η καθυστέρηση οφείλεται στην παγίδευση ενός μέρους των ηλεκτρονίων και οπών, που δημιούργησε η ιοντίζουσα ακτινοβολία, σε αβαθείς παγίδες (ανωμαλίες) του κρυσταλλικού πλέγματος από τις οποίες απελευθερώνονται με θερμική διέγερση μετά από κάποιο χρόνο [112,113]. Από φυσική άποψη η μεταφωταύγεια μπορεί να οριστεί σαν θερμικά διεγερόμενη φωταύγεια σε θερμοκρασία δωματίου. Μια μέθοδος αντιμετώπισης του φαινομένου, που εφαρμόζεται γενικά για τη βελτίωση των χαρακτηριστικών σπινθηρισμού, είναι η προσεκτική παρασκευή του υλικού σπινθηρισμού, ώστε να μην υπάρχουν (ή να μειωθούν σημαντικά) ατέλειες στο κρυσταλλικό πλέγμα, ή ανεπιθύμητες προσμείξεις. Αλλά ακόμα και σε υψηλής ποιότητας μονοκρυστάλλους δημιουργούνται αναπόφευκτες ατέλειες, ως επί το πλείστον ανιοντικά ή κατιοντικά κενά, που λειτουργούν σαν παγίδες οπών και ηλεκτρονίων αντίστοιχα. Επίσης, τυχαίες προσμείξεις ή μεγαλύτερης έκτασης ελαττώματα λειτουργούν παρόμοια. Η βελτιστοποίηση της τεχνολογίας παρασκευής του σπινθηριστή, για μεγαλύτερη καθαρότητα και τελειότερη κρυσταλλική δομή, δεν μπορεί να εξαλείψει πλήρως αυτές τις ατέλειες. Μια εναλλακτική μέθοδος είναι η εισαγωγή, εκτός του ενεργοποιητή (όταν υπάρχει), επιπλέον προσμείξεων (co-doping), που βασικά λειτουργούν ανταγωνιστικά με τις ενδογενείς παγίδες ηλεκτρονίων και οπών, που ευθύνονται για τη μεταφωταύγεια, αλλά ταυτόχρονα αποτελούν και κέντρα ανασυνδυασμού τους χωρίς την εκπομπή φωτός. Έτσι, αφενός μειώνουν την πιθανότητα δέσμευσης των ηλεκτρικών φορέων σε παγίδες που οδηγούν σε μεταφωταύγεια, αλλά και οι φορείς που αποδεσμεύονται από τέτοιες παγίδες ανασυνδυάζονται στις θέσεις αυτών των προσμείξεων χωρίς εκπομπή φωτός και η μεταφωταύγεια μειώνεται. Με τον τρόπο αυτό μειώνεται προφανώς και η απόδοση φωτός, γι' αυτό απαιτείται ένας συμβιβασμός που δίνει την επιθυμητή ισορροπία μεταξύ

των δύο φαινομένων. Παράδειγμα, που αναφέρθηκε ήδη, είναι η νόθευση του  $Gd_2O_2S:Pr^{3+}$  με ιόντα  $Ce^{3+}$  και  $F^-$ , και η προσθήκη στο  $YGO:Eu^{3+}$  ιόντων  $Pr^{3+}$  ή  $Tb^{3+}$ , με αποτέλεσμα τη σημαντική μείωση του επιπέδου της μεταφωταύγειας [9,33,144]. Με τον ίδιο τρόπο δρα και η προσθήκη  $Eu^{2+}$  στον μονοκρυστάλλο  $CsI:Tl^+$ , ενώ η προσθήκη  $Sm^{2+}$  δημιουργεί βαθιές παγίδες, συλλέγοντας τα ηλεκτρόνια από τις αβαθείς παγίδες που συνδέονται με το  $Tl^+$  και την εκπομπή φωτός [127]. Στην περίπτωση του μονοκρυστάλλου  $GdWO_4$ , το  $Li^+$  με το οποίο νοθεύεται ο κρύσταλλος, θεωρείται ότι καθιστά ανενεργά στη διαδικασία παγίδευσης των φορτισμένων φορέων που σχετίζεται με τη μεταφωταύγεια, τα ιόντα  $Fe^{2+}$  και  $Mn^{2+}$ , τα οποία αποτελούν τυχαίες και ανεπιθύμητες προσμείξεις [144]. Η μεταφωταύγεια αφορά σε ένα ποσοστό της συνολικής φωταύγειας του σπινθηριστή, που όσο μικρότερο είναι τόσο καλύτερη προφανώς είναι η ποιότητα του σπινθηριστή.

#### 2.4.6. Μη Αναλογικότητα της Απόκρισης Σπινθηρισμού

Ένας αποτελεσματικός σπινθηριστής θα πρέπει να παράγει ένα φωτεινό παλμό με ένταση, δηλαδή με συνολικό αριθμό παραγόμενων οπτικών φωτονίων, ανάλογο της ενέργειας της ιοντίζουσας ακτινοβολίας (X,  $\gamma$  ή σωματιδιακής) που τον προκάλεσε. Αυτό με άλλα λόγια σημαίνει ότι η απόδοση φωτός ενός σπινθηριστή πρέπει να παραμένει σταθερή και ανεξάρτητη της ενέργειας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Αποκλίσεις από μια τέτοια συμπεριφορά του σπινθηριστή ονομάζονται μη αναλογικότητα (non proportionality) ή μη γραμμικότητα (non linearity) της απόκρισης. Η μη αναλογικότητα υποβαθμίζει την ενεργειακή διακριτική ικανότητα που μπορεί να επιτευχθεί μέσω των σπινθηριστών, κάνοντας την χειρότερη από αυτή που θα αναμενόταν λόγω των στατιστικών διακυμάνσεων [145]. Ήδη λίγα χρόνια μετά την ανακάλυψη, το 1948, του  $NaI:Tl^+$ , είχε βρεθεί ότι ο αριθμός των παραγόμενων οπτικών φωτονίων στον κρύσταλλο αυτό δεν ήταν ακριβώς ανάλογος της αποτιθέμενης, από την ακτινοβολία, ενέργειας [145]. Από τότε είχε γίνει επίσης αντιληπτό ότι η φωτεινή απόδοση εξαρτιόταν από την πυκνότητα ιοντισμού κατά μήκος της τροχιάς των ενεργητικών ηλεκτρονίων που δημιουργούνται κατά την απορρόφηση της ακτινοβολίας, και είχαν ξεκινήσει απόπειρες ποσοτικής περιγραφής της εξάρτησης αυτής [146]. Διάφορες πειραματικές μέθοδοι μελέτης του φαινομένου της μη αναλογικότητας αναπτύχθηκαν και εφαρμόστηκαν σε μια ευρεία γκάμα σπινθηριστών μέχρι σήμερα, ωστόσο η ερμηνεία του φαινομένου αυτού, μέσα από την κατανόηση των υποκείμενων φυσικών διαδικασιών που το προκαλούν εξακολουθούν να αποτελούν αντικείμενο προβληματισμού και διερεύνησης [147-150]. Πάντως όλες οι πειραματικές μετρήσεις συμφωνούν σε δύο διαπιστώσεις, οι οποίες και καθοδηγούν την διατύπωση των ερμηνευτικών μοντέλων. Πρώτον, σε όλα τα υλικά η απόδοση φωτός ελαττώνεται στις χαμηλές ενέργειες ηλεκτρονίων, δηλαδή σε υψηλή πυκνότητα ιοντισμού, και δεύτερον, σε κάποια υλικά, όπως τα αλογονούχα αλκάλια (π.χ.  $NaI:Tl^+$ ), η απόδοση φωτός μειώνεται επίσης και στις υψηλές ενέργειες ηλεκτρονίων, δηλαδή σε χαμηλές πυκνότητες ιοντισμού [146].

Η εξήγηση της μη αναλογικότητας στις αρχικές αλλά και στις πιο πρόσφατες προσεγγίσεις, έχει στον πυρήνα της την πυκνότητα ιοντισμού, την πυκνότητα δηλαδή των φορέων ενέργειας, ηλεκτρονίων (e) και οπών (h), που δημιουργούνται στο σημείο απορρόφησης της ακτινοβολίας. Σε ένα μικρό κυλινδρικό όγκο με ακτίνα περίπου 5 nm γύρω από την τροχιά ενός πρωτογενούς ηλεκτρονίου προκαλούνται ιοντισμοί σε ένα μήκος μερικών nm σε χρόνο της κλίμακας των ps [149]. Η πυκνότητα ιοντισμού

(δευτερογενή ηλεκτρόνια και οπές) παίρνει πολύ υψηλές τιμές  $\sim 10^{20}$  ζεύγη e-h/cm<sup>3</sup> και αυξάνεται κατά μήκος της τροχιάς του ηλεκτρονίου καθώς η ενέργεια του μειώνεται, γιατί η απομένουσα ενέργεια κατανέμεται σε μικρότερο διάστημα (ενώ ο ρυθμός απώλειας ενέργειας παραμένει σταθερός). Επομένως, ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας, περίπου πάνω από 100 keV, προκαλούν μικρότερη πυκνότητα ιοντισμού από ηλεκτρόνια χαμηλότερης ενέργειας, περίπου κάτω από 10 keV [146]. Η διαδικασία ιοντισμού, από την οποία προκύπτει η πυκνότητα ιοντισμού, είναι περίπλοκη και μη προβλέψιμη, καθώς μπορεί να διαφέρει για την ίδια ενέργεια των προσπιπτόντων φωτονίων. Αυτό οφείλεται κυρίως στην παραγωγή δευτερογενών ακτίνων-X και των ηλεκτρονίων Auger, που ακολουθούν την φωτοηλεκτρική απορρόφηση, στην πολλαπλή σκέδαση Compton, που καταλήγει σε πλήρη απορρόφηση, και τέλος στη στατιστική φύση των παραγόμενων ακτίνων δ [149,151]. Το πως ακριβώς η πυκνότητα ιοντισμού επηρεάζει τις ανταγωνιστικές διαδικασίες εκπομπής φωτός και απόσβεσης (οι οποίες εξαρτώνται και από το υλικό του σπινθηριστή), και μέσω ποιων εξισώσεων και παραμέτρων μπορεί να μοντελοποιηθεί αυτή η επίδραση, είναι το σημείο στο οποίο διαφέρουν τα θεωρητικά μοντέλα ερμηνείας της εξάρτησης αυτής. Η υπόθεση του κορεσμού των κέντρων φωταύγειας θεωρεί ότι όταν η πυκνότητα ιοντισμού είναι υψηλή, μπορεί να υπερβαίνει την πυκνότητα των κέντρων φωταύγειας, κι έτσι ένα ποσοστό e-h δεν μπορεί να ανασυνδυαστεί στα ήδη κατειλημμένα κέντρα φωταύγειας με αποτέλεσμα ο ανασυνδυασμός τους να γίνεται χωρίς εκπομπή φωτός, και το αντίστοιχο ποσοστό ενέργειας να μην συμβάλλει στον σπινθηρισμό [141,147,152]. Μια εντελώς διαφορετική ερμηνεία της μείωσης της απόδοσης φωτός με την μείωση της ενέργειας, είναι ότι μια ακτινοβολία μικρής ενέργειας έχει μικρό βάθος διείσδυσης στον σπινθηριστή, κι έτσι ένα σημαντικό μέρος του σπινθηρισμού συμβαίνει κοντά στην επιφάνεια του σπινθηριστή όπου η απόδοση του είναι μειωμένη [152]. Τα πρόσφατα χρησιμοποιούμενα μοντέλα για την ερμηνεία της μη αναλογικότητας, μπορεί να καταταχθούν σε τρεις κατηγορίες, την μινιμαλιστική προσέγγιση, το κινητικό μοντέλο και το μοντέλο διάχυσης [146]. Οι τρεις αυτές κατηγορίες αποτελούν και μια διαβάθμιση της περιπλοκότητας της περιγραφής από την πιο απλοποιημένη, που βασίζεται μόνο στην αρχική πυκνότητα ιοντισμού, και παραβλέπει αρκετές όψεις της διαδικασίας σπινθηρισμού, προς την πλέον σύνθετη μαθηματική περιγραφή της διαδικασίας, που περιλαμβάνει τους ρυθμούς μεταβολής των πυκνοτήτων όλων των φορέων (ηλεκτρονίων, οπών, εξιτονίων), καθώς και όλο το γνωστό φυσικό υπόβαθρο της διαδικασίας.

Η μέτρηση της μη αναλογικότητας ενός σπινθηριστή γίνεται με τη μέτρηση της απόδοσης φωτός όταν ακτινοβολείται με ραδιοϊσότοπα γνωστής ενέργειας (<sup>137</sup>Cs, <sup>241</sup>Am, <sup>22</sup>Na, <sup>55</sup>Fe κλπ) ή με ακτινοβολία από σύγχροτρο (για περιορισμένο εύρος ενεργειών), και εκφράζεται συνήθως σαν ποσοστό επί τοις εκατό του λόγου της απόδοσης φωτός σε μια ορισμένη ενέργεια προς την απόδοση φωτός στα 662 keV.

#### **2.4.7. Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα**

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα (energy resolution), αναφέρεται στην ικανότητα του ανιχνευτή να διακρίνει ακτινοβολίες διαφορετικής ενέργειας ακόμα κι αν η διαφορά της ενέργειας είναι ελάχιστη. Είναι ένα πολύ σημαντικό χαρακτηριστικό του σπινθηριστή και του συνδεδεμένου φωτοανιχνευτή, σε πολλές εφαρμογές, όπως στην ταυτοποίηση των ραδιονουκλιδίων και στην απεικόνιση της Πυρηνικής Ιατρικής, όπως αναλύθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο.

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα  $R = (\Delta E/E)_{FWHM}$  ενός σπινθηριστή σε σύζευξη με ένα φωτοπολλαπλασιαστή, καθορίζεται από τρεις βασικές παραμέτρους [152]: την ενδογενή διακριτική ικανότητα του σπινθηριστή  $R_i$ , την διακριτική ικανότητα μεταφοράς  $R_p$  και την διακριτική ικανότητα του φωτοπολλαπλασιαστή  $R_M$  μέσω της σχέσης:

$$R^2 = R_i^2 + R_p^2 + R_M^2 \quad (36)$$

Ο όρος της ενδογενούς ενεργειακής διακριτικής ικανότητας μπορεί να θεωρηθεί σαν αποτέλεσμα δύο κυρίως συνεισφορών:

$$R_i^2 = R_{np}^2 + R_{inh}^2 \quad (37)$$

όπου ο  $R_{np}$  εκφράζει τη μη αναλογικότητα της απόκρισης που περιγράφηκε παραπάνω και ο  $R_{inh}$  σχετίζεται με την ανομοιογένεια του σπινθηριστή. Η ανομοιογένεια έχει πιθανές αιτίες την ανομοιόμορφη συγκέντρωση των κέντρων φωταύγειας ή την παρουσία ανωμαλιών σε διάφορα σημεία του κρυσταλλικού πλέγματος που προκαλούν τοπικές διακυμάνσεις στην παραγωγή των οπτικών φωτονίων ανάλογα με το σημείο δημιουργίας του σπινθηρισμού, και συμβάλλουν έτσι στην αύξηση του εύρους της κορυφής πλήρους απορρόφησης.

Η παράμετρος μεταφοράς  $R_p$  συνδέεται με τις διαδικασίες συλλογής του φωτός στην φωτοκάθοδο και την παραγωγή των φωτοηλεκτρονίων από τη φωτοκάθοδο. Εξαρτάται από την ποιότητα της οπτικής σύζευξης του σπινθηριστή με το φωτοπολλαπλασιαστή, από τη γωνία πρόσπτωσης των φωτονίων στη φωτοκάθοδο, από την ομοιογένεια της κβαντικής απόδοσης της φωτοκάθodu και την απόδοση της συλλογής των φωτοηλεκτρονίων από την πρώτη δύνοδο. Στους σύγχρονους ανιχνευτές η παράμετρος αυτή είναι αμελητέα [151,152].

Τελικά, για ένα ανιχνευτή που βασίζεται σε ένα ιδανικό σπινθηριστή ( $R_i=0$ ), η ενεργειακή διακριτική ικανότητα παίρνει τη βέλτιστη τιμή και δίνεται από το γνωστό νόμο του Poisson:

$$R = R_M = 2,35 \frac{1}{N^2} (1 + v(M))^{1/2} \quad (38)$$

όπου  $N$  είναι ο αριθμός των φωτοηλεκτρονίων που παράγονται από την αλληλεπίδραση των φωτονίων του σπινθηρισμού με τη φωτοκάθοδο του φωτοπολλαπλασιαστή και  $v(M)$  η διακύμανση της απόδοσης του φωτοπολλαπλασιαστή κατά τον πολλαπλασιασμό των φωτοηλεκτρονίων, με τιμή μεταξύ 0,1 και 0,2 για τους περισσότερους φωτοπολλαπλασιαστές. Από την εξίσωση (38) μπορεί να υπολογιστεί η  $R_M$  με την πειραματική μέτρηση των φωτοηλεκτρονίων και τις τιμές του  $v(M)$  [151,152]. Όπως αναφέρθηκε, όλοι οι ανιχνευτές έχουν ενεργειακή διακριτική ικανότητα χειρότερη από το στατιστικό όριο της παραπάνω σχέσης λόγω της μη αναλογικότητας της απόδοσης φωτός.

## 3. Μεθοδολογία

### 3.1. Πειραματικός εξοπλισμός

Για την μελέτη απόδοσης φωταύγειας των κρυσταλλικών σπινθηριστών  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  χρησιμοποιήθηκε ο παρακάτω πειραματικός εξοπλισμός:

i) Κλασικό ακτινολογικό μηχάνημα με στόχο ανόδου Βολφράμιο και εγγενές φίλτρο Al 1,5 mm. Επιπλέον, τοποθετήθηκε ένα επιπλέον φίλτρο 20 mm αλουμινίου στην έξοδο του σωλήνα, για τη προσομοίωση σκλήρυνσης της δέσμης από το ανθρώπινο σώμα.

ii) Γεννήτρια CPI, σειράς CMP 200DR 50 kW, συνδεδεμένη τη λυχνία ακτίνων-X, για το καθορισμό της τάσης kVp, του φορτίου mAs και του χρόνου ακτινοβολήσης.

iii) Σφαίρα ολοκλήρωσης φωτός Oriel 70451, η οποία διαχέει την εισερχόμενη ακτινοβολία μέσω πολλαπλών αντανάκλασεων, προκειμένου να δημιουργήσει ομοιόμορφη ακτινοβολία σε όλη την εσωτερική επιφάνεια της σφαίρας. Το δείγμα του κρυστάλλου τοποθετείται σε ειδική φωτοστεγανή υποδοχή.

iv) Φωτοπολλαπλασιαστής (PMT) (EMI 9798B), ο οποίος παρέχει στην έξοδό του ένα ηλεκτρικό σήμα ανάλογο της έντασης του προσπίπτοντος σε αυτό φωτός.

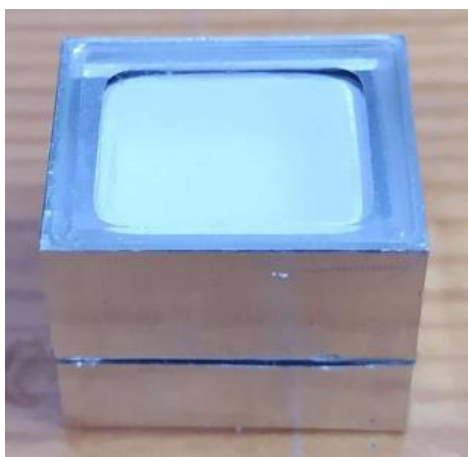
v) Ηλεκτρόμετρο Cary 401, για τη μέτρηση της εξόδου του φωτοπολλαπλασιαστή. Το ενισχυμένο σήμα από την έξοδο του ηλεκτρομέτρου Cary οδηγείται σε έναν αναλογικό-ψηφιακό μετατροπέα (ADC). Ο ADC μετατρέπει την αναλογική ένδειξη της τάσης σε ψηφιακή και μέσω εξόδου RS232 τα ψηφιακά δεδομένα εισάγονται στον υπολογιστή.

vi) Δοσίμετρο RTI Piranha P100B για τη μέτρηση του ρυθμού έκθεσης.

### 3.2. Υπολογισμοί

#### 3.2.1. Παράμετροι απόδοσης των μονοκρυσταλλικών σπινθηριστών $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ και $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$

Η απόδοση των κρυσταλλικών σπινθηριστών  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  αξιολογήθηκε με προσδιορισμό, πειραματικά ή με τη χρήση μαθηματικών τύπων [7,153-157] μέσω της Απόδοσης Ενεργειακής Απορρόφησης (EAE), της Κβαντικής Ανιχνευτικής Απόδοσης (QDE), της Απόλυτης Απόδοσης Φωταύγειας (AE), του Παράγοντα Φασματικής Συμβατότητας (SMF), της Ενεργούς Απόδοσης (EE) και του λόγου σήματος προς θόρυβο στο τετράγωνο (SNR)<sup>2</sup> του σπινθηριστή στη μηδενική χωρική συχνότητα, όπως περιγράφεται από την Ανιχνευτική Κβαντική Απόδοση (DQE(0)) [153]. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκαν μονοκρύσταλλοι κυβικού σχήματος (Advatech UK Limited), με διαστάσεις  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  και γυαλισμένες όλες τις επιφάνειές τους [26,42]. Επιπλέον, τους κρυστάλλους περιέκλειε ένα λεπτό προστατευτικό στρώμα αλουμινίου, λόγω της υγροσκοπικότητάς τους, όπου μόνο μία κρυσταλλική επιφάνεια, δηλαδή η έξοδος, ήταν καλυμμένη με τηγμένο γυαλί από πυρίτιο [158] (Εικόνα 1).



Εικόνα 1. Κρυσταλλικός σπινθηριστής  $LaCl_3:Ce$ .

Τα αποτελέσματά μας συγκρίθηκαν με υπολογισμένα και προηγούμενα δημοσιευμένα αποτελέσματα για μονοκρυστάλλους  $Bi_4Ge_3O_{12}$  (BGO),  $Lu_2SiO_5:Ce$  (LSO) και  $CdWO_4$  που χρησιμοποιούνται συνήθως σε πολλά συστήματα ιατρικής απεικόνισης [154,155]. Στον Πίνακα 1, παρουσιάζονται μερικές από τις ιδιότητες των προαναφερθέντων κρυστάλλων.

Πίνακας 1. Ιδιότητες κρυστάλλων BGO, LSO,  $CdWO_4$ ,  $LaCl_3:Ce$  και  $LaBr_3:Ce$  [26,42,155,159,160].

Ιδιότητες	BGO	LSO:Ce	$CdWO_4$	$LaCl_3:Ce$	$LaBr_3:Ce$
Μήκος Κύματος, μέγιστη εκπομπή (nm)	480	420	490	350	380
Χρόνος Απόσβεσης (ns)	300	40	5000	28	25
Απόδοση Φωτός (φωτόνια/MeV)	8900	30000	28000	49000	63000
Μήκος Εξασθένησης (cm)	1,118	1,14	1,06	2,813	1,881
Πυκνότητα ( $g/cm^3$ )	7,13	7,4	7,9	3,86	5,2
Ενεργός Ατομικός Αριθμός	74	75	74	47	46
Σημείο Τήξης ( $^{\circ}C$ )	1044	2050	1325	1135	1116
Σκληρότητα (Mho)	5	5,8	4-4,5	3	3
Υγροσκοπικότητα	Όχι	Όχι	Όχι	Ναι	Ναι

### 3.2.1.1. Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση (Quantum Detection Efficiency-QDE)

Η Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση (QDE) περιγράφει την ικανότητα ενός σπινθηριστή να ανιχνεύει την ακτινοβολία  $X$  και ορίζεται ως το κλάσμα των προσπιπτόντων  $X$  φωτονίων που αλληλεπιδρούν με τον σπινθηριστή [157]. Για πολυενεργειακή  $X$  ακτινοβολία η QDE εκφράζεται από την παρακάτω σχέση [155,157]:

$$QDE = \frac{\int_0^{E_0} \Phi_0(E)(1 - e^{-(\mu_{att}(E)/\rho) \rho T}) dE}{\int_0^{E_0} \Phi_0(E) dE} \quad (39)$$

όπου  $\Phi_0(E)$  είναι η προσπίπτουσα ροή ακτίνων- $X$  στον σπινθηριστή,  $E$  είναι η ενέργεια του φωτονίου και  $\mu_{att}(E)/\rho$  είναι ο ολικός μαζικός συντελεστής εξασθένησης των  $X$  φωτονίων. Το  $T$  είναι το πάχος του ανιχνευτή και  $\rho$  είναι η πυκνότητα (σε  $g/cm^3$ ) [155,157].

### 3.2.1.2. Απόδοση Ενεργειακής Απορρόφησης (Energy Absorption Efficiency-EAE)

Η Απόδοση Ενεργειακής Απορρόφησης (EAE) ορίζεται ως το κλάσμα της προσπίπτουσας ενέργειας ακτίνων- $X$  που απορροφάται στον κρύσταλλο και δίνεται από τη σχέση [155,157]:

$$EAE(E) = \frac{\int_0^{E_0} \Phi_0(E) E \left( \frac{\mu_{en}(E)/\rho}{\mu_{att}(E)/\rho} \right) (1 - e^{-(\mu_{att}(E)/\rho)T}) dE}{\int_0^{E_0} \Phi_0(E) E dE} \quad (40)$$

όπου  $\Phi_0(E)$  είναι η προσπίπτουσα ροή ακτίνων- $X$  στον σπινθηριστή,  $E$  είναι η ενέργεια του φωτονίου,  $\mu_{att}(E)/\rho$  είναι ο ολικός μαζικός συντελεστής εξασθένησης των  $X$  φωτονίων και το  $\mu_{en}(E)/\rho$  είναι ο αντίστοιχος ολικός μαζικός συντελεστής απορρόφησης ενέργειας. Το  $T$  είναι το πάχος του ανιχνευτή και  $\rho$  είναι η πυκνότητα (σε  $g/cm^3$ ) [155,157]. Οι συντελεστές που χρησιμοποιήθηκαν στις εξισώσεις (39) και (40) ελήφθησαν από το λογισμικό XMudat [161] και η ροή ακτίνων- $X$  από το TASMIP Spectra Calculator [162].

### 3.2.1.3. Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας (Absolute Efficiency-AE)

Ως Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας (AE) ορίζεται ο λόγος του ρυθμού ενεργειακής ροής  $\dot{\Psi}_\lambda$  (μονάδες  $\mu W \cdot m^{-2}$ ) των φωτονίων φωτός που εκπέμπονται από έναν διεγερμένο κρύσταλλο έναντι του προσπίπτοντος ρυθμού έκθεσης  $\dot{X}$  (μονάδες  $mR \cdot s^{-1}$ ) [163]. Σύμφωνα με τον ορισμό του, η AE ισούται με [154,156]:

$$AE = \dot{\Psi}_\lambda / \dot{X} \quad (41)$$

Οι μονάδες της AE είναι γνωστές ως μονάδες απόδοσης E.U. (Efficiency Units), όπου  $1 EU = 1 \mu W \cdot m^{-2} / (mR \cdot s^{-1})$ .

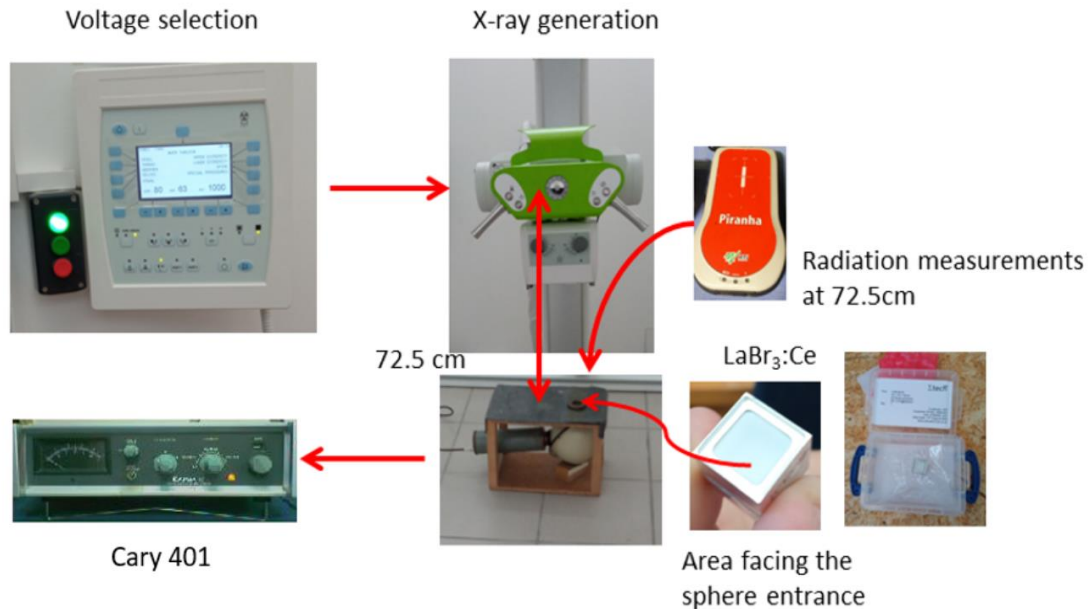
Η ροή ακτίνων- $X$  που απαιτείται για τον υπολογισμό της Απόλυτης Απόδοσης λήφθηκε μέσω ακτινοβόλησης των κρυστάλλων από μια λυχνία ακτίνων- $X$  συνδεδεμένη με γεννήτρια CPI, σειράς CMP 200DR 50 kW. Η υψηλή τάση κυμαινόταν από 50 έως 150 kVp και το φορτίο διατηρήθηκε σταθερό στα 63 mAs. Το εγγενές φίλτρο της λυχνίας ακτίνων- $X$  ήταν 1,5 mm αλουμινίου. Επιπλέον, τοποθετήθηκε ένα επιπλέον φίλτρο 20 mm αλουμινίου στην έξοδο του σωλήνα για τη προσομοίωση σκλήρυνσης της δέσμης από το ανθρώπινο σώμα [7,154-156]. Ο πειραματικός εξοπλισμός για τη μέτρηση της ροής οπτικών φωτονίων περιλάμβανε μια σφαίρα ολοκλήρωσης φωτός Oriel 70451, έναν φωτοπολλαπλασιαστή (PMT) (EMI 9798B) και ένα ηλεκτρόμετρο Cary 401. Οι μετρήσεις του ηλεκτρομέτρου μας δίνουν τη ροή φωτεινής ενέργειας σε  $\mu W/m^2$  μέσω της σχέσης [164]:

$$\dot{\Psi}_\lambda = i_{elec} (pA) / S n_p c_s c_g \quad (42)$$

όπου  $i_{elec}$  είναι το ρεύμα εξόδου του ηλεκτρομέτρου,  $S$  είναι η ακτινοβολούμενη περιοχή,  $n_p$  είναι η μέγιστη φωτοευαισθησία της φωτοκαθόδου εκφρασμένη σε mA/W,  $c_s$  είναι ο



συντελεστής φασματικής συμβατότητας και  $c_g$  είναι η γεωμετρική απόδοση συλλογής φωτός της πειραματικής διάταξης. Ο ρυθμός έκθεσης μετρήθηκε ξεχωριστά, με ένα δοσίμετρο RTI Piranha P100B [165]. Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με τη μέτρηση της ΑΕ μπορούν να ληφθούν στη βιβλιογραφία [7,154-156]. Η πειραματική διάταξη φαίνεται στην εικόνα 2.



Εικόνα 2. Πειραματικής Διάταξη [166].

#### 3.2.1.4. Παράγοντας Φασματικής Συμβατότητας (Spectral Matching Factor-SMF)

Οι κρυσταλλικοί σπινθηριστές συνδυάζονται πάντα με ανιχνευτές οπτικών φωτονίων. Η απόδοση ενός τέτοιου συστήματος μπορεί να εκτιμηθεί από τον Παράγοντα Φασματικής Συμβατότητας (SMF), ο οποίος εκφράζει τη φασματική συμβατότητα του εκπεμπόμενου φωτός του σπινθηριστή με τη φασματική ευαισθησία του φωτοανιχνευτή και μπορεί να οριστεί ως [155]:

$$SMF = \frac{\int S_p(\lambda) \cdot S_D(\lambda) d\lambda}{\int S_p(\lambda) d\lambda} \quad (43)$$

όπου  $S_p(\lambda)$  είναι το φάσμα του εκπεμπόμενου φωτός από τον σπινθηριστή (παρέχεται από τον κατασκευαστή [26,42],  $S_D(\lambda)$  είναι η φασματική ευαισθησία του φωτοανιχνευτή που συνδέεται με τον σπινθηριστή και  $\lambda$  είναι το μήκος κύματος του φωτός που εκπέμπεται [167]. Η φασματική ευαισθησία διαφόρων φωτοανιχνευτών ελήφθη από τα δεδομένα των κατασκευαστών και τη βιβλιογραφία [154,168-171]. Ο SMF παίρνει τιμές από 0 (καθόλου συμβατότητα) έως 1 (πλήρη συμβατότητα).

#### 3.2.1.5. Ενεργός Απόδοση (Effective Efficiency-EE)

Η Ενεργός Απόδοση εκφράζει το ποσοστό του ρυθμού ενεργειακής ροής που ανιχνεύονται από τον φωτοανιχνευτή ανά μονάδα ρυθμού έκθεσης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας  $X$ , δηλαδή τη συνολική απόδοση του συστήματος σπινθηριστή-φωτοανιχνευτή [172] και υπολογίζεται ως [19,156]:

$$EE = AE \cdot SMF \quad (44)$$

### 3.2.1.6. Ανιχνευτική Κβαντική Απόδοση (Detective Quantum Efficiency-DQE)

Η Ανιχνευτική Κβαντική Απόδοση εκφράζει την αποτελεσματικότητα ενός συστήματος στη μετάδοση των πληροφοριών που λαμβάνει, και ως εκ τούτου μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την αξιολόγηση και την σύγκριση συστημάτων ιατρικής απεικόνισης. Η DQE ορίζεται ως [153]:

$$DQE = \frac{SNR_O^2}{SNR_I^2} \quad (45)$$

όπου τα  $SNR_O$  και  $SNR_I$  αναφέρονται στην έξοδο και την είσοδο του συστήματος, αντίστοιχα.

Η Ανιχνευτική Κβαντική Απόδοση είναι συνάρτηση του πάχους του σπινθηριστή ( $T$ ) και της χωρικής συχνότητας ( $u$ ). Η σχέση (45) μετατρέπεται στη σχέση [153]:

$$DQE(u, E, T) = \frac{\bar{\Phi}_L(Q,0,T)M_p^2(u,T)}{\bar{Q} [\bar{m}_o \bar{g}_L(T)M_p^2(u,T)+1]} \quad (46)$$

όπου  $\bar{\Phi}_L$  είναι η μέση ροή φωτονίων του εκπεμπόμενου φωτός σε μηδενική χωρική συχνότητα και  $\bar{Q}$  είναι η ροή των φωτονίων  $X$  που προσπίπτουν στον σπινθηριστή. Το  $M_p(u,T)$  αντιστοιχεί στη συνάρτηση μεταφοράς διαμόρφωσης του σπινθηριστή, το  $\bar{m}_o$  είναι ο μέσος αριθμός των παραγόμενων οπτικών φωτονίων στον σπινθηριστή ανά απορροφούμενο κβάντο ακτινοβολίας  $X$ , το  $\bar{g}_L$  είναι η μέση απόδοση μετάδοσης φωτός που αντιπροσωπεύει την πιθανότητα ένα φωτόνιο να εξέλθει από τον όγκο του κρυστάλλου, και επομένως το γινόμενο  $\bar{m}_o \bar{g}_L$  δείχνει τον αριθμό των εξερχόμενων από τον κρυστάλλο οπτικών φωτονίων ανά απορροφούμενο φωτόνιο  $X$ .

Η Ανιχνευτική Κβαντική Απόδοση μπορεί επίσης να οριστεί για μηδενική χωρική συχνότητα  $DQE(0)$ . Σε αυτήν την περίπτωση, το  $M_p(0,T)$  ισούται με 1 και η σχέση (46) μετατρέπεται στην ακόλουθη σχέση:

$$DQE(0, E, T) = \frac{\bar{\Phi}_L(Q,E,T)}{\bar{Q} \cdot \bar{m}_o \bar{g}_L + \bar{Q}} \quad (47)$$

Το γινόμενο  $\bar{m}_o \bar{g}_L$  μπορεί να υπολογιστεί από τον λόγο  $\bar{\Phi}_L$  προς το απορροφούμενο κλάσμα της προσπίπτουσας ροής φωτονίων  $X$ . Ο αριθμός των απορροφούμενων φωτονίων  $X$  μπορεί να υπολογιστεί από το γινόμενο  $QDE \cdot \bar{Q}$ :

$$\bar{m}_o \bar{g}_L = \frac{\bar{\Phi}_L(Q,E,T)}{\bar{Q} \cdot QDE} \quad (48)$$

Επομένως, η σχέση (47) μετατρέπεται στη σχέση:

$$DQE(0, E, T) = \frac{\bar{\Phi}_L(Q,E,T) \cdot QDE}{\bar{\Phi}_L(Q,E,T) + \bar{Q} \cdot QDE} \quad (49)$$

Ο υπολογισμός του  $\bar{\Phi}_L$  πραγματοποιείται με πειραματική μέτρηση του ρυθμού ροής ενέργειας του εκπεμπόμενου φωτός  $\dot{\Psi}_\lambda$ . Το  $\dot{\Psi}_\lambda$  μπορεί να υπολογιστεί πολλαπλασιάζοντας την  $AE$  με τον ρυθμό έκθεσης  $\dot{X}$ :

$$\dot{\Psi}_\lambda = AE \cdot \dot{X} \quad (50)$$

Ο ρυθμός φωτεινής ροής ενέργειας μπορεί να μετατραπεί σε ροή ορατών φωτονίων  $\bar{\Phi}_L$ :

$$\bar{\Phi}_L(Q, E, T) = \frac{\psi_\lambda}{\frac{hc}{\lambda}} = \frac{AE \cdot \dot{X}}{\frac{hc}{\lambda}} \quad (51)$$

Τέλος, από τις σχέσεις (50) και (51), η σχέση (49) μετατρέπεται στην ακόλουθη σχέση:

$$DQE(0, E, T) = \frac{AE(E, T) \cdot \dot{X} \cdot QDE(E, T)}{AE(E, T) \cdot \dot{X} + \bar{Q} \cdot QDE(E, T) \cdot \frac{hc}{\lambda}} \quad (52)$$

Για να υπολογιστεί το  $\bar{Q}$ , το φάσμα  $Q(E)$  λήφθηκε μέσω του TASMIP Spectra Calculator [162] για κάθε τάση της λυχνίας ακτίνων-X και στη συνέχεια υπολογίστηκε η αντίστοιχη έκθεση,  $X(mR)_T$ , με βάση τη σχέση [173,174]:

$$X(mR)_T = 1,83 \cdot 10^{-6} \int_0^{E_0} Q(E) \cdot E \cdot \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air} (E) dE \quad (53)$$

όπου το  $E$  είναι σε keV και ο  $(\mu_{en}/\rho)_{air}$  είναι ο μαζικός συντελεστής απορρόφησης ενέργειας στον αέρα ( $cm^2/gr$ ), που λήφθηκε από το λογισμικό XMuDat [161]. Από τον λόγο της έκθεσης που υπολογίστηκε και της έκθεσης που μετρήθηκε πειραματικά, το  $X(mR) = \dot{X} \cdot t$ , όπου  $t$  ίσο με το χρόνο ακτινοβόλησης (1s). Η ροή  $\bar{Q}$  που αντιστοιχεί σε κάθε τάση, υπολογίστηκε στη συνέχεια ως:

$$\bar{Q} = \frac{X(mR)}{1,83 \cdot 10^{-6} \int_0^{E_0} Q(E) \cdot E \cdot \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air} (E) dE} \quad (54)$$

### 3.2.2. Απόδοση των $LaCl_3:Ce$ και $LaBr_3:Ce$ σε εφαρμογές Πυρηνικής Ιατρικής

Η αξιολόγηση της απόδοσης των κρυσταλλικών σπινθηριστών  $LaCl_3:Ce$  και  $LaBr_3:Ce$ , εντός του ενεργειακού εύρους που χρησιμοποιείται σε εφαρμογές Πυρηνικής Ιατρικής, έγινε μέσω της Κβαντικής Ανιχνευτικής Απόδοσης (QDE) για διάφορα πάχη κρυστάλλων (0.5, 1, 1.5 και 2 cm) και ενέργειες που αντιστοιχούν στα ραδιοϊσότοπα Tl-201, Tc-99m, Ga-67, I-123, In-111 και I-131. Η QDE σε αυτή τη περίπτωση προσδιορίστηκε μέσω της σχέσης [155,157]:

$$QDE = \frac{\sum_i f_i (1 - e^{-(\mu_{att}(E_i)/\rho)\rho T})}{\sum_i f_i} \quad (55)$$

όπου  $f_i$  είναι η πιθανότητα εκπομπής ενέργειας  $E_i$ ,  $\mu_{att}(E_i)/\rho$  είναι ο ολικός μαζικός συντελεστής εξασθένησης των γάμμα φωτονίων,  $T$  είναι το πάχος του ανιχνευτή και  $\rho$  είναι η πυκνότητα (σε  $g/cm^3$ ). Οι συντελεστές εξασθένησης των φωτονίων που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό της QDE εξήχθησαν από το λογισμικό XMuDat [161].

### 3.2.3. Απόδοση του $LaCl_3:Ce$ για διαφορετικές συγκεντρώσεις Δημητρίου

Η αποδοτικότητα του κρυσταλλικού σπινθηριστή  $LaCl_3:Ce$ , διαφορετικών συγκεντρώσεων Δημητρίου (Ce) (0,1%, 1%, 10% και 20%), σε εύρος ενεργειών 120-150 keV φάσματος ακτίνων-X, στα 511 keV και σε ενέργειες που αντιστοιχούν στα ραδιοϊσότοπα Tl-201 και Tc-99m, προσδιορίστηκε από τον θεωρητικό υπολογισμό του

συνολικού αριθμού των οπτικών φωτονίων  $L$  που παράγονται από τον σπινθηριστή και ανιχνεύονται από τους φωτοανιχνευτές, ως το γινόμενο της μέσης ενέργειας φάσματος, της Απόδοσης Ενεργειακής Απορρόφησης (EAE), της Απόδοσης Φωτός (LY) και του Παράγοντα Φασματικής Συμβατότητας (SMF). Επομένως το  $L$  μπορεί να οριστεί ως [175]:

$$L = EAE \cdot \left(\frac{\bar{E}}{1000}\right) \cdot LY \cdot SMF \quad (56)$$

Οι συντελεστές εξασθένησης και το φάσμα της ενέργειας των ακτίνων- $X$  που χρησιμοποιήθηκαν για το υπολογισμό της EAE πάρθηκαν από το XMuDat software και το TASMIP Spectra Calculator αντίστοιχα [161,162]. Η μέση ενέργεια  $\bar{E}$  υπολογίστηκε από την μέση τιμή του φάσματος των ακτίνων- $X$  ως:

$$\bar{E} = \frac{\int \Phi(E)E dE}{\int \Phi(E) dE} \quad (57)$$

Το LY, όπως επίσης τα φάσματα του εκπεμπόμενου φωτός του σπινθηριστή και οι τιμές της φασματικής ευαισθησίας των φωτοανιχνευτών που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό του SMF, πάρθηκαν από τη βιβλιογραφία [27].

### 3.2.4. Επίδραση της θερμοκρασίας στην Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας του $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$

Για τη μελέτη της εξάρτησης της Απόλυτης Απόδοσης Φωταύγειας AE του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  από τη μεταβολή της θερμοκρασίας, χρησιμοποιήθηκε ένας μονοκρυστάλλος κυβικού σχήματος (Advatech UK Limited), με διαστάσεις  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  και γυαλισμένες όλες τις επιφάνειές του [26]. Ο κρύσταλλος ακτινοβολήθηκε χρησιμοποιώντας λυχνία ακτίνων- $X$  με φίλτρο 1,5 mm αλουμινίου, συνδεδεμένη με γεννήτρια CPI, σειράς CMP 200DR 50 kW. Η τάση της λυχνίας ακτίνων- $X$  ήταν 90 kVp, το φορτίο 63 mAs και ο χρόνος ακτινοβολήσης ήταν 1 δευτερόλεπτο. Στην έξοδο της λυχνίας ακτίνων- $X$  προστέθηκε επιπλέον φίλτρο 20 mm αλουμινίου.

Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε εύρος θερμοκρασιών από 29 έως 162 °C, χρησιμοποιώντας πιστόλι θέρμανσης Perel 3700-9 2000W για τη θέρμανση του κρυστάλλου και η παρακολούθηση της θερμοκρασίας έγινε με υπέρυθρο ψηφιακό θερμομέτρο (Extech RH101) [176].

### 3.2.5. Προσδιορισμός βέλτιστου πάχους των $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ και $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ μέσω θεωρητικού μοντέλου

Η οπτική απόδοση του ανιχνευτή επηρεάζεται σε μεγάλο βαθμό από το πάχος του κρυστάλλου σπινθηρισμού όταν εξετάζεται ένα συγκεκριμένο ενεργειακό φάσμα ακτίνων- $X$  ή ακτίνων γάμμα. Συγκεκριμένα, το πάχος του κρυστάλλου επηρεάζει την αποτελεσματικότητα ανίχνευσης και την εγγενή χωρική διακριτική ικανότητα [72]. Επιπλέον, ένα βέλτιστο πάχος μπορεί να οδηγήσει στην παραγωγή ενός σήματος υψηλής έντασης, μειώνοντας έτσι την ποσότητα του ραδιοφαρμάκου που απαιτείται να εγχυθεί στον ασθενή, οδηγώντας σε ταχύτερη απεικόνιση και χαμηλότερη δόση ασθενούς.

Ένα θεωρητικό μοντέλο [63-66] εφαρμόστηκε για την εκτίμηση της οπτικής απόδοσης των δύο μονοκρυσταλλικών σπινθηριστών ως προς την Οπτική Απολαβή Ανιχνευτή (Detective Optical Gain-DOG), δηλαδή τον αριθμό των εκπεμπόμενων

οπτικών φωτονίων ανά προσπίπτουσα ακτινοβολία X ή γάμμα [63,65]. Το μοντέλο περιγράφει την απόδοση συλλογής φωτός ενός μεμονωμένου κρυστάλλου ως συνάρτηση του πάχους και της προσπίπτουσας ενέργειας των ακτίνων-X ή ακτίνων γάμμα. Η πιθανότητα διάδοσης ενός οπτικού φωτονίου ανά στοιχειώδες πάχος  $k$  χρησιμοποιήθηκε για τον θεωρητικό υπολογισμό της DOG για πάχη των κρυστάλλων από 0,005 cm έως 2 cm, στις ενέργειες που αντιστοιχούν σε ραδιοφάρμακα που χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής Απεικόνισης, και επομένως στον καθορισμό του βέλτιστου πάχους των κρυστάλλων για πιθανή χρήση τους στις προαναφερθείσες εφαρμογές. Τέτοια ραδιοϊσότοπα, όπως φαίνεται στον Πίνακα 2, είναι τα  $^{123}\text{I}$ ,  $^{201}\text{Tl}$ ,  $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{111}\text{In}$ ,  $^{131}\text{I}$  και  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ .

*Πίνακας 2. Ραδιονουκλίδια Πυρηνικής Ιατρικής και οι αντίστοιχες ενέργειές τους [75,177].*

Ραδιονουκλίδια	Ενέργεια $\gamma$ (keV) και % Ποσοστό
$^{123}\text{I}$	159
$^{201}\text{Tl}$	71 (47%), 80 (20%), 167 (10%)
$^{67}\text{Ga}$	93 (40%), 185 (20%), 300 (17%), 393 (20%)
$^{111}\text{In}$	171 (90%), 245 (94%)
$^{131}\text{I}$	365
$^{99\text{m}}\text{Tc}$	140

Σύμφωνα με το εφαρμοσμένο θεωρητικό μοντέλο, ο κρύσταλλος μπορεί να χωριστεί σε  $N$  στοιχειώδη στρώματα. Μόνο ένα ποσοστό, που στο εξής καλείται  $k$ , των οπτικών φωτονίων που παράγονται στο  $n$  στρώμα περνά στο  $n+1$  στρώμα και από εκεί στο επόμενο, φτάνοντας τελικά στην επιφάνεια εξόδου του κρυστάλλου. Το μοντέλο υποθέτει ότι αυτό το ποσοστό  $k$  παραμένει σταθερό για κάθε στρώμα. Η απώλεια της ενέργειας οπτικών φωτονίων στον κρύσταλλο θεωρείται ότι συμβαίνει είτε με εσωτερική απορρόφηση οπτικών φωτονίων στην κρυσταλλική μάζα είτε με διαφυγή οπτικών φωτονίων όταν τα φωτόνια προσπίπτουν στις επιφάνειες του κρυστάλλου. Το μοντέλο λαμβάνει επίσης υπόψη τις ιδιότητες εξασθένησης των ακτίνων-X στον κρύσταλλο, την Ενδογενή Απόδοση Μετατροπής, η οποία δείχνει το κλάσμα της απορροφούμενης ενέργειας των ακτίνων-X ή ακτίνων γάμμα που μετατρέπεται σε ενέργεια οπτικών φωτονίων [64] και την ανάκλαση των οπτικών φωτονίων στις επιφάνειες εισόδου και εξόδου του κρυστάλλου. Μια πιο εις βάθος εξήγηση του μοντέλου έχει περιγραφεί σε προηγούμενες μελέτες [63,65].

Υποτίθεται ότι ίσος αριθμός οπτικών φωτονίων, τα οποία παράγονται μέσα στη μάζα του κρυστάλλου, ταξιδεύουν τόσο προς τα εμπρός όσο και προς τα πίσω [63,65]. Λαμβάνοντας υπόψη όλες τις ανακλάσεις που εμφανίζονται μεταξύ των επιφανειών εισόδου και εξόδου του σπινθηριστή, μπορούμε να προσδιορίσουμε την αναλογία των οπτικών φωτονίων, τα οποία παράγονται στο  $n$  στρώμα και καταφέρνουν να διαφύγουν από τον κρύσταλλο με τη σχέση [65]:

$$M_n = (1 - R_0) \left[ \frac{k^{N-n}}{1 - k^{2N} R_0 R_1} + R_1 k^{n+N} \frac{k^{2N} R_0 R_1}{1 - k^{2N} R_0 R_1} \right] \quad (58)$$

όπου  $R_0$  είναι η ανακλαστικότητα εξόδου, που δηλώνει το κλάσμα των φωτονίων που ανακλάται πίσω στον σπινθηριστή όταν προσπίπτει στην επιφάνεια εξόδου του και  $R_1$  είναι η ανακλαστικότητα εισόδου, που αναφέρεται στην αναλογία των οπτικών φωτονίων

που ανακλώνται πίσω στον σπινθηριστή κατά την επαφή με την επιφάνεια εισόδου του. Και οι δύο κυβικοί κρύσταλλοι είναι τυλιγμένοι με ταινία τεφλόν στις πέντε επιφάνειές τους, με αποτέλεσμα υψηλή ανακλαστικότητα κοντά στο 100% ( $R_1 = 1$ ) για αυτές τις επιφάνειες [178]. Η επιφάνεια εξόδου των κρυστάλλων η οποία είναι σε επαφή με τον φωτοανιχνευτή προστατεύεται με γυαλί πυριτίου. Κατά συνέπεια, κατά τον προσδιορισμό του  $R_0$ , λήφθηκαν υπόψη οι συντελεστές ανάκλασης της διεπαφής κρυστάλλου-υαλοπυριτίου ( $R_{cr,si}$ ) και της διεπαφής υαλοπυριτίου-αέρα ( $R_{si,air}$ ). Ένα κλάσμα  $(1-R_{cr,si})$  του προσπίπτοντος φωτός στην επιφάνεια εξόδου του κρυστάλλου διέρχεται από τη διεπιφάνεια μεταξύ του κρυστάλλου και του γυαλιού πυριτίου. Στη συνέχεια, αυτό το κλάσμα φτάνει στη διεπαφή μεταξύ γυαλιού και αέρα, όπου ένα κλάσμα  $R_{si,air}$  από αυτό, ανακλάται και κατευθύνεται πίσω προς τον κρύσταλλο. Σε αυτή την προσέγγιση, ένα σφάλμα περίπου 1,5% προκύπτει λόγω ανακλάσεων στη διεπαφή κρυστάλλου-γυαλιού. Λαμβάνοντας υπόψη τα παραπάνω, το  $R_0$  δίνεται από την ακόλουθη σχέση [179]:

$$R_0 = (1 - R_{cr,si}) R_{si,air} \quad (59)$$

Τα  $R_{cr,si}$  και  $R_{si,air}$  ορίζονται ως [63]:

$$R_{cr,si} = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (60)$$

και

$$R_{si,air} = \frac{(n_2 - 1)^2}{(n_2 + 1)^2} \quad (61)$$

Οι δείκτες διάθλασης  $n_1=1,9$  των κρυστάλλων και  $n_2=1,47$  του γυαλιού πυριτίου που χρησιμοποιούνται στις σχέσεις (60) και (61) ελήφθησαν από τη βιβλιογραφία [180-182].

Λαμβάνοντας υπόψη όλα τα στρώματα, η συνολική ποσότητα οπτικών φωτονίων που παράγονται από ακτίνες-X με ενέργεια  $E$  και καταφέρνουν να εξέλθουν μέσω της εξόδου είναι ίση με [64,65]:

$$M(E) = \sum_{n=1}^N f(E) e^{-\mu_{AI}t} e^{-\mu n \Delta t} \mu \Delta t n_c \frac{E}{E_\lambda} (1 - R_0) \left[ \frac{k^{N-n}}{1 - k^{2N} R_0 R_1} + R_1 k^{n+N} \frac{k^{2N} R_0 R_1}{1 - k^{2N} R_0 R_1} \right] \quad (62)$$

όπου  $f(E)$  είναι η προσπίπτουσα ροή ακτίνων-X που λαμβάνεται από το TASMIP Spectra Calculator [162],  $\mu$  είναι ο συντελεστής εξασθένησης,  $\Delta t$  είναι το πάχος κάθε στρώματος  $n$  του σπινθηριστή,  $E_\lambda$  είναι η ενέργεια των οπτικών φωτονίων, και  $\mu_{AI}$  και  $t$  είναι ο συντελεστής εξασθένησης και το πάχος της ενθυλάκωσης αλουμινίου του κρυστάλλου αντίστοιχα. Το  $n_c$  είναι η Ενδογενής Απόδοση Μετατροπής (Intrinsic conversion efficiency) και υπολογίστηκε για απόδοση φωτός  $LY = 49.000$  φωτόνια/MeV και  $LY = 63.000$  φωτόνια/MeV για τους κρυστάλλους  $LaCl_3:Ce$  και  $LaBr_3:Ce$ , αντίστοιχα, από τη σχέση [64,66]:

$$n_c = \frac{LY(E_\lambda)}{10^6} \quad (63)$$

Η θεωρητική τιμή της  $AE$  για ένα φωτόνιο συγκεκριμένης ενέργειας δίνεται από την ακόλουθη σχέση [63,66]:

$$AE(E) = \sum_{n=1}^N \gamma(E) e^{-\mu_{Al}t} e^{-\mu_n \Delta t} \mu \Delta t n_c (1 - R_0) \left[ \frac{k^{N-n}}{1 - k^{2N} R_0 R_1} + R_1 k^{n+N} \frac{k^{2N} R_0 R_1}{1 - k^{2N} R_0 R_1} \right] \quad (64)$$

όπου  $\gamma(E)$  είναι ένας συντελεστής μετατροπής που μετατρέπει τον ρυθμό ενεργειακής ροής ( $W/m^2$ ) σε ρυθμό έκθεσης (mR/s). Λαμβάνοντας υπόψη ολόκληρο το ενεργειακό φάσμα, η ΑΕ ισούται με [66]:

$$AE = \frac{\sum_{E=E_{min}}^{E_{max}} f(E) AE(E)}{\sum_{E=E_{min}}^{E_{max}} f(E)} \quad (65)$$

Η πιθανότητα διάδοσης ανά στοιχειώδες πάχος  $k$  προσδιορίστηκε από τη σχέση (65) προσαρμόζοντας τη θεωρητική εξίσωση σε πειραματικά δεδομένα ΑΕ(E). Κατά τη διαδικασία προσαρμογής, διαφορετικές τιμές του  $k$  δοκιμάστηκαν στην εξίσωση (65) και οι τιμές της ΑΕ που προέκυψαν συγκρίθηκαν με τα αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα της ΑΕ. Οι διαφορετικές τιμές του  $k$  δοκιμάστηκαν αυθαίρετα (μέθοδος δοκιμής και σφάλματος). Η τελική επιλεγμένη τιμή  $k$  ήταν αυτή όπου τα αποτελέσματα της εξίσωσης (65) ήταν ίσα με τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα ΑΕ. Αυτά τα πειραματικά δεδομένα ελήφθησαν από δείγματα κρυστάλλων με πάχος 10 mm, που χρησιμοποιούνται συνήθως σε εφαρμογές CT (110 kVp–140 kVp) [166,183], με ακτινοβολία τους με λυχνία ακτίνων-Χ όπως περιγράφηκε προηγουμένως.

Παρομοίως, η DOG μπορεί να προσδιοριστεί σε όλο το εύρος της ενέργειας των ακτίνων-Χ από τη σχέση [64,65]:

$$DOG = \frac{\sum_{E=E_{min}}^{E_{max}} M(E)}{\sum_{E=E_{min}}^{E_{max}} f(E) e^{-\mu_{Al}t}} \quad (66)$$

Για τον υπολογισμό της DOG για ραδιοϊσότοπα, υποθέτοντας ότι το  $f_i$  είναι η πιθανότητα εκπομπής ενέργειας  $E_i$ , η οποία έχει συντελεστή εξασθένησης  $\mu_i$ , η σχέση (62) μετατρέπεται στην ακόλουθη μορφή:

$$M_i(E_i) = \sum_{n=1}^N e^{-\mu_{Al}t} e^{-\mu_i \Delta t} \mu_i \Delta t n_c \frac{1}{E_\lambda} (1 - R_0) \left[ \frac{k^{N-n}}{1 - k^{2N} R_0 R_1} + R_1 k^{n+N} \frac{k^{2N} R_0 R_1}{1 - k^{2N} R_0 R_1} \right] \quad (67)$$

Τελικά, η DOG υπολογίστηκε ως εξής:

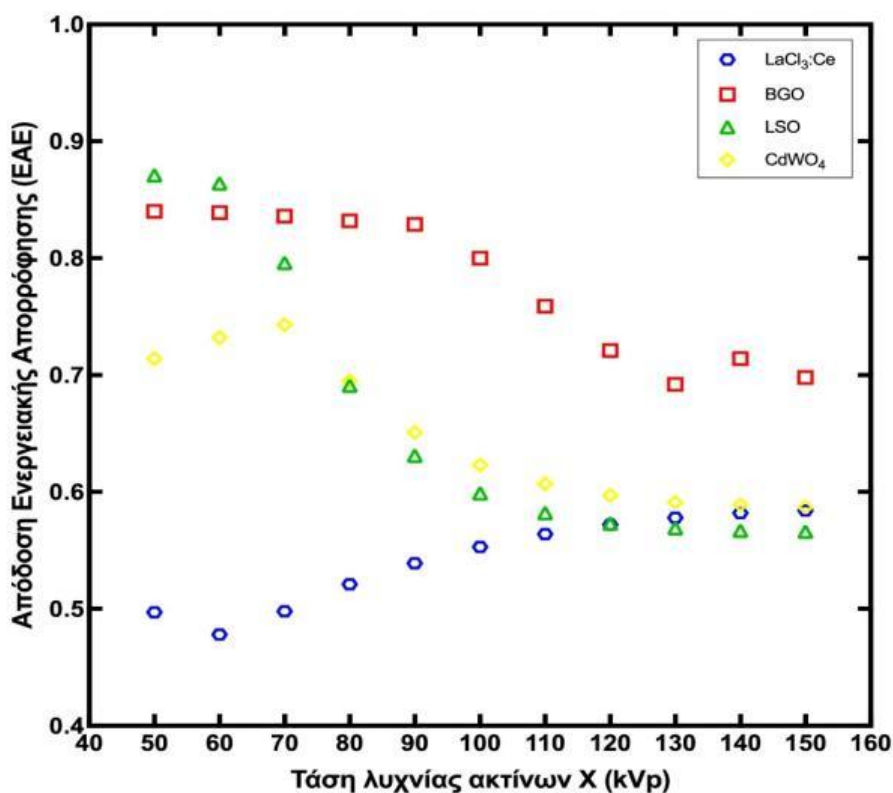
$$DOG = \frac{\sum_i f_i E_i M_i}{\sum_i f_i} \quad (68)$$

## 4. Αποτελέσματα και Σχολιασμός

### 4.1. Παράμετροι απόδοσης του μονοκρυσταλλικού σπινθηριστή $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$

#### 4.1.1. Απόδοση Ενεργειακής Απορρόφησης (ΕΑΕ)

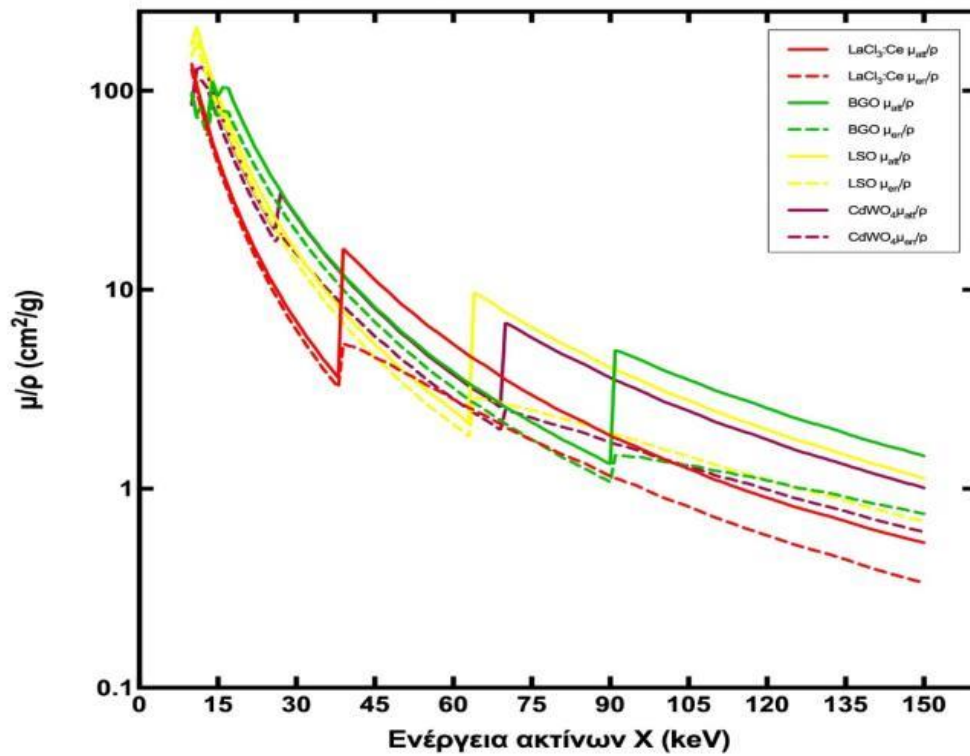
Η Εικόνα 3 δείχνει τις τιμές της Απόδοσης Ενεργειακής Απορρόφησης (ΕΑΕ) του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ . Αυτές οι τιμές συγκρίθηκαν με υπολογισμένα δεδομένα για τους κρυστάλλους BGO, LSO και  $\text{CdWO}_4$ , ίσων διαστάσεων. Οι τιμές της ΕΑΕ του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  ήταν χαμηλότερες από τις αντίστοιχες των BGO, LSO και  $\text{CdWO}_4$  στις χαμηλές ενέργειες (50 kVp) (0,497 για  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , 0,840 για BGO, 0,871 για LSO και 0,714 για  $\text{CdWO}_4$ ) ως συνέπεια της σημαντικά υψηλότερης πυκνότητας αυτών των υλικών (7,13, 7,4 και 7,9  $\text{g}/\text{cm}^3$ , αντίστοιχα) [155,159,160] σε σχέση με τα 3,86  $\text{g}/\text{cm}^3$  του  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ . Η απόκλιση μεταξύ των τιμών της ΕΑΕ του  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και αυτών των BGO, LSO και  $\text{CdWO}_4$  μειώνεται όσο αυξάνεται η ενέργεια των ακτίνων-X. Στα 70 kVp, η ΕΑΕ του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  δείχνει μια τάση αύξησης, αλλά παραμένει χαμηλότερη από την ΕΑΕ των κρυστάλλων LSO και  $\text{CdWO}_4$ . Στα 150 kVp, οι τιμές ΕΑΕ των  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , BGO, LSO και  $\text{CdWO}_4$  είναι περίπου 0,584, 0,698, 0,566 και 0,587, αντίστοιχα. Οι υψηλότερες τιμές για το  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  υπολογίστηκαν στα 140 και 150 kVp, αποδεικνύοντας ότι η χρήση  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  αυτού του πάχους ευνοεί ακτινογραφικές εφαρμογές υψηλότερης ενέργειας όπως η υπολογιστική τομογραφία.



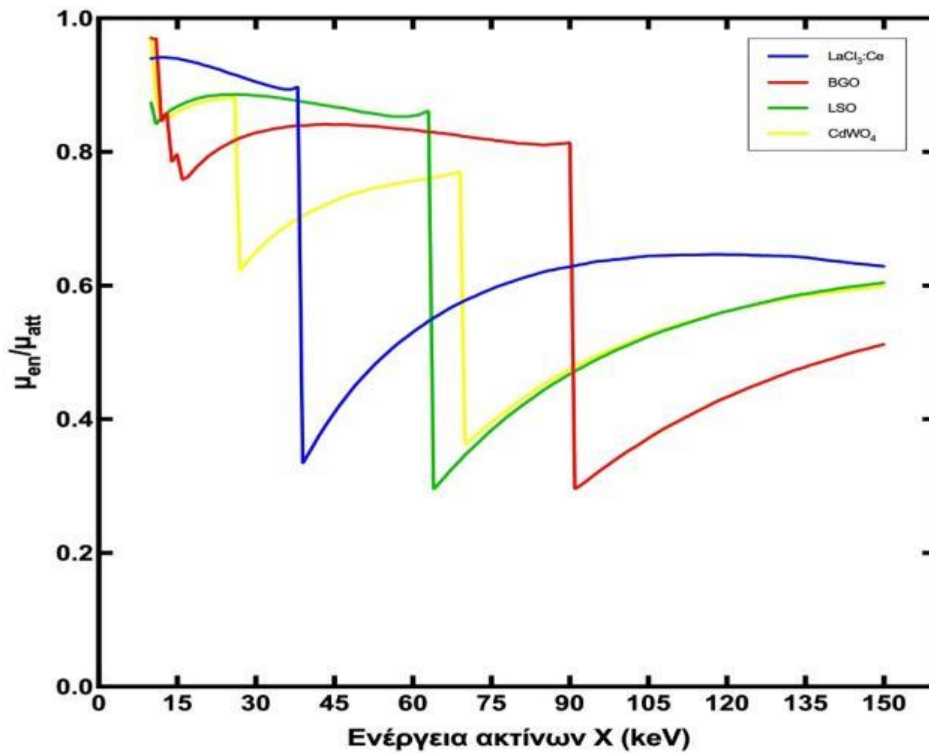
Εικόνα 3. ΕΑΕ κρυσταλλικών σπινθηριστών  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , BGO, LSO και  $\text{CdWO}_4$  [183].



Οι συντελεστές εξασθένησης, καθώς και ο λόγος των συντελεστών εξασθένησης  $\mu_{\text{en}}/\mu_{\text{att}}$  που χρησιμοποιούνται στις Εξισώσεις (39) και (40), φαίνονται στις Εικόνες 4 και 5, αντίστοιχα, και για τα τέσσερα υλικά.



Εικόνα 4. Συντελεστές εξασθένησης των κρυστάλλων  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ ,  $\text{BGO}$ ,  $\text{LSO}$  και  $\text{CdWO}_4$  [183].

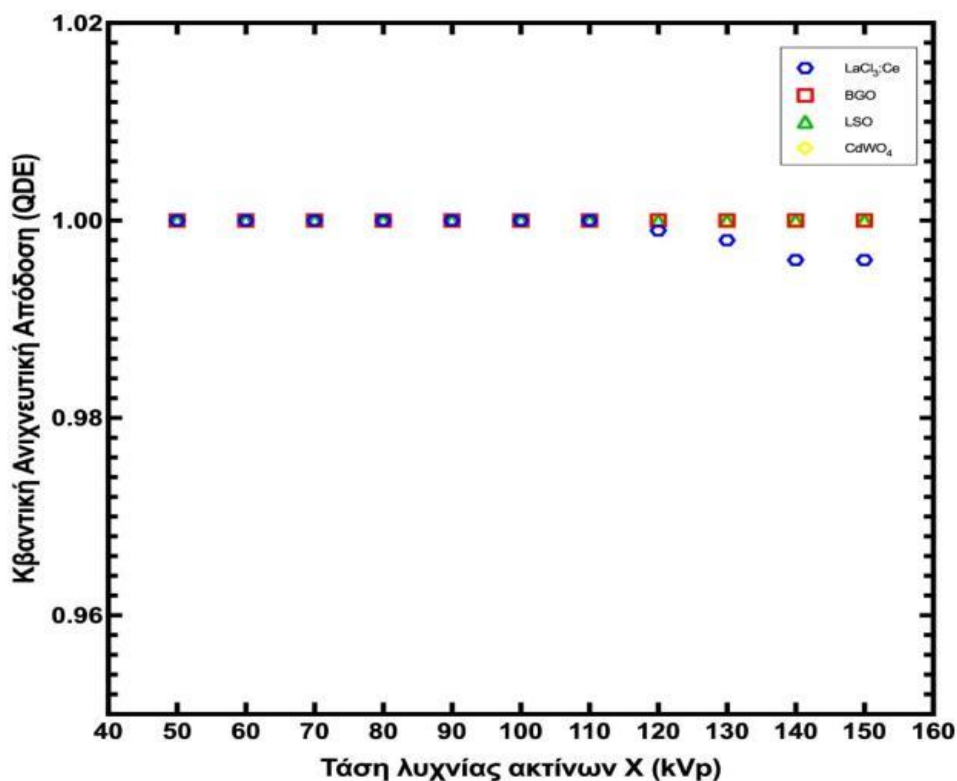


Εικόνα 5. Ο λόγος  $\mu_{\text{en}}/\mu_{\text{att}}$  των κρυστάλλων  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ ,  $\text{BGO}$ ,  $\text{LSO}$  και  $\text{CdWO}_4$  [183].

Όπως φαίνεται στην Εικόνα 3, η ΕΑΕ γενικά μειώνεται όταν αυξάνεται η τάση της λυχνίας ακτίνων-Χ, δηλαδή όταν αυξάνεται η ενέργεια της ακτινοβολίας Χ. Η ικανότητα ενός κρυστάλλου να απορροφά φωτόνια εκφράζεται μέσω του συντελεστή εξασθένησης  $\mu_{att}$  και του συντελεστή απορρόφησης  $\mu_{en}$ . Το  $\mu_{att}$  εκφράζει την πιθανότητα αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας με τον κρύσταλλο, η οποία, με βάση τις ενέργειες και τον ενεργό ατομικό αριθμό ( $Z_{eff}$ ) αυτών των κρυστάλλων, εκδηλώνεται κυρίως μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Το  $\mu_{en}$  εκφράζει την πιθανότητα απορρόφησης ακτινοβολίας μέσα στον κρύσταλλο. Με την αύξηση της τάσης της λυχνίας ακτίνων-Χ, το εκπεμπόμενο φάσμα ακτινοβολίας μετακινείται σε υψηλότερες ενέργειες. Καθώς οι ενέργειες των εκπεμπόμενων φωτονίων αυξάνονται, οι συντελεστές  $\mu_{att}$  μειώνονται, όπως φαίνεται στην Εικόνα 4, εκτός από ορισμένες τιμές ενέργειας στις οποίες εμφανίζονται κάποιες ασυνέχειες. Αυτές οι ασυνέχειες ονομάζονται αιχμές απορρόφησης και αντιστοιχούν στις ενέργειες δέσμευσης των ηλεκτρονίων στις στοιβάδες K, L, M και N, όπου η πιθανότητα απορρόφησης φωτονίων μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου αυξάνεται πολύ λόγω συντονισμού. Επιπλέον, όπως φαίνεται στην Εικόνα 5, η αναλογία  $\mu_{en}/\mu_{att}$  σε ορισμένες ενεργειακές τιμές μειώνεται απότομα και, κατά συνέπεια, η ΕΑΕ του κρυστάλλου μειώνεται. Αυτή η μείωση για τους κρυστάλλους BGO και LSO:Ce εμφανίζεται στις ενεργειακές τιμές των αιχμών K. Συγκεκριμένα, για το BGO, αυτή η μείωση εμφανίζεται στα 90 keV, επομένως η ΕΑΕ του κρυστάλλου μειώνεται μετά τα 90 kVp με τάση σταθεροποίησης μετά τα 120 kVp, λόγω της παρατηρούμενης μικρής ανάκαμψης της αντίστοιχης καμπύλης στην Εικόνα 5. Για τους κρυστάλλους LSO:Ce και CdWO<sub>4</sub>, αυτή η μείωση εμφανίζεται στα 63 keV και 69 keV, αντίστοιχα, και, κατά συνέπεια, η ΕΑΕ αυτών των κρυστάλλων μειώνεται μετά από 63 kVp και 69 kVp, αντίστοιχα, ενώ σταθεροποιείται μετά από 110 kVp και για τους δύο κρυστάλλους περίπου στα ίδια επίπεδα όπως φαίνεται στην Εικόνα 5. Για τον κρύσταλλο LaCl<sub>3</sub>:Ce, η μείωση είναι στα 38 keV και η επίδραση στην αντίστοιχη καμπύλη στην Εικόνα 3, αν και δεν είναι σαφώς ορατή, εξηγεί τη μείωση της ΕΑΕ από τα 50 kVp έως τα 60 kVp. Η αύξηση της ΕΑΕ μετά από τα 60 kVp και η σταθεροποίησή της μετά από τα 110 kVp, στα ίδια επίπεδα με τους κρυστάλλους LSO:Ce και CdWO<sub>4</sub>, εξηγείται από την υψηλή αύξηση του λόγου  $\mu_{en}/\mu_{att}$  του κρυστάλλου μετά τα 38 keV και την τάση του να εξισώνεται με τις τιμές του λόγου  $\mu_{en}/\mu_{att}$  των άλλων δύο κρυστάλλων.

#### 4.1.2. Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση (QDE)

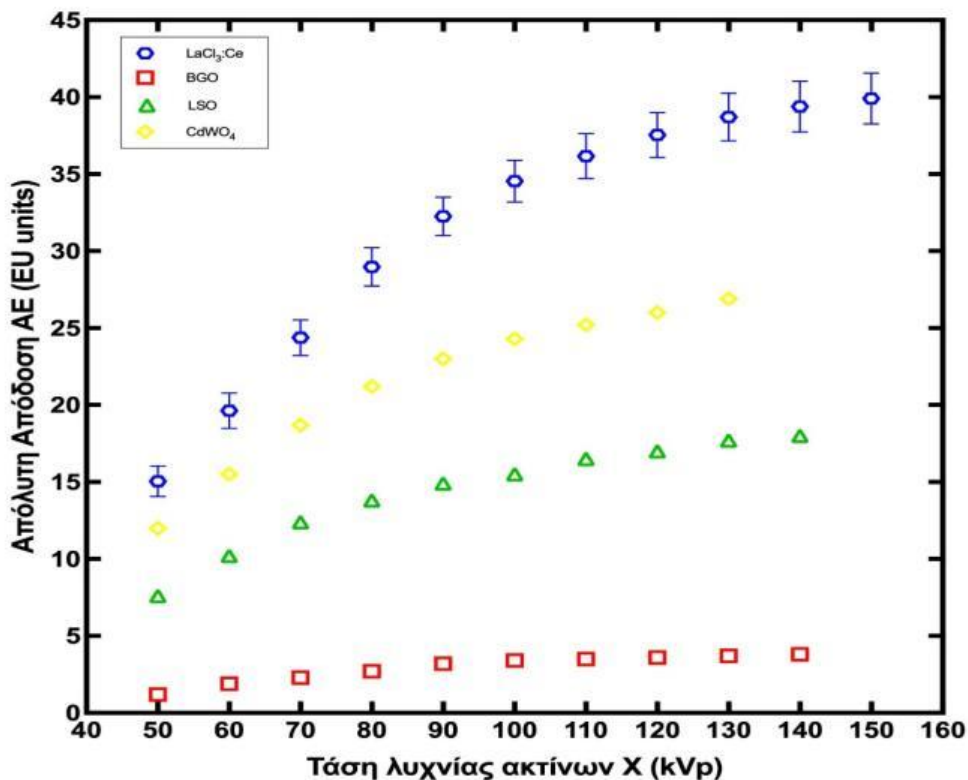
Η Εικόνα 6 απεικονίζει τη διακύμανση των τιμών της Κβαντικής Ανιχνευτικής Απόδοσης (QDE) με την τάση της λυχνίας ακτίνων-Χ. Είναι προφανές από αυτές τις τιμές ότι ο κρύσταλλος LaCl<sub>3</sub>:Ce, πάχους 10 mm, παρουσιάζει σχεδόν τέλεια αποτελεσματικότητα στην ανίχνευση των προσπιπόντων φωτονίων, καθώς οι τιμές κυμαίνονται από 0,996 έως 1.



Εικόνα 6. QDE του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  σε σύγκριση με τους κρυστάλλους, BGO, LSO και  $\text{CdWO}_4$  [183].

#### 4.1.3. Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας (ΑΕ)

Η διακύμανση της Απόλυτης Απόδοσης Φωταύγειας (ΑΕ) του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  στο εύρος τάσεων της λυχνίας των ακτίνων-X από 50 έως 150 kVp, σε σύγκριση με προηγούμενα δημοσιευμένα δεδομένα για τους κρυστάλλους BGO, LSO και  $\text{CdWO}_4$  παρόμοιων διαστάσεων [154,155], παρουσιάζεται στην Εικόνα 7. Το πειραματικό σφάλμα είναι 5,3%. Οι τιμές της ΑΕ όλων των κρυστάλλων δείχνουν μια τάση να αυξάνονται με την αύξηση της τάσης (kVp). Ωστόσο, οι τιμές του  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  ήταν σε όλες τις τάσεις υψηλότερες από αυτές των άλλων κρυστάλλων. Για παράδειγμα, για τάση λυχνίας 70 kVp και 130 kVp, οι τιμές της ΑΕ ήταν (α) για 70 kVp: 24,38 EU για  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , 18,7 EU για  $\text{CdWO}_4$ , 12,4 EU για LSO και 2,3 EU για BGO. και (β) για 130 kVp: 38,7 EU για  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , 26,9 EU για  $\text{CdWO}_4$ , 17,7 EU για LSO και 3,7 EU για BGO [154,155]. Τα αποτελέσματα της ΑΕ επιβεβαιώνουν την καταλληλότητα του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  για πιθανή χρήση σε εφαρμογές ιατρικής απεικόνισης, καθώς εμφανίζει υψηλότερες τιμές από τους κρυστάλλους LSO και BGO, που χρησιμοποιούνται συνήθως σε τέτοιες εφαρμογές. Επιπλέον, οι τιμές της ΑΕ σε υψηλότερες ενέργειες επαληθεύουν την αποτελεσματικότητα του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  σε εφαρμογές Πυρηνικής Ιατρικής.



Εικόνα 7. Τιμές της ΑΕ του κρυστάλλου  $LaCl_3:Ce$  (5,3% σφάλμα) σε σύγκριση με προηγούμενως δημοσιευμένα δεδομένα για τους κρυστάλλους, BGO, LSO και  $CdWO_4$  [183].

Η αυξημένη Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας του κρυστάλλου  $LaCl_3:Ce$ , σε σύγκριση με τους κρυστάλλους  $CdWO_4$ , LSO και BGO, δεν μπορεί να αποδοθεί μόνο στις ιδιότητες του κρυστάλλου στην απορρόφηση ακτινοβολίας X. Ένας λόγος που μπορεί να εξηγήσει την αυξημένη απόλυτη απόδοσή του είναι η πρόσθετη επίδραση της υψηλότερης Απόδοσης Φωτός (LY) (49.000 φωτόνια/MeV) σε σύγκριση με τα 8.900 φωτόνια/MeV για τον κρύσταλλο BGO, τα 30.000 φωτόνια/MeV για τον κρύσταλλο LSO και τα 28.000 φωτόνια/MeV για τον σπινθηριστή  $CdWO_4$ . Ο συνολικός αριθμός των οπτικών φωτονίων L που παράγονται ανά προσπίπτουσα ακτινοβολία X, οφείλεται στη συνδυασμένη επίδραση των ΕΑΕ και LY. Προκειμένου να εκτιμηθεί θεωρητικά ο συνολικός αριθμός οπτικών φωτονίων που παράγονται για διαφορετικές τάσεις της λυχνίας ακτίνων-X, υπολογίστηκε η μέση ενέργεια  $\bar{E}$  για τα φάσματα ακτίνων-X στα 50 kVp, 60 kVp, 80 kVp, 140 kVp και 150 kVp ως 41,5 keV, 47,2 keV, 56,7 keV, 74,8 keV και 75,9 keV, αντίστοιχα. Ο συνολικός αριθμός των οπτικών φωτονίων που παράγονται υπολογίστηκε από τη σχέση:

$$L = EAE \cdot \left(\frac{\bar{E}}{1000}\right) \cdot LY \quad (69)$$

Στον Πίνακα 3, φαίνονται οι τιμές L του κρυστάλλου  $LaCl_3:Ce$ , σε σύγκριση με τους κρυστάλλους  $CdWO_4$ , LSO και BGO, στα 50 kVp, 60 kVp, 80 kVp, 140 kVp και 150 kVp.

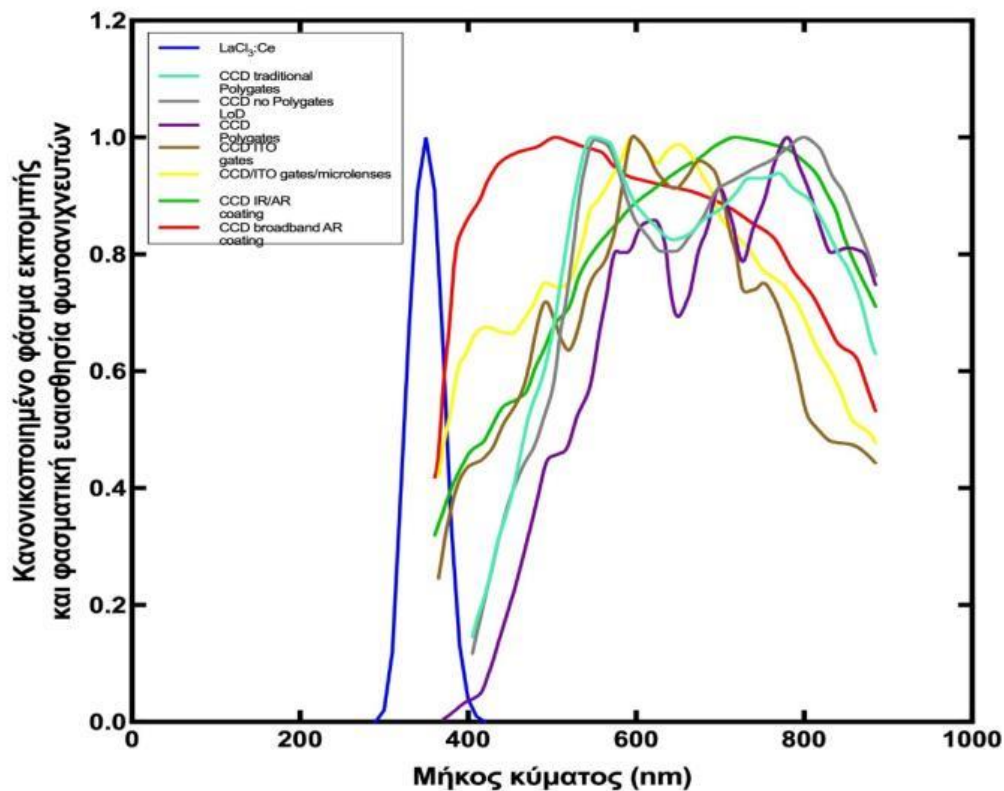
*Πίνακας 3. Θεωρητικός υπολογισμός του αριθμού των οπτικών φωτονίων που παράγονται στους κρυσταλλικούς σπινθηριστές [183].*

<b>kVp</b>	<b>LaCl<sub>3</sub>:Ce</b>	<b>CdWO<sub>4</sub></b>	<b>LSO</b>	<b>BGO</b>
50	1011	830	1085	310
60	1105	968	1223	352
80	1448	1104	1174	420
140	2132	1233	1273	475
150	2170	1248	1290	471

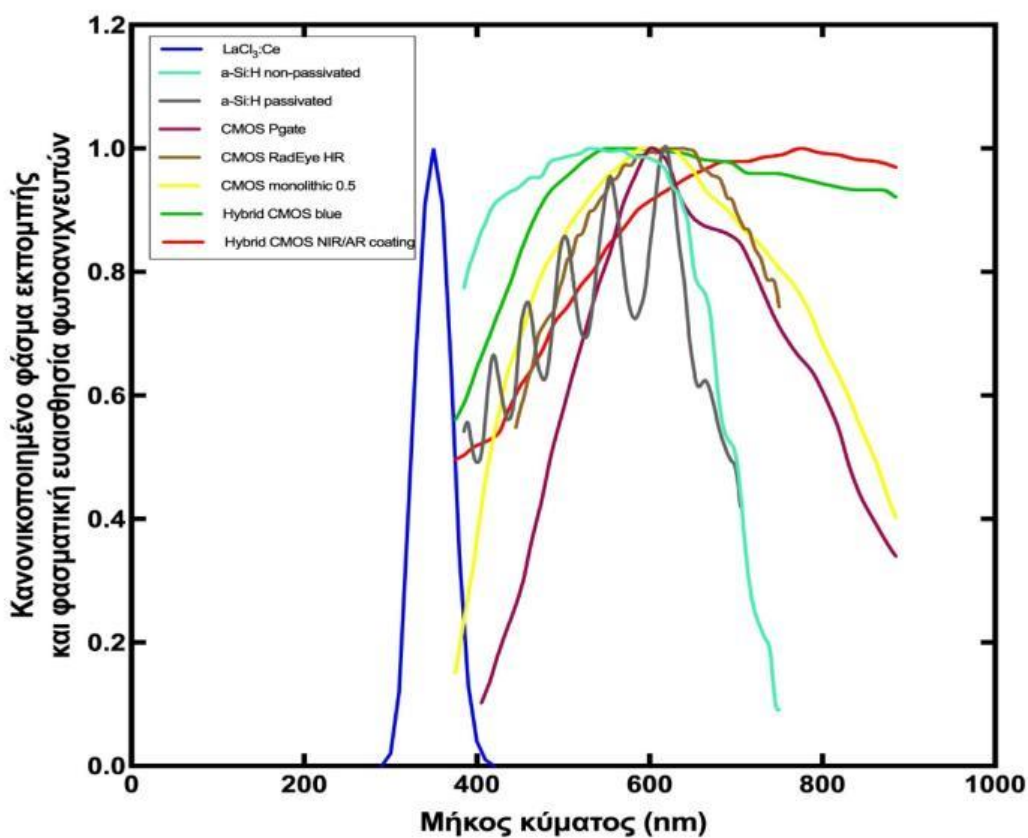
Από τις τιμές του Πίνακα 3 φαίνεται ότι για χαμηλές ενέργειες ακτίνων-X, ο κρύσταλλος LaCl<sub>3</sub>:Ce είναι κατώτερος από τον LSO όσον αφορά την παραγωγή οπτικών φωτονίων, παρά την υψηλότερη απόδοση φωτός του, λόγω της σημαντικά χαμηλότερης ΕΑΕ εξαιτίας της χαμηλότερης πυκνότητάς του σε σύγκριση με το LSO. Για υψηλότερες ενέργειες, όπου οι διαφορές της ΕΑΕ μεταξύ LaCl<sub>3</sub>:Ce και LSO είναι μειωμένες, ο LaCl<sub>3</sub>:Ce παράγει περισσότερα οπτικά φωτόνια. Σε κάθε περίπτωση, ωστόσο, οι τιμές της ΑΕ του κρυστάλλου LaCl<sub>3</sub>:Ce είναι ανώτερες από των άλλων σπινθηριστών στις τάσεις της λυχνίας ακτίνων-X που εξετάζονται. Αυτό δείχνει ότι οι ιδιότητες διάδοσης των οπτικών φωτονίων, όπως η διάδοση μέσω του υλικού και η οπτική διαφυγή από τον κρύσταλλο, παίζουν επίσης σημαντικό ρόλο στη συνολική απόδοση σπινθηρισμού. Οι κρύσταλλοι BGO, LSO και CdWO<sub>4</sub> ήταν περιτυλιγμένοι με στρώματα Τεφλόν ως μέρος της διαδικασίας ακτινοβόλησης [184]. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία, η ανακλαστικότητα των επιφανειών των κρυστάλλων που είναι κατοπτρικές ή είναι μόνο γυαλισμένες ή είναι σε επαφή με Τεφλόν, είναι κοντά στο 100% για γωνία πρόσπτωσης των οπτικών φωτονίων πάνω από 30 μοίρες [178].

#### **4.1.4. Παράγοντας Φασματικής Συμβατότητας (SMF)**

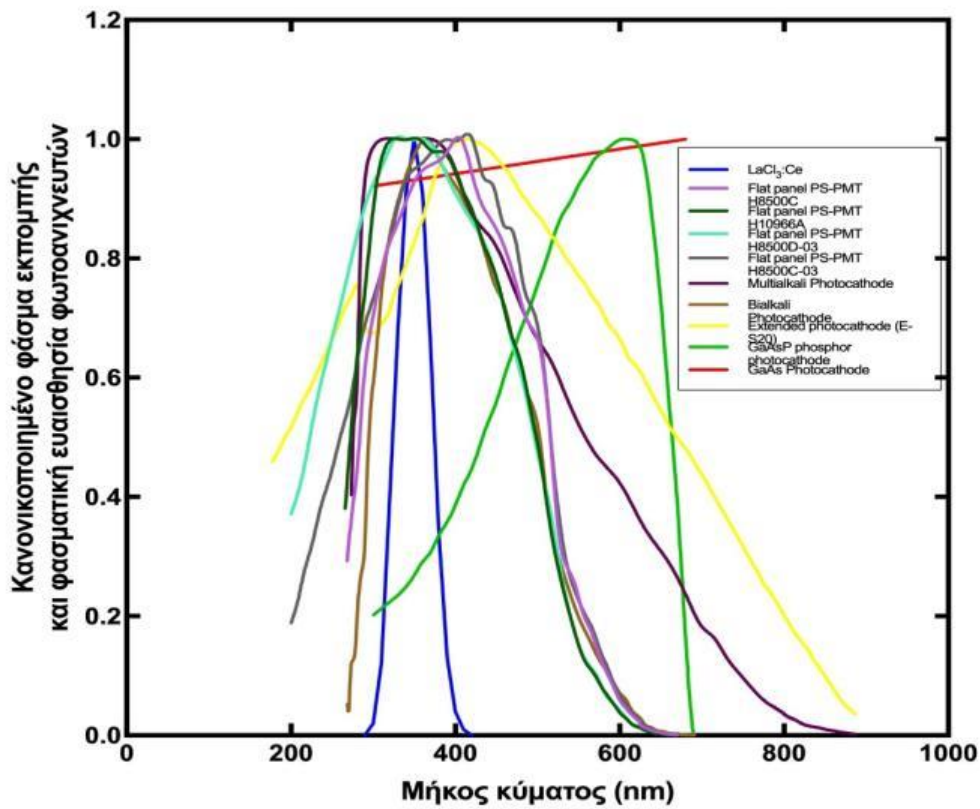
Οι Εικόνες 8-11 απεικονίζουν το κανονικοποιημένο οπτικό φάσμα του κρυστάλλου LaCl<sub>3</sub>:Ce μαζί με τις φασματικές ευαισθησίες διαφόρων οπτικών αισθητήρων [156,168-171]. Οι φωτοανιχνευτές που αναφέρονται είναι φωτοπολλαπλασιαστές πυριτίου (SiPMs), που χρησιμοποιούνται συχνά σε εφαρμογές Πυρηνικής Ιατρικής, συσκευές συζευγμένου φορτίου (CCD) και συμπληρωματικοί ημιαγωγοί οξειδίου μετάλλου (CMOS) που χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές απεικόνισης, και διάφορες φωτοκάθοδοι. Το φάσμα του LaCl<sub>3</sub>:Ce, που λήφθηκε από τον ιστότοπο του προμηθευτή [26], δείχνει την κύρια κορυφή εκπομπής στα 350 nm [26,31].



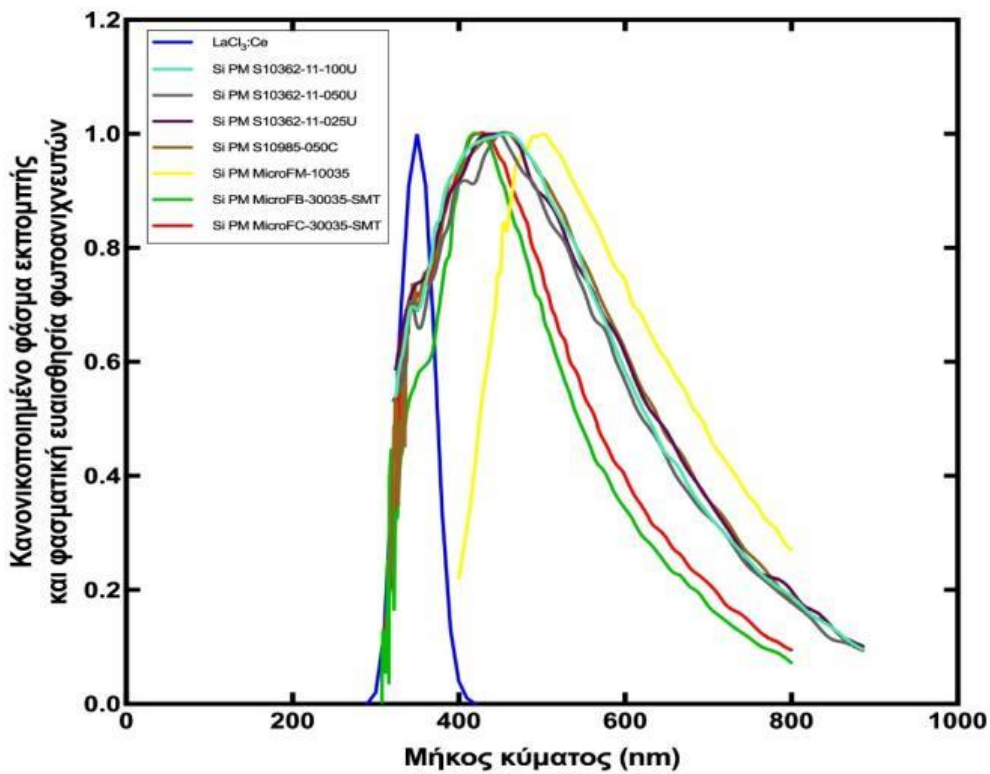
Εικόνα 8. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και φασματική ευαισθησία φωτοανιχνευτών CCD [183].



Εικόνα 9. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και φασματική ευαισθησία φωτοανιχνευτών CMOS [183].

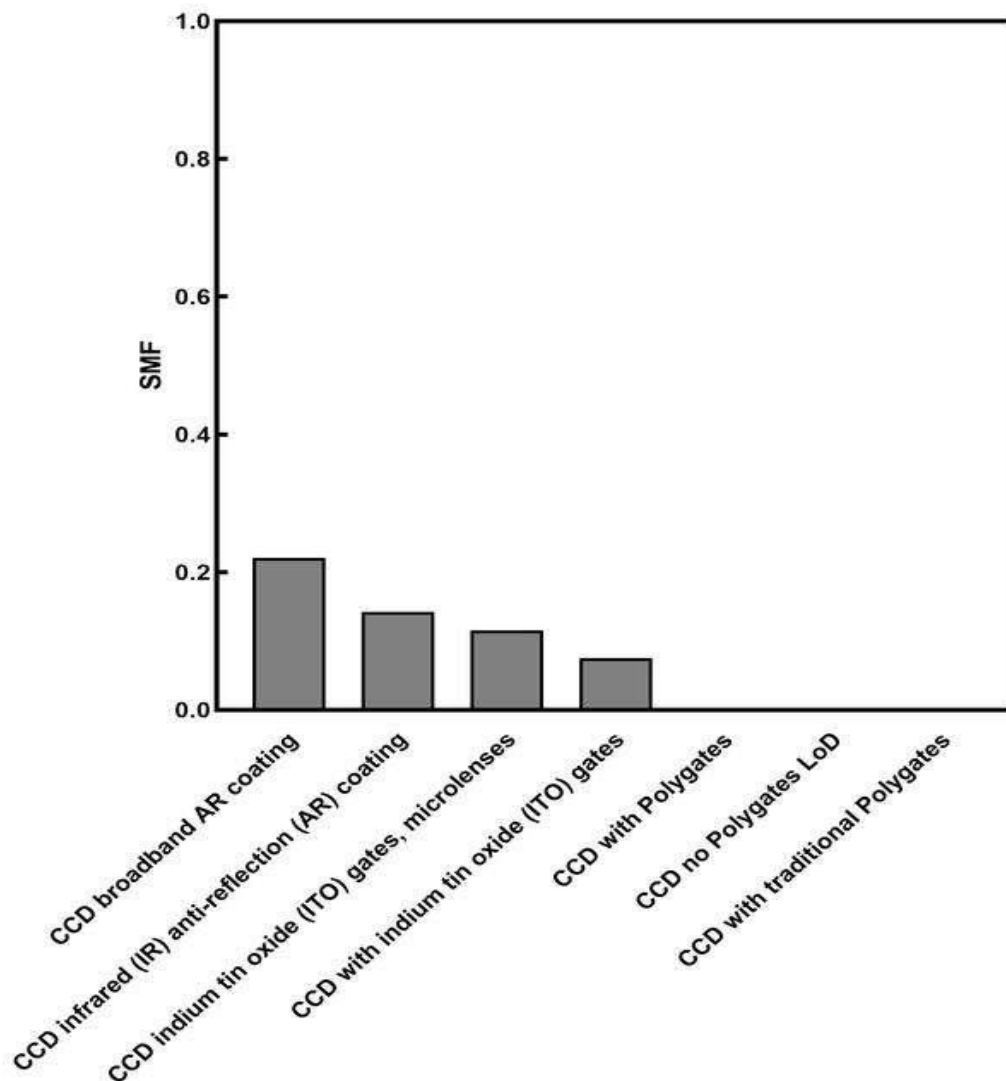


Εικόνα 10. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου  $LaCl_3:Ce$  και φασματική ευαισθησία φωτοκαθόδων [183].



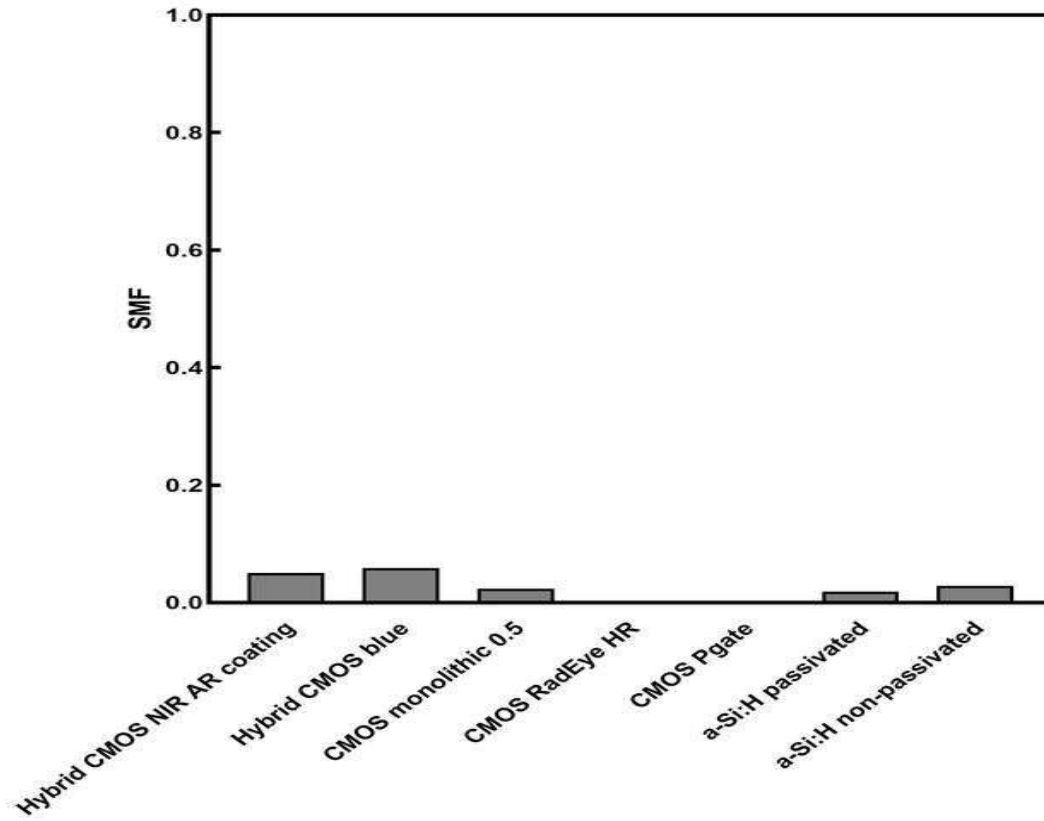
Εικόνα 11. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου  $LaCl_3:Ce$  και φασματική ευαισθησία φωτοανιχνευτών SiPMs [183].

Οι τιμές του Παράγοντα Φασματικής Συμβατότητας (SMF) του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , σε συνδυασμό με τους προαναφερθέντες φωτοανιχνευτές, υπολογίστηκαν σύμφωνα με την Εξίσωση (43) και παρουσιάζονται στις Εικόνες 12-15. Βρέθηκε ότι ο κρύσταλλος  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  παρουσιάζει άριστη συμβατότητα με τις φωτοκαθόδους Multialkali (0,99), GaAs φωτοκάθοδο (0,93) και Bialkali (0,94). Επιπλέον, παρουσιάζει εξαιρετική συμβατότητα όταν συνδυάζεται με διάφορες φωτοκαθόδους τύπου επίπεδων πάνελ (FP), με τις τιμές SMF να κυμαίνονται από 0,91 έως 0,99 (0,99 για H8500D-03 και H10966A). Από την άλλη πλευρά, καταγράφηκε χαμηλή συμβατότητα με τη φωτοκάθοδο φωσφόρου GaAsP, αφού η τιμή SMF ήταν μόνο 0,27. Το  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  έδειξε επίσης καλή συμβατότητα με τους περισσότερους από τους φωτοπολλαπλασιαστές πυριτίου, καθώς εμφάνισε τιμές SMF από 0,62 έως 0,67 (0,67 για Si PM S10985-050C και Si PM S10362-11-025U). Αντίθετα, το  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  βρέθηκε ότι δεν είναι συμβατό με CCDs και ανιχνευτές CMOS. Συγκεκριμένα, οι χαμηλότερες τιμές SMF καταγράφηκαν για CCD with polygates (0,002), για CMOS RadEye HR (0,0), για CMOS Pgate (0,0002) και για CCD with traditional polygates και CCD no polygates (και οι δύο στο 0,0003). Οι συνδυασμοί με SMF μεγαλύτερο από 0,65 φαίνονται στον Πίνακα 4.

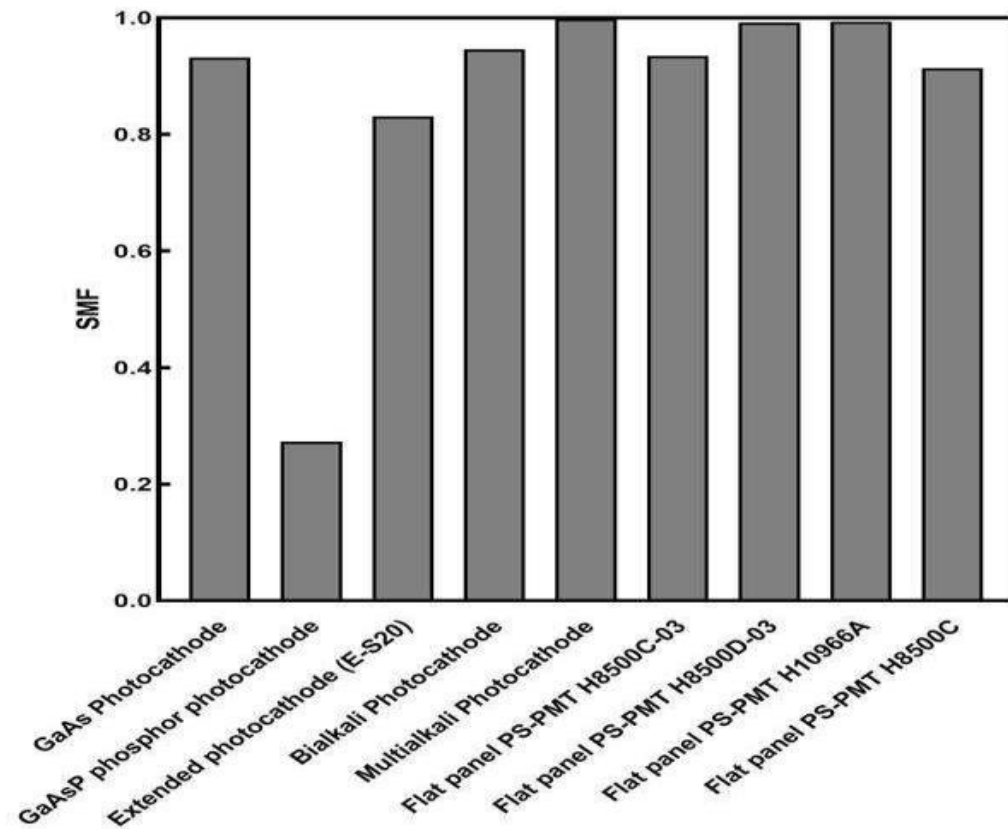


Εικόνα 12. Τιμές SMF του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  σε συνδυασμό με διάφορους φωτοανιχνευτές CCD.

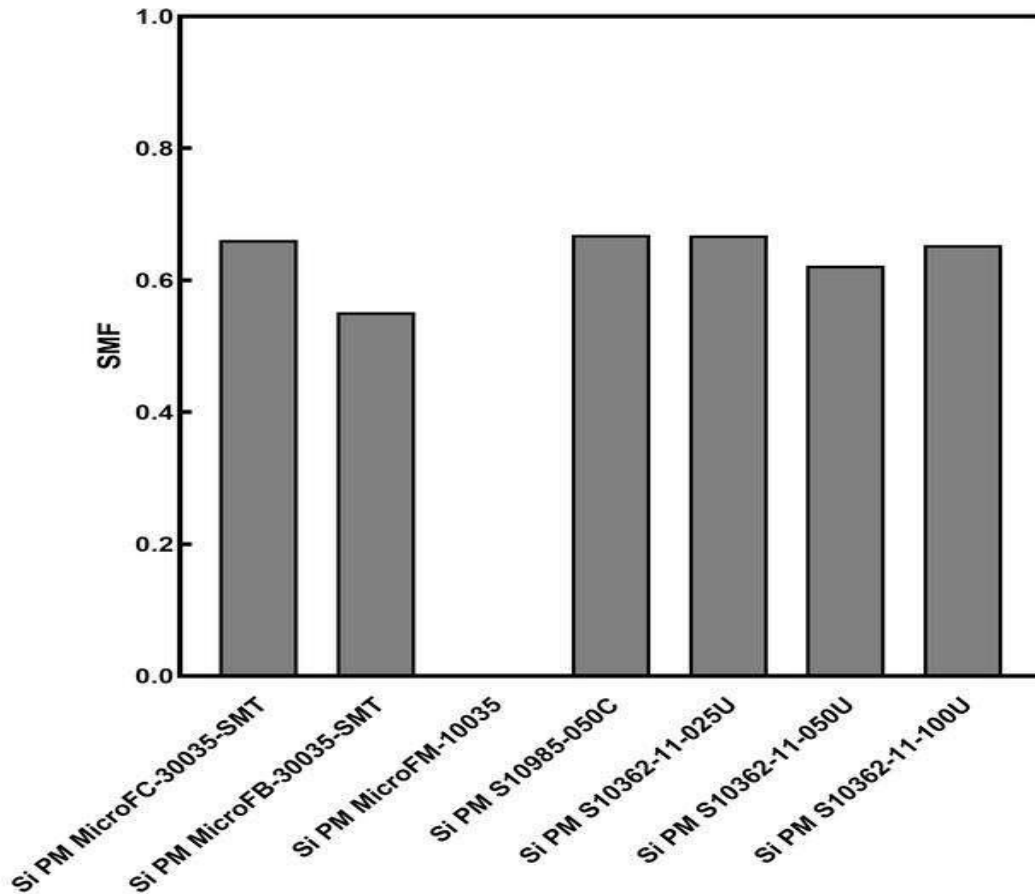




Εικόνα 13. Τιμές SMF του κρυστάλλου  $LaCl_3:Ce$  σε συνδυασμό με διάφορους φωτοανιχνευτές CMOS.



Εικόνα 14. Τιμές SMF του κρυστάλλου  $LaCl_3:Ce$  σε συνδυασμό με διάφορες φωτοκαθόδους.



Εικόνα 15. Τιμές SMF του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  σε συνδυασμό με διάφορους φωτοανιχνευτές SiPMs.

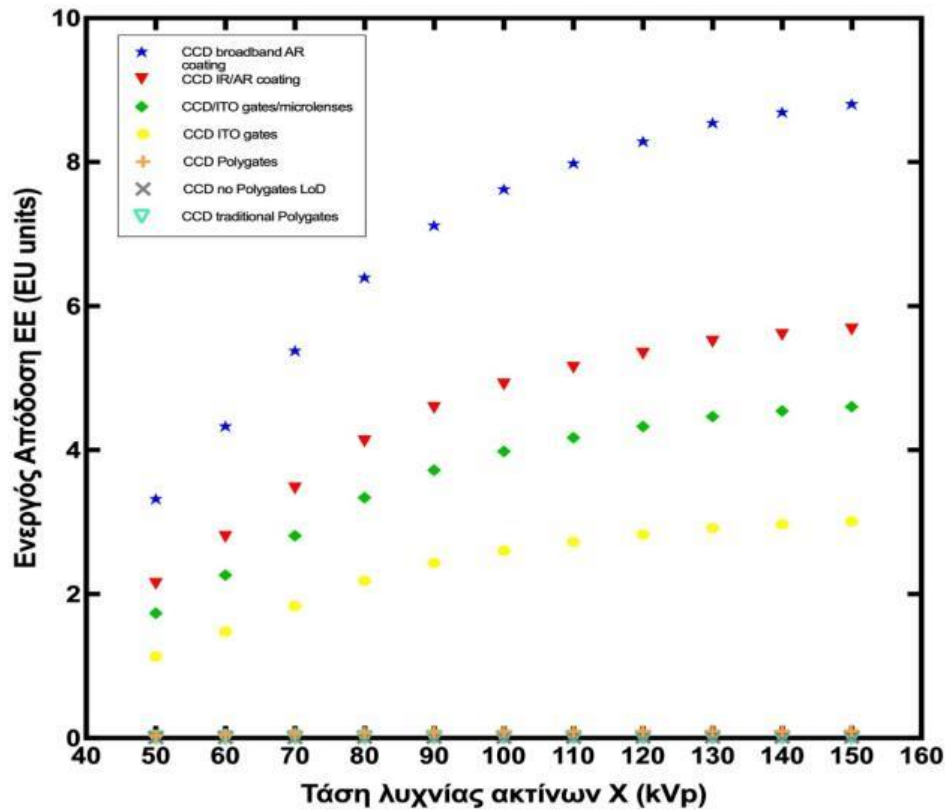
Πίνακας 4. Συνδυασμοί κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  με φωτοανιχνευτές με SMF πάνω από 0,65 [183].

Φωτοανιχνευτές	$\text{LaCl}_3:\text{Ce}$
Extended photocathode (E-S20)	0,83
GaAs Photocathode	0,93
Bialkali Photocathode	0,94
Multialkali Photocathode	0,99
(FP) PS-PMT H8500C-03	0,93
(FP) PS-PMT H8500D-03	0,99
(FP) PS-PMT H10966A	0,99
(FP)PS-PMT H8500C	0,91
SiPM MicroFC-30035-SMT	0,66
SiPM S10985-050C	0,67
SiPM S10362-11-025U	0,67
SiPM S10362-11-100U	0,65

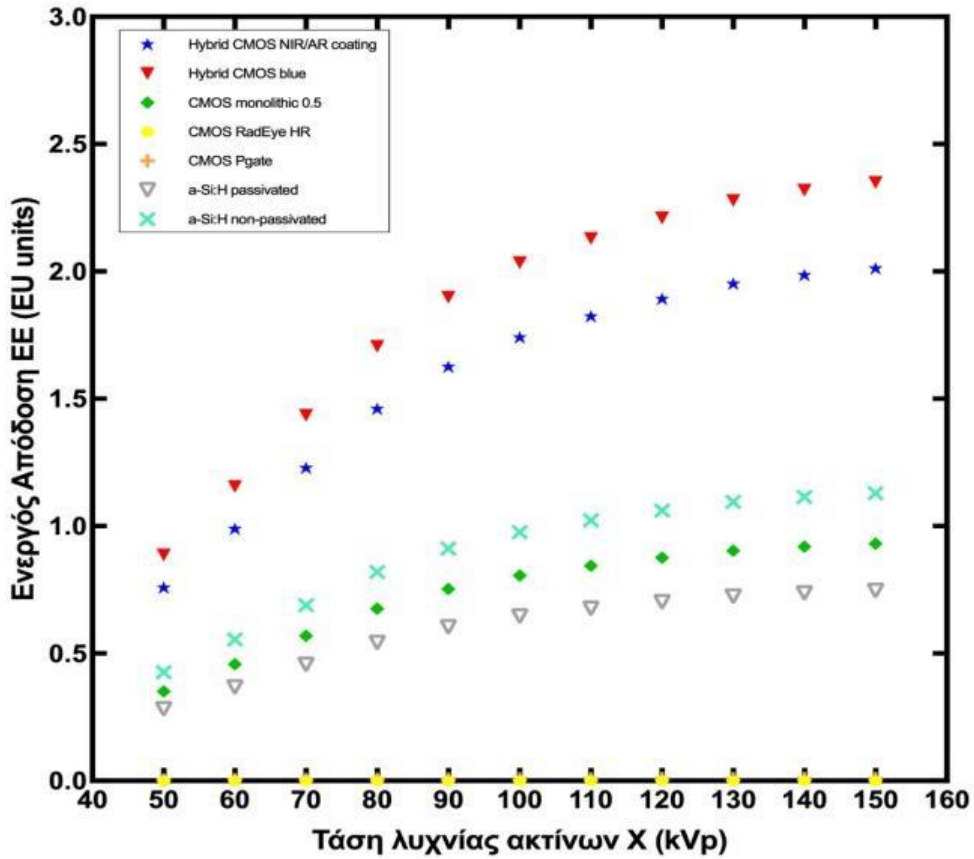
#### 4.1.5. Ενεργός Απόδοση (ΕΕ)

Οι Εικόνες 16-19 απεικονίζουν την Ενεργό Απόδοση (ΕΕ) του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  με τους οπτικούς ανιχνευτές που φαίνονται στις Εικόνες 8-11. Οι βέλτιστες τιμές

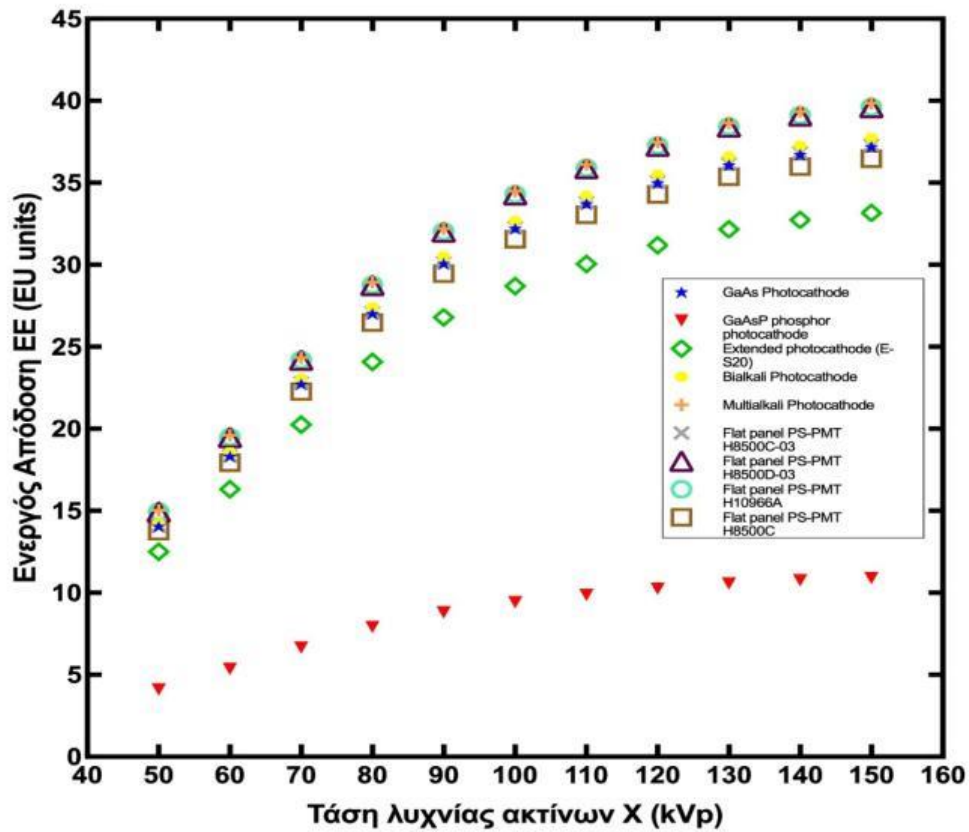
Ενεργούς Απόδοση αποδόθηκαν σε φωτοκαθόδους και φωτοπολλαπλασιαστές πυριτίου (SiPMs). Οι χαμηλότερες τιμές παρατηρούνται όταν ο κρύσταλλος συνδυάζεται με φωτοανιχνευτές CCD και CMOS. Αναλυτικά, λαμβάνονται τιμές ΕΕ σχεδόν ίσες με τις τιμές ΑΕ (~15 EU στα 50 kVp και ~39 EU στα 150 kVp) όταν το  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  συζευχθεί με τις φωτοκαθόδους GaAs, Βialkali, Multialkali, και με τις φωτοκαθόδους τύπου επίπεδων πάνελ PS-PMT H850D -03 και PS-PMT H10966A. Αντίθετα, η μείωση (με τα kVp) στο ανιχνευόμενο σήμα φωταύγειας κυμαίνεται από 99,7% έως 100% όταν το  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  συνδυάζεται με τους φωτοανιχνευτές CMOS RadEye HR, CMOS Pgate, CCD with polygates, CCD no polygates LoD, και CCD with traditional polygates.



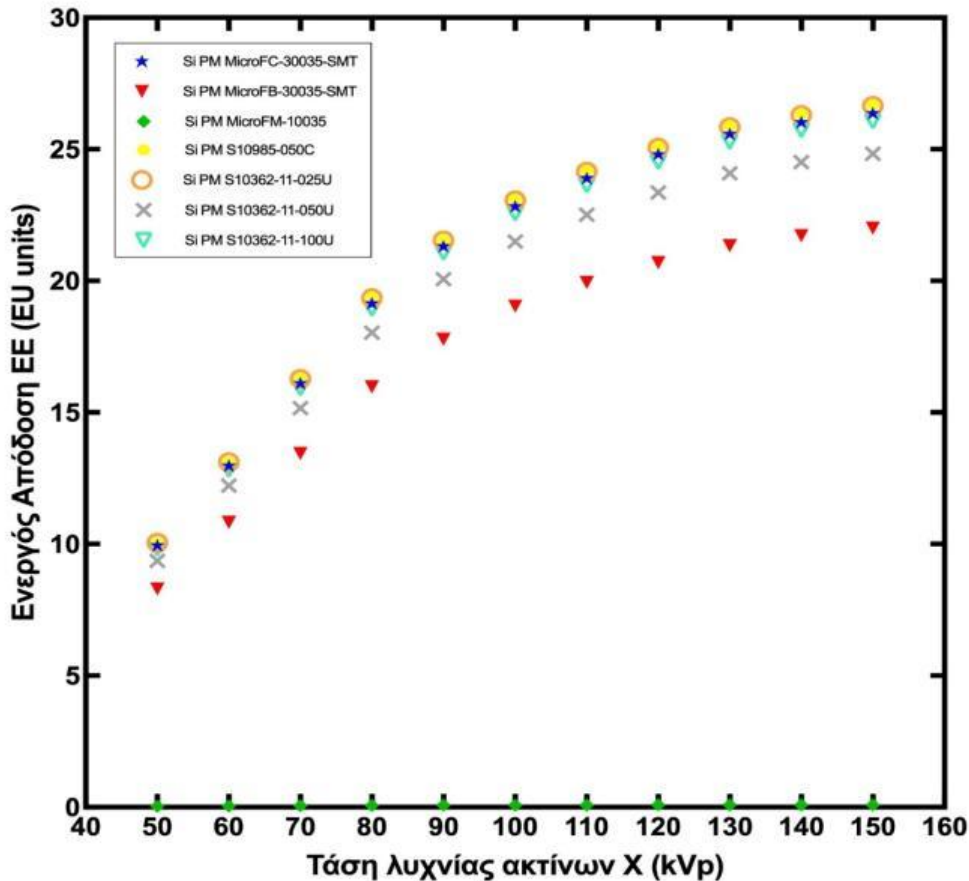
Εικόνα 16. ΕΕ του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  σε συνδυασμό με φωτοανιχνευτές CCD [183].



Εικόνα 17. ΕΕ του κρυστάλλου  $LaCl_3:Ce$  σε συνδυασμό με φωτοανιχνευτές CMOS [183].



Εικόνα 18. ΕΕ του κρυστάλλου  $LaCl_3:Ce$  σε συνδυασμό με φωτοκαθόδους [183].

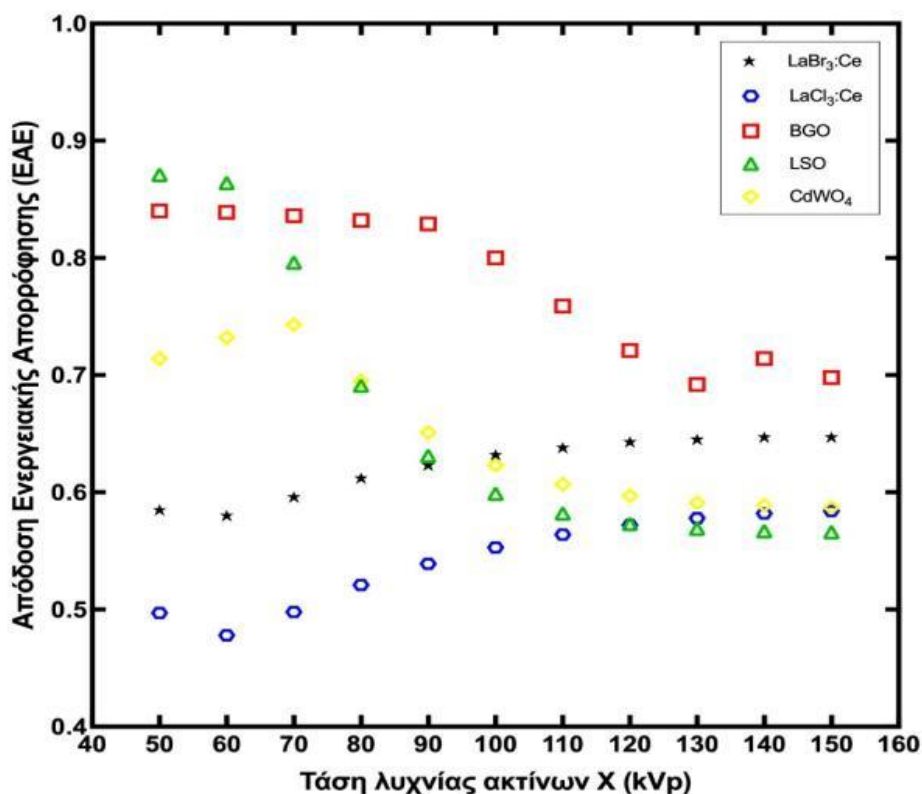


Εικόνα 19. ΕΕ του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  σε συνδυασμό με φωτοανιχνευτές SiPMs [183].

## 4.2. Παράμετροι απόδοσης του μονοκρυσταλλικού σπινθηριστή $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$

### 4.2.1. Απόδοση Ενεργειακής Απορρόφησης (ΕΑΕ)

Οι τιμές της Απόδοσης Ενεργειακής Απορρόφησης (ΕΑΕ) του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  σε όλο το εξεταζόμενο εύρος ενέργειας, σε σύγκριση με τα υπολογισμένα δεδομένα για τους κρυστάλλους BGO, LSO,  $\text{CdWO}_4$  και  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  παρουσιάζονται στην Εικόνα 20. Όπως φαίνεται, οι τιμές του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  είναι υψηλότερες από εκείνες του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  σε όλες τις ενέργειες. Σε χαμηλές ενέργειες (50–80 kVp), οι τιμές ΕΑΕ του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  είναι χαμηλότερες από αυτές των κρυστάλλων BGO, LSO και  $\text{CdWO}_4$ , λόγω της υψηλής πυκνότητάς τους, που είναι  $7,13 \text{ g/cm}^3$ ,  $7,4 \text{ g/cm}^3$  και  $7,9 \text{ g/cm}^3$  αντίστοιχα [155,159,160]. Από τα 70 έως τα 150 kVp, η ΕΑΕ του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  αυξάνεται σταδιακά, ξεπερνώντας τις τιμές των κρυστάλλων LSO και  $\text{CdWO}_4$  μετά από τα 100 kVp, φτάνοντας τη μέγιστη τιμή στα 150 kVp (0,647), αλλά παραμένοντας χαμηλότερα από τις αντίστοιχες τιμές του κρυστάλλου BGO. Η απόδοση του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  σε υψηλότερες ενέργειες αποδεικνύει την καταλληλότητά του για χρήση σε ακτινογραφικές εφαρμογές όπως η υπολογιστική τομογραφία.

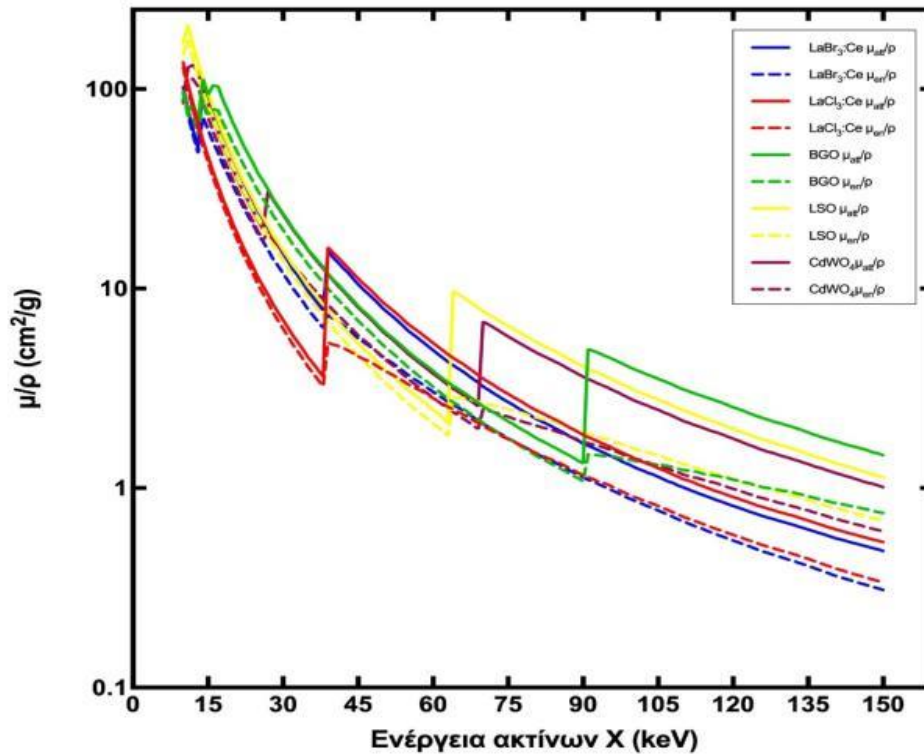


Εικόνα 20. EAE κρυσταλλικών σπινθηριστών  $LaBr_3:Ce$ ,  $LaCl_3:Ce$ , BGO, LSO και  $CdWO_4$  [166].

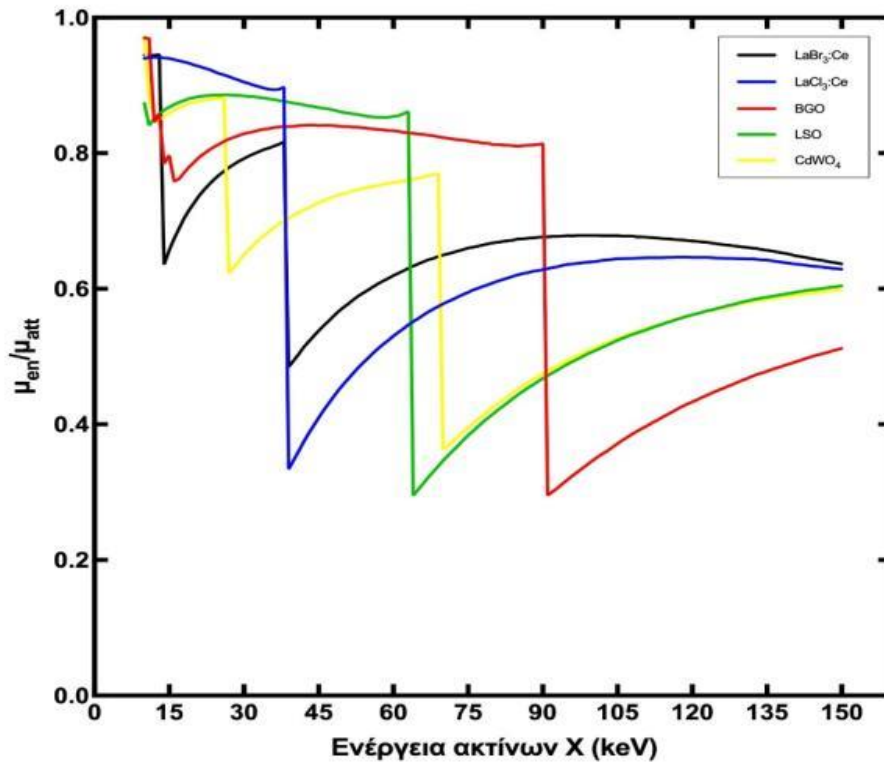
Η Εικόνα 21 παρουσιάζει τη γραφική παράσταση του γραμμικού συντελεστή εξασθένησης  $\mu_{att}$  ως προς την ενέργεια, όπως λαμβάνεται από το λογισμικό XmuDAT, με το χαρακτηριστικό πριονωτό σχήμα στο ενεργειακό εύρος όπου κυριαρχεί η απορρόφηση μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου (έως περίπου τα 100 keV). Οι ασυνέχειες αντιστοιχούν στις αιχμές απορρόφησης K, L, M ή N, στις οποίες οι ενέργειες των φωτονίων γίνονται ίσες με τις ενέργειες δέσμευσης των ηλεκτρονίων των ατόμων των κρυστάλλων στις στοιβάδες K, L, M ή N, και επομένως η πιθανότητα απορρόφησης των φωτονίων αυξάνεται απότομα, λόγω συντονισμού [70].

Ενώ ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης  $\mu_{att}$  εκφράζει την προαναφερθείσα πιθανότητα, ο γραμμικός συντελεστής απορρόφησης της ενέργειας  $\mu_{en}$  εκφράζει την πιθανότητα μεταφοράς και απορρόφησης αυτής της ενέργειας μέσα στον κρύσταλλο. Ο υπολογισμένος λόγος των συντελεστών απορρόφησης και εξασθένησης ως προς την ενέργεια παρουσιάζεται γραφικά στην Εικόνα 22. Παρατηρείται μια απότομη πτώση αυτού του λόγου στις θέσεις των αιχμών απορρόφησης των κρυστάλλων, με αποτέλεσμα την αντίστοιχη μείωση της EAE στο γράφημα της Εικόνας 20. Οι κρύσταλλοι  $LaCl_3:Ce$  και  $LaBr_3:Ce$  εμφανίζουν μια κοινή κορυφή K στα 39 keV, λόγω του λανθάνιου, ενώ ο κρύσταλλος  $LaBr_3:Ce$  εμφανίζει και μια δεύτερη, λόγω βρωμίου, στα 14 keV, η οποία, ωστόσο, δεν επηρεάζει την EAE στο φάσμα των ενεργειών που μελετάμε. Η EAE και των δύο κρυστάλλων μειώνεται μετά τα 40 kVp και μάλιστα η μείωση του κρυστάλλου  $LaCl_3:Ce$  είναι μεγαλύτερη, λόγω της μεγαλύτερης πτώσης του λόγου  $\mu_{en}/\mu_{att}$ , όπως φαίνεται στο γράφημα. Μετά από τα 60 kVp, η EAE αυξάνεται ελαφρά και σταθεροποιείται, λόγω της σταδιακής αύξησης του λόγου  $\mu_{en}/\mu_{att}$  μετά από τα 39 keV. Ομοίως, στους κρυστάλλους BGO, LSO και  $CdWO_4$ , με κορυφές K στα 91 keV, 64 keV και 70 keV, αντίστοιχα, η EAE μειώνεται μετά από τα 91 kVp, 64 kVp και 70 kVp,

αντίστοιχα. Μετά από τα 110 kVp για τους κρυστάλλους LSO και CdWO<sub>4</sub>, και τα 130 kVp για τον κρύσταλλο BGO, η ΕΑΕ σχεδόν σταθεροποιείται, λόγω της μερικής ανάκαμψης των τιμών του λόγου  $\mu_{en}/\mu_{att}$ .



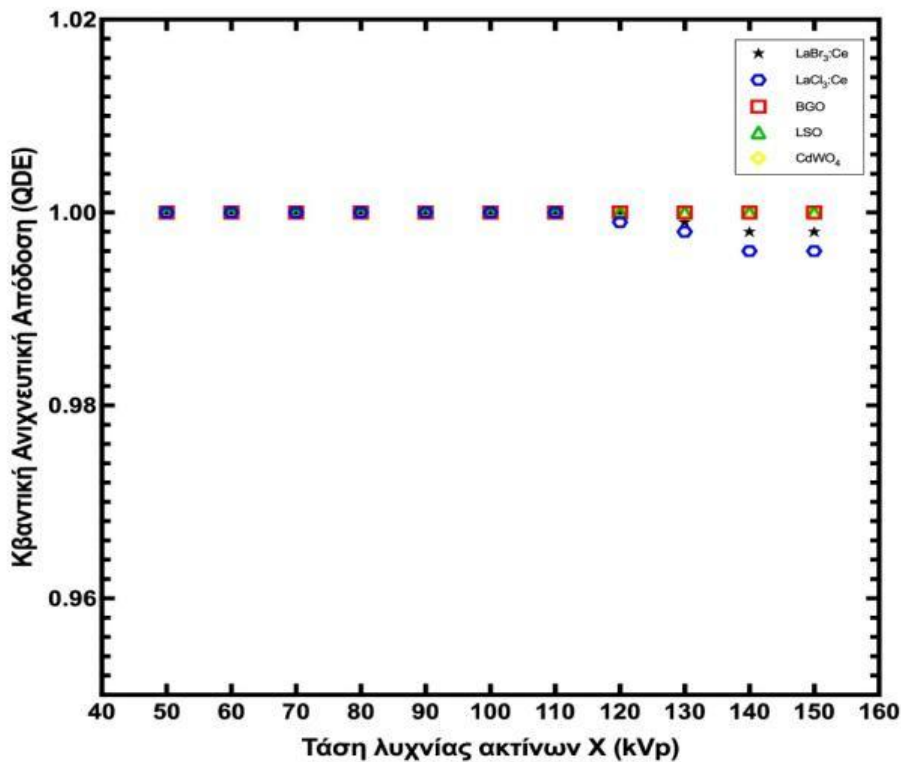
Εικόνα 21. Συντελεστές εξασθένησης των κρυστάλλων  $LaBr_3:Ce$ ,  $LaCl_3:Ce$ , BGO, LSO και  $CdWO_4$  [166].



Εικόνα 22. Ο λόγος  $\mu_{en}/\mu_{att}$  των κρυστάλλων  $LaBr_3:Ce$ ,  $LaCl_3:Ce$ , BGO, LSO και  $CdWO_4$  [166].

#### 4.2.2. Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση (QDE)

Η Εικόνα 23 δείχνει την επίδραση της τάσης της λυχνίας ακτίνων-X στη Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση (QDE). Ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  παρουσιάζει σχεδόν τέλεια αποτελεσματικότητα στην ανίχνευση των προσπιπτόντων φωτονίων, όπως φαίνεται από τις τιμές της QDE, οι οποίες κυμαίνονται από 0,998 έως 1. Η QDE είναι μέγιστη σε τάσεις λυχνίας έως 120 kVp. Αυτό οφείλεται κυρίως στο πάχος του κρυστάλλου, καθώς οι συντελεστές εξασθένησης πέφτουν μετά την K αιχμή του  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , πάνω από τα 39 keV. Για αυτό το ενεργειακό εύρος, η απορρόφηση ακτινοβολίας είναι μέγιστη και όλη η προσπίπτουσα ακτινοβολία μπορεί να συμβάλει στη δημιουργία σήματος. Για υψηλότερες ενέργειες, ωστόσο, η συνεχής πτώση του συντελεστή εξασθένησης οδηγεί σε μικρότερο αριθμό φωτονίων X που απορροφώνται στον κρύσταλλο.

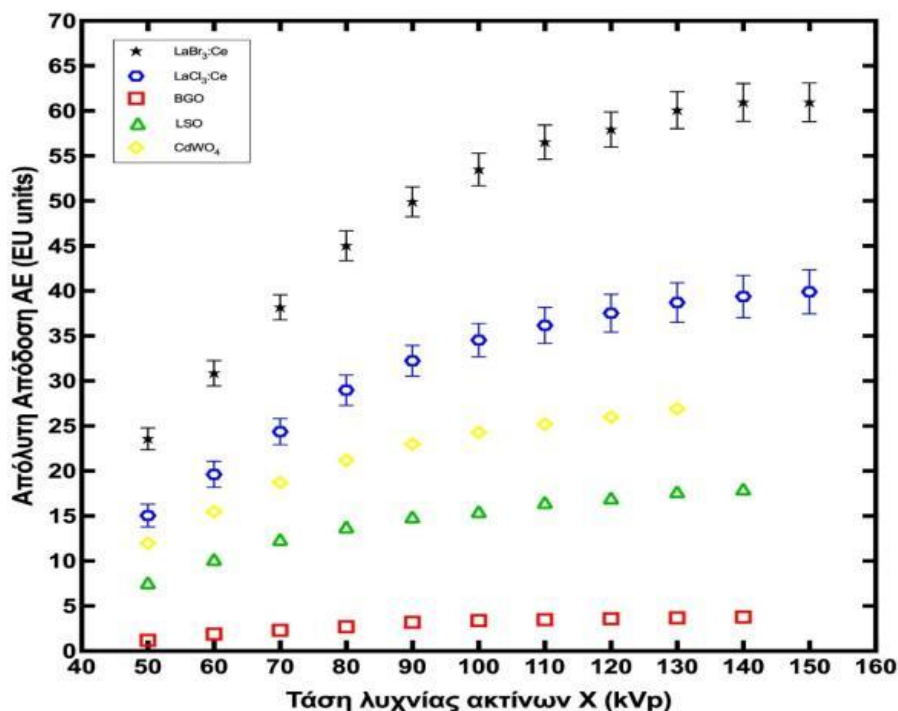


Εικόνα 23. QDE του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  σε σύγκριση με τους κρυστάλλους  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , BGO, LSO και  $\text{CdWO}_4$  [166].

#### 4.2.3. Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας (AE)

Η Εικόνα 24 δείχνει τη διακύμανση της Απόλυτης Απόδοσης Φωταύγειας (AE) του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  στο εύρος τάσης λυχνίας ακτίνων-X από 50 έως 150 kVp, σε σύγκριση με προηγούμενα δημοσιευμένα δεδομένα για τους κρυστάλλους  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , BGO, LSO και  $\text{CdWO}_4$  παρόμοιων διαστάσεων [154,155,183]. Το πειραματικό σφάλμα είναι 4,25%. Όπως φαίνεται, η AE όλων των κρυστάλλων αυξάνεται συνεχώς με την αύξηση της τάσης της λυχνίας. Ωστόσο, οι τιμές του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  είναι οι υψηλότερες σε όλες τις ενέργειες. Συγκεκριμένα, στα 50 kVp, οι τιμές ήταν 23,5 EU για το  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , 15,1 EU για το  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , 1,2 EU για το BGO, 7,6 EU για το LSO και 12 EU για το  $\text{CdWO}_4$ . Στα 130 kVp, η διαφορά ήταν ακόμη μεγαλύτερη, με τιμές 60,1 EU, 38,7 EU, 3,7 EU, 17,7 EU και 26,9 EU, αντίστοιχα [154,155,183].





*Εικόνα 24. Τιμές της ΑΕ του κρυστάλλου LaBr<sub>3</sub>:Ce (4,25% σφάλμα) σε σύγκριση με προηγουμένως δημοσιευμένα δεδομένα για τους κρυστάλλους LaCl<sub>3</sub>:Ce, BGO, LSO και CdWO<sub>4</sub> [166].*

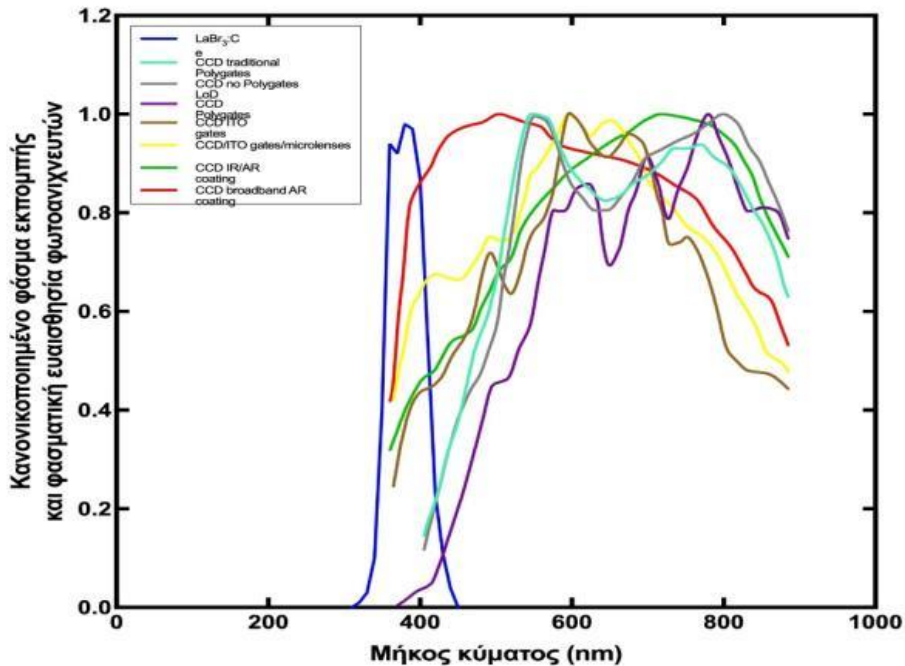
Η μορφή της καμπύλης της Απόλυτης Απόδοσης Φωταύγειας (ΑΕ) του κρυστάλλου LaBr<sub>3</sub>:Ce είναι ένας συνδυασμός της απορρόφησης ακτίνων-X, της παραγωγής οπτικών φωτονίων, και της διαφυγής τους από τον κρύσταλλο. Σε χαμηλότερες ενέργειες, η αυξημένη Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση (QDE) επιτρέπει υψηλή παραγωγή οπτικών φωτονίων. Καθώς η ενέργεια των ακτίνων-X αυξάνεται, και ενώ η QDE παραμένει περίπου 1, ο αριθμός των οπτικών φωτονίων που παράγονται αυξάνεται, σε αναλογία με την απόδοση φωτός. Έτσι, οι τιμές της ΑΕ μετρώνται επίσης ως αυξανόμενες. Για τάσεις λυχνίας ακτίνων-X πάνω από 120 kVp, όπου η QDE πέφτει κάτω από 1, το ποσοστό των ακτίνων-X που απορροφάται μειώνεται, γεγονός που με τη σειρά του μειώνει την ενέργεια που προσφέρεται για την παραγωγή οπτικών φωτονίων. Αυτό καταλήγει σε μια μικρότερη κλίση, που μοιάζει με οροπέδιο, στην αύξηση της τιμής ΑΕ. Εάν η τιμή της QDE ήταν 1 για αυτές τις ενέργειες, ο ρυθμός αύξησης της ΑΕ για τάσεις λυχνίας ακτίνων-X πάνω από 120 kVp μπορεί να ήταν παρόμοιος με τον ρυθμό αύξησης μεταξύ 50 kVp και 110 kVp.

Οι πολύ καλές τιμές Απόλυτης Απόδοσης Φωταύγειας του κρυστάλλου LaBr<sub>3</sub>:Ce σε σύγκριση με τους άλλους κρυστάλλους, παρόλο που έχει χαμηλότερες τιμές ΕΑΕ όπως φαίνεται στην Εικόνα 20, μπορούν να εξηγηθούν από την υψηλότερη Απόδοση Φωτός (LY) του [183].

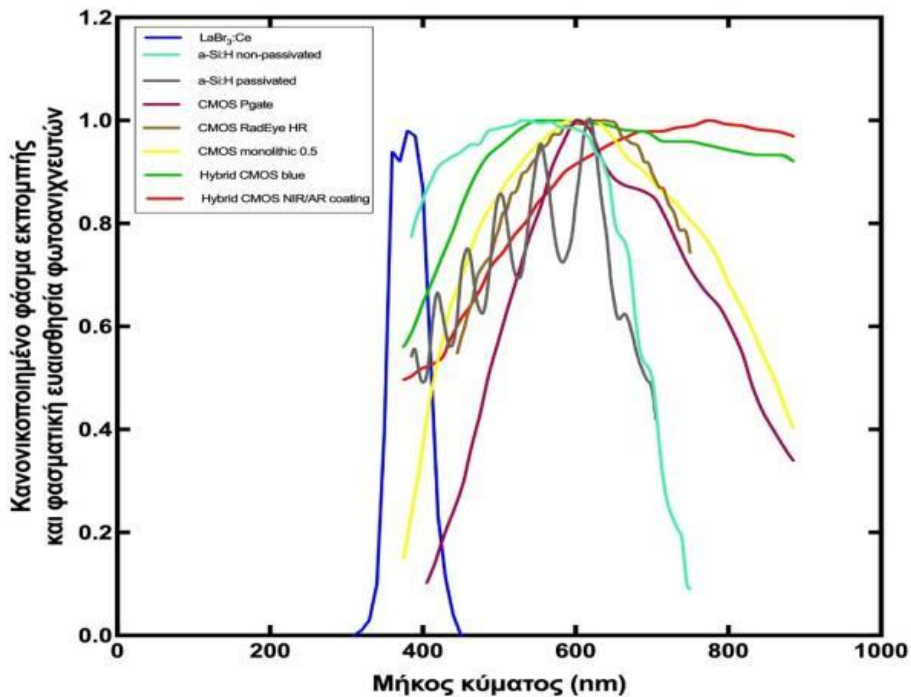
#### 4.2.4. Παράγοντας Φασματικής Συμβατότητας (SMF)

Το εκπεμπόμενο οπτικό φάσμα του κρυστάλλου LaBr<sub>3</sub>:Ce, κανονικοποιημένο στη μονάδα, σε σύγκριση με τις φασματικές ευαισθησίες αρκετών κοινών χρησιμοποιούμενων οπτικών αισθητήρων φωτονίων, απεικονίζεται στις Εικόνες 25-28 [156,168-171]. Οι φωτοανιχνευτές που αναφέρονται είναι φωτοπολλαπλασιαστές

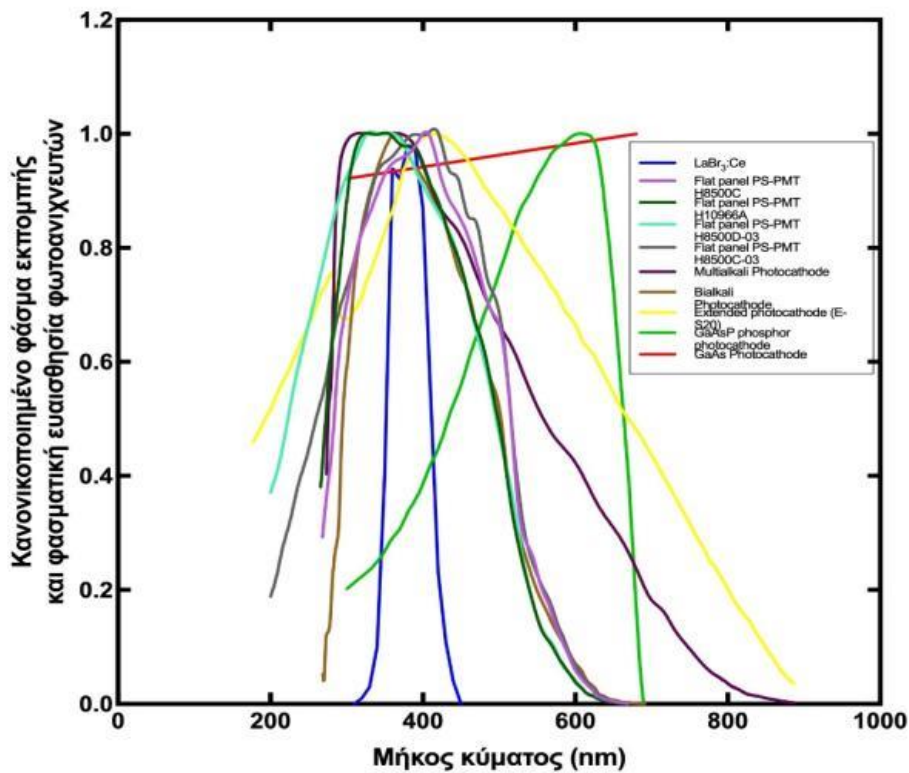
πυριτίου (SiPMs), που χρησιμοποιούνται συχνά σε εφαρμογές Πυρηνικής Ιατρικής, συσκευές συζευγμένου φορτίου (CCD) και συμπληρωματικοί ημιαγωγοί οξειδίου μετάλλου (CMOS) που χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές απεικόνισης και διάφορες φωτοκάθοδοι. Το πλάτος του φάσματος εκπομπής του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  είναι περίπου 120 nm, από 320 έως 440 nm, με μέγιστο μήκος κύματος εκπομπής τα 380 nm [42].



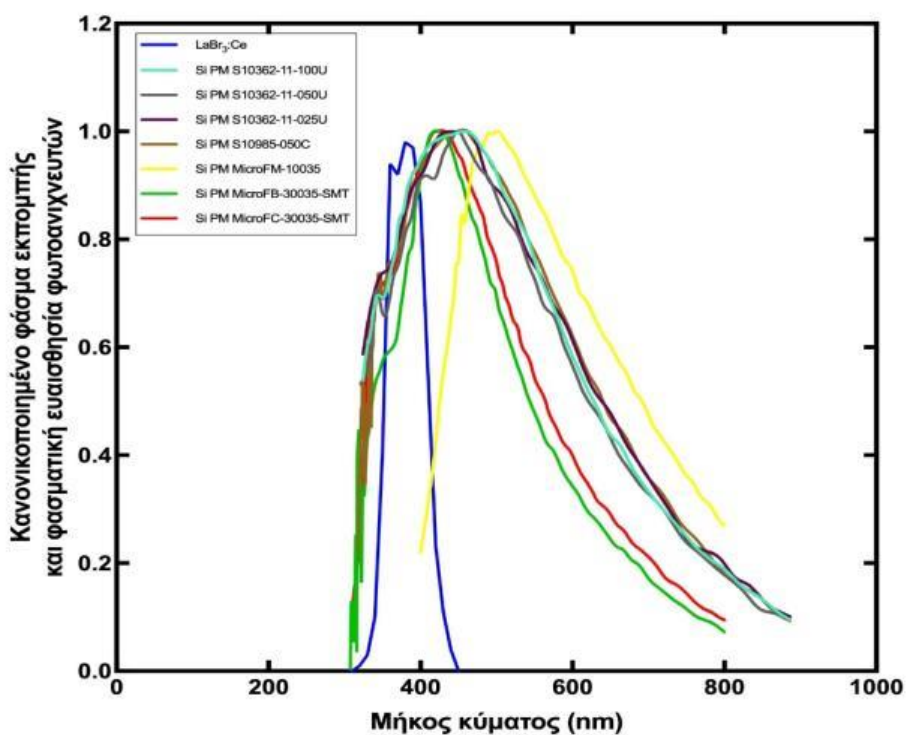
Εικόνα 25. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  και φασματική ευαισθησία φωτοανιχνευτών CCD [166].



Εικόνα 26. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  και φασματική ευαισθησία φωτοανιχνευτών CMOS [166].

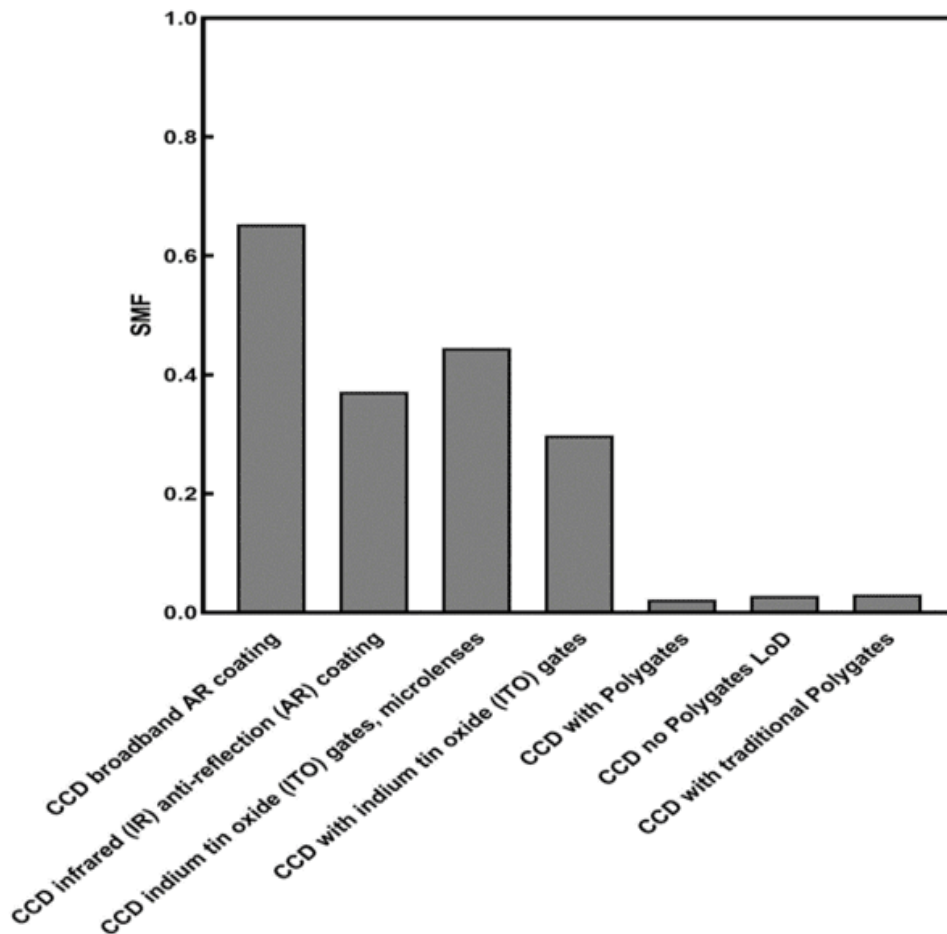


Εικόνα 27. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου  $LaBr_3:Ce$  και φασματική ευαισθησία φωτοκαθόδων [166].

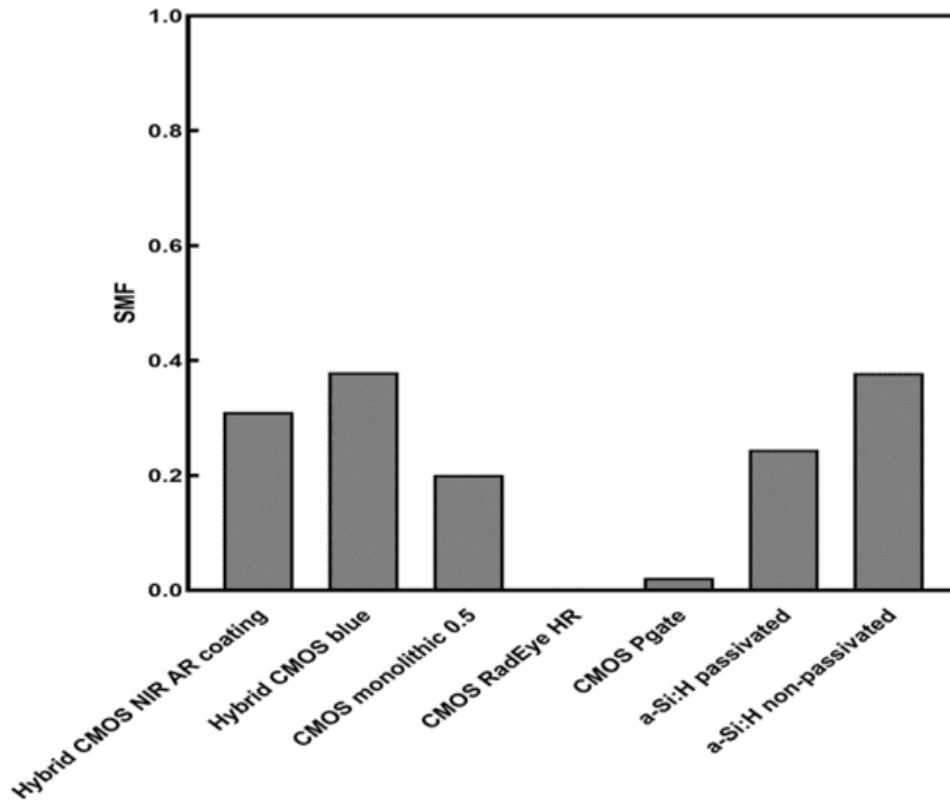


Εικόνα 28. Οπτική φασματική κατανομή του κρυστάλλου  $LaBr_3:Ce$  και φασματική ευαισθησία φωτοανιχνευτών SiPMs [166].

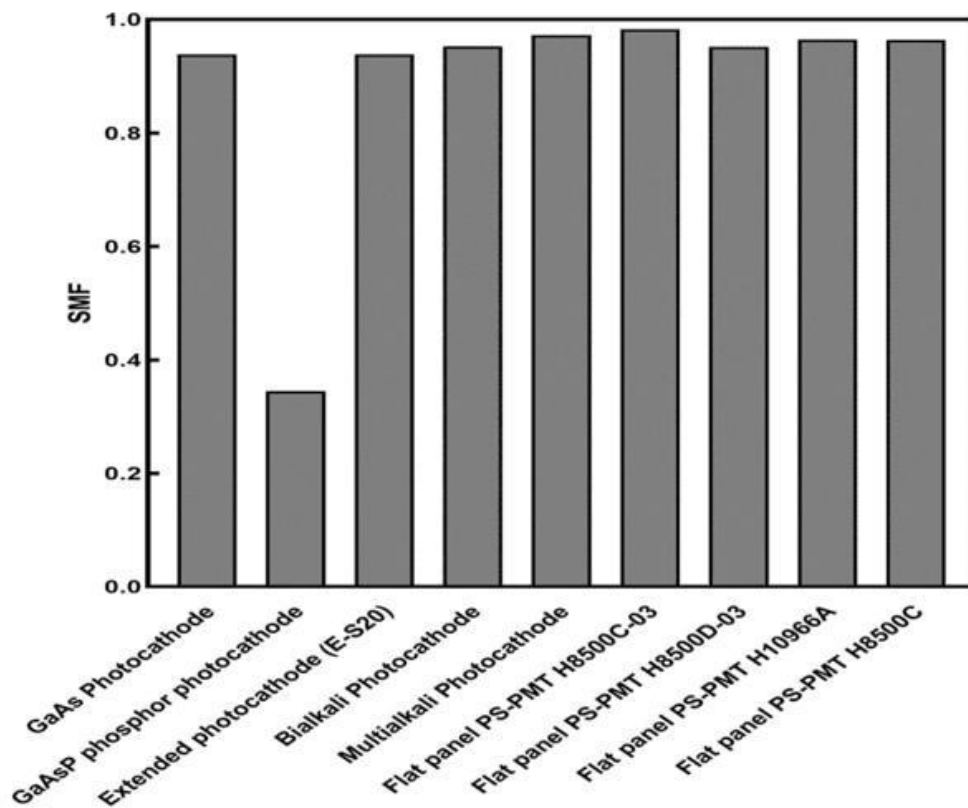
Η συμβατότητα των διάφορων συνδυασμών κρυστάλλου-ανιχνευτών, που φαίνεται στις Εικόνες 25-28, σχετίζεται άμεσα με τους υπολογισμένους Παράγοντες Φασματικής Συμβατότητας (SMF) που παρουσιάζονται στις Εικόνες 29-32. Ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  παρέχει εξαιρετική συμβατότητα με διάφορες φωτοκαθόδους τύπου επίπεδων πάνελ (FP), με τις τιμές του SMF να κυμαίνονται από 0,95 έως 0,98, καθώς και με τις φωτοκαθόδους Multialkali (0,97) και Bialkali (0,95). Αποτελεί επίσης μια κατάλληλη επιλογή για εφαρμογές με φωτοπολλαπλασιαστές πυριτίου, καθώς οι τιμές του SMF κυμαίνονταν από 0,75 έως 0,86 (0,86 για SiPM S10362-11-100U). Από την άλλη πλευρά, ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  βρέθηκε ότι δεν είναι συμβατός με ανιχνευτές CCD και CMOS, με τις τιμές του SMF να κυμαίνονται από 0,02 έως 0,65 για τους ανιχνευτές CCD και από 0,0 έως 0,37 για τους ανιχνευτές CMOS. Πιο συγκεκριμένα, οι χαμηλότερες τιμές καταγράφηκαν όταν ο κρύσταλλος συνδυάστηκε με τους ανιχνευτές CCD with Polygates και CCD no-Polygates LoD (και οι δύο στο 0,02), CCD with traditional Polygates (0,03), CMOS Pgate (0,02) και CMOS RadEye HR (0,0). Οι συνδυασμοί κρυστάλλου-ανιχνευτών με τιμές SMF μεγαλύτερες από 0,65 παρουσιάζονται στον Πίνακα 5.



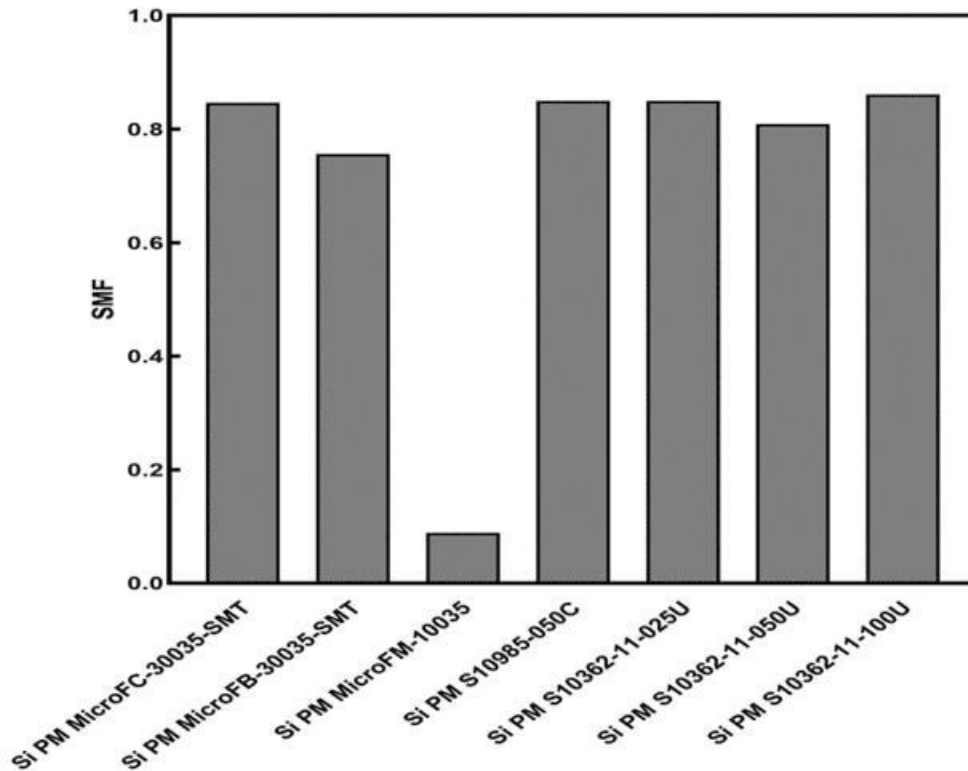
Εικόνα 29. Τιμές SMF του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  σε συνδυασμό με διάφορους φωτοανιχνευτές CCD [166].



Εικόνα 30. Τιμές SMF του κρυστάλλου  $LaBr_3:Ce$  σε συνδυασμό με διάφορους φωτοανιχνετές CMOS [166].



Εικόνα 31. Τιμές SMF του κρυστάλλου  $LaBr_3:Ce$  σε συνδυασμό με διάφορες φωτοκαθόδους [166].



Εικόνα 32. Τιμές SMF του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  σε συνδυασμό με διάφορους φωτοανιχνευτές SiPMs [166].

Πίνακας 5. Συνδυασμοί κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  με φωτοανιχνευτές με SMF πάνω από 0,65.

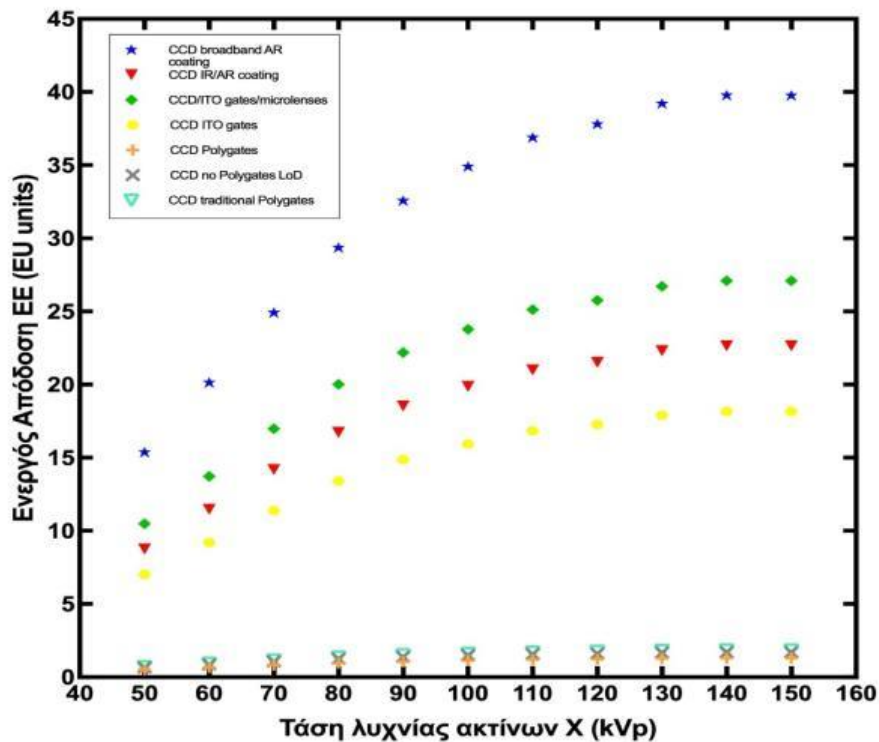
Φωτοανιχνευτές	$\text{LaBr}_3:\text{Ce}$
Extended photocathode (E-S20)	0,93
GaAs Photocathode	0,93
Bialkali Photocathode	0,95
Multialkali Photocathode	0,97
(FP) PS-PMT H8500C-03	0,98
(FP) PS-PMT H8500D-03	0,95
(FP) PS-PMT H10966A	0,96
(FP)PS-PMT H8500C	0,96
SiPM MicroFC-30035-SMT	0,84
SiPM MicroFB-30035-SMT	0,75
SiPM S10985-050C	0,84
SiPM S10362-11-025U	0,84
SiPM S10362-11-050U	0,80
SiPM S10362-11-100U	0,86
CCD broadband AR coating	0,65

Τέλος, όσον αφορά τις τιμές του Παράγοντα Φασματικής Συμβατότητας (SMF), όταν ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  συγκρίθηκε με τον κρύσταλλο  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , παρόμοιων χαρακτηριστικών, παρουσίασε σχεδόν τις ίδιες τιμές όταν συνδυάζοταν με διάφορες φωτοκαθόδους, αλλά σημαντικά καλύτερη συμβατότητα με φωτοπολλαπλασιαστές

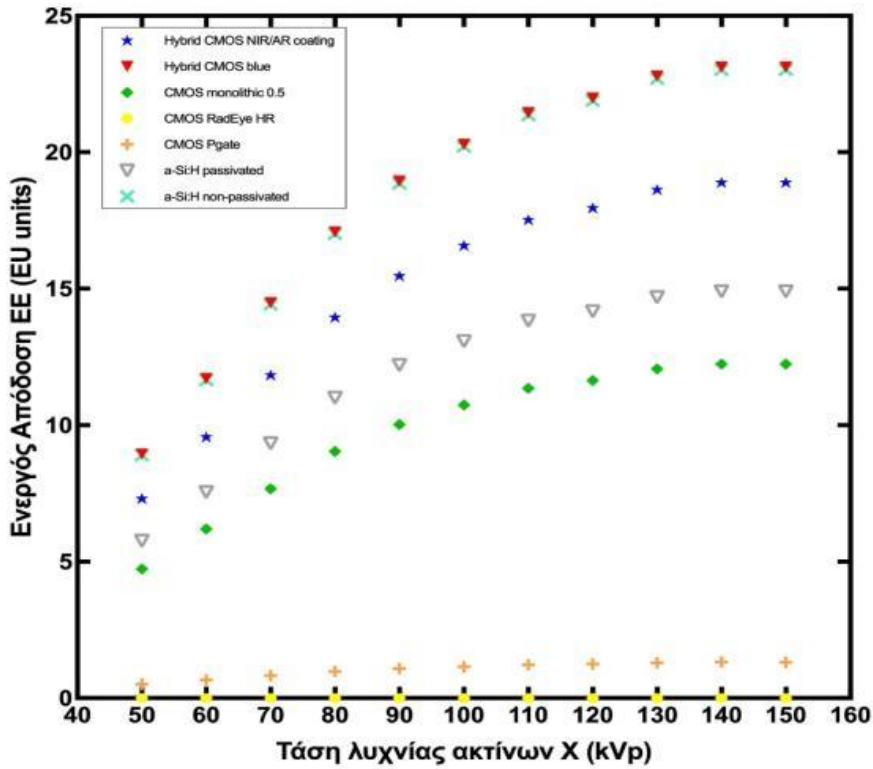
πυριτίου, CCD και CMOS, καθώς οι τιμές του SMF του  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  κυμαίνονται από 0,62 έως 0,67 για φωτοπολλαπλασιαστές πυριτίου, από 0,002 έως 0,22 για CCD και από 0,0 έως 0,28 για CMOS.

#### 4.2.5. Ενεργός Απόδοση (ΕΕ)

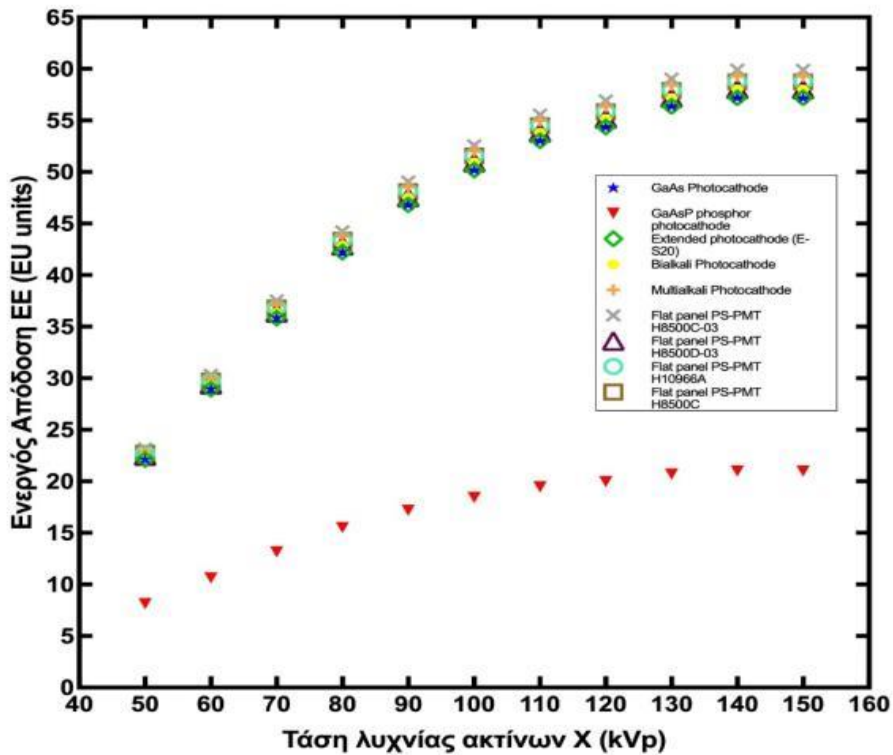
Οι Εικόνες 33-36 δείχνουν τιμές της Ενεργούς Απόδοσης (ΕΕ) που αντιστοιχούν σε κάθε οπτικό αισθητήρα που αναφέρθηκε προηγουμένως. Μετά τα αποτελέσματα του SMF, οι τιμές της ΕΕ επιβεβαιώνουν την εξαιρετική συμβατότητα του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  με αρκετές φωτοκαθόδους και φωτοπολλαπλασιαστές πυριτίου (SiPMs). Συγκεκριμένα, οι υψηλότερες τιμές της ΕΕ εμφανίστηκαν όταν ο κρύσταλλος συνδυάστηκε με φωτοκαθόδους τύπου επίπεδων πάνελ (FP), καθώς και με τις φωτοκαθόδους Multialkali και Bialkali. Από την άλλη πλευρά, οι χαμηλότερες τιμές εμφανίστηκαν όταν συνδυάστηκε με διάφορους ανιχνευτές CCD και CMOS, με τη μείωση (με τα kVp) στο ανιχνευμένο σήμα να κυμαίνεται από 99,3% έως 100% όταν ο κρύσταλλος αντιστοιχίστηκε με CCD with Polygates, CCD no-Polygates LoD, CCD with traditional Polygates, CMOS Pgate και CMOS RadEye HR.



Εικόνα 33. ΕΕ του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  σε συνδυασμό με φωτοανιχνευτές CCD [166].

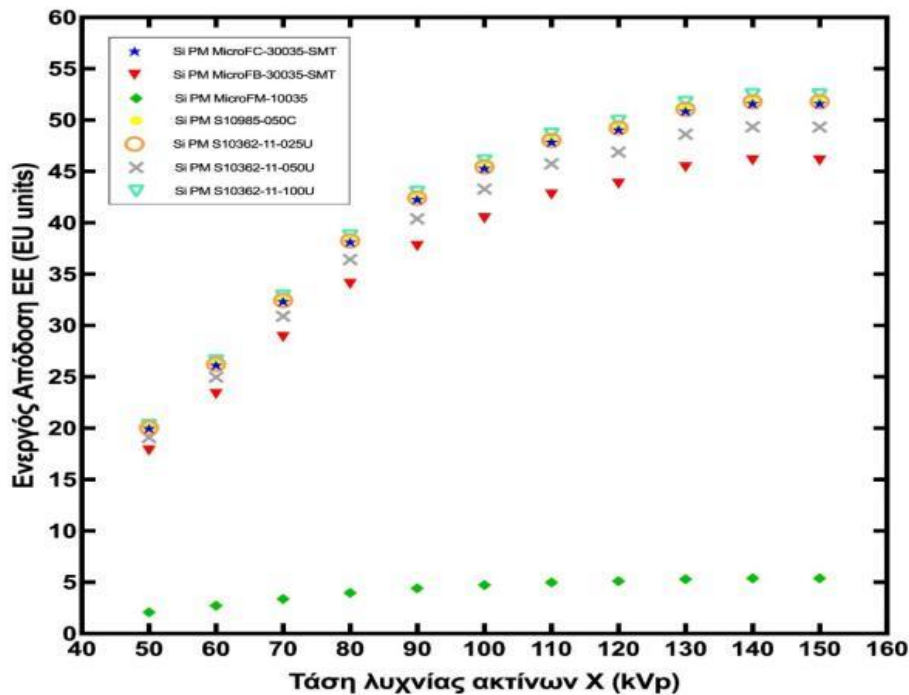


Εικόνα 34. ΕΕ του κρυστάλλου  $LaBr_3:Ce$  σε συνδυασμό με φωτοανιχνευτές CMOS [166].



Εικόνα 35. ΕΕ του κρυστάλλου  $LaBr_3:Ce$  σε συνδυασμό με φωτοκαθόδους [166].

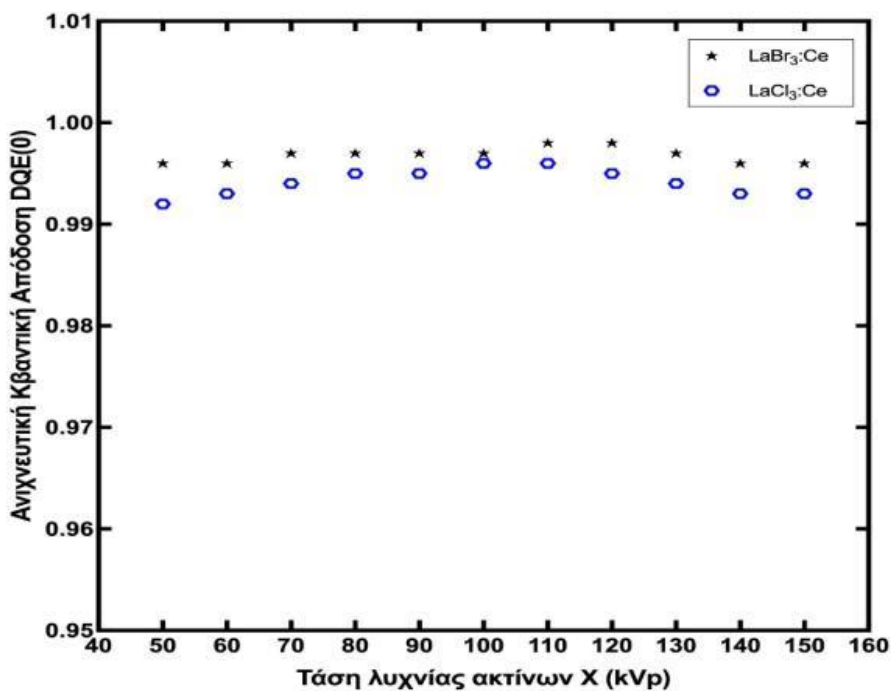




Εικόνα 36. ΕΕ του κρυστάλλου  $LaBr_3:Ce$  σε συνδυασμό με φωτοανιχνευτές SiPMs [166].

#### 4.2.6. Ανιχνευτική Κβαντική Απόδοση ( $DQE(0)$ )

Η Εικόνα 37 παρουσιάζει τις υπολογιζόμενες τιμές της Ανιχνευτικής Κβαντικής Απόδοσης ( $DQE(0)$ ) για τους κρυστάλλους  $LaBr_3:Ce$  και  $LaCl_3:Ce$ . Και οι δύο κρύσταλλοι παρουσιάζουν εξαιρετική απόδοση, με τον κρύσταλλο  $LaBr_3:Ce$  να ξεπερνά ελαφρώς τον κρύσταλλο  $LaCl_3:Ce$ , πιθανώς λόγω της υψηλότερης Απόδοσης Φωτός (LY) [26,42] και των τιμών της Απόλυτης Απόδοσης Φωταύγειας (AE). Όλες οι τιμές της  $DQE(0)$  είναι πάνω από 0,99.

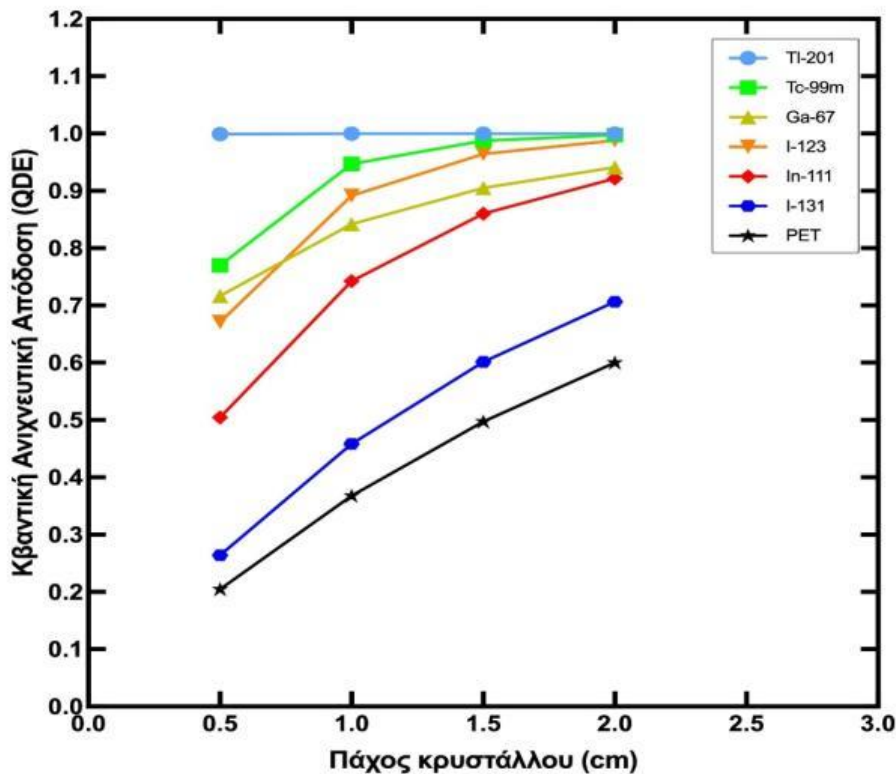


Εικόνα 37.  $DQE(0)$  των μονοκρυσταλλικών σπινθηριστών  $LaBr_3:Ce$  και  $LaCl_3:Ce$  [166].

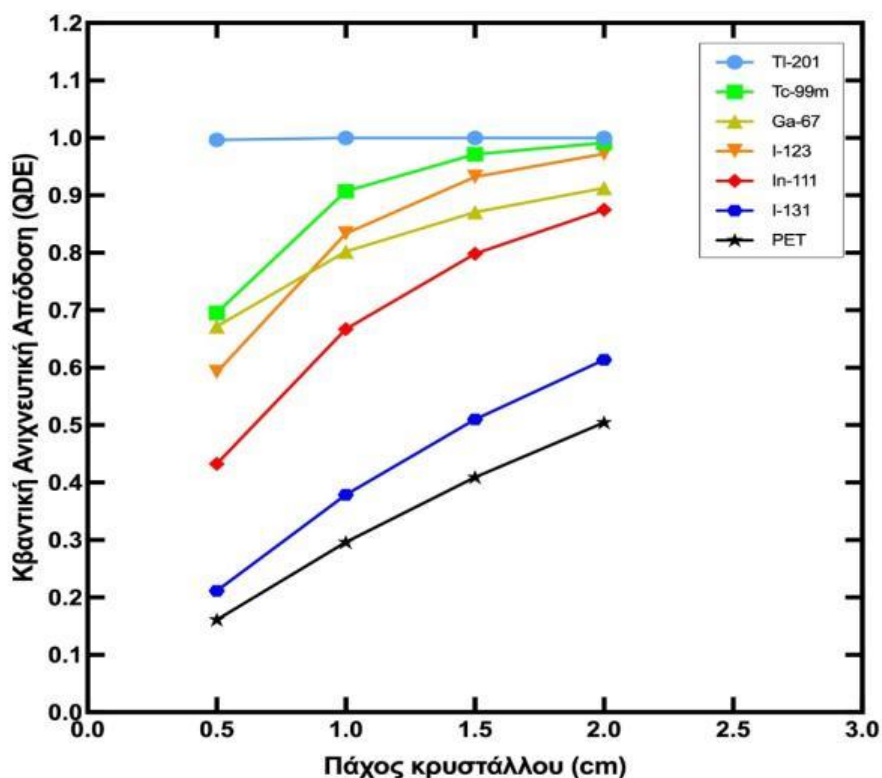
Οι τιμές της Ανιχνευτικής Κβαντικής Απόδοσης (DQE) είναι συνάρτηση της απόδοσης απορρόφησης ακτινοβολίας X του κρυστάλλου όπως περιγράφεται από τη QDE, και της διακύμανσης του σήματος των εξερχόμενων οπτικών φωτονίων. Σε χαμηλότερες ενέργειες ακτίνων-X, όπου η QDE είναι περίπου 1 και η ΑΕ είναι χαμηλή, η DQE(0) παρουσιάζει τις χαμηλότερες τιμές της. Καθώς η ενέργεια των ακτίνων-X αυξάνεται περίπου μέχρι τα 120 kVp, η QDE εξακολουθεί να είναι σχεδόν 1, αλλά η παραγωγή οπτικών φωτονίων αυξάνεται, οδηγώντας σε αντίστοιχη αύξηση στις τιμές DQE(0). Σε υψηλότερες ενέργειες, ωστόσο, η πτώση της QDE σε συνδυασμό με μια τάση κορεσμού της ΑΕ, οδηγεί σε κάπως χαμηλότερες τιμές DQE(0). Σε κάθε περίπτωση, ο κρύσταλλος LaBr<sub>3</sub>:Ce υπερτερεί του LaCl<sub>3</sub>:Ce, κυρίως λόγω των καλύτερων χαρακτηριστικών του στη μετατροπή ακτινοβολίας X σε φως.

#### 4.3. Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση των LaCl<sub>3</sub>:Ce και LaBr<sub>3</sub>:Ce σε εφαρμογές Πυρηνικής Ιατρικής

Στις Εικόνες 38 και 39 παρουσιάζεται η Κβαντική Ανιχνευτική Απόδοση (QDE) των σπινθηριστών LaBr<sub>3</sub>:Ce και LaCl<sub>3</sub>:Ce, για πάχη κρυστάλλων 0.5, 1, 1.5 και 2 cm, και ενέργειες που αντιστοιχούν στα ραδιοϊσότοπα Tl-201, Tc-99m, Ga-67, I-123, In-111 και I-131 και I-131.



Εικόνα 38. QDE κρυστάλλου LaBr<sub>3</sub>:Ce για διαφορετικά πάχη και ενέργειες [185].



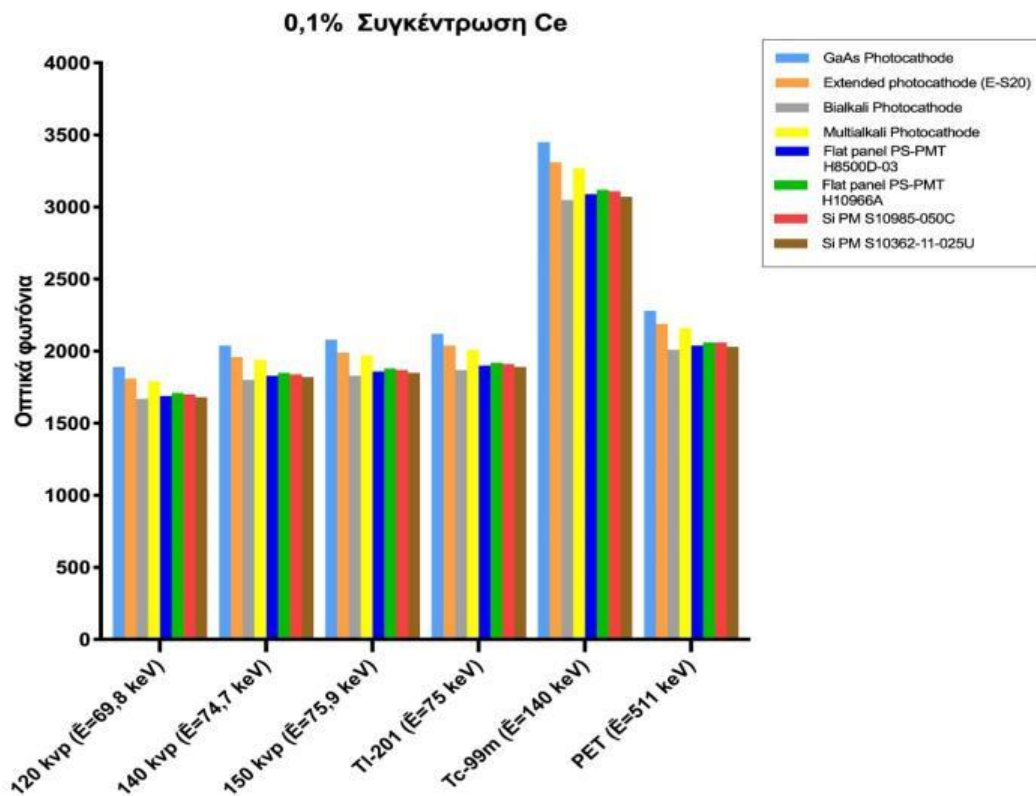
Εικόνα 39. QDE κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  για διαφορετικά πάχη και ενέργειες [185].

Όπως φαίνεται, τα αποτελέσματα της QDE δείχνουν υψηλή απορρόφηση φωτονίων γάμμα και από τους δύο κρυστάλλους σε ενέργειες που εκπέμπονται από ραδιοϊσότοπα όπως Tl-201, Tc-99m, Ga-67 και I-123, για πάχος κρυστάλλου άνω του 1 cm. Αντίθετα, για υψηλότερες ενέργειες που αντιστοιχούν σε εφαρμογές PET και ραδιοϊσότοπα όπως το I-131, οι κρύσταλλοι παρουσιάζουν ανεπαρκή απορρόφηση φωτονίων γάμμα. Συγκεκριμένα, η χαμηλότερη τιμή της QDE ήταν 16% στα 511 keV για τον κρύσταλλο  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  πάχους 0.5 cm. Η υψηλότερη τιμή της QDE ήταν 99,7% και 99,1% στα 140keV (Tc-99m) για πάχος 2 cm των κρυστάλλων  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  αντίστοιχα, και 99,9% στα 75 keV (Tl-201) και για τους δύο κρυστάλλους σε όλα τα πάχη.

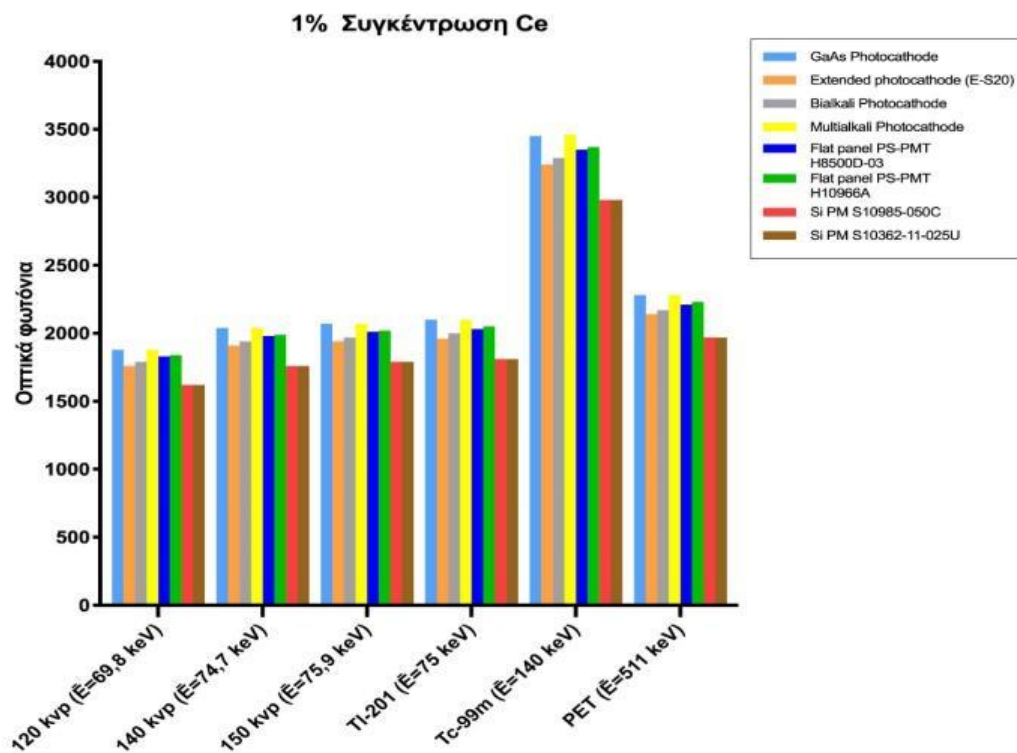
Και για τους δύο κρυστάλλους η QDE αυξάνεται με την αύξηση του πάχους, κάτι που είναι αναμενόμενο, καθώς με την αύξηση του πάχους αυξάνεται η απορρόφηση των γάμμα φωτονίων και επομένως η παραγωγή οπτικών φωτονίων. Ωστόσο για το Tl-201, η αύξηση της QDE με το πάχος είναι πολύ μικρή, καθώς τα γάμμα φωτόνια έχουν αρκετά χαμηλή ενέργεια και απορροφούνται σε μικρό βάθος στον κρύσταλλο, οπότε η αύξηση του πάχους δεν αυξάνει σημαντικά την απορρόφησή τους. Επίσης παρατηρείται ότι καθώς η ενέργεια της προσπίπτουσας ακτινοβολίας γάμμα αυξάνεται η QDE ελαττώνεται για όλα τα πάχη γιατί τα γάμμα φωτόνια είναι πιο διαπεραστικά. Για παράδειγμα στην περίπτωση του PET που έχουμε εκπομπή γάμμα φωτονίων υψηλής ενέργειας το QDE παρουσιάζει τις χαμηλότερες τιμές. Τέλος, οι ελαφρά υψηλότερες τιμές της QDE του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  σε σχέση με το  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  οφείλονται στην υψηλότερη πυκνότητα του πρώτου.

#### 4.4. Απόδοση του $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ για διαφορετικές συγκεντρώσεις Δημητρίου

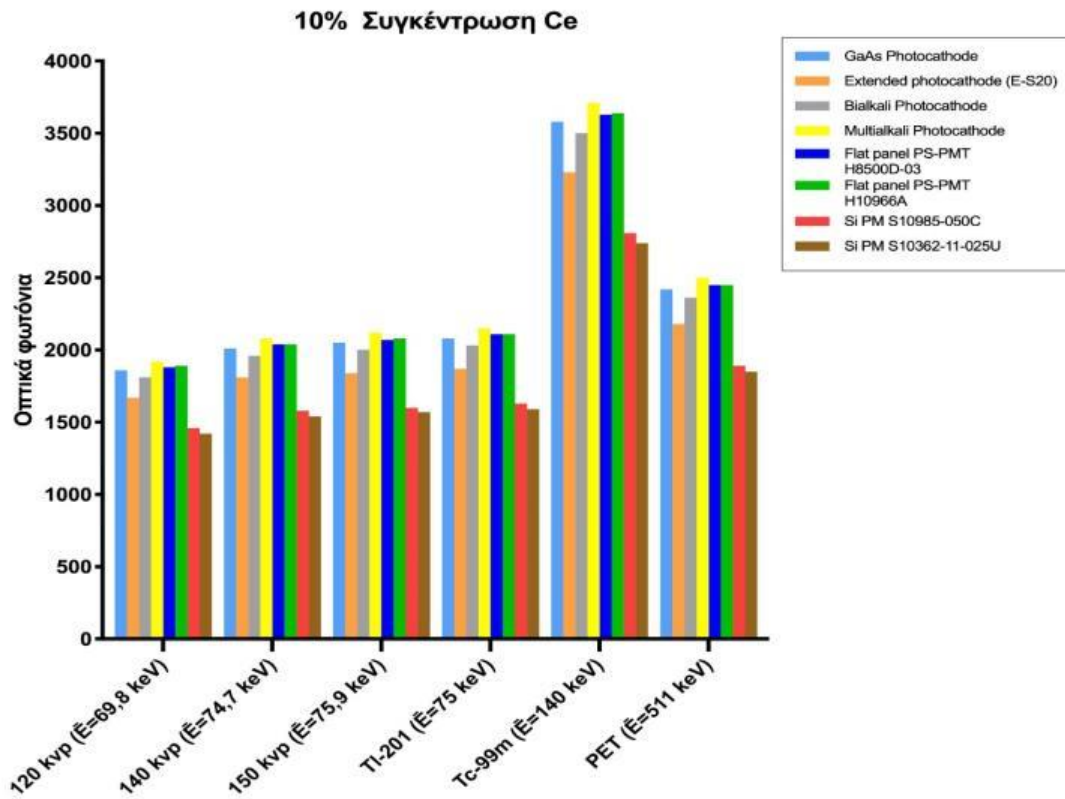
Στις Εικόνες 40-43 παρουσιάζεται ο συνολικός αριθμός L των ανιχνεύσιμων οπτικών φωτονίων από διάφορους φωτοανιχνευτές για τον κρύσταλλο  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  με 0.1%, 1%, 10% και 20% συγκεντρώσεις Ce αντίστοιχα.



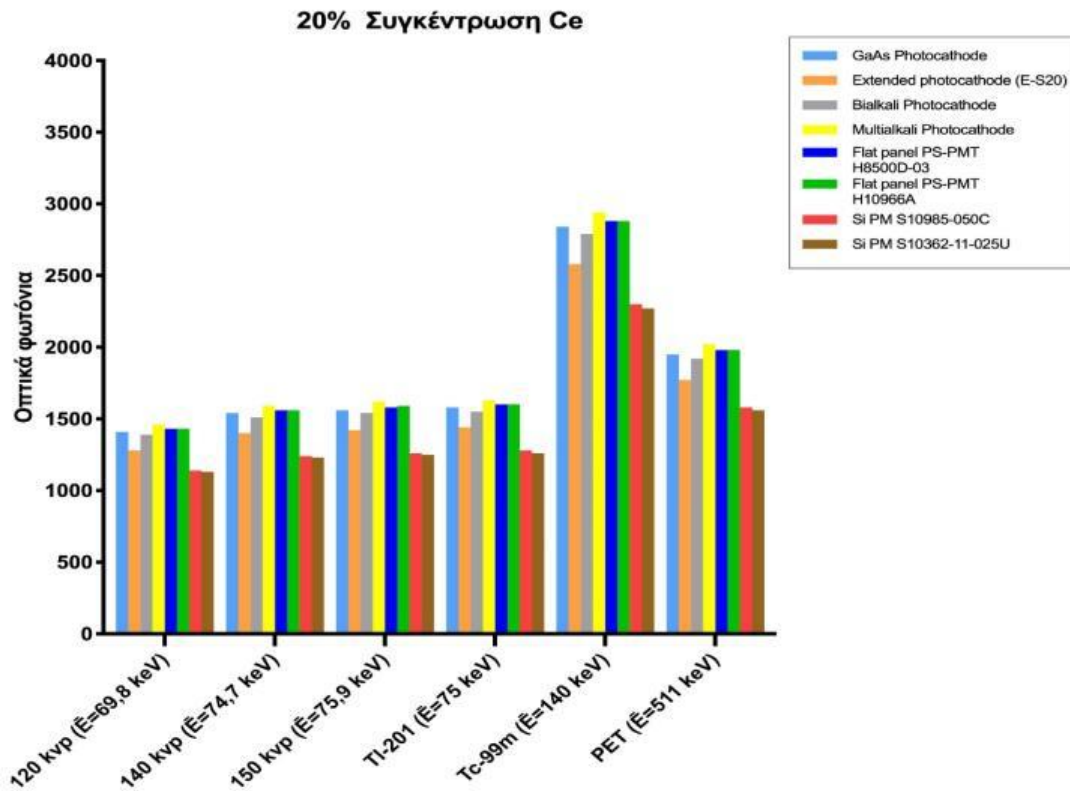
Εικόνα 40. Αριθμός οπτικών φωτονίων για 0,1% συγκέντρωση Ce [175].



Εικόνα 41. Αριθμός οπτικών φωτονίων για 1% συγκέντρωση Ce [175].



Εικόνα 42. Αριθμός οπτικών φωτονίων για 10% συγκέντρωση Ce [175].



Εικόνα 43. Αριθμός οπτικών φωτονίων για 20% συγκέντρωση Ce [175].

Από τα αποτελέσματα παρατηρούμε ότι το L γενικά αυξάνεται με την ενέργεια, για όλες τις συγκεντρώσεις Ce και για όλους τους φωτοανιχνευτές, φτάνοντας στην μέγιστη τιμή του στα 140 keV (Tc-99m). Με την αύξηση της συγκέντρωσης από 0.1% έως 10%, το L ελαφρώς μειώνεται όταν ο κρύσταλλος είναι συνδεδεμένος με τους φωτοανιχνευτές GaAs Photocathode, Extended Photocathode, SiPM S10985-050C και SiPM S10362-11-025U photodetectors, και αυξάνεται όταν συνδέεται με τους Bialkali Photocathode, Multialkali Photocathode, Flat panel PS-PMT H8500D-03 και Flat panel PS-PMT H10966A. Ο κρύσταλλος με 20% συγκέντρωση Ce παρουσίασε την μικρότερη απόδοση.

Η αύξηση των παραγόμενων από τον κρύσταλλο οπτικών φωτονίων, για την ίδια συγκέντρωση  $Ce^{3+}$  και επομένως για την ίδια απόδοση φωτός, με την αύξηση της ενέργειας οφείλεται στην αύξηση της ποσότητας της απορροφούμενης ενέργειας σε συνδυασμό βέβαια με τις αντίστοιχες τιμές της EAE. Ωστόσο, ακόμα και για ελαφρά μικρότερες τιμές της EAE, η αύξηση της προσπίπτουσας ενέργειας σημαίνει προφανώς και αύξηση της απορροφούμενης ενέργειας. Στα 140 keV η απόδοση ενεργειακής απορρόφησης είναι 51,8% και έχουμε την υψηλότερη παραγωγή οπτικών φωτονίων. Στην υψηλή ενέργεια των 511 KeV της PET η απόδοση ενεργειακής απορρόφησης πέφτει στο 9,37%, όπως είναι αναμενόμενο καθώς η  $\gamma$  ακτινοβολία αυτής της ενέργειας είναι πολύ διεισδυτική για να απορροφηθεί ικανοποιητικά από το πάχος των 10 mm του κρυστάλλου, κι έτσι η συνολική παραγωγή οπτικών φωτονίων μειώνεται.

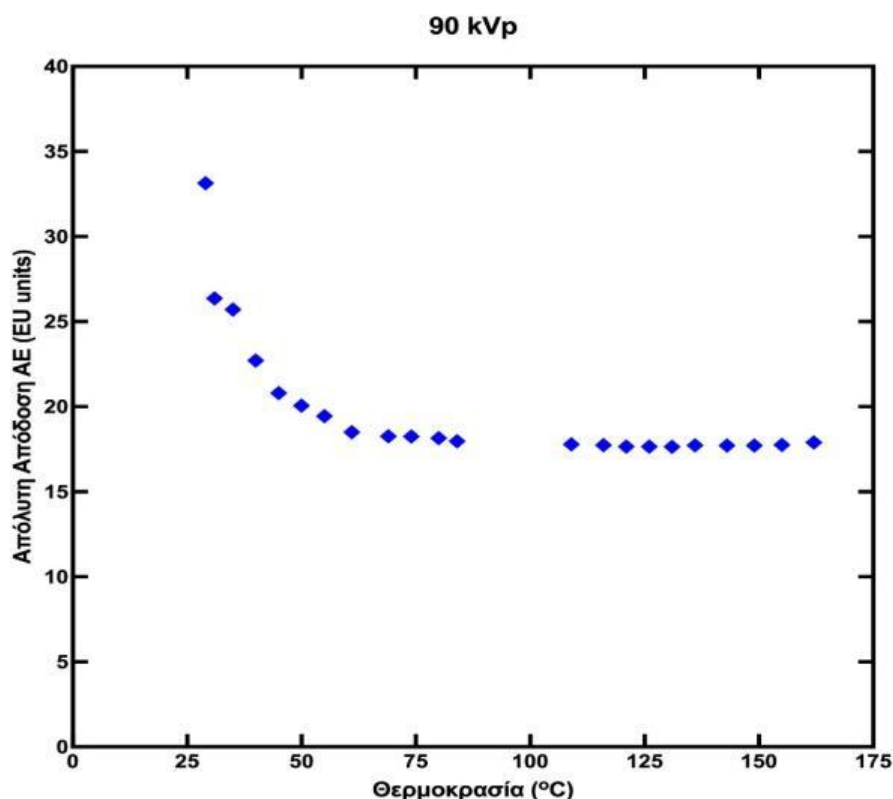
Αξίζει να επισημανθεί η υψηλή απόδοση του κρυστάλλου στα 140 keV, δηλαδή στην ενέργεια που εκπέμπει το Tc-99m, που είναι το πιο ευρέως χρησιμοποιούμενο ισότοπο στην απεικόνιση εκπομπής μονού φωτονίου (συμβατικό σπινθηρογράφημα και SPECT). Αυτό τον κάνει ιδιαίτερα κατάλληλο για χρήση στη συγκεκριμένη απεικόνιση.

Η μείωση της απόδοσης του κρυστάλλου, αν και δεν είναι μεγάλη, όταν η περιεκτικότητα του σε  $Ce^{3+}$  αυξάνεται στο 20%, οφείλεται προφανώς στην αντίστοιχη μείωση της απόδοσης φωτός. Η μείωση αυτή μπορεί να εξηγηθεί με την αποκαλούμενη απόσβεση λόγω συγκέντρωσης (concentration quenching). Το φαινόμενο αυτό αρχίζει να λειτουργεί όταν η συγκέντρωση του ενεργοποιητή ξεπεράσει ένα όριο. Η αύξηση αυτή της συγκέντρωσης του ενεργοποιητή, δηλαδή των κέντρων φωταύγειας, έχει σαν αποτέλεσμα τη μείωση της μέσης απόστασης μεταξύ τους και επομένως την αύξηση της αλληλεπίδρασης τους. Αυτό σημαίνει ότι η ενέργεια διέγερσης μπορεί να μεταναστεύει, μετακινούμενη από κέντρο σε κέντρο, μακριά από το σημείο στο οποίο συνέβη η απορρόφηση της ακτινοβολίας. Η μετακίνηση αυτή αυξάνει την πιθανότητα να συναντήσει κάποια θέση όπου η αποδιέγερση γίνεται χωρίς την εκπομπή φωτός. Αυτό το είδος απόσβεσης δεν μπορεί να συμβεί σε χαμηλές συγκεντρώσεις γιατί η μέση απόσταση μεταξύ των κέντρων φωταύγειας είναι τόσο μεγάλη ώστε εμποδίζεται η μετανάστευση της ενέργειας και επομένως η συνάντηση της με κέντρα αποδιέγερσης χωρίς την εκπομπή φωτός. Το φαινόμενο εξαρτάται και από άλλους παράγοντες, όπως η καθαρότητα του κρυστάλλου (παρουσία ή απουσία κέντρων-παγίδων με αποδιέγερση χωρίς εκπομπή φωτός) και η μετατόπιση Stokes (μεγάλη μετατόπιση μεταξύ φάσματος διέγερσης και εκπομπής δεν επιτρέπει τη μεταφορά της ενέργειας μεταξύ των γειτονικών κέντρων φωταύγειας) [112,113].

#### **4.5. Επίδραση της θερμοκρασίας στην Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας του $LaCl_3:Ce$**

Η Εικόνα 44 δείχνει τη διακύμανση των μετρούμενων τιμών της Απόλυτης Απόδοσης Φωταύγειας (AE) του κρυστάλλου  $LaCl_3:Ce$ , με τη θερμοκρασία να κυμαίνεται από 29 έως 162 °C. Οι θερμοκρασίες που εξετάστηκαν είναι ενδεικτικές, παρόμοιες με τις

θερμοκρασίες που μπορούν να βρεθούν σε ανιχνευτές που χρησιμοποιούνται σε αντίξοες συνθήκες (κάτω από 0 °C έως πάνω από 200 °C) [186] και διατηρούνται σε αυτό το εύρος για να αποφευχθεί η υπερβολική θέρμανση που θα μπορούσε να οδηγήσει σε πιθανό ράγισμα του κρυστάλλου [187].



*Εικόνα 44. ΑΕ του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  στο εύρος θερμοκρασιών από 29 έως 162 °C [176].*

Με την αύξηση της θερμοκρασίας, η απόδοση φωταύγειας, στην περιοχή 29-84 °C, μειώνεται σχεδόν εκθετικά, με τις τιμές της ΑΕ να κυμαίνονται από 33,14 έως 17,96 EU. Αυτή η μείωση της απόδοσης φωταύγειας, η οποία είναι ευρέως γνωστή ως θερμική απόσβεση, χαρακτηρίζεται από απώλεια εκπομπής φωτός καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία, λόγω των διαδικασιών αποδιέγερσης χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας που ενισχύονται με την αύξηση της θερμοκρασίας [186]. Από τους 84 έως τους 162 °C, το εκπεμπόμενο σήμα είναι αρκετά σταθερό, καθώς η απόδοση της φωταύγειας επηρεάζεται ελάχιστα από την αύξηση της θερμοκρασίας, με τις τιμές της ΑΕ να παραμένουν σχεδόν σταθερές (17,96 έως 17,88 EU.).

Ο κρύσταλλος  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  παρουσιάζει καλύτερη απόδοση σε σύγκριση με άλλους κρυστάλλους που έχουν μελετηθεί σε παρόμοιο εύρος θερμοκρασίας και στις ίδιες συνθήκες ακτινοβολίας (90 kVp, 63 mAs), όπως οι κρύσταλλοι  $\text{CdWO}_4$ ,  $\text{CaF}_2:\text{Eu}$  και  $\text{ZnSe}:\text{Te}$ . Οι προαναφερθέντες κρύσταλλοι παρουσίασαν παρόμοια συμπεριφορά απόδοσης με την μεταβολή της θερμοκρασίας, με τη μέγιστη τιμή της ΑΕ να μετράται στη χαμηλότερη θερμοκρασία και τη χαμηλότερη τιμή της ΑΕ στην υψηλότερη θερμοκρασία. Συγκεκριμένα, για τους κρυστάλλους  $\text{CdWO}_4$  και  $\text{CaF}_2:\text{Eu}$ , οι τιμές της ΑΕ μετρήθηκαν 23,06 E.U. και 22,01 E.U. στους 20 °C και 5,32 E.U. και 4,43 E.U. στους 128 °C αντίστοιχα [188], όταν για το  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  μετρήθηκαν 33,14 E.U. στους 29 °C και 17,64 E.U. στους 128 °C. Για τον κρύσταλλο  $\text{ZnSe}:\text{Te}$  η διαφορά είναι ακόμη μεγαλύτερη, με τις τιμές της ΑΕ να κυμαίνονται από 8,8 E.U. έως 1,56 E.U. στο εύρος

θερμοκρασίας μεταξύ 20 και 140 °C [189], ενώ η τιμή της ΑΕ του κρυστάλλου LaCl<sub>3</sub>:Ce στους 140 °C μετρήθηκε 17,71 E.U. Αντίθετα, ο κρύσταλλος LaCl<sub>3</sub>:Ce αποδείχθηκε κατώτερος σε απόδοση σε σύγκριση με τον κρύσταλλο LuAG:Ce, του οποίου η απόδοση μετρήθηκε από 26,3 E.U. έως 26,9 E.U. στο θερμοκρασιακό εύρος από 20 έως 120 °C [190], παρουσιάζοντας ένα οροπέδιο σε όλο το εξεταζόμενο εύρος σε αντίθεση με το LaCl<sub>3</sub>:Ce που παρουσιάζει πλάτωμα από 84 έως 162 °C και αντίστοιχες τιμές της ΑΕ από 17,96 E.U. έως 17,88 E.U.

Οι τιμές της ΑΕ του σπινθηριστή LaCl<sub>3</sub>:Ce επηρεάζονται από την ΕΑΕ και την απόδοση φωτός (LY) του κρυστάλλου. Στα 90 kVp, η μέση ενέργεια  $\bar{E}$  των φωτονίων ακτίνων-Χ υπολογίστηκε 0,06048 MeV. Σε θερμοκρασία δωματίου, η τιμή της LY είναι 49.000 φωτόνια/MeV και η τιμή της ΕΑΕ υπολογίστηκε 0,539. Ο αριθμός των οπτικών φωτονίων που δημιουργούνται ανά προσπίπτον φωτόνιο X σε θερμοκρασία δωματίου υπολογίστηκε ως L=1597. Ο αριθμός των οπτικών φωτονίων μπορεί να συσχετιστεί με την πειραματική τιμή του ΑΕ σε θερμοκρασία δωματίου μέσω ενός παράγοντα διάδοσης (F<sub>T</sub>):

$$AE(T) = L \cdot F_T \quad (70)$$

όπου ο παράγοντας F<sub>T</sub> εκφράζει το κλάσμα των οπτικών φωτονίων που παράγονται στο υλικό και διαφεύγει στην έξοδο του κρυστάλλου, και το AE(T) δηλώνει τις πιθανές αλλαγές της ΑΕ με τη θερμοκρασία.

Με την έκθεση να παραμένει σταθερή, η τιμή του F<sub>T</sub> εξαρτάται κυρίως από τις οπτικές ιδιότητες του κρυστάλλου, οι οποίες επηρεάζουν τη διάδοση των φωτονίων μέσα στον κρύσταλλο και τη διαφυγή τους από αυτόν. Ο δείκτης διάθλασης είναι ένας σημαντικός παράγοντας για την αποτελεσματική διαφυγή των φωτονίων από τον κρύσταλλο, καθώς καθορίζει την κρίσιμη γωνία για τη ολική εσωτερική ανάκλαση [191,192]. Όσο υψηλότερη είναι η τιμή του δείκτη διάθλασης τόσο μικρότερη είναι η κρίσιμη γωνία και επομένως η πιθανότητα ένα προσπίπτον φωτόνιο στην επιφάνεια εξόδου του κρυστάλλου να διαφεύγει από αυτόν. Γενικά, με την αύξηση της θερμοκρασίας η τιμή του δείκτη διάθλασης μειώνεται, λόγω της μείωσης της πυκνότητας [193]. Στο υπό διερεύνηση εύρος θερμοκρασιών, λόγω των μικρών διαστάσεων του κρυστάλλου, υποθέτουμε ότι μια τέτοια αλλαγή δεν θα επηρέαζε σημαντικά τον δείκτη διάθλασης και συνεπώς την τιμή του συντελεστή μετάδοσης [192]. Άλλες παράμετροι που θα μπορούσαν να επηρεάσουν την απόδοση συλλογής φωτός του κρυστάλλου, όπως το υλικό περιτύλιξης, η ποιότητα των επιφανειών και το σχήμα του κρυστάλλου, είναι ανεξάρτητες από τη θερμοκρασία [178,191,194,195]. Για κανονική θερμοκρασία δωματίου ο συντελεστής μετάδοσης (F<sub>T</sub>) υπολογίστηκε από τη σχέση (70) ως F<sub>T</sub>= 0,019. Καθώς το φάσμα εκπομπής του κρυστάλλου επηρεάζεται ελάχιστα από τη μεταβολή της θερμοκρασίας [24], ο υπολογισμένος αριθμός οπτικών φωτονίων L σε διαφορετικές θερμοκρασίες φαίνεται στον Πίνακα 6.

*Πίνακας 6. Υπολογισμένος αριθμός οπτικών φωτονίων σε διαφορετικές θερμοκρασίες [176].*

Θερμοκρασία (°C)	Απόλυτη Απόδοση (ΑΕ)	Οπτικά Φωτόνια
29	33,14	1741
45	20,80	1093
55	19,43	1021
69	18,26	959
84	17,96	944
162	17,88	940



Όπως μπορεί να παρατηρηθεί, με την αύξηση της θερμοκρασίας ο αριθμός των οπτικών φωτονίων που παράγονται μειώνεται, ως αποτέλεσμα της μείωσης της LY. Αυτή η μείωση, όπως προαναφέρθηκε, είναι αποτέλεσμα διεργασιών αποδιέγερσης χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας. Στη περίπτωση των ανόργανων σπινθηριστών με ενεργοποιητή  $Ce^{3+}$  (ή  $Eu^{2+}$ ), η θερμική απόσβεση επηρεάζει τη μετάβαση 5d-4f, η οποία είναι υπεύθυνη για την εκπομπή φωτός. Λόγω της αύξησης της θερμοκρασίας, το διεγερμένο ηλεκτρόνιο 5d λαμβάνει την απαιτούμενη ενέργεια για να μετατοπιστεί στη ζώνη αγωγιμότητας του La. Η ενέργεια που απαιτείται για αυτή τη μετάβαση σχετίζεται με το ενεργειακό χάσμα του La και πιο συγκεκριμένα από την απόσταση της χαμηλότερης 5d διεγερμένης στάθμης του  $Ce^{3+}$  από το κάτω όριο της ζώνης αγωγιμότητας. Το ηλεκτρόνιο 5d είναι πιθανώς δεσμευμένο σε ένα παγιδευμένο από το  $Ce^{3+}$  εξιτόνιο και η επιστροφή του στη θεμελιώδη κατάσταση του  $Ce^{3+}$  γίνεται χωρίς εκπομπή φωτός [143].

Σύμφωνα με μια άλλη πιθανή εξήγηση για την μείωση της LY, ένα κατιόν  $Ce^{3+}$  στη διεγερμένη κατάσταση δεν έχει ακριβώς την ίδια θέση στο κρυσταλλικό πλέγμα όπως στη θεμελιώδη κατάσταση, με αποτέλεσμα στο διάγραμμα συντεταγμένων διαμόρφωσης (configurational coordinate diagram) οι παραβολές που παριστάνουν τις ενέργειες στη διεγερμένη και θεμελιώδη κατάσταση να τέμνονται. Αυτή η μετατόπιση οφείλεται στην αλλαγή της μέσης απόστασης του  $Ce^{3+}$  από τα γειτονικά ιόντα στη διεγερμένη κατάσταση. Με την αύξηση της θερμοκρασίας, το διεγερμένο ηλεκτρόνιο 5d λαμβάνει την απαιτούμενη ενέργεια για να φτάσει στο σημείο τομής και να επιστρέψει στη θεμελιώδη κατάσταση 4f χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας [112].

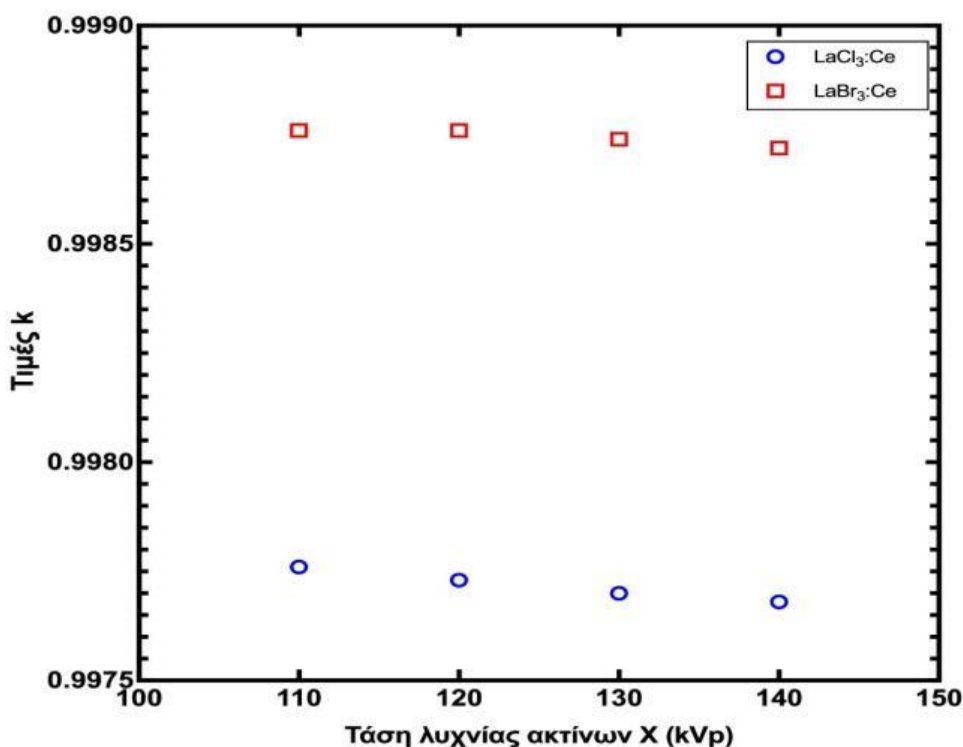
#### 4.6. Προσδιορισμός βέλτιστου πάχους των $LaCl_3:Ce$ και $LaBr_3:Ce$

Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται βασίζονται σε ένα θεωρητικό αναλυτικό μοντέλο το οποίο χρησιμοποιεί βασικές φυσικές αρχές στη διάδοση και απορρόφηση ιοντίζουσας ακτινοβολίας. Ως εκ τούτου, μπορεί να παρέχει μια γρήγορη εικόνα των σταδίων της διάδοσης ακτινοβολίας, της απορρόφησης ακτινοβολίας, της παραγωγής οπτικών φωτονίων και της διαφυγής οπτικών φωτονίων ως συνάρτηση του πάχους των κρυστάλλων. Οι αλληλεπιδράσεις ιοντίζουσας ακτινοβολίας αντιμετωπίζονται υποθέτοντας εκθετική εξασθένηση της ακτινοβολίας στον κρύσταλλο ενώ υιοθετείται ο ολικός συντελεστής εξασθένησης ως παράμετρος απόσβεσης της ακτινοβολίας. Η χρήση του ολικού συντελεστή εξασθένησης σε χαμηλές ενέργειες όπου κυριαρχεί η φωτοηλεκτρική απορρόφηση παρέχει ακριβή αποτελέσματα απορρόφησης ακτινοβολίας. Στις υψηλότερες ενέργειες, ειδικά πάνω από 300 keV, η επίδραση της σκέδασης είναι σημαντική. Η παρουσιαζόμενη αναλυτική μέθοδος χρησιμοποιεί τον ολικό συντελεστή εξασθένησης ως παράγοντα απόσβεσης και μπορεί να υπερεκτιμήσει την απορρόφηση ακτινοβολίας αφού προϋποθέτει ότι όλα τα σκεδαζόμενα φωτόνια και η χαρακτηριστική ακτινοβολία θα επαναπορροφηθούν στον κρύσταλλο. Αυτό μπορεί να ισχύει για σκεδαζόμενα φωτόνια χαμηλότερης ενέργειας που μπορεί να υποστούν φωτοηλεκτρική απορρόφηση ή για αλληλεπιδράσεις σε κρυστάλλους με μεγάλες διαστάσεις. Ωστόσο, εάν ληφθούν υπόψη μικρά πάχη κρυστάλλων ή η δευτερεύουσα ακτινοβολία που παράγεται κοντά στην επιφάνεια του κρυστάλλου, τότε αυτά τα φωτόνια έχουν μεγαλύτερη πιθανότητα να διαφύγουν από τον κρύσταλλο. Έτσι, η αναλυτική μοντελοποίηση υπερεκτιμά την απορροφούμενη ενέργεια ακτινοβολίας. Η έκταση της υπερεκτίμησης εξαρτάται από το υλικό, τη περιοχή αλληλεπίδρασης και την ενέργεια της ακτινοβολίας. Η διάδοση των οπτικών φωτονίων στην παρουσιαζόμενη εργασία αντιμετωπίζεται μέσω μιας ήδη δημοσιευμένης ημι-εμπειρικής προσέγγισης όπου το ποσοστό της διάδοσης των οπτικών φωτονίων ανά στρώμα λαμβάνεται με την

προσαρμογή του μοντέλου σε πειραματικά δεδομένα, και έτσι η διακύμανση στις γωνίες διαφυγής οπτικών φωτονίων δεν εξετάζεται αναλυτικά.

Μια πιο ακριβής πρόβλεψη της διάδοσης και διαφυγής ιοντίζουσας ακτινοβολίας και των οπτικών φωτονίων στο υλικό, χωρίς εκ των προτέρων γνώση των πειραματικών αποτελεσμάτων της Απόλυτης Απόδοσης Φωταύγειας (ΑΕ) θα απαιτούσε εργαλεία προσομοίωσης, όπου απαιτείται ακριβής γεωμετρία, και η ακτινοβολία, οι οπτικές ιδιότητες διάδοσης καθώς και τα μήκη απορρόφησης φωτονίων μπορούν να εξεταστούν με μεγαλύτερη ακρίβεια [117,196-201]. Παρά τον βαθμό υπερεκτίμησης στις υψηλότερες ενέργειες από τη χρησιμοποιούμενη αναλυτική μεθοδολογία και την αντίστοιχη υπόθεση στο στρώμα εξόδου οπτικών φωτονίων, η παρουσιαζόμενη μέθοδος μπορεί να παρέχει χρήσιμα ποιοτικά αποτελέσματα όσον αφορά τη σύγκριση της απόδοσης διαφορετικών κρυσταλλικών υλικών σε διαφορετικά πάχη όταν διεγείρονται με ιοντίζουσα ακτινοβολία.

Η Εικόνα 45 εμφανίζει τις τιμές της παραμέτρου  $k$  για τους κρυστάλλους  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  εντός εύρους τάσης της λυχνίας από 110 kVp έως 140 kVp, δείχνοντας τη διάδοση των οπτικών φωτονίων διαμέσου κάθε στρώματος πάχους 5  $\mu\text{m}$ . Και οι δύο κρύσταλλοι παρουσιάζουν σταθερή απόδοση, με τις τιμές  $k$  να παραμένουν σχεδόν σταθερές (από 0,99776 έως 0,99768 για τον  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και από 0,99876 έως 0,99872 για τον  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ ). Τα αποτελέσματα που λαμβάνονται και για τους δύο κρυστάλλους μπορούν να θεωρηθούν ικανοποιητικά, καθώς οι τιμές του  $k$  παραμένουν πάνω από 0,99 σε όλο το εύρος των τάσεων που ερευνήθηκαν.

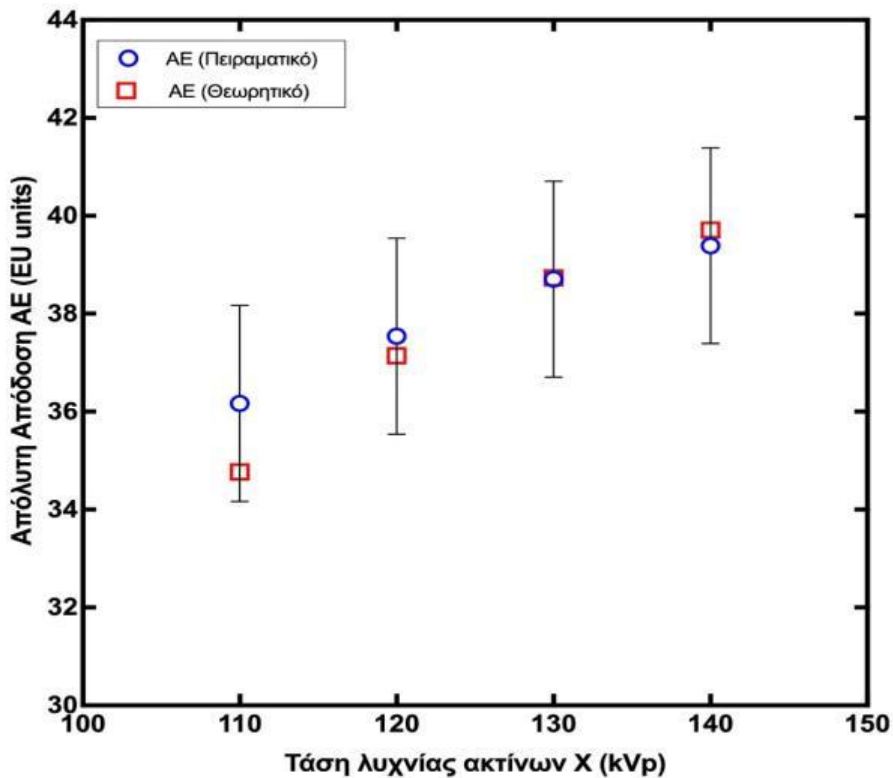


Εικόνα 45. Τιμές  $k$  των κρυστάλλων  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  σε εύρος τάσης λυχνίας ακτίνων-X από 110 έως 140 kVp [179].

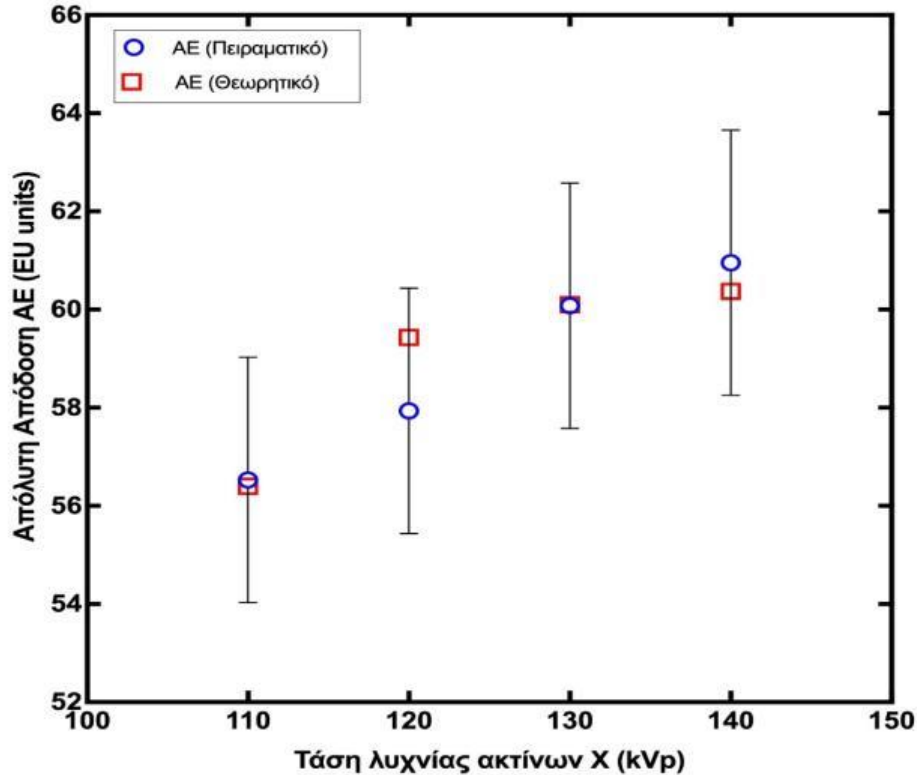
Τα δεδομένα που παρουσιάζονται στις Εικόνες 46 και 47 επιτρέπουν μια σύγκριση μεταξύ των πειραματικών [166,183] και των θεωρητικών τιμών της Απόλυτης Απόδοσης

Φωταύγειας (ΑΕ) για τους δύο κρυστάλλους. Όπως φαίνεται, υπάρχει μια ισχυρή συμφωνία μεταξύ των πειραματικών παρατηρήσεων και των θεωρητικών προβλέψεων της ΑΕ και για τους δύο κρυστάλλους. Για τον κρύσταλλο  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , η σχετική διαφορά μεταξύ της πειραματικής και της θεωρητικής ΑΕ είναι μεταξύ 0,05% και 3,86%. Αντίθετα, για τον κρύσταλλο  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , η σχετική διαφορά μεταξύ των πειραματικών και των θεωρητικών τιμών κυμαίνεται από 0,03% έως 2,57%.

Οι θεωρητικές τιμές της ΑΕ για τους κρυστάλλους  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  προσδιορίστηκαν χρησιμοποιώντας μια μέση τιμή του  $k$ , 0,9977 και 0,9987, αντίστοιχα. Για άλλους σπινθηριστές, οι τιμές του συντελεστή  $k$ , που υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας το ίδιο μοντέλο και για πάχος στοιχειώδους στρώματος 1  $\mu\text{m}$ , κυμαίνονται μεταξύ 0,74 και 0,994. Συγκεκριμένα, για τους μονοκρυσταλλικούς σπινθηριστές  $\text{GSO}:\text{Ce}$ ,  $\text{LSO}:\text{Ce}$ ,  $\text{LYSO}:\text{Ce}$  και  $\text{YAP}:\text{Ce}$ , οι αντίστοιχες τιμές  $k$  ήταν 0,923, 0,845, 0,860 και 0,74, αντίστοιχα [63,64]. Στην περίπτωση του σπινθηριστή  $\text{CsI:Tl}$  σε μορφή οθόνης δομημένης από μικροστήλες, η τιμή  $k$  κυμαινόταν από 0,980 έως 0,994 για διαφορετικά πάχη στήλης [65].



Εικόνα 46. Θεωρητικά και πειραματικά αποτελέσματα ΑΕ (5,3% σφάλμα) για κρύσταλλο  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  [179].

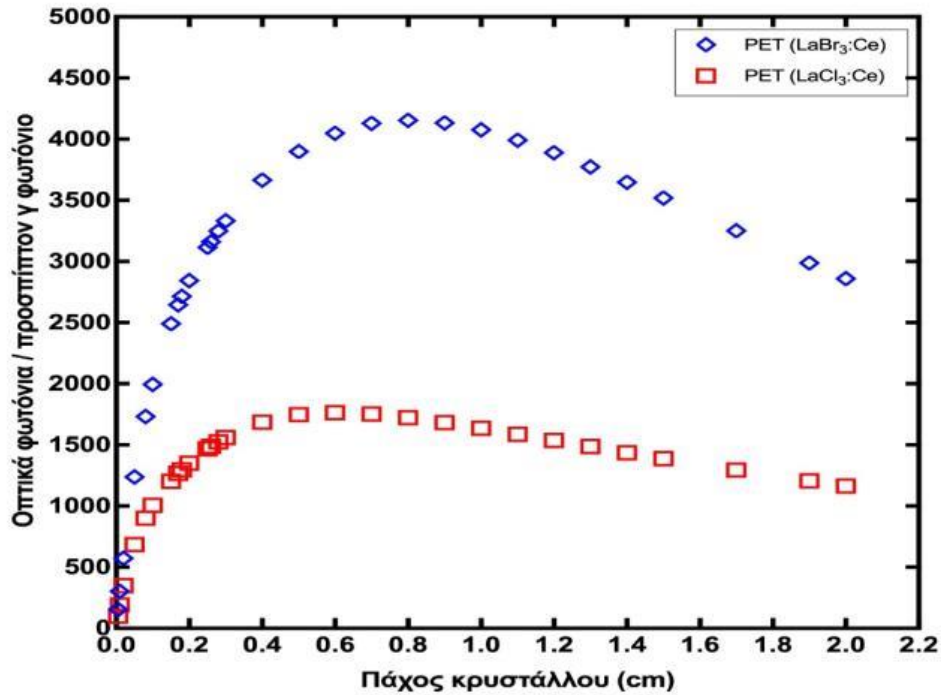


Εικόνα 47. Θεωρητικά και πειραματικά αποτελέσματα ΑΕ (4,25% σφάλμα) για κρύσταλλο  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  [179].

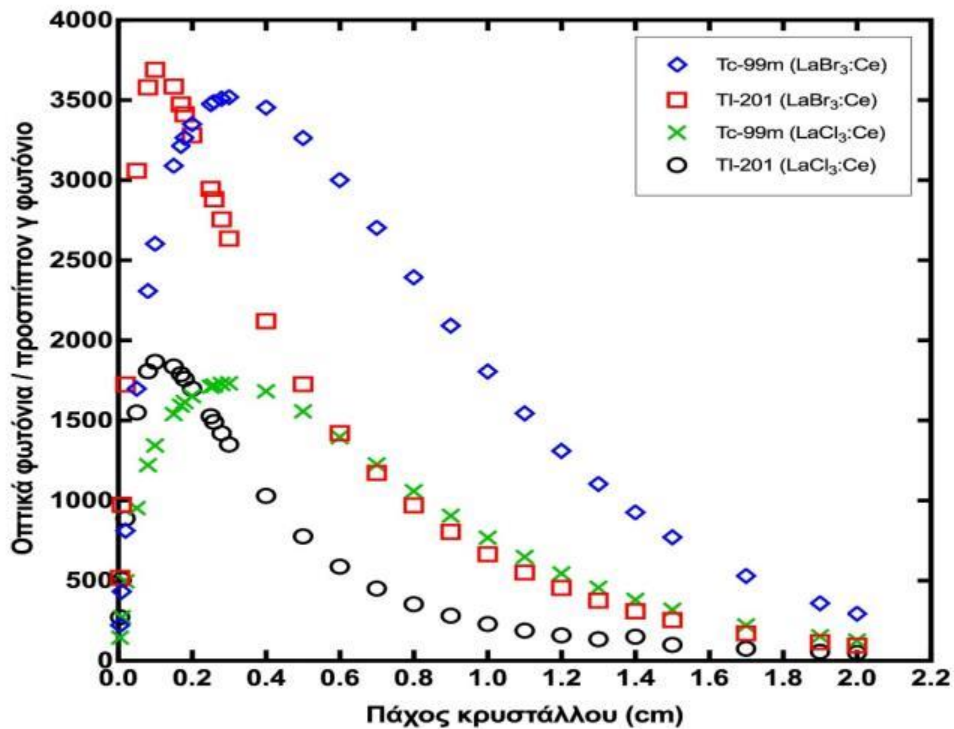
Οι μέσες τιμές του  $k$  για τους κρυστάλλους  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  είναι σημαντικά υψηλότερες σε σύγκριση με άλλους μονοκρυσταλλικούς σπινθηριστές και συγκρίσιμες με αυτές για το  $\text{CsI:Tl}$  σε μορφή οθόνης δομημένης από μικροστήλες [63-65]. Με βάση τις υποθέσεις του μοντέλου για τη διάδοση του φωτός μέσα στους κρυστάλλους, αυτή η διαφορά αποδίδεται κυρίως στο γεγονός ότι όλες οι επιφάνειες των κρυστάλλων που εξετάστηκαν, εκτός από την επιφάνεια εξόδου, ήταν καλυμμένες με Τεφλόν, ελαχιστοποιώντας έτσι τις απώλειες από την διαφυγή οπτικών φωτονίων όταν αυτά προσπίπτουν στις επιφάνειες του κρυστάλλου. Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, σύμφωνα με το μοντέλο, απώλειες φωτός, εκτός από την πλευρική διαφυγή φωτός, μπορούν επίσης να προκύψουν λόγω της εσωτερικής απορρόφησης οπτικών φωτονίων στην κρυσταλλική μάζα. Ωστόσο, η απορρόφηση των φωτονίων που παράγονται εξαρτάται από το πλάτος του ενεργειακού χάσματος του κρυστάλλου σε σχέση με την ενέργεια των φωτονίων. Στην περίπτωση του  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , η ενέργεια της πλειονότητας των παραγόμενων φωτονίων είναι 3,54 eV, ενώ το εκτιμώμενο ενεργειακό χάσμα του κρυστάλλου κυμαίνεται μεταξύ 4,34 και 8,25 eV, με μια ενδιάμεση τιμή να είναι πιο πιθανή [202]. Για τον κρύσταλλο  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , τα φωτόνια έχουν ενέργεια 3,26 eV και το ενεργειακό χάσμα εκτιμάται ότι είναι μεταξύ 3,42 και 7,43 eV [202]. Κατά συνέπεια, η επαναπορρόφηση των δημιουργούμενων φωτονίων συμβαίνει σε πολύ μικρό ποσοστό. Με άλλα λόγια, και οι δύο κρύσταλλοι είναι εξαιρετικά διαφανείς στην ορατή ακτινοβολία που παράγουν.

Οι Εικόνες 48-52 παρουσιάζουν τις τιμές της Οπτικής Απολαβής Ανιχνευτή (DOG) που έχουν προβλεφθεί για πάχη κρυστάλλων που κυμαίνονται από 0,005 cm έως 2 cm, και αντιστοιχούν σε διάφορα ραδιοϊσότοπα και ενέργειες ακτίνων-X. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι οι τιμές DOG που αποδίδονται στον κρύσταλλο  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  είναι γενικά υψηλότερες από εκείνες του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  για όλα τα ραδιοϊσότοπα και τις

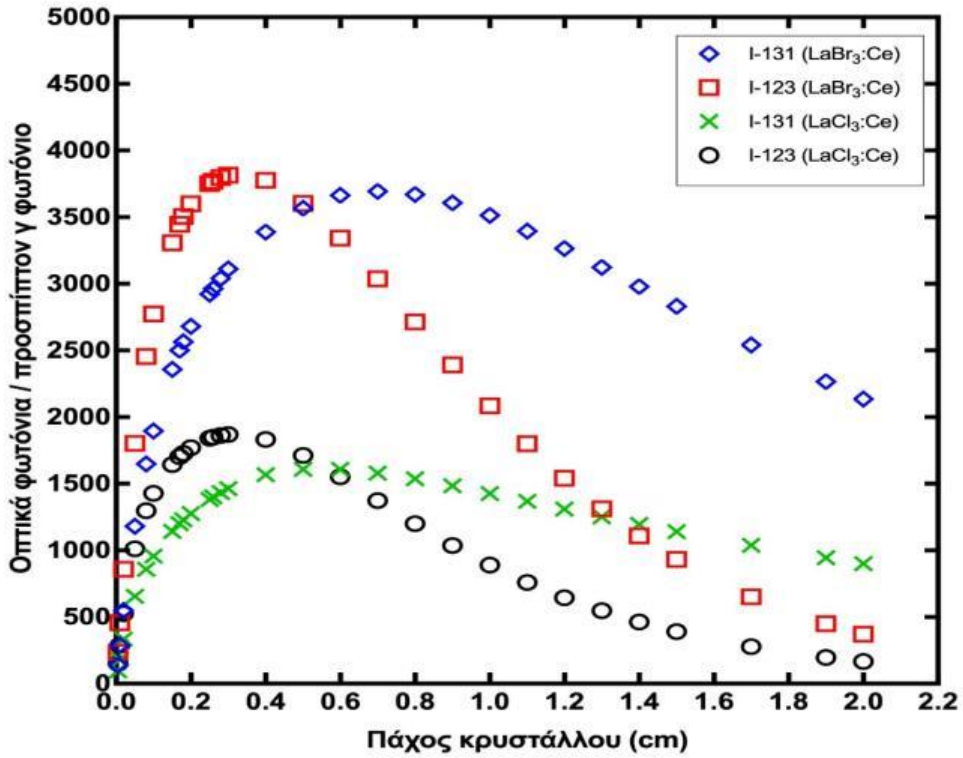
ενέργειες ακτίνων-X που εξετάστηκαν. Ένα άλλο συμπέρασμα που προκύπτει από τα ευρήματα είναι ότι η απόδοση των κρυστάλλων παρουσιάζει μείωση πέρα από ένα ορισμένο πάχος. Αυτό οφείλεται στο ότι αν και ένα μεγαλύτερο πάχος κρυστάλλου ενισχύει την απορρόφηση ενέργειας, οδηγεί επίσης σε αυξημένη απώλεια οπτικών φωτονίων κατά τη διάδοση τους προς την έξοδο του κρυστάλλου.



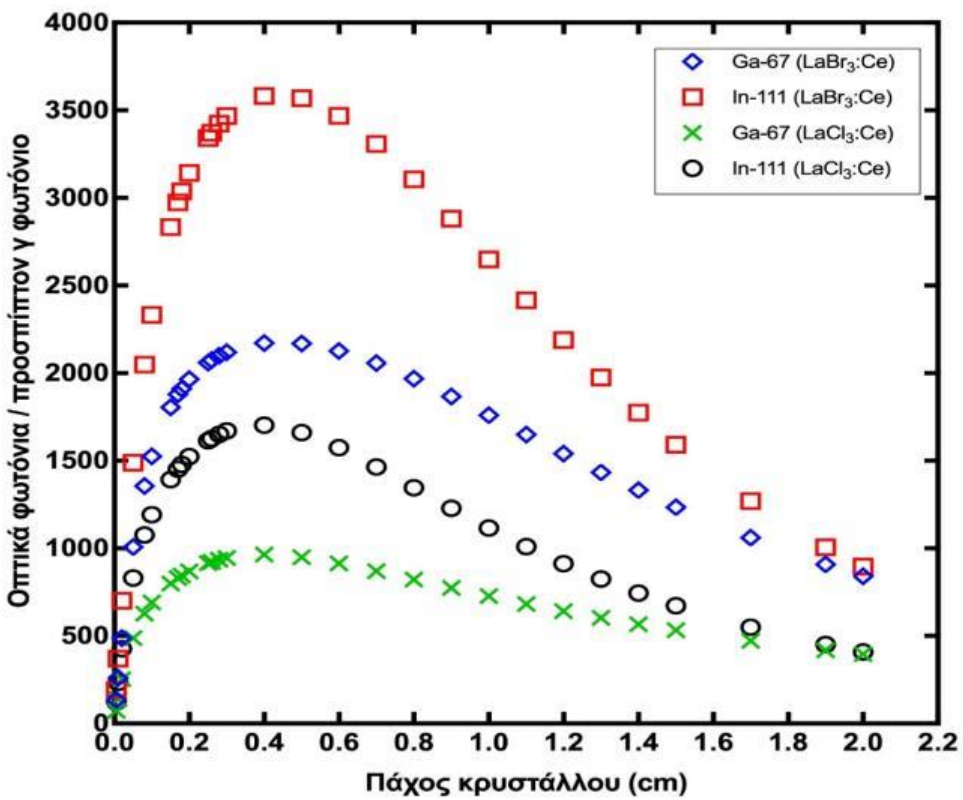
Εικόνα 48. Οι προβλεπόμενες τιμές DOG των κρυστάλλων  $LaCl_3:Ce$  και  $LaBr_3:Ce$  για διάφορα πάχη, για 511 keV [179].



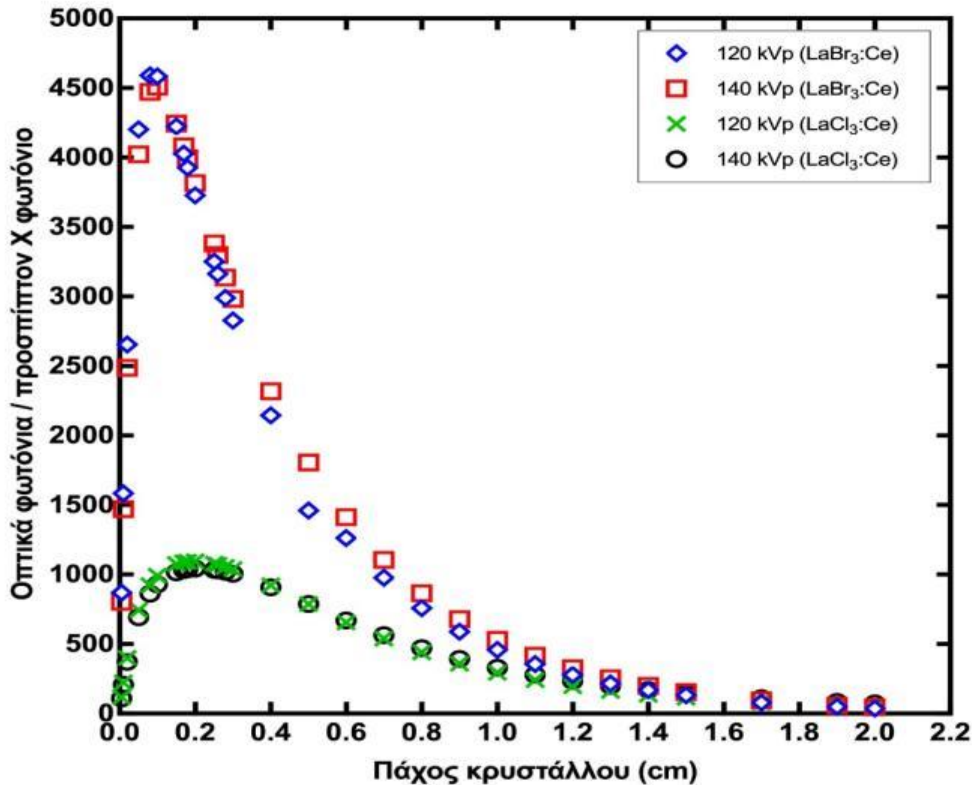
Εικόνα 49. Οι προβλεπόμενες τιμές DOG των κρυστάλλων  $LaCl_3:Ce$  και  $LaBr_3:Ce$  για διάφορα πάχη, για Tc-99m και Tl-201 [179].



Εικόνα 50. Οι προβλεπόμενες τιμές DOG των κρυστάλλων  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  για διάφορα πάχη, για I-131 και I-123 [179].



Εικόνα 51. Οι προβλεπόμενες τιμές DOG των κρυστάλλων  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  για διάφορα πάχη, για Ga-67 και In-111 [179].



Εικόνα 52. Οι προβλεπόμενες τιμές DOG των κρυστάλλων  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  για διάφορα πάχη, για 120 και 140 kVp [179].

Για διαφορετικές ιατρικές εφαρμογές, έχουν εντοπιστεί διαφορετικά βέλτιστα πάχη κρυστάλλων για τους κρυστάλλους  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ . Συγκεκριμένα, για εφαρμογές PET, ο κρύσταλλος  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  επιδεικνύει βέλτιστη απόδοση με πάχος 0,6 cm, ενώ ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  έχει καλύτερη απόδοση για πάχος 0,8 cm. Και οι δύο κρύσταλλοι, ωστόσο, παρουσιάζουν ιδανικά πάχη 0,3 cm και 0,1 cm για εφαρμογές που περιλαμβάνουν τα ραδιοϊσότοπα  $\text{Tc-99m}$  και  $\text{Tl-201}$ , αντίστοιχα. Για εφαρμογές με  $\text{I-131}$ , το βέλτιστο πάχος είναι 0,5 cm για τον  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και 0,7 cm για τον  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , ενώ για εφαρμογές με  $\text{I-123}$ , και οι δύο κρύσταλλοι παρουσιάζουν ιδανικό πάχος 0,3 cm. Επιπρόσθετα, και οι δύο κρύσταλλοι επιδεικνύουν ιδανική απόδοση για εφαρμογές με  $\text{In-111}$  και  $\text{Ga-67}$  με πάχος 0,4 cm. Τέλος, για ενέργειες ακτίνων-X 120 kVp και 140 kVp, ο κρύσταλλος  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  εμφανίζει βέλτιστο πάχος στα 0,2 cm, ενώ ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  παρουσιάζει την καλύτερη απόδοση για πάχη 0,08 cm και 0,1 cm, αντίστοιχα.

Οι τιμές της Οπτικής Απολαβής Ανιχνευτή DOG των δύο κρυστάλλων αποδεικνύουν ότι ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  παρουσιάζει σημαντικά καλύτερη απόδοση σε σύγκριση με τον κρύσταλλο  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , κυρίως λόγω της υψηλότερης απόδοσης φωτός του [166,183]. Το πάχος του κρυστάλλου επηρεάζει την οπτική του απόδοση με δύο τρόπους. Καθώς αυξάνεται το πάχος, αυξάνεται και η απορρόφηση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας X ή γάμμα και συνεπώς η παραγωγή οπτικών φωτονίων. Ωστόσο, με την αύξηση του πάχους, οι απώλειες των παραγόμενων οπτικών φωτονίων παρουσιάζουν επίσης αντίστοιχη αύξηση. Επομένως, το βέλτιστο πάχος καθορίζεται από τον βέλτιστο συνδυασμό αυτών των δύο φαινομένων. Για χαμηλές ενέργειες προσπίπτουσας ακτινοβολίας, όπου η απορρόφησή τους γίνεται σε μικρό βάθος μέσα στον κρύσταλλο, η αύξηση του πάχους του κρυστάλλου θα μείωνε την οπτική του απόδοση, καθώς θα αύξανε τις απώλειες των οπτικών φωτονίων χωρίς να συμβάλει σημαντικά στην παραγωγή τους. Για υψηλότερες ενέργειες προσπίπτουσας ακτινοβολίας, που απορροφάται σε μεγαλύτερα βάθη,

απαιτείται παχύτερος κρύσταλλος, μέχρι το σημείο που η αυξημένη παραγωγή οπτικών φωτονίων να μην αντισταθμίζεται από τις αυξημένες απώλειές τους. Επομένως, η οπτική απόδοση του κρυστάλλου εξαρτάται από την ενέργεια της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, το πάχος του κρυστάλλου και το είδος του κρυστάλλου.

Αξίζει να σχολιαστεί ότι η αυξημένη απόδοση του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  σε κάθε περίπτωση, σε σύγκριση με το  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , δεν επηρεάζεται μόνο από την αξιοσημείωτη διαφορά στις αντίστοιχες αποδόσεις φωτός (δηλαδή, 63.000 φωτόνια/MeV για το  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  έναντι 49.000 φωτόνια/MeV για το  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ ). Η συνολική απόδοση φωτός επηρεάζεται επίσης από την ενέργεια της απορροφούμενης ακτινοβολίας και την πιθανότητα διαφυγής οπτικών φωτονίων. Για το ίδιο πάχος κρυστάλλου, η υψηλότερη πυκνότητα του  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  ( $5,2 \text{ g/cm}^3$ ) σε σχέση με αυτή του  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  ( $3,86 \text{ g/cm}^3$ ) ενισχύει την πιθανότητα αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας και επακόλουθης απορρόφησης ενέργειας στον  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  ως προς τον  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ . Κατά συνέπεια, ένας μεγαλύτερος αριθμός οπτικών φωτονίων παράγεται στον σπινθηριστή  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  όταν ληφθεί υπόψη όλη η απορροφούμενη ακτινοβολία. Τέλος, η πιθανότητα διάδοσης των οπτικών φωτονίων ανά στρώμα στο  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  είναι ελαφρώς υψηλότερη από την αντίστοιχη στο  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  όπως φαίνεται στην Εικόνα 45. Επομένως, η μεγαλύτερη πιθανότητα απορρόφησης ακτινοβολίας, η μεγαλύτερη απόδοση φωτός και η μεγαλύτερη πιθανότητα διάδοσης  $k$ , έχουν ως αποτέλεσμα την υψηλότερη απόδοση του  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  σε σχέση με το  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ .

Γενικά, είναι προφανές ότι με την αύξηση της ενέργειας, το βέλτιστο πάχος αυξάνεται και για τους δύο κρυστάλλους και φτάνει στο μέγιστο στην υψηλότερη ενεργειακή τιμή των 511 keV στο PET. Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, αυτό ήταν αναμενόμενο αφού η απορρόφηση των φωτονίων  $X$  ή γάμμα υψηλότερης ενέργειας συμβαίνει σε μεγαλύτερο βάθος μέσα στον κρύσταλλο. Έτσι, για εφαρμογές PET, το βέλτιστο πάχος για τους κρυστάλλους  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  είναι 0,6 και 0,8 cm, αντίστοιχα. Για το ενεργειακό εύρος στο οποίο εκπέμπουν τα ραδιονουκλίδια που χρησιμοποιούνται στο SPECT, το βέλτιστο πάχος των  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  κυμαίνεται από 0,1–0,5 cm και 0,1–0,7 cm, αντίστοιχα, ενώ για 120 και 140 KVp, το βέλτιστο πάχος είναι 0,2 cm και 0,08–0,1 cm, αντίστοιχα.

Περίπου το 80% όλων των σαρώσεων Πυρηνικής Ιατρικής που πραγματοποιούνται παγκοσμίως αποτελούνται από το SPECT και το επίπεδο σπινθηρογράφημα [203]. Η πιο κοινή κλινική χρήση του SPECT είναι στην αξιολόγηση της αιμάτωσης του μυοκαρδίου και στην αξιολόγηση της κατάστασης του μυοκαρδίου και της στεφανιαίας αρτηρίας μετά από ένα καρδιακό ισχαιμικό επεισόδιο [11,75]. Η καρδιολογική εφαρμογή του SPECT ξεπερνά όλες τις άλλες διαγνωστικές εφαρμογές του SPECT σε τέτοιο βαθμό που οι κατασκευαστές προσφέρουν συστήματα SPECT που έχουν βελτιστοποιηθεί για αυτόν τον τύπο απεικόνισης [11]. Το πιο ευρέως χρησιμοποιούμενο ισότοπο παγκοσμίως σε αυτήν την τεχνική απεικόνισης, αλλά χωρίς να περιορίζεται σε αυτό, είναι το  $\text{Tc-99m}$  [78,203]. Για αυτό το ισότοπο, έχει παρατηρηθεί ότι το βέλτιστο πάχος είναι 0,3 cm και για τους δύο κρυστάλλους. Ένα άλλο ισότοπο που χρησιμοποιήθηκε αρχικά στην καρδιολογική πυρηνική απεικόνιση αλλά συνεχίζει να χρησιμοποιείται λόγω ορισμένων πλεονεκτημάτων που προσφέρει, καθώς και σε περιπτώσεις έλλειψης  $\text{Tc-99m}$ , είναι το  $\text{Tl-201}$  [204], για το οποίο το βέλτιστο πάχος των δύο κρυστάλλων είναι 0,1 cm.

Τα ισότοπα  $\text{I-123}$  και  $\text{I-131}$  χρησιμοποιούνται εκτενώς στην πυρηνική απεικόνιση καθώς και στην ακτινοθεραπεία νευροενδοκρινών όγκων, όπως ο καρκίνος του θυρεοειδούς, αποτελώντας ένα θεραπευτικό-διαγνωστικό ζεύγος [76,17,205,206]. Το  $\text{I-123}$ , λόγω του μικρότερου χρόνου ημιζωής του και της απουσίας εκπομπής σωματιδίων



βήτα, επιβαρύνει με χαμηλότερο φορτίο ακτινοβολίας το άτομο σε σύγκριση με το I-131. Ως εκ τούτου, χρησιμοποιείται πιο συχνά στην πυρηνική απεικόνιση [4]. Είναι επίσης ιδιαίτερα αποτελεσματικό στην απεικόνιση των νευροδιαβιβαστών σεροτονίνης και ντοπαμίνης, καθώς και στη διάγνωση νευροεκφυλιστικών ασθενειών, εγκεφαλοαγγειακών διαταραχών και εγκεφαλικών βλαβών [78]. Από τα αποτελέσματα, για εφαρμογές που περιλαμβάνουν I-123, το ιδανικό πάχος κρυστάλλου και για τους δύο κρυστάλλους είναι 0,3 cm, ενώ για το I-131 είναι 0,5 cm και 0,7 cm για το  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ , αντίστοιχα.

Το ισότοπο Ga-67 χρησιμοποιείται για περισσότερα από πενήντα χρόνια στην πυρηνική απεικόνιση, ιδιαίτερα για τη διάγνωση και τον εντοπισμό φλεγμονωδών περιοχών εντός του σώματος, όπως στην περίπτωση της πυρεξίας άγνωστης προέλευσης [205]. Επιπλέον, το σπινθηρογράφημα με αυτό το ισότοπο χρησιμοποιείται επικουρικά για τη διάκριση μεταξύ κακοήθων και καλοήθων όγκων, καθώς και για την αξιολόγηση του ακανθοκυτταρικού καρκινώματος κεφαλής και τραχήλου [207]. Το βέλτιστο πάχος για το Ga-67 υπολογίστηκε ίσο με 0,4 cm και για τους δύο κρυστάλλους. Το In-111 παρουσιάζει εξαιρετικά χαρακτηριστικά για την πυρηνική απεικόνιση και χρησιμοποιείται για παρόμοιους σκοπούς όπως το Ga-67. Το In-111 συνήθως συνδέεται με αντισώματα, πολυπεπτίδια ή λευκά αιμοσφαίρια για τη διάγνωση και τον εντοπισμό φλεγμονών στο σώμα, για τη διάγνωση περιπτώσεων με πυρετό άγνωστης προέλευσης ή σε περιπτώσεις όπου άλλες διαγνωστικές και απεικονιστικές τεχνικές αποδίδουν διφορούμενα αποτελέσματα [208,209]. Όσον αφορά τις χρήσεις που σχετίζονται με το In-111, το ιδανικό πάχος κρυστάλλου βρέθηκε ίσο με 0,4 cm και για τους δύο κρυστάλλους.

## 5. Συμπεράσματα - Θέματα για περαιτέρω έρευνα

### 5.1. Συμπεράσματα

Στην παρούσα μελέτη, διερευνήθηκαν οι ιδιότητες απόδοσης των κρυστάλλων  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  με διέγερση ακτίνων-X και τάσεις λυχνίας ακτίνων-X 50–150 kVp, που χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές απεικόνισης ακτίνων-X. Τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με προηγούμενα δημοσιευμένα δεδομένα για μονοκρυστάλλους LSO, BGO και  $\text{CdWO}_4$  ίσων διαστάσεων, που χρησιμοποιούνται ήδη σε ιατρικά συστήματα απεικόνισης. Η μέγιστη Απόδοση Απόλυτης Φωταύγειας (ΑΕ) του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  λήφθηκε στα 150 kVp (39,9 EU), και βρέθηκε να είναι υψηλότερη από εκείνες των κρυστάλλων LSO, BGO και  $\text{CdWO}_4$ , εντός ολόκληρου του εξεταζόμενου εύρους τάσης της λυχνίας ακτίνων-X. Η μέγιστη Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας (ΑΕ) του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  λήφθηκε στα 150 kVp (60,9 EU). Οι τιμές της ΑΕ του  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  βρέθηκαν να είναι σημαντικά υψηλότερες από εκείνες των κρυστάλλων BGO, LSO,  $\text{CdWO}_4$  αλλά και του  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  σε όλο το εξεταζόμενο ενεργειακό εύρος. Η υψηλότερη απόδοση του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  σε σύγκριση με τους κρυστάλλους BGO και LSO σε όλο το ενεργειακό φάσμα, καθώς και η εξαιρετική του απόδοση σε υψηλές ενέργειες, καταδεικνύουν τις δυνατότητές του για χρήση σε εφαρμογές ιατρικής απεικόνισης, ειδικά στην Πυρηνική Ιατρική. Λαμβάνοντας επίσης υπόψη ότι ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  αποδίδει καλύτερα, τόσο από την άποψη της απόδοσης εκπομπής οπτικών φωτονίων όσο και από την άποψη της μεταφοράς SNR σε τάσεις λυχνίας ακτίνων-X άνω των 110 kVp που είναι το εύρος που χρησιμοποιείται στην απεικόνιση υπολογιστικής τομογραφίας και είναι κοντά στις ενέργειες που εκπέμπονται από τα ραδιοϊσότοπα που χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές Πυρηνικής Ιατρικής, ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  μπορεί να θεωρηθεί εξέχον υποψήφιος ως αισθητήρας ακτινοβολίας για υβριδικά συστήματα ιατρικής απεικόνισης όπως το SPECT/CT και το PET/CT.

Ερευνήθηκε επίσης η φασματική συμβατότητα των κρυστάλλων  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  με αρκετούς εμπορικούς οπτικούς ανιχνευτές. Τα φάσματα εκπομπής των εξεταζόμενων κρυστάλλων βρέθηκαν ότι είναι συμβατά με τις φασματικές ευαισθησίες πολλών κοινώς χρησιμοποιούμενων φωτοκαθόδων και φωτοπολλαπλασιαστών πυριτίου (SiPMs). Επιπρόσθετα, οι κρύσταλλοι επέδειξαν εξαιρετική απόδοση όσον αφορά την Ανιχνευτική Κβαντική Απόδοση (DQE(0)) για μηδενική χωρική συχνότητα.

Διερευνήθηκε επίσης και η επίδραση της θερμοκρασίας στην Απόλυτη Απόδοση Φωταύγειας (ΑΕ) του κρυστάλλου  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ , στο θερμοκρασιακό εύρος 29 - 162 °C. Από τις μετρούμενες τιμές της ΑΕ, η απόδοση του κρυστάλλου παρουσίασε μείωση 47% από τη θερμοκρασία 29 °C έως τη μέγιστη εξεταζόμενη. Λαμβάνοντας υπόψη αυτό το γεγονός, καθώς και τη σταθερότητα των τιμών της ΑΕ σε θερμοκρασίες άνω των 84 °C, μπορούμε να συμπεράνουμε ότι ο μονοκρυσταλλικός σπινθηριστής  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  θα μπορούσε να θεωρηθεί ως κατάλληλη επιλογή για εφαρμογές σε σκληρά περιβάλλοντα, όπου εμφανίζονται ακραίες διακυμάνσεις της θερμοκρασίας.

Επιπλέον, από τα αποτελέσματα της παρούσας μελέτης βρέθηκε ότι ο κρύσταλλος  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  με 0,1% και 10% συγκέντρωση Δημητρίου (Ce) παρουσιάζει την υψηλότερη απόδοση, όταν συνδυάζεται με συγκεκριμένους φωτοανιχνευτές, καθώς και ότι οι

κρύσταλλοι  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  είναι κατάλληλοι για την ανίχνευση ακτινοβολίας γάμμα σε ένα συγκεκριμένο ενεργειακό εύρος της Πυρηνικής Ιατρικής παρόμοιο με την ακτινογραφική ενεργειακή περιοχή.

Τέλος, αναπτύχθηκε ένα θεωρητικό μοντέλο για να περιγράψει τη διάδοση του φωτός μέσα σε έναν κρυσταλλικό σπινθηριστή και να εκτιμήσει το βέλτιστο πάχος των μονοκρυσταλλικών σπινθηριστών  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  μέσω της Οπτικής Απολαβής Ανιχνευτή (DOG). Η αξιοπιστία του μοντέλου επιβεβαιώθηκε από την ισχυρή συμφωνία μεταξύ των πειραματικών παρατηρήσεων και των θεωρητικών προβλέψεων της Απόλυτης Απόδοσης Φωταύγειας (AE) και στους δύο κρυστάλλους. Οι τιμές του  $k$  για τους κρυστάλλους  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  είναι αξιοσημείωτα ανώτερες σε σύγκριση με άλλους μονοκρυσταλλικούς σπινθηριστές. Επιπλέον, οι εμφανώς ανώτερες τιμές DOG του κρυστάλλου  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  υποδηλώνουν τη καλύτερη απόδοσή του σε σύγκριση με το κρύσταλλο  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$ . Προσδιορίστηκε το βέλτιστο πάχος για μια σειρά ισοτόπων που χρησιμοποιούνται στην πυρηνική ιατρική και στα 120 και 140 KVp των ακτίνων-X. Το πάχος αυτό εξαρτάται τόσο από το υλικό του σπινθηριστή όσο και από την ενέργεια των ακτίνων γάμμα και το ενεργειακό φάσμα των ακτίνων-X. Αυτά τα ευρήματα προσφέρουν πολύτιμες πληροφορίες για το σχεδιασμό και τη βελτιστοποίηση κρυσταλλικών σπινθηριστών στον κλάδο των συστημάτων απεικόνισης Πυρηνικής Ιατρικής, παρέχοντας μια ισχυρή βάση για μελλοντικές εξελίξεις σε αυτόν τον κρίσιμο τομέα.

Για εφαρμογές PET, οι κρύσταλλοι  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  επιδεικνύουν βέλτιστη απόδοση με πάχος 0,6 cm και 0,8 cm αντίστοιχα. Για εφαρμογές SPECT, με βάση τα αποτελέσματα το βέλτιστο πάχος είναι 0,3 cm και για τους δύο κρυστάλλους, καθώς το συγκεκριμένο πάχος είναι επαρκές τόσο για ραδιοϊσότοπα που χρησιμοποιούνται στις πιο κοινές κλινικές χρήσεις ( $\text{Tc-99m}$  και το  $\text{Tl-201}$ ) όσο και για εκείνα με υψηλότερες ενέργειες όπως το  $\text{I-131}$  και το  $\text{In-111}$ . Για ενέργειες ακτίνων X που χρησιμοποιούνται στο CT (120 kVp και 140 kVp) ο κρύσταλλος  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  εμφανίζει βέλτιστο πάχος στα 0,2 cm, ενώ ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  παρουσιάζει την καλύτερη απόδοση για πάχη 0,08 cm και 0,1 cm, αντίστοιχα.

Λαμβάνοντας υπόψη τα παραπάνω, για τους κρυστάλλους  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  μπορεί να προταθεί ένα πάχος κρυστάλλου 0,3 cm για χρήση σε σύστημα SPECT/CT, καθώς αυτό το πάχος εξασφαλίζει καλή απόδοση για το SPECT, ενώ είναι κοντά στο βέλτιστο που απαιτείται για το CT. Αν και το πάχος 0,3 cm είναι μεγαλύτερο από τα βέλτιστα 0,08 - 0,2 cm για το CT, η διαφορά μπορεί να μην είναι τόσο κρίσιμη ώστε να επηρεάσει σημαντικά την ποιότητα της εικόνας στο CT, και επομένως το κέρδος στην απόδοση για το SPECT καθιστά αυτόν τον συμβιβασμό αποδεκτό. Για ένα PET/CT σύστημα, τα προτεινόμενα πάχη για τους κρυστάλλους  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  κυμαίνονται μεταξύ 0,3-0,4 cm και 0,3-0,5 cm αντίστοιχα. Παρόλο που αυτά τα πάχη δεν είναι τα βέλτιστα ούτε για το PET ούτε για το CT, διασφαλίζουν ότι τα ανιχνεύσιμα οπτικά φωτόνια παραμένουν σε αρκετά υψηλά επίπεδα, κοντά στις βέλτιστες τιμές και για τα δύο συστήματα. Επομένως, επιλέγεται μια συμβιβαστική προσέγγιση που να εξασφαλίζει κυρίως μια επαρκή ευαισθησία στο PET για την ανίχνευση φωτονίων υψηλής ενέργειας, ενώ ταυτόχρονα η απόδοση στο CT να παραμένει αποδεκτή, χωρίς σημαντική υποβάθμιση στην ποιότητα της εικόνας.

Ένα μειονέκτημα των κρυστάλλων  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  είναι η υγροσκοπικότητα. Ωστόσο και άλλοι σπινθηριστές που χρησιμοποιούνταν στο παρελθόν για σκοπούς ιατρικής απεικόνισης, όπως οι  $\text{CsI}:\text{Na}$  και  $\text{NaI}$ , ήταν επίσης υγροσκοπικοί. Αυτό υποδηλώνει ότι η τεχνολογία για τη διαχείριση αυτού του τύπου σπινθηριστών είναι εφαρμόσιμη.

Τα παραπάνω αποτελέσματα για τους δύο υπό μελέτη κρυστάλλους είναι σημαντικά και από την άποψη της ακτινοπροστασίας. Η υψηλή απόδοση των κρυστάλλων καθώς και η ικανοποιητική φασματική συμβατότητα με οπτικούς αισθητήρες αποδίδουν συνδυασμούς σπινθηριστή-φωτοανιχνευτή που μπορούν να παρέχουν υψηλότερη έξοδο σήματος και καλύτερη ποιότητα εικόνας για ένα δεδομένο επίπεδο έκθεσης του ασθενούς. Αντίστοιχα, μπορεί να ληφθεί μια απαιτούμενη ποιότητα εικόνας με μικρότερη επιβάρυνση ακτινοβολίας για τον εξεταζόμενο. Το τελευταίο είναι σημαντικό στις εξετάσεις υπολογιστικής τομογραφίας όπου λαμβάνονται πολλές προβολές ακτίνων-X ανά περιστροφή. Αν θεωρηθούν οι τιμές της ΑΕ των δύο κρυστάλλων σε σχέση με τους κρυστάλλους BGO και LSO που χρησιμοποιούνται στα συστήματα υβριδικής απεικόνισης PET/CT, προκύπτει ότι η χρήση των σπινθηριστών  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  μπορεί να δώσει ισοδύναμο αποτέλεσμα ως προς το σήμα, αλλά με σημαντική μείωση της ακτινοβολίας και συνεπώς της δόσης που λαμβάνει ο εξεταζόμενος. Ενδεικτικά στα 140 KVp, ο κρύσταλλος  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$  θα δώσει την ίδια έξοδο με το BGO και LSO αλλά με το 6,2% και το 29,5% της ακτινοβολίας, αντίστοιχα, ενώ ο κρύσταλλος  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  μπορεί να παρέχει την ίδια έξοδο με το 10% και το 46% της ακτινοβολίας αντίστοιχα. Επιπλέον, η μείωση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας σημαίνει μείωση των mAs, και συνεπώς μείωση του λειτουργικού κόστους της λυχνίας ακτίνων-X, χωρίς να επηρεάζεται η ποιότητα της εξέτασης. Επομένως η χρήση των συγκεκριμένων σπινθηριστών αναμένεται να μειώσει τη έκθεση των ασθενών καθώς και το προαναφερθέν λειτουργικό κόστος της ιατρικής εγκατάστασης. Στον τομέα των εφαρμογών Πυρηνικής Ιατρικής, η επιλογή του καταλληλότερου πάχους σπινθηριστή κρυστάλλου παίζει καθοριστικό ρόλο στη βελτιστοποίηση της φροντίδας των ασθενών. Ένα βέλτιστο πάχος σπινθηριστή κρυστάλλου επιτρέπει βελτιωμένη ευαισθησία στην ανίχνευση ακτίνων γάμμα που εκπέμπονται από ραδιοφάρμακα, η οποία με τη σειρά της μεταφράζεται σε μειωμένη απαιτούμενη ενεργότητα που χορηγείται στους ασθενείς για την επίτευξη των επιθυμητών διαγνωστικών αποτελεσμάτων. Κατά συνέπεια, οι ασθενείς που υποβάλλονται σε διαδικασίες Πυρηνικής Ιατρικής αντιμετωπίζουν χαμηλότερη έκθεση σε ακτινοβολία, η οποία όχι μόνο ενισχύει την ασφάλειά τους αλλά συμβάλλει επίσης σε μια πιο βιώσιμη και ανθρωποκεντρική προσέγγιση στην πρακτική της Πυρηνικής Ιατρικής.

## 5.2. Θέματα για περαιτέρω έρευνα

Με βάση τα παραπάνω ευρήματα, η μελλοντική έρευνα θα μπορούσε να περιλαμβάνει μια πιο ολοκληρωμένη διερεύνηση της οπτικής απόδοσης των μονοκρυσταλλικών σπινθηριστών  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}$  και  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ . Συγκεκριμένα, η εξέταση ενός μεγαλύτερου εύρους πάχους των κρυστάλλων θα παρείχε μια βαθύτερη κατανόηση του πώς αυτή η παράμετρος επηρεάζει την απόδοση του σπινθηριστή σε διαφορετικές εφαρμογές ιατρικής απεικόνισης. Επίσης, η αξιολόγηση της οπτικής απόδοσης για περισσότερες ενέργειες ραδιοϊσοτόπων από αυτές που εξετάστηκαν στην παρούσα μελέτη θα μπορούσε να δώσει πληροφορίες για την αποτελεσματικότητα των σπινθηριστών για την ανίχνευση

ενός ευρύτερου φάσματος ακτινοβολιών, το οποίο είναι ζωτικής σημασίας για τα υβριδικά συστήματα ιατρικής απεικόνισης. Επιπλέον, η απόδοση ενός ανιχνευτικού συστήματος με μπλοκ διακριτοποιημένων (pixelized) σπινθηριστών, θα διαφέρει από την απόδοση ενός μεμονωμένου κρυστάλλου. Ως εκ τούτου, οι περιορισμοί της παρούσας μελέτης έγκεινται στην αξιολόγηση μεμονωμένων ομογενών κρυστάλλων και όχι μπλοκ διακριτοποιημένων σπινθηριστών, και επομένως δεν αποτελεί αξιολόγηση της απόδοσης του υβριδικού συστήματος στο σύνολό του.

Επίσης, θα ήταν απαραίτητο να διευρυνθεί η μελέτη της επίδρασης της θερμοκρασίας και της διαφορετικής συγκέντρωσης Δημητρίου στην οπτική απόδοση και για τον κρύσταλλο  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}$ . Ειδικότερα για την επίδραση της θερμοκρασίας, θα ήταν ωφέλιμο να πραγματοποιηθεί περαιτέρω έρευνα σε μεγαλύτερο εύρος θερμοκρασιών και για τους δύο κρυστάλλους. Δεδομένου ότι η θερμοκρασία μπορεί να επηρεάσει σημαντικά την απόδοση των σπινθηριστών, η κατανόηση των επιπτώσεών της θα ενισχύσει την πρακτική εφαρμογή αυτών των υλικών σε διαφορετικά κλινικά περιβάλλοντα. Αντικείμενο για μια μελλοντική έρευνα είναι η αξιολόγηση των σπινθηριστών ως προς το πλάτος τους και όχι απλώς το πάχος τους, μέσω ενός δισδιάστατου θεωρητικού αναλυτικού μοντέλου. Αυτή η προσέγγιση θα μπορούσε να αποκαλύψει νέες διαστάσεις της απόδοσής τους, ιδιαίτερα στη βελτιστοποίηση του σχεδιασμού των συστοιχιών σπινθηριστών για βελτιωμένη διακριτική ικανότητα και αποτελεσματικότητα απεικόνισης. Τέλος, θα μπορούσε να επιβεβαιωθούν τα αποτελέσματα του βέλτιστου πάχους των σπινθηριστών μέσω μιας κατάλληλης προσομοίωσης Monte Carlo, λόγω της υπερεκτίμησης της απορροφούμενης  $X$  ή γάμμα ακτινοβολίας στις υψηλές ενέργειες από το μοντέλο που εφαρμόστηκε.

## 6. Βιβλιογραφία

- [1] Mineev, O.; Kudenko, Y.; Musienko, Y.; Polyansky, I.; Yershov, N. Scintillator Detectors with Long WLS Fibers and Multi-Pixel Photodiodes. *J. Inst.* **2011**, *6* (12), P12004–P12004. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/6/12/P12004>.
- [2] Vandenbroucke, A.; Foudray, A. M. K.; Olcott, P. D.; Levin, C. S. Performance Characterization of a New High Resolution PET Scintillation Detector. *Phys. Med. Biol.* **2010**, *55* (19), 5895–5911. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/55/19/018>.
- [3] Cha, B. K.; Kim, J. Y.; Kim, Y. J.; Yun, S.; Cho, G.; Kim, H. K.; Seo, C.-W.; Jeon, S.; Huh, Y. Design and Image-Quality Performance of High Resolution CMOS-Based X-Ray Imaging Detectors for Digital Mammography. *J. Inst.* **2012**, *7* (04), C04020–C04020. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/04/C04020>.
- [4] Nassalski, A.; Kapusta, M.; Batsch, T.; Wolski, D.; Mockel, D.; Enghardt, W.; Moszynski, M. Comparative Study of Scintillators for PET/CT Detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2007**, *54* (1), 3–10. <https://doi.org/10.1109/TNS.2006.890013>.
- [5] Nikl, M. Scintillation Detectors for X-Rays. *Meas. Sci. Technol.* **2006**, *17* (4), R37–R54. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/17/4/R01>.
- [6] Valais, I. G.; Kandarakis, I. S.; Nikolopoulos, D. N.; Dimitropoulos, N.; Cavouras, D. A.; Nomicos, C. D.; Panayiotakis, G. S. Luminescence Efficiency of (Gd<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Ce) Scintillator under x-Ray Excitation.
- [7] Valais, I. G.; Kandarakis, I. S.; Nikolopoulos, D. N.; Michail, C. M.; David, S. L.; Loudos, G. K.; Cavouras, D. A.; Panayiotakis, G. S. Luminescence Properties of (Lu,Y)<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Ce and Gd<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Ce Single Crystal Scintillators Under X-Ray Excitation for Use in Medical Imaging Systems. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2007**, *54* (1), 11–18. <https://doi.org/10.1109/TNS.2006.888813>.
- [8] Michail, C.; Liaparinos, P.; Kalyvas, N.; Kandarakis, I.; Fountos, G.; Valais, I. Phosphors and Scintillators in Biomedical Imaging. *Crystals* **2024**, *14* (2), 169. <https://doi.org/10.3390/cryst14020169>.
- [9] Lecoq, P. Development of New Scintillators for Medical Applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2016**, *809*, 130–139. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.08.041>.
- [10] Hricak, H.; Choi, B. I.; Scott, A. M.; Sugimura, K.; Muellner, A.; Von Schulthess, G. K.; Reiser, M. F.; Graham, M. M.; Dunnick, N. R.; Larson, S. M. Global Trends in Hybrid Imaging. *Radiology* **2010**, *257* (2), 498–506. <https://doi.org/10.1148/radiol.10100579>.
- [11] Madsen, M. T. Recent Advances in SPECT Imaging. *Journal of Nuclear Medicine* **2007**, *48* (4), 661–673. <https://doi.org/10.2967/jnumed.106.032680>.

- [12] Zanzonico, P. Positron Emission Tomography: A Review of Basic Principles, Scanner Design and Performance, and Current Systems. *Seminars in Nuclear Medicine* **2004**, *34* (2), 87–111. <https://doi.org/10.1053/j.semnuclmed.2003.12.002>.
- [13] Chowdhury, F. U.; Scarsbrook, A. F. The Role of Hybrid SPECT-CT in Oncology: Current and Emerging Clinical Applications. *Clinical Radiology* **2008**, *63* (3), 241–251. <https://doi.org/10.1016/j.crad.2007.11.008>.
- [14] Bailey, D. L. Transmission Scanning in Emission Tomography. *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging* **1998**, *25* (7), 774–787. <https://doi.org/10.1007/s002590050282>.
- [15] Cal-Gonzalez, J.; Rausch, I.; Shiyam Sundar, L. K.; Lassen, M. L.; Muzik, O.; Moser, E.; Papp, L.; Beyer, T. Hybrid Imaging: Instrumentation and Data Processing. *Front. Phys.* **2018**, *6*, 47. <https://doi.org/10.3389/fphy.2018.00047>.
- [16] Beyer, T.; Freudenberg, L. S.; Townsend, D. W.; Czernin, J. The Future of Hybrid Imaging—Part 1: Hybrid Imaging Technologies and SPECT/CT. *Insights Imaging* **2011**, *2* (2), 161–169. <https://doi.org/10.1007/s13244-010-0063-2>.
- [17] Beyer, T.; Townsend, D. W.; Czernin, J.; Freudenberg, L. S. The Future of Hybrid Imaging—Part 2: PET/CT. *Insights Imaging* **2011**, *2* (3), 225–234. <https://doi.org/10.1007/s13244-011-0069-4>.
- [18] Guo, Z. The Principle and State-of-Art Facilities for PET. *Journal of Physics* **2022**. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2386/1/012062>.
- [19] Valais, I.G. Systematic study of the light emission efficiency and the corresponding intrinsic physical characteristics of single crystal scintillators, doped with the trivalent cerium (Ce<sup>3+</sup>). **2008**, PhD Thesis, University of Patras.
- [20] Van Loef, E. V. D.; Dorenbos, P.; Van Eijk, C. W. E.; Krämer, K. W.; Güdel, H. U. Scintillation Properties of LaBr<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup> Crystals: Fast, Efficient and High-Energy-Resolution Scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2002**, *486* (1–2), 254–258. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)00712-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00712-X).
- [21] Régis, J.-M.; Pascovici, G.; Jolie, J.; Rudigier, M. The Mirror Symmetric Centroid Difference Method for Picosecond Lifetime Measurements via  $\gamma - \gamma$  Coincidences Using Very Fast LaBr<sub>3</sub>(Ce) Scintillator Detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2010**, *622* (1), 83–92. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.07.047>.
- [22] Bhattacharjee, T.; Banerjee, D.; Das, S. K.; Chanda, S.; Malik, T.; Chowdhury, A.; Das, P.; Bhattacharyya, S.; Guin, R. Spectroscopy of Low-Lying States in Odd-Odd 146 Eu. *Phys. Rev. C* **2013**, *88* (1), 014313. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.014313>.
- [23] Higgins, W. M.; Churilov, A.; Van Loef, E.; Glodo, J.; Squillante, M.; Shah, K. Crystal Growth of Large Diameter LaBr<sub>3</sub>:Ce and CeBr<sub>3</sub>. *Journal of Crystal Growth* **2008**, *310* (7–9), 2085–2089. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2007.12.041>.

- [24] Guillot-Noël, O.; De Haas, J. T. M.; Dorenbos, P.; Van Eijk, C. W. E.; Krämer, K.; Güdel, H. U. Optical and Scintillation Properties of Cerium-Doped LaCl<sub>3</sub>, LuBr<sub>3</sub> and LuCl<sub>3</sub>. *Journal of Luminescence* **1999**, 85 (1–3), 21–35. [https://doi.org/10.1016/S0022-2313\(99\)00063-0](https://doi.org/10.1016/S0022-2313(99)00063-0).
- [25] Antonyak, O. T.; Dorenbos, P.; Rodnyi, P. A.; Stryganyuk, G. B.; Voloshinovskii, A. S.; Zimmerer, G. Luminescence Spectra of LaCl<sub>3</sub>-Ce Crystals.
- [26] Advatech UK — LaCl<sub>3</sub>:Ce. Available online: [https://www.advatech-uk.co.uk/lacl3\\_ce.html](https://www.advatech-uk.co.uk/lacl3_ce.html).
- [27] Shah, K. S.; Glodo, J.; Klugerman, M.; Cirignano, L.; Moses, W. W.; Derenzo, S. E.; Weber, M. J. LaCl<sub>3</sub>:Ce Scintillator for  $\gamma$ -Ray Detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2003**, 505 (1–2), 76–81. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01024-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01024-6).
- [28] Van Loef, E. V. D.; Dorenbos, P.; Van Eijk, C. W. E.; Kramer, K.; Gudel, H. U. Scintillation Properties of LaCl<sub>3</sub>:Ce<sup>3+</sup> Crystals: Fast, Efficient and High-Energy-Resolution Scintillators. In *2000 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (Cat. No.00CH37149)*; IEEE: Lyon, France, 2000; Vol. 1, p 6/31-6/34. <https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2000.949114>.
- [29] Higgins, W. M.; Glodo, J.; Van Loef, E.; Klugerman, M.; Gupta, T.; Cirignano, L.; Wong, P.; Shah, K. S. Bridgman Growth of LaBr<sub>3</sub>:Ce and LaCl<sub>3</sub>:Ce Crystals for High-Resolution Gamma-Ray Spectrometers. *Journal of Crystal Growth* **2006**, 287 (2), 239–242. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2005.11.020>.
- [30] Balcerzyk, M.; Moszyński, M.; Kapusta, M. Comparison of LaCl<sub>3</sub>:Ce and NaI(Tl) Scintillators in  $\gamma$ -Ray Spectrometry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2005**, 537 (1–2), 50–56. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.233>.
- [31] Iltis, A.; Mayhugh, M. R.; Menge, P.; Rozsa, C. M.; Selles, O.; Solovyev, V. Lanthanum Halide Scintillators: Properties and Applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2006**, 563 (2), 359–363. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.02.192>.
- [32] Moszyński, M.; Nassalski, A.; Syntfeld-Każuch, A.; Szczęśniak, T.; Czarnacki, W.; Wolski, D.; Pausch, G.; Stein, J. Temperature Dependences of LaBr<sub>3</sub>(Ce), LaCl<sub>3</sub>(Ce) and NaI(Tl) Scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2006**, 568 (2), 739–751. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.06.039>.
- [33] Eijk, C. W. E. V. Inorganic Scintillators in Medical Imaging. *Phys. Med. Biol.* **2002**, 47 (8), R85–R106. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/47/8/201>.
- [34] Eijk, C.W.E.V. Inorganic-scintillator development. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and*



*Associated Equipment*. **2001**, 460(1), pp. 1–14. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)01088-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)01088-3).

[35] Alzimami, K.; Abuelhia, E.; Podolyak, Z.; Ioannou, A.; Spyrou, N. M. Characterization of LaBr<sub>3</sub>:Ce and LaCl<sub>3</sub>:Ce Scintillators for Gamma-Ray Spectroscopy. *J Radioanal Nucl Chem* **2008**, 278 (3), 755–759. <https://doi.org/10.1007/s10967-008-1606-6>.

[36] Alzimami, K. S.; Spyrou, N. M.; Sassi, S. A. Investigation of LaBr<sub>3</sub>:Ce and LaCl<sub>3</sub>:Ce Scintillators for Spect Imaging. In *2008 5th IEEE International Symposium on Biomedical Imaging: From Nano to Macro*; IEEE: Paris, France, 2008; pp 1243–1246. <https://doi.org/10.1109/ISBI.2008.4541228>.

[37] Owens, A.; Bos, A. J. J.; Brandenburg, S.; Dorenbos, P.; Drozdowski, W.; Ostendorf, R. W.; Quarati, F.; Webb, A.; Welter, E. The Hard X-Ray Response of Ce-Doped Lanthanum Halide Scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2007**, 574 (1), 158–162. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.01.092>.

[38] Martin, T.; Allier, C.; Bernard, F. Lanthanum Chloride Scintillator for X-Ray Detection. In *AIP Conference Proceedings*; AIP: Daegu (Korea), 2007; Vol. 879, pp 1156–1159. <https://doi.org/10.1063/1.2436269>.

[39] Van Loef, E. V. D.; Dorenbos, P.; Van Eijk, C. W. E.; Krämer, K.; Güdel, H. U. High-Energy-Resolution Scintillator: Ce<sup>3+</sup> Activated LaBr<sub>3</sub>. *Applied Physics Letters* **2001**, 79 (10), 1573–1575. <https://doi.org/10.1063/1.1385342>.

[40] Van Loef, E. V. D.; Dorenbos, P.; Van Eijk, C. W. E.; Krämer, K.; Güdel, H. U. High-Energy-Resolution Scintillator: Ce<sup>3+</sup> Activated LaCl<sub>3</sub>. *Applied Physics Letters* **2000**, 77 (10), 1467–1468. <https://doi.org/10.1063/1.1308053>.

[41] Shah, K. S.; Glodo, J.; Klugerman, M.; Moses, W. W.; Derenzo, S. E.; Weber, M. J. LaBr<sub>3</sub>:Ce Scintillators for Gamma Ray Spectroscopy.

[42] Advatech UK— LaBr<sub>3</sub>:Ce. Available online: [https://www.advatech-uk.co.uk/labr3\\_ce.html](https://www.advatech-uk.co.uk/labr3_ce.html).

[43] Dorenbos, P.; De Haas, J. T. M.; Van Eijk, C. W. E. Gamma Ray Spectroscopy with a 0.19 x 0.19 mm<sup>3</sup> LaBr<sub>3</sub>: 0.5% Ce<sup>3+</sup> Scintillator. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2004**, 51 (3), 1289–1296. <https://doi.org/10.1109/TNS.2004.829375>.

[44] Glodo, J.; Moses, W. W.; Higgins, W. M.; Van Loef, E. V. D.; Wong, P.; Derenzo, S. E.; Weber, M. J.; Shah, K. S. Effects of Ce Concentration on Scintillation Properties of LaBr<sub>3</sub>:Ce. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2005**, 52 (5), 1805–1808. <https://doi.org/10.1109/TNS.2005.856906>.

[45] Bizarri, G.; De Haas, J. T. M.; Dorenbos, P.; Van Eijk, C. W. E. Scintillation Properties of 0.1 x 0.1 Inch<sup>3</sup> LaBr<sub>3</sub>: 5% Ce<sup>3+</sup> Crystal. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2006**, 53 (2), 615–619. <https://doi.org/10.1109/TNS.2006.870090>.

- [46] Chen, J.; Hu, Z.; Zhang, X.; Chen, Z.; Yuan, X.; Sun, Z.; Guo, Z.; Xu, H. Investigation of LaBr<sub>3</sub>:Ce Scintillator with Excellent Property. *J. Phys.: Conf. Ser.* **2014**, 488 (14), 142013. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/488/14/142013>.
- [47] Dorenbos, P. Light Output and Energy Resolution of Ce<sup>3+</sup>-Doped Scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2002**, 486 (1–2), 208–213. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)00704-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00704-0).
- [48] Chewpraditkul, W.; Moszynski, M. Scintillation Properties of Lu<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, Lu<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> and LaBr<sub>3</sub> Crystals Activated with Cerium. *Physics Procedia* **2011**, 22, 218–226. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2011.11.035>.
- [49] Kuhn, A.; Surti, S.; Karp, J. S.; Raby, P. S.; Shah, K. S.; Perkins, A. E.; Muehllehner, G. Design of a Lanthanum Bromide Detector for Time-of-Flight PET. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2004**, 51 (5), 2550–2557. <https://doi.org/10.1109/TNS.2004.835777>.
- [50] Dey Chaudhuri, S.; Banerjee, D.; Bhattacharjee, T.; Wasim Raja, S.; Acharya, R.; Pujari, P. K. Performance Study of LaBr<sub>3</sub>:Ce Detectors Coupled to R2083 PM Tube for Energy and Timing Characteristics. *J Radioanal Nucl Chem* **2020**, 324 (2), 829–835. <https://doi.org/10.1007/s10967-020-07091-y>.
- [51] Surti, S.; Karp, J. S.; Muehllehner, G. Image Quality Assessment of LaBr<sub>3</sub>-Based Whole-Body 3D PET Scanners: A Monte Carlo Evaluation. *Phys. Med. Biol.* **2004**, 49 (19), 4593–4610. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/49/19/010>.
- [52] Khodyuk, I. V.; Rodnyi, P. A.; Dorenbos, P. Nonproportional Scintillation Response of NaI:Tl to Low Energy x-Ray Photons and Electrons. *Journal of Applied Physics* **2010**, 107 (11), 113513. <https://doi.org/10.1063/1.3431009>.
- [53] Nuclear Fuel Cycle Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran.; Bagheri, R.; Shirmardi, S. P.; Nuclear Fuel Cycle Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran.; Heidari, B.; Laser and Optic Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran.; Ahmadi, B.; Department of Physics, Faculty of Science, Urmia University, Urmia, Iran.; Tuzemen, S.; Department of Physics, Faculty of Science, Ataturk University, Erzurum, Turkey. COMPARISON OF LaBr<sub>3</sub>(CE) AND NaI(TL) SCINTILLATION CRYSTALS RESPONSES TO VARIOUS GAMMA ENERGIES USING MONTE CARLO SIMULATIONS. *IJAR* **2016**, 4 (11), 494–500. <https://doi.org/10.21474/IJAR01/2110>.
- [54] Sharma, S.; Ranga, V.; Dhibar, M.; Rawat, S.; Kumar, G. A. Intrinsic Resolution of Compton Electrons in LaBr<sub>3</sub>:Ce and LaCl<sub>3</sub>:Ce Detectors Using Compton Coincidence Technique. **2016**.
- [55] Sariyal, R.; Mazumdar, I.; Patel, S. M. Measurement of Absolute Light Yield and Quantum Efficiency of LaBr<sub>3</sub>:Ce Scintillator Detector Using SiPM. *J. Inst.* **2021**, 16 (12), P12024. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/12/P12024>.

- [56] Cazzaniga, C.; Nocente, M.; Tardocchi, M.; Fazzi, A.; Hjalmarsson, A.; Rigamonti, D.; Ericsson, G.; Gorini, G. Thin YAP:Ce and LaBr<sub>3</sub>:Ce Scintillators as Proton Detectors of a Thin-Film Proton Recoil Neutron Spectrometer for Fusion and Spallation Sources Applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2014**, 751, 19–22. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.03.012>.
- [57] Náchér, E.; Mårtensson, M.; Tengblad, O.; Álvarez-Pol, H.; Bendel, M.; Cortina-Gil, D.; Gernhäuser, R.; Le Bleis, T.; Maj, A.; Nilsson, T.; Perea, A.; Pietras, B.; Ribeiro, G.; Sánchez Del Río, J.; Sánchez Rosado, J.; Heinz, A.; Szpak, B.; Winkel, M.; Zieblinski, M. Proton Response of CEPA4: A Novel LaBr<sub>3</sub>(Ce)–LaCl<sub>3</sub>(Ce) Phoswich Array for High-Energy Gamma and Proton Spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2015**, 769, 105–111. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.09.067>.
- [58] Babiano, V.; Caballero, L.; Calvo, D.; Ladarescu, I.; Olleros, P.; Domingo-Pardo, C.  $\gamma$  -Ray Position Reconstruction in Large Monolithic LaCl<sub>3</sub>(Ce) Crystals with SiPM Readout. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2019**, 931, 1–22. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.03.079>.
- [59] Taggart, M. P.; Henderson, J. Fast-Neutron Response of LaBr<sub>3</sub>(Ce) and LaCl<sub>3</sub>(Ce) Scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2020**, 975, 164201. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164201>.
- [60] Garnett, R.; Prestwich, W. V.; Atanackovic, J.; Wong, M.; Byun, S. H. Characterization of a LaBr<sub>3</sub>(Ce) Detector for Gamma-Ray Spectrometry for CANDU Power Reactors. *Radiation Measurements* **2017**, 106, 628–631. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2017.03.042>.
- [61] Aldawood, S.; Castelhana, I.; Gernhäuser, R.; Van Der Kolff, H.; Lang, C.; Liprandi, S.; Lutter, R.; Maier, L.; Marinšek, T.; Schaart, D. R.; Parodi, K.; Thirolf, P. G. Comparative Characterization Study of a LaBr<sub>3</sub>(Ce) Scintillation Crystal in Two Surface Wrapping Scenarios: Absorptive and Reflective. *Front. Oncol.* **2015**, 5. <https://doi.org/10.3389/fonc.2015.00270>.
- [62] Roncali, E.; Mosleh-Shirazi, M. A.; Badano, A. Modelling the Transport of Optical Photons in Scintillation Detectors for Diagnostic and Radiotherapy Imaging. *Phys. Med. Biol.* **2017**, 62 (20), R207–R235. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/aa8b31>.
- [63] Nikolopoulos, D.; Kalyvas, N.; Valais, I.; Argyriou, X.; Vlamakis, E.; Sevvos, T.; Kandarakis, I. A Semi-Empirical Monte Carlo Based Model of the Detector Optical Gain of Nuclear Imaging Scintillators. *J. Inst.* **2012**, 7 (11), P11021–P11021. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/11/P11021>.
- [64] Kalyvas, N.; Valais, I.; David, S.; Michail, C.; Fountos, G.; Liaparinos, P.; Kandarakis, I. Studying the Energy Dependence of Intrinsic Conversion Efficiency of Single Crystal Scintillators under X-Ray Excitation. *Optics and Spectroscopy* **2014**, 116, 743–747. <https://doi.org/10.1134/S0030400X14050117>.

- [65] Kalyvas, N.; Valais, I.; Michail, C.; Fountos, G.; Kandarakis, I.; Cavouras, D. A Theoretical Study of CsI:Tl Columnar Scintillator Image Quality Parameters by Analytical Modeling. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2015**, *779*, 18–24. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.01.027>.
- [66] David, S.; Michail, C.; Seferis, I.; Valais, I.; Fountos, G.; Liaparinos, P.; Kandarakis, I.; Kalyvas, N. Evaluation of Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Pr Granular Phosphor Properties for X-Ray Mammography Imaging. *Journal of Luminescence* **2016**, *169*, 706–710. <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2015.01.044>.
- [67] Saatsakis, G.; Kalyvas, N.; Michail, C.; Ninos, K.; Bakas, A.; Fountzoula, C.; Sianoudis, I.; Karpetas, G. E.; Fountos, G.; Kandarakis, I.; Valais, I.; Panayiotakis, G. Optical Characteristics of ZnCuInS/ZnS (Core/Shell) Nanocrystal Flexible Films Under X-Ray Excitation. *Crystals* **2019**, *9* (7), 343. <https://doi.org/10.3390/cryst9070343>.
- [68] Nüsslin, F. Wilhelm Conrad Röntgen: The Scientist and His Discovery. *Physica Medica* **2020**, *79*, 65–68. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2020.10.010>.
- [69] Radvanyi, P.; Villain, J. The Discovery of Radioactivity. *Comptes Rendus Physique* **2017**, *18* (9–10), 544–550. <https://doi.org/10.1016/j.crhy.2017.10.008>.
- [70] Hendee, W. R.; Ritenour, E. R. *Medical Imaging Physics*, 1st ed.; Wiley, **2002**. <https://doi.org/10.1002/0471221155>.
- [71] Johns, H. E. *THE PHYSICS OF RADIOLOGY*, 4th ed. Springfield, IL: Thomas.
- [72] Cherry, S.R.; Sorenson, J.A.; Phelps, M.E. *Physics in nuclear medicine*. 4th ed. Philadelphia: Elsevier/Saunders, **2012**.
- [73] Khan, F. M.; Gibbons, J. P. *Khan's the Physics of Radiation Therapy*, Fifth edition.; Lippincott Williams & Wilkins/Wolters Kluwer: Philadelphia, PA, **2014**.
- [74] International Atomic Energy Agency Radiation oncology physics: A handbook for teachers and students. *International Atomic Energy Agency (IAEA): IAEA*, **2005**. [http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig\\_q=RN:36071456](http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:36071456).
- [75] Lecomte, R.; Granja, C.; Leroy, C.; Stekl, I. Biomedical Imaging: SPECT and PET. In *AIP Conference Proceedings*; AIP, **2007**; Vol. 958, pp 115–122. <https://doi.org/10.1063/1.2825759>.
- [76] Marsden, P. K. Detector Technology Challenges for Nuclear Medicine and PET. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2003**, *513* (1–2), 1–7. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)02125-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)02125-9).
- [77] Moses, W. W. Scintillator Requirements for Medical Imaging.
- [78] Pimlott, S. L.; Sutherland, A. Molecular Tracers for the PET and SPECT Imaging of Disease. *Chem. Soc. Rev.* **2011**, *40* (1), 149–162. <https://doi.org/10.1039/B922628C>.

- [79] Heller, G. V.; Mann, A.; Hendel, R. *Nuclear Cardiology: Technical Applications*; Eds.; McGraw-Hill Medical: New York, **2009**.
- [80] Webb, S. *The physics of medical imaging* (1 online resource (xv, 633 pages): illustrations vol). Bristol: Hilger (Medical science series), **1988**. <http://www.crcnetbase.com/isbn/9780852743492>.
- [81] Jones, T.; Townsend, D. History and Future Technical Innovation in Positron Emission Tomography. *J. Med. Imag* **2017**, *4* (1), 011013. <https://doi.org/10.1117/1.JMI.4.1.011013>.
- [82] Spanoudaki, V. Ch.; Levin, C. S. Photo-Detectors for Time of Flight Positron Emission Tomography (ToF-PET). *Sensors* **2010**, *10* (11), 10484–10505. <https://doi.org/10.3390/s101110484>.
- [83] Wells, R. G.; deKemp, R. A. Does Time-of-Flight Improve Image Quality in the Heart? *Journal of Nuclear Cardiology* **2019**, *26* (2), 413–416. <https://doi.org/10.1007/s12350-017-0992-y>.
- [84] Kadrmas, D. J.; Casey, M. E.; Conti, M.; Jakoby, B. W.; Lois, C.; Townsend, D. W. Impact of Time-of-Flight on PET Tumor Detection. *J Nucl Med* **2009**, *50* (8), 1315–1323. <https://doi.org/10.2967/jnumed.109.063016>.
- [85] Daube-Witherspoon, M. E.; Surti, S.; Perkins, A.; Kyba, C. C. M.; Wiener, R.; Werner, M. E.; Kulp, R.; Karp, J. S. The Imaging Performance of a LaBr<sub>3</sub>-Based PET Scanner. *Phys. Med. Biol.* **2010**, *55* (1), 45–64. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/55/1/004>.
- [86] Karp, J. S.; Werner, M. E.; Daube-Witherspoon, M. E.; Vandenberghe, S.; Muehlelehner, G. Characterization of a Time-of-Flight PET Scanner Based on Lanthanum Bromide.
- [87] Schaart, D. R.; Seifert, S.; Vinke, R.; Van Dam, H. T.; Dendooven, P.; Löhner, H.; Beekman, F. J. LaBr<sub>3</sub>:Ce and SiPMs for Time-of-Flight PET: Achieving 100 Ps Coincidence Resolving Time. *Phys. Med. Biol.* **2010**, *55* (7), N179–N189. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/55/7/N02>.
- [88] Moses, W. W. Fundamental Limits of Spatial Resolution in PET. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2011**, *648*, S236–S240. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.11.092>.
- [89] Nadig, V.; Herrmann, K.; Mottaghy, F. M.; Schulz, V. Hybrid Total-Body Pet Scanners—Current Status and Future Perspectives. *Eur J Nucl Med Mol Imaging* **2022**, *49* (2), 445–459. <https://doi.org/10.1007/s00259-021-05536-4>.
- [90] Cherry, S. R.; Jones, T.; Karp, J. S.; Qi, J.; Moses, W. W.; Badawi, R. D. Total-Body PET: Maximizing Sensitivity to Create New Opportunities for Clinical Research and Patient Care. *J Nucl Med* **2018**, *59* (1), 3–12. <https://doi.org/10.2967/jnumed.116.184028>.

- [91] Lewellen, T. K. Recent Developments in PET Detector Technology. *Phys. Med. Biol.* **2008**, *53* (17), R287–R317. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/53/17/R01>.
- [92] Gundacker, S.; Martinez Turtos, R.; Kratochwil, N.; Pots, R. H.; Paganoni, M.; Lecoq, P.; Auffray, E. Experimental Time Resolution Limits of Modern SiPMs and TOF-PET Detectors Exploring Different Scintillators and Cherenkov Emission. *Phys. Med. Biol.* **2020**, *65* (2), 025001. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab63b4>.
- [93] Yu, X.; Zhang, X.; Zhang, H.; Peng, H.; Ren, Q.; Xu, J.; Peng, Q.; Xie, S. Requirements of Scintillation Crystals with the Development of PET Scanners. *Crystals* **2022**, *12* (9), 1302. <https://doi.org/10.3390/cryst12091302>.
- [94] Hasegawa, B. H.; Wong, K. H.; Iwata, K.; Barber, W. C.; Hwang, A. B.; Sakdinawat, A. E.; Ramaswamy, M.; Price, D. C.; Hawkins, R. A. Dual-Modality Imaging of Cancer with SPECT/CT. *Technol Cancer Res Treat* **2002**, *1* (6), 449–458. <https://doi.org/10.1177/153303460200100605>.
- [95] Lang, T. F.; Hasegawa, B. H.; Liew, S. C.; Brown, J. K.; Blankespoor, S. C.; Reilly, M.; Gingold, E. L.; Cann, C. E. Description of a Prototype Emission Transmission Computed Tomography Imaging.
- [96] Berard, P.; Pepin, C. M.; Rouleau, D.; Cadorette, J.; Lecomte, R. CT Acquisition Using PET Detectors and Electronics. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **2005**, *52* (3), 634–637. <https://doi.org/10.1109/TNS.2005.851432>.
- [97] Alessio, A. M.; Kinahan, P. E.; Cheng, P. M.; Vesselle, H.; Karp, J. S. PET/CT Scanner Instrumentation, Challenges, and Solutions. *Radiologic Clinics of North America* **2004**, *42* (6), 1017–1032. <https://doi.org/10.1016/j.rcl.2004.08.001>.
- [98] Townsend, D. W. Multimodality Imaging of Structure and Function. *Phys. Med. Biol.* **2008**, *53* (4), R1–R39. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/53/4/R01>.
- [99] Beyer, T.; Townsend, D. W.; Brun, T.; Kinahan, P. E.; Charron, M.; Roddy, R.; Jerin, J.; Young, J.; Byars, L.; Nutt, R. A Combined PET/CT Scanner for Clinical Oncology.
- [100] Patton, J. A.; Delbeke, D.; Sandier, M. P. Image Fusion Using an Integrated, Dual-Head Coincidence Camera with X-Ray Tube-Based Attenuation Maps.
- [101] Bocher, M.; Balan, A.; Krausz, Y.; Shrem, Y.; Lonn, A.; Wilk, M.; Chisin, R. Gamma Camera-Mounted Anatomical X-Ray Tomography: Technology, System Characteristics and First Images. *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging* **2000**, *27* (6), 619–627. <https://doi.org/10.1007/s002590050555>.
- [102] Yu, Z.; Leng, S.; Jorgensen, S. M.; Li, Z.; Gutjahr, R.; Chen, B.; Halaweish, A. F.; Kappler, S.; Yu, L.; Ritman, E. L.; McCollough, C. H. Evaluation of Conventional Imaging Performance in a Research Whole-Body CT System with a Photon-Counting Detector Array. *Phys. Med. Biol.* **2016**, *61* (4), 1572–1595. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/61/4/1572>.

- [103] Zhou, W.; Lane, J. I.; Carlson, M. L.; Bruesewitz, M. R.; Witte, R. J.; Koeller, K. K.; Eckel, L. J.; Carter, R. E.; McCollough, C. H.; Leng, S. Comparison of a Photon-Counting-Detector CT with an Energy-Integrating-Detector CT for Temporal Bone Imaging: A Cadaveric Study. *AJNR Am J Neuroradiol* **2018**, *39* (9), 1733–1738. <https://doi.org/10.3174/ajnr.A5768>.
- [104] Meloni, A.; Frijia, F.; Panetta, D.; Degiorgi, G.; De Gori, C.; Maffei, E.; Clemente, A.; Positano, V.; Cademartiri, F. Photon-Counting Computed Tomography (PCCT): Technical Background and Cardio-Vascular Applications. *Diagnostics* **2023**, *13* (4), 645. <https://doi.org/10.3390/diagnostics13040645>.
- [105] Nakamura, Y.; Higaki, T.; Kondo, S.; Kawashita, I.; Takahashi, I.; Awai, K. An Introduction to Photon-Counting Detector CT (PCD CT) for Radiologists. *Jpn J Radiol* **2022**. <https://doi.org/10.1007/s11604-022-01350-6>.
- [106] Vandenberghe, S.; Marsden, P. K. PET-MRI: A Review of Challenges and Solutions in the Development of Integrated Multimodality Imaging. *Phys. Med. Biol.* **2015**, *60* (4), R115–R154. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/60/4/R115>.
- [107] Carminati, M.; Montagnani, G. L.; Occhipinti, M.; Kuehne, A.; Niendorf, T.; Nagy, K.; Nagy, A.; Czeller, M.; Fiorini, C. SPECT/MRI INSERT Compatibility: Assessment, Solutions, and Design Guidelines. *IEEE Trans. Radiat. Plasma Med. Sci.* **2018**, *2* (4), 369–379. <https://doi.org/10.1109/TRPMS.2018.2823587>.
- [108] Ehman, E. C.; Johnson, G. B.; Villanueva-Meyer, J. E.; Cha, S.; Leynes, A. P.; Larson, P. E. Z.; Hope, T. A. PET/MRI: Where Might It Replace PET/CT? *Magnetic Resonance Imaging* **2017**, *46* (5), 1247–1262. <https://doi.org/10.1002/jmri.25711>.
- [109] Arachchige, A. S. P. M. Neuroimaging with SPECT-MRI: A Myth or Reality? *AIMSN* **2023**, *10* (1), 52–55. <https://doi.org/10.3934/Neuroscience.2023004>.
- [110] Hutton, B. F.; Occhipinti, M.; Kuehne, A.; Máthé, D.; Kovács, N.; Waiczies, H.; Erlandsson, K.; Salvado, D.; Carminati, M.; Montagnani, G. L.; Short, S. C.; Ottobri, L.; Van Mullekom, P.; Piemonte, C.; Bukki, T.; Nyitrai, Z.; Papp, Z.; Nagy, K.; Niendorf, T.; De Francesco, I.; Fiorini, C.; On behalf of the INSERT consortium. Development of Clinical Simultaneous SPECT/MRI. *The British Journal of Radiology* **2018**, *91* (1081), 20160690. <https://doi.org/10.1259/bjr.20160690>.
- [111] Shionoya, S.; Yen, W. M.; Yamamoto, H. *Phosphor Handbook*, 2nd ed.; Laser and optical science and technology; CRC press: Boca Raton, **2007**.
- [112] Blasse, G.; Grabmaier, B.C. *Luminescent Materials*. New York: Springer, **1994**.
- [113] Lecoq, P. *Inorganic Scintillators for Detector Systems: Physical Principles and Crystal Engineering*. Berlin: Springer (Particle Acceleration and Detection), **2006** <https://doi.org/10.1007/3-540-27768-4>.
- [114] Yanagida, T. Inorganic Scintillating Materials and Scintillation Detectors. *Proceedings of the Japan Academy. Ser. B: Physical and Biological Sciences* **2018**, *94* (2), 75–97. <https://doi.org/10.2183/pjab.94.007>.

- [115] Yanagida, T.; Kato, T.; Nakauchi, D.; Kawaguchi, N. Fundamental Aspects, Recent Progress and Future Prospects of Inorganic Scintillators. *Jpn. J. Appl. Phys.* **2023**, *62* (1), 010508. <https://doi.org/10.35848/1347-4065/ac9026>.
- [116] Kim, C.; Lee, W.; Melis, A.; Elmughrabi, A.; Lee, K.; Park, C.; Yeom, J.-Y. A Review of Inorganic Scintillation Crystals for Extreme Environments. *Crystals* **2021**, *11* (6), 669. <https://doi.org/10.3390/cryst11060669>.
- [117] Averyanov, D.; Blau, D. New Inorganic Scintillators' Application in the Electromagnetic Calorimetry in High-Energy Physics. *Applied Sciences* **2023**, *13* (10), 6189. <https://doi.org/10.3390/app13106189>.
- [118] Lowdon, M.; Martin, P. G.; Hubbard, M. W. J.; Taggart, M. P.; Connor, D. T.; Verbelen, Y.; Sellin, P. J.; Scott, T. B. Evaluation of Scintillator Detection Materials for Application within Airborne Environmental Radiation Monitoring. *Sensors* **2019**, *19* (18), 3828. <https://doi.org/10.3390/s19183828>.
- [119] Owens, A. Scintillators on Interplanetary Space Missions. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2008**, *55* (3), 1430–1436. <https://doi.org/10.1109/TNS.2008.921936>.
- [120] McConnell, M. L.; Bloser, P. F.; Legere, J.; Ryan, J. M. Applications for New Scintillator Technologies in Gamma Ray Astronomy. *J. Phys.: Conf. Ser.* **2016**, *763*, 012008. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/763/1/012008>.
- [121] Melcher, C. L. Scintillators for Well Logging Applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **1989**, *40–41*, 1214–1218. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(89\)90622-8](https://doi.org/10.1016/0168-583X(89)90622-8).
- [122] Wetter, O. E. Imaging in Airport Security: Past, Present, Future, and the Link to Forensic and Clinical Radiology. *Journal of Forensic Radiology and Imaging* **2013**, *1* (4), 152–160. <https://doi.org/10.1016/j.jofri.2013.07.002>.
- [123] Nagarkar, V. V.; Gupta, T. K.; Miller, S. R.; Klugerman, Y.; Squillante, M. R.; Entine, G. Structured CsI(Tl) Scintillators for X-Ray Imaging Applications.
- [124] Kozyrev, E. A.; Kuper, K. E.; Lemzyakov, A. G.; Petrozhitskiy, A. V.; Popov, A. S. Performance and Characterization of CsI:Tl Thin Films for X-Ray Imaging Application. *Physics Procedia* **2016**, *84*, 245–251. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2016.11.042>.
- [125] Hupke, R. The New UFC Detector for CT Imaging. *RBM-News* **1998**, *20* (9), 227–232. [https://doi.org/10.1016/S0222-0776\(99\)80007-8](https://doi.org/10.1016/S0222-0776(99)80007-8).
- [126] Zhu, D.; Nikl, M.; Chewpraditkul, W.; Li, J. Development and Prospects of Garnet Ceramic Scintillators: A Review. *J Adv Ceram* **2022**, *11* (12), 1825–1848. <https://doi.org/10.1007/s40145-022-0660-9>.
- [127] Nikl, M.; Yoshikawa, A. Recent R&D Trends in Inorganic Single-Crystal Scintillator Materials for Radiation Detection. *Advanced Optical Materials* **2015**, *3* (4), 463–481. <https://doi.org/10.1002/adom.201400571>.



- [128] Leblans, P.; Vandenbroucke, D.; Willems, P. Storage Phosphors for Medical Imaging. *Materials* **2011**, *4* (6), 1034–1086. <https://doi.org/10.3390/ma4061034>.
- [129] Xu, L.-J.; Lin, X.; He, Q.; Worku, M.; Ma, B. Highly Efficient Eco-Friendly X-Ray Scintillators Based on an Organic Manganese Halide. *Nat Commun* **2020**, *11* (1), 4329. <https://doi.org/10.1038/s41467-020-18119-y>.
- [130] Rodnyi, P. A.; Dorenbos, P.; Van Eijk, C. W. E. Energy Loss in Inorganic Scintillators. *Physica Status Solidi (b)* **1995**, *187* (1), 15–29. <https://doi.org/10.1002/pssb.2221870102>.
- [131] Lempicki, A.; Wojtowicz, A. J.; Berman, E. Fundamental Limits of Scintillator Performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **1993**, *333* (2–3), 304–311. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)91170-R](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)91170-R).
- [132] Lempicki, A.; Wojtowicz, A. J. Fundamental Limitations of Scintillators. *Journal of Luminescence* **1994**, *60–61*, 942–947. [https://doi.org/10.1016/0022-2313\(94\)90317-4](https://doi.org/10.1016/0022-2313(94)90317-4).
- [133] Ronda, C.; Wieczorek, H.; Khanin, V.; Rodnyi, P. Review—Scintillators for Medical Imaging: A Tutorial Overview. *ECS J. Solid State Sci. Technol.* **2016**, *5* (1), R3121–R3125. <https://doi.org/10.1149/2.0131601jss>.
- [134] Eijk, C. W. E. Scintillator-Based Detectors. *Comprehensive Biomedical Physics* **2014**, *8*, 249–270. <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53632-7.00617-1>.
- [135] Weber, M. J. Inorganic Scintillators: Today and Tomorrow. *Journal of Luminescence* **2002**, *100* (1–4), 35–45. [https://doi.org/10.1016/S0022-2313\(02\)00423-4](https://doi.org/10.1016/S0022-2313(02)00423-4).
- [136] Krämer, K. W.; Dorenbos, P.; Güdel, H. U.; Van Eijk, C. W. E. Development and Characterization of Highly Efficient New Cerium Doped Rare Earth Halide Scintillator Materials. *J. Mater. Chem.* **2006**, *16* (27), 2773–2780. <https://doi.org/10.1039/B602762H>.
- [137] Bartram, R. H.; Lempicki, A. Efficiency of Electron-Hole Pair Production in Scintillators. *Journal of Luminescence* **1996**, *68* (5), 225–240. [https://doi.org/10.1016/0022-2313\(96\)00026-9](https://doi.org/10.1016/0022-2313(96)00026-9).
- [138] Vasil'ev, A. N. Polarization Approximation for Electron Cascade in Insulators after High-Energy Excitation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **1996**, *107* (1–4), 165–171. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(95\)01023-8](https://doi.org/10.1016/0168-583X(95)01023-8).
- [139] Loef, E. V. D. V.; Dorenbos, P.; Eijk, C. W. E. V. The Scintillation Mechanism in  $\text{LaCl}_3:\text{Ce}^3$ . *J. Phys.: Condens. Matter* **2003**, *15* (8), 1367–1375. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/15/8/319>.
- [140] Bizarri, G.; Dorenbos, P. Charge Carrier and Exciton Dynamics in  $\text{LaBr}_3:\text{Ce}^{3+}$  Scintillators: Experiment and Model. *Phys. Rev. B* **2007**, *75* (18), 184302. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.184302>.

- [141] Fabjan, C. W., Schopper, H., *Particle Physics Reference Library: Volume 2: Detectors for Particles and Radiation*; Eds.; Springer International Publishing: Cham, **2020**. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-35318-6>.
- [142] Andriessen, J.; Antonyak, O. T.; Dorenbos, P.; Rodnyi, P. A.; Stryganyuk, G. B. Experimental and Theoretical Study of the Spectroscopic Properties of Ce<sup>3+</sup> Doped LaCl<sub>3</sub> Single Crystals. **2000**.
- [143] Dorenbos, P. Thermal Quenching of Eu<sup>2+</sup> 5d–4f Luminescence in Inorganic Compounds. *J. Phys.: Condens. Matter* **2005**, *17* (50), 8103–8111. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/17/50/027>.
- [144] Dujardin, C.; Auffray, E.; Bourret-Courchesne, E.; Dorenbos, P.; Lecoq, P.; Nikl, M.; Vasil'ev, A. N.; Yoshikawa, A.; Zhu, R.-Y. Needs, Trends, and Advances in Inorganic Scintillators. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2018**, *65* (8), 1977–1997. <https://doi.org/10.1109/TNS.2018.2840160>.
- [145] Khodyuk, I. V.; Rodnyi, P. A.; Dorenbos, P. Nonproportional Scintillation Response of NaI:Tl to Low Energy x-Ray Photons and Electrons. *Journal of Applied Physics* **2010**, *107* (11), 113513. <https://doi.org/10.1063/1.3431009>.
- [146] Moses, W. W.; Bizarri, G. A.; Williams, R. T.; Payne, S. A.; Vasil'ev, A. N.; Singh, J.; Li, Q.; Grim, J. Q.; Choong, W. The Origins of Scintillator Non-Proportionality. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2012**, *59* (5), 2038–2044. <https://doi.org/10.1109/TNS.2012.2186463>.
- [147] Donald, S. B.; Williams, R.; Melcher, C. L.; Meng, F.; Koschan, M.; Friedrich, S.; Johnson, J. A.; Hayward, J. P. Correlation of Nonproportionality and Scintillation Properties with Cerium Concentration in YAlO<sub>3</sub>:Ce. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2018**, *65* (5), 1218–1225. <https://doi.org/10.1109/TNS.2018.2828428>.
- [148] Khodyuk, I.V. ‘Nonproportionality of inorganic scintillators’, PhD Thesis, University of Delft, **2013**.
- [149] Payne, S. A.; Cherepy, N. J.; Hull, G.; Valentine, J. D.; Moses, W. W.; Choong, W.-S. Nonproportionality of Scintillator Detectors: Theory and Experiment. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2009**, *56* (4), 2506–2512. <https://doi.org/10.1109/TNS.2009.2023657>.
- [150] Bizarri, G.; Cherepy, N. J.; Choong, W. S.; Hull, G.; Moses, W. W.; Payne, S. A.; Singh, J.; Valentine, J. D.; Vasilev, A. N.; Williams, R. T. Progress in Studying Scintillator Proportionality: Phenomenological Model. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2009**, *56* (4), 2313–2320. <https://doi.org/10.1109/TNS.2009.2022625>.
- [151] Moszy, M. Energy Resolution of Scintillation Detectors.
- [152] Dorenbos, P.; De Haas, J. T. M.; Van Eijk, C. W. E. Non-Proportionality in the Scintillation Response and the Energy Resolution Obtainable with Scintillation Crystals. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **1995**, *42* (6), 2190–2202. <https://doi.org/10.1109/23.489415>.
- [153] Kandarakis, I.; Cavouras, D.; Kalivas, N.; Nomicos, C. D.; Panayiotakis, G. S. Estimation of the Information Content of Medical Images Produced by Scintillators Interacting with Diagnostic X-Ray Beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics*

*Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **1999**, 155 (1–2), 199–205. [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(99\)00239-6](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(99)00239-6).

[154] Michail, C.; Kalyvas, N.; Bakas, A.; Ninos, K.; Sianoudis, I.; Fountos, G.; Kandarakis, I.; Panayiotakis, G.; Valais, I. Absolute Luminescence Efficiency of Europium-Doped Calcium Fluoride (CaF<sub>2</sub>:Eu) Single Crystals under X-Ray Excitation. *Crystals* **2019**, 9 (5), 234. <https://doi.org/10.3390/cryst9050234>.

[155] Michail, C.; Valais, I.; Fountos, G.; Bakas, A.; Fountzoula, C.; Kalyvas, N.; Karabotsos, A.; Sianoudis, I.; Kandarakis, I. Luminescence Efficiency of Calcium Tungstate (CaWO<sub>4</sub>) under X-Ray Radiation: Comparison with Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Tb. *Measurement* **2018**, 120, 213–220. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2018.02.027>.

[156] Linardatos, D.; Konstantinidis, A.; Valais, I.; Ninos, K.; Kalyvas, N.; Bakas, A.; Kandarakis, I.; Fountos, G.; Michail, C. On the Optical Response of Tellurium Activated Zinc Selenide ZnSe:Te Single Crystal. *Crystals* **2020**, 10 (11), 961. <https://doi.org/10.3390/cryst10110961>.

[157] Boone, J. M. X-Ray Production, Interaction, and Detection in Diagnostic Imaging; **2000**. <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:123567156>.

[158] Linardatos, D.; Michail, C.; Kalyvas, N.; Ninos, K.; Bakas, A.; Valais, I.; Fountos, G.; Kandarakis, I. Luminescence Efficiency of Cerium Bromide Single Crystal under X-Ray Radiation. *Crystals* **2022**, 12 (7), 909. <https://doi.org/10.3390/cryst12070909>.

[159] Advatech UK — LSO:Ce. Available online: [https://www.advatech-uk.co.uk/lso\\_ce.html](https://www.advatech-uk.co.uk/lso_ce.html).

[160] Advatech UK — BGO. Available online: <https://www.advatech-uk.co.uk/bgo.html>.

[161] Nowotny, R. (1998) XMuDat: Photon Attenuation Data on PC (IAEA-NDS-195); International Atomic Energy Agency: Vienna, Austria.

[162] TASMIP Spectra Calculator. Available online: <https://www.solutioninilico.com/medical-physics/applications/tasmip-app.php?ans=0>.

[163] Kandarakis, I.; Cavouras, D.; Panayiotakis, G. S.; Nomicos, C. D. Evaluating X-Ray Detectors for Radiographic Applications: A Comparison of ZnSCdS:Ag with and Screens. *Phys. Med. Biol.* **1997**, 42 (7), 1351–1373. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/42/7/009>.

[164] Ninos, K.; Cavouras, D.; Fountos, G.; Kandarakis, I. The Effect of Scintillator Response on Signal Difference to Noise Ratio in X-Ray Medical Imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2010**, 622 (1), 246–255. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.07.045>.

[165] Michail, C.; Valais, I.; Seferis, I.; Kalyvas, N.; David, S.; Fountos, G.; Kandarakis, I. Measurement of the Luminescence Properties of Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S:Pr,Ce,F Powder Scintillators under X-Ray Radiation. *Radiation Measurements* **2014**, 70, 59–64. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2014.09.008>.

- [166] Tseremoglou, S.; Michail, C.; Valais, I.; Ninos, K.; Bakas, A.; Kandarakis, I.; Fountos, G.; Kalyvas, N. Evaluation of Cerium-Doped Lanthanum Bromide (LaBr<sub>3</sub>:Ce) Single-Crystal Scintillator's Luminescence Properties under X-Ray Radiographic Conditions. *Applied Sciences* **2022**, *13* (1), 419. <https://doi.org/10.3390/app13010419>.
- [167] Kandarakis, I.; Cavouras, D.; Nomicos, C. D.; Panayiotakis, G. S. X-Ray Luminescence of ZnSCdS: Au, Cu Phosphor Using X-Ray Beams for Medical Applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **2001**, *179* (2), 215–224. [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(01\)00518-3](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(01)00518-3).
- [168] Hamamatsu Photonics, MPPC (Multi-Pixel Photon Counters). Available online: <http://www.hamamatsu.com/us/en/product/category/3100/4004/4113/index.html#>.
- [169] Silicon Photomultipliers. Available online: <http://sensl.com/products/silicon-photomultipliers/>.
- [170] Magnan, P. Detection of Visible Photons in CCD and CMOS: A Comparative View. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2003**, *504* (1–3), 199–212. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)00792-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00792-7).
- [171] Rowlands, J.; Yorkston, J. Flat Panel Detectors for Digital Radiography. *IEEE Transactions on Medical Imaging - TMI* **2000**.
- [172] Cavouras, D.; Kandarakis, I.; Bakas, A.; Triantis, D.; Nomicos, C. D.; Panayiotakis, G. S. An Experimental Method to Determine the Effective Luminescence Efficiency of Scintillator-Photodetector Combinations Used in X-Ray Medical Imaging Systems. *The British Journal of Radiology* **1998**, *71* (847), 766–772. <https://doi.org/10.1259/bjr.71.847.9771388>.
- [173] Attix, F.H. *Introduction of Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. New York: John Wiley & Sons, **1987**.
- [174] Abbene, L.; La Manna, A.; Fauci, F.; Gerardi, G.; Stumbo, S.; Raso, G. X-Ray Spectroscopy and Dosimetry with a Portable CdTe Device. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2007**, *571* (1–2), 373–377. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.10.112>.
- [175] Tseremoglou, S.; Valais, I.; Michail, C.; Bakas, A.; Ninos, K.; Kandarakis, I.; Fountos, G.; Kalyvas, N. Luminescence Efficiency of LaCl<sub>3</sub>:Ce Crystalline Scintillator for Different Cerium Concentrations: A Theoretical Study. *Physica Medica* **2022**, *104*, S36. [https://doi.org/10.1016/S1120-1797\(22\)03115-5](https://doi.org/10.1016/S1120-1797(22)03115-5).
- [176] Tseremoglou, S.; Ntoupis, V.; Linardatos, D.; Valais, I.; Michail, C.; Bakas, A.; Ninos, K.; Lavdas, E.; Kandarakis, I.; Fountos, G.; Kalyvas, N. Temperature Dependence of the Luminescence Output of LaCl<sub>3</sub>:Ce Single Crystal Scintillator. *Procedia Structural Integrity* **2023**, *47*, 119–124. <https://doi.org/10.1016/j.prostr.2023.07.002>.

- [177] Morphis, M.; Van Staden, J. A.; Du Raan, H.; Ljungberg, M. Evaluation of Iodine-123 and Iodine-131 SPECT Activity Quantification: A Monte Carlo Study. *EJNMMI Phys* **2021**, *8* (1), 61. <https://doi.org/10.1186/s40658-021-00407-1>.
- [178] Roncali, E.; Stockhoff, M.; Cherry, S. R. An Integrated Model of Scintillator-Reflector Properties for Advanced Simulations of Optical Transport. *Phys. Med. Biol.* **2017**, *62* (12), 4811–4830. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/aa6ca5>.
- [179] Tseremoglou, S.; Michail, C.; Valais, I.; Ninos, K.; Bakas, A.; Kandarakis, I.; Fountos, G.; Kalyvas, N. Optical Photon Propagation Characteristics and Thickness Optimization of LaCl<sub>3</sub>:Ce and LaBr<sub>3</sub>:Ce Crystal Scintillators for Nuclear Medicine Imaging. *Crystals* **2023**, *14* (1), 24. <https://doi.org/10.3390/cryst14010024>.
- [180] Bernabei, R.; Belli, P.; Montecchia, F.; Nozzoli, F.; d'Angelo, A.; Cappella, F.; Incicchitti, A.; Prospero, D.; Castellano, S.; Cerulli, R.; Dai, C. J.; Tretyak, V. I. Performances and Potentialities of a LaCl<sub>3</sub>:Ce Scintillator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2005**, *555* (1–2), 270–281. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.09.030>.
- [181] Giaz, A.; Pellegrini, L.; Riboldi, S.; Camera, F.; Blasi, N.; Boiano, C.; Bracco, A.; Brambilla, S.; Ceruti, S.; Coelli, S.; Crespi, F. C. L.; Csatlós, M.; Frega, S.; Gulyàs, J.; Krasznahorkay, A.; Lodetti, S.; Million, B.; Owens, A.; Quarati, F.; Stuhl, L.; Wieland, O. Characterization of Large Volume 3.5"×8" LaBr<sub>3</sub>:Ce Detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **2013**, *729*, 910–921. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.07.084>.
- [182] Refractive Index. INFO. Available online: <https://refractiveindex.info/>.
- [183] Tseremoglou, S.; Michail, C.; Valais, I.; Ninos, K.; Bakas, A.; Kandarakis, I.; Fountos, G.; Kalyvas, N. Efficiency Properties of Cerium-Doped Lanthanum Chloride (LaCl<sub>3</sub>:Ce) Single Crystal Scintillator under Radiographic X-Ray Excitation. *Crystals* **2022**, *12* (5), 655. <https://doi.org/10.3390/cryst12050655>.
- [184] Valais, I.; David, S.; Michail, C.; Nikolopoulos, D.; Vattis, D.; Sianoudis, I.; Cavouras, D.; Kandarakis, I.; Panayiotakis, G. Comparative Study of Luminescence Properties of Lu<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Ce and YAlO<sub>3</sub>:Ce Single Crystal Scintillators for Use in Medical Imaging.
- [185] Tseremoglou, S.; Michail, C.; Valais, I.; Ninos, K.; Bakas, A.; Fountos, G.; Kalyvas, N. Study of Lanthanum Based Scintillators for Nuclear Medicine Imaging Instrumentation. *15th Panhellenic Congress of Nuclear Medicine*, 27-30 May 2021.
- [186] Melcher, C. L.; Schweitzer, J. S.; Manente, R. A.; Peterson, C. A. Applications of Single Crystals in Oil Well Logging. *Journal of Crystal Growth* **1991**, *109* (1–4), 37–42. [https://doi.org/10.1016/0022-0248\(91\)90155-X](https://doi.org/10.1016/0022-0248(91)90155-X).
- [187] Pokluda, J.; Vojtek, T.; Hohenwarter, A.; Pippan, R. Effects of Microstructure and Crystallography on Crack Path and Intrinsic Resistance to Shear-Mode Fatigue Crack Growth. *Frattura ed Integrità Strutturale* **2015**, *9* (34), 15. <https://doi.org/10.3221/IGF-ESIS.34.15>.

- [188] Saatsakis, G.; Linardatos, D.; Ninos, K.; Valais, I.; Kalyvas, N.; Bakas, A.; Kandarakis, I.; Fountos, G.; Panayiotakis, G.; Michail, C. Temperature Dependence of the Luminescence Output of CdWO<sub>4</sub> Crystal. Comparison with CaF<sub>2</sub>:Eu. *Procedia Structural Integrity* **2020**, *28*, 971–977. <https://doi.org/10.1016/j.prostr.2020.11.071>.
- [189] Linardatos, D.; Revi, D.; Ntoupis, V.; Kalyvas, N.; Ninos, K.; Bakas, A.; Lavdas, E.; Kandarakis, I.; Fountos, G.; Valais, I.; Michail, C. Temperature Dependence of ZnSe:Te Scintillator. *Procedia Structural Integrity* **2022**, *41*, 82–86. <https://doi.org/10.1016/j.prostr.2022.05.010>.
- [190] Saatsakis, G.; Linardatos, D.; Karpetas, G.; Kalyvas, N.; Ninos, K.; Bakas, A.; Lavdas, E.; Fountos, G.; Kandarakis, I.; Valais, I.; Michail, C. On the Thermal Response of LuAG:Ce Single Crystals. *Procedia Structural Integrity* **2021**, *33*, 287–294. <https://doi.org/10.1016/j.prostr.2021.10.035>.
- [191] Salomoni, M.; Pots, R.; Auffray, E.; Lecoq, P. Enhancing Light Extraction of Inorganic Scintillators Using Photonic Crystals. *Crystals* **2018**, *8* (2), 78. <https://doi.org/10.3390/cryst8020078>.
- [192] Cowles, C. C.; Kaspar, T. C.; Kouzes, R. T.; Li, D.; Bell, Z. W.; Ivanov, I. N.; Sword, E. D. Temperature-Dependent Properties of BC-412 Polyvinyl Toluene Scintillator. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **2022**, *69* (4), 942–951. <https://doi.org/10.1109/TNS.2022.3154645>.
- [193] Waxler, R. M.; Cleek, G. W. The Effect of Temperature and Pressure on the Refractive Index of Some Oxide Glasses. *J. RES. NATL. BUR. STAN. SECT. A.* **1973**, *77A* (6), 755. <https://doi.org/10.6028/jres.077A.046>.
- [194] Jiangshan, L.; Fengyi, Z.; Meng, D.; Chengdong, H.; Yapeng, Z.; Xurong, C. A Universal Formula for Light Attenuation of Scintillator Detector.
- [195] Alenkov, V.; Buzanov, O. A.; Khanbekov, N.; Kornoukhov, V. N.; Kraus, H.; Mikhailik, V. B.; Shuvaeva, V. A. Application of the Monte-Carlo Refractive Index Matching (MCRIM) Technique to the Determination of the Absolute Light Yield of a Calcium Molybdate Scintillator. *J. Inst.* **2013**, *8* (06), P06002–P06002. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/06/P06002>.
- [196] Nicolaidis, R.; Nozzoli, F.; Pepponi, G.; on behalf of the NUSES Collaboration. A Compact Particle Detector for Space-Based Applications: Development of a Low-Energy Module (LEM) for the NUSES Space Mission. *Instruments* **2023**, *7* (4), 40. <https://doi.org/10.3390/instruments7040040>.
- [197] Lakshminarayana, G.; Elmahroug, Y.; Kumar, A.; Tekin, H. O.; Rekik, N.; Dong, M.; Lee, D.-E.; Yoon, J.; Park, T. Detailed Inspection of  $\gamma$ -Ray, Fast and Thermal Neutrons Shielding Competence of Calcium Oxide or Strontium Oxide Comprising Bismuth Borate Glasses. *Materials* **2021**, *14* (9), 2265. <https://doi.org/10.3390/ma14092265>.
- [198] Sarrut, D.; Bała, M.; Bardiès, M.; Bert, J.; Chauvin, M.; Chatzipapas, K.; Dupont, M.; Etxebeste, A.; M Fanchon, L.; Jan, S.; Kayal, G.; S Kirov, A.; Kowalski, P.; Krzemien, W.; Labour, J.; Lenz, M.; Loudos, G.; Mehadji, B.; Ménard, L.; Morel, C.;

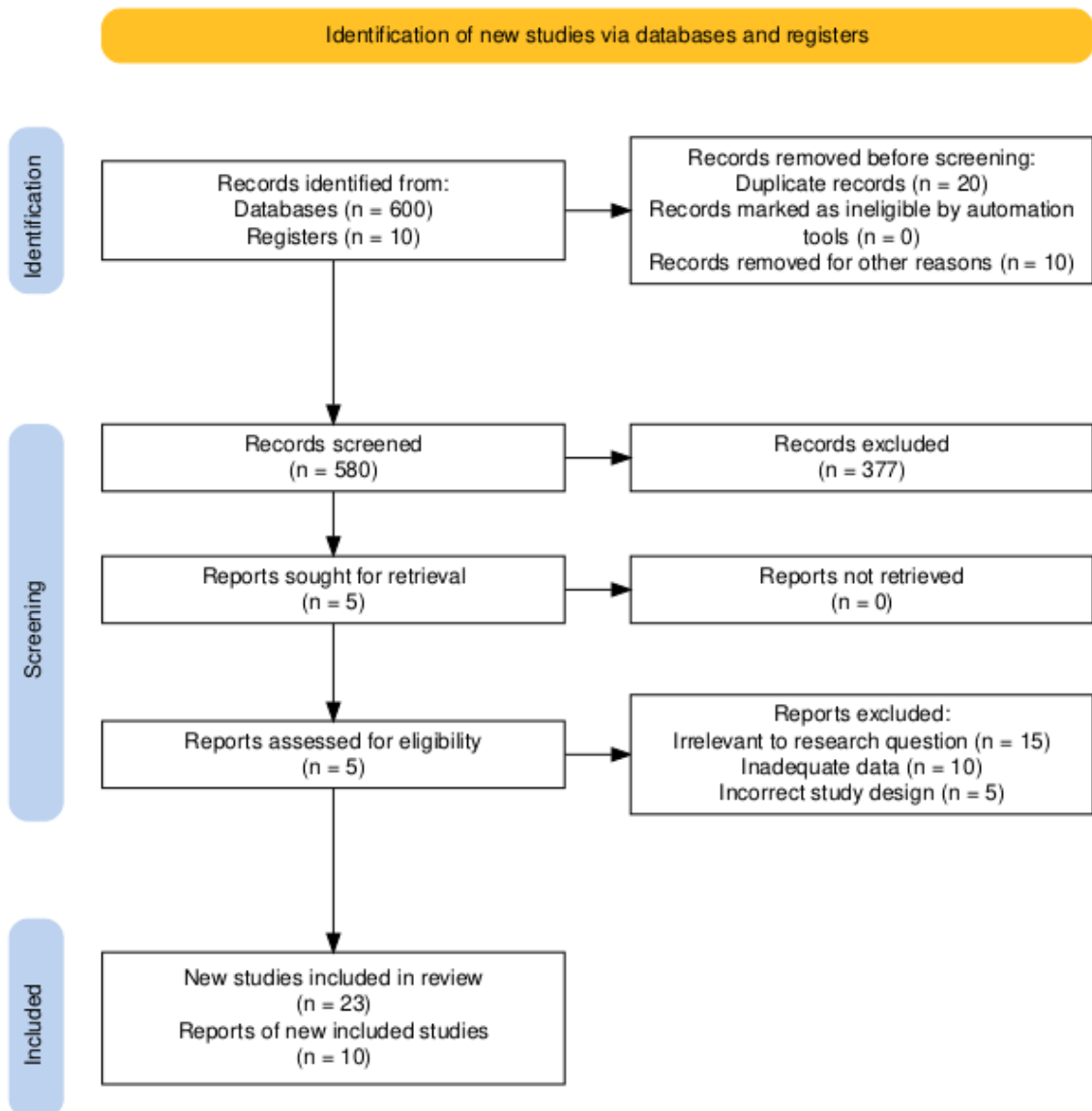
- Papadimitroulas, P.; Rafecas, M.; Salvadori, J.; Seiter, D.; Stockhoff, M.; Testa, E.; Trigila, C.; Pietrzyk, U.; Vandenberghe, S.; Verdier, M.-A.; Visvikis, D.; Ziemons, K.; Zvolský, M.; Roncali, E. Advanced Monte Carlo Simulations of Emission Tomography Imaging Systems with GATE. *Phys. Med. Biol.* **2021**, *66* (10), 10TR03. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/abf276>.
- [199] Sarrut, D.; Arbor, N.; Baudier, T.; Borys, D.; Etxebeste, A.; Fuchs, H.; Gajewski, J.; Grevillot, L.; Jan, S.; Kagadis, G. C.; Kang, H. G.; Kirov, A.; Kochebina, O.; Krzemien, W.; Lomax, A.; Papadimitroulas, P.; Pommranz, C.; Roncali, E.; Rucinski, A.; Winterhalter, C.; Maigne, L. The OpenGATE Ecosystem for Monte Carlo Simulation in Medical Physics. *Phys. Med. Biol.* **2022**, *67* (18), 184001. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/ac8c83>.
- [200] Zhang, J.; Xiao, X.; Chen, Y.; Zhang, B.; Ma, X.; Ai, X.; Li, J. A Portable Three-Layer Compton Camera for Wide-Energy-Range Gamma-Ray Imaging: Design, Simulation and Preliminary Testing. *Sensors* **2023**, *23* (21), 8951. <https://doi.org/10.3390/s23218951>.
- [201] Zarrini, Z.; Karbasi, S.; Zamani, A.; Mosleh-Shirazi, M. Full Modulation Transfer Functions of Thick Parallel- and Focused-element Scintillator Arrays Obtained by a Monte Carlo Optical Transport Model. *Medical Physics* **2023**, *50*. <https://doi.org/10.1002/mp.16306>.
- [202] McIlwain, M. E.; Da Gao; Thompson, N. First Principle Quantum Description of the Energetics Associated with LaBr<sub>3</sub>, LaCl<sub>3</sub>, and Ce Doped Scintillators. In *2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*; IEEE: Honolulu, HI, USA, 2007; pp 2460–2465. <https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2007.4436654>.
- [203] Crişan, G.; Moldovean-Cioroianu, N. S.; Timaru, D.-G.; Andrieş, G.; Căinap, C.; Chiş, V. Radiopharmaceuticals for PET and SPECT Imaging: A Literature Review over the Last Decade. *IJMS* **2022**, *23* (9), 5023. <https://doi.org/10.3390/ijms23095023>.
- [204] Pagnanelli, R. A.; Basso, D. A. Myocardial Perfusion Imaging with 201Tl. *Journal of Nuclear Medicine Technology* **2010**, *38* (1), 1–3. <https://doi.org/10.2967/jnmt.109.068593>.
- [205] Bailey, D. L.; Sabanathan, D.; Aslani, A.; Walsh, B. J.; Lengkeek, N. A. RetroSPECT: Gallium-67 as a Long-Lived Imaging Agent for Theranostics.
- [206] Israel, O.; Pellet, O.; Biassoni, L.; De Palma, D.; Estrada-Lobato, E.; Gnanasegaran, G.; Kuwert, T.; La Fougère, C.; Mariani, G.; Massalha, S.; Paez, D.; Giammarile, F. Two Decades of SPECT/CT – the Coming of Age of a Technology: An Updated Review of Literature Evidence. *Eur J Nucl Med Mol Imaging* **2019**, *46* (10), 1990–2012. <https://doi.org/10.1007/s00259-019-04404-6>.
- [207] Oohashi, M.; Toshima, H.; Hayama, K.; Ogura, I. Gallium-67 SPECT-CT for the Evaluation of Head and Neck: Preliminary Study on Maximum Standardised Uptake Value in Lesions, and in the Parotid and Submandibular Glands. *Pol J Radiol* **2020**, *85*, 224–229. <https://doi.org/10.5114/pjr.2020.95458>.

[208] Lewis, S. S.; Cox, G. M.; Stout, J. E. Clinical Utility of Indium 111–Labeled White Blood Cell Scintigraphy for Evaluation of Suspected Infection. *Open Forum Infectious Diseases* **2014**, *1* (2), ofu089. <https://doi.org/10.1093/ofid/ofu089>.

[209] Roca, M.; De Vries, E. F. J.; Jamar, F.; Israel, O.; Signore, A. Guidelines for the Labelling of Leucocytes with 111In-Oxine. *Eur J Nucl Med Mol Imaging* **2010**, *37* (4), 835–841. <https://doi.org/10.1007/s00259-010-1393-5>.



## 7. Παράρτημα



PRISMA Flow Diagram. Available online:  
[https://estech.shinyapps.io/prisma\\_flowdiagram/](https://estech.shinyapps.io/prisma_flowdiagram/)