

ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΤΟΜΕΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

Βασικές Αρχές Οπτικής Τομογραφίας με Χρονική Επιλογή Διαδρομής Γεγονότων

Πτυχιακή Εργασία

ΒΑΡΟΥΧΟΣ ΙΩΑΝΝΗΣ
Α.Μ.: 1110201100013

Επιβλέπων: Ευστάθιος Στυλιάρης, Αναπληρωτής Καθηγητής

ΑΘΗΝΑ 2017

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον Αναπληρωτή Καθηγητή κ. Ευστάθιο Στυλιάρη για την ανάθεση της παρούσας πτυχιακής εργασίας και για τη βοήθεια και καθοδήγηση που μου παρείχε καθ' όλη τη διάρκεια της εκπόνησής της. Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον υποψήφιο διδάκτορα κ. Αριστοτέλη-Νικόλαο Ραψομανίκη που με τις γνώσεις που κατέχει σχετικά με το θέμα της εργασίας και με τις χρήσιμες οδηγίες και συμβουλές του συνέβαλε αποτελεσματικά στη διεκπεραίωσή της.

Τέλος, θα ήθελα να εκφράσω τις βαθύτερες ευχαριστίες μου προς τα μέλη της οικογένειάς μου και τα στενά φιλικά μου πρόσωπα, που όλον αυτόν τον καιρό με υποστήριξαν ηθικά στις σπουδές μου και στην επιτυχή διεκπεραίωση της εργασίας αυτής.

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

Εισαγωγή 1

Κεφάλαιο 1ο: Εισαγωγικές Έννοιες - Είδη Αλληλεπίδρασης Φωτονίων-Ύλης

1.1 : Ιστορική αναδρομή 4
1.2 : Ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία 6
1.3: Διάθλαση-Ανάκλαση 8
1.4: Σκέδαση 12
1.5: Απορρόφηση 22
1.6: Διάχυση 25

Κεφάλαιο 2ο : OCT: Οπτική Υπολογιστική Τομογραφία - Προσομοίωση με την Χρήση του Προγράμματος PhoSim

2.1: Οπτική Υπολογιστική Τομογραφία (OCT) 27
2.2: Πρόγραμμα προσομοίωσης PhoSim 29
2.3: Διαδικασία προσομοίωσης: Tracking photons 35

Κεφάλαιο 3ο: Μελέτη του PhoSim - Επιρροή Μεταβλητών στην Απεικονιστική του Ικανότητα

3.1: Παράγοντας ανισοτροπίας g 40
3.2:Δείκτης διάθλασης του phantom

i. 3.2.1: Τέλεια ανακλαστικό phantom 48
ii. 3.2.2: Phantom με δείκτη διάθλασης μικρότερο του μέσου 59
iii. 3.2.3: Phantom με δείκτη διάθλασης ίσο με τον δείκτη διάθλασης του μέσου 74
iv. 3.2.4: Phantom με δείκτη διάθλασης μεγαλύτερο του μέσου 79

3.3: Διαχυτότητα του phantom 98
3.4: Απεικονιστική ικανότητα του PhoSim σε πολυάριθμα phantoms 102

Καταληκτικά Συμπεράσματα 105

Βιβλιογραφία 107

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η Ιατρική Φυσική είναι ο τομέας της επιστήμης που εφαρμόζει έννοιες, μεθόδους και θεωρίες της Φυσικής στην Ιατρική. Η μεγαλύτερα συνεισφορά του επιστημονικού αυτού τομέα στην Ιατρική είναι η ιατρική απεικόνιση βιολογικών ιστών και η ακτινοθεραπεία.

Η ιατρική απεικόνιση στηρίζεται στην χρήση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα και στην αλληλεπίδραση αυτής με την ύλη. Οι πλέον ευρέως γνωστές μέθοδοι απεικόνισης βιολογικού ιστού είναι :

1. η μέθοδος Μονοφωτονικής Υπολογιστικής Τομογραφίας Εκπομπής, SPECT (Single Photon Emission Computed Tomography) με συστήματα γ – camera. Η μέθοδος αυτή ανήκει στον τομέα της Πυρηνικής Ιατρικής , διότι εκμεταλλεύεται τις ιδιότητες των ραδιοϊσοτόπων. Ραδιοϊσότοπο ή ραδιενεργό ισότοπο ονομάζεται κάθε ισότοπο ενός χημικού στοιχείου που είναι ασταθές και διασπάται εκπέμποντας ραδιενέργεια (γ διάσπαση) . Κατάλληλο ραδιοϊσότοπο (ανάλογα με το σημείο του ανθρώπινου σώματος που θα απεικονιστεί) χορηγείται στον ασθενή με κατάποση, με ένεση ή με εισπνοή. Κατόπιν, εξωτερικός ανιχνευτής (γ-camera) συλλέγει την εκπεμπόμενη ακτινοβολία, που παράγεται κατά την αποδιέγερση του ραδιοϊσοτόπου ,που διαπερνά το σώμα του εξεταζόμενου, και δημιουργεί εικόνες προβολής.

2. η μέθοδος PET (Positron Emission Tomography). Και αυτή η μέθοδος ανήκει στον τομέα Πυρηνικής Ιατρικής διότι στηρίζεται στην εκπομπή δύο αντιδιαμετρικών φωτονίων της εξαΰλωσης από τα ποζιτρόνια τα οποία είναι προϊόντα πυρηνικής αποσύνθεσης (β^+ διάσπαση).

3. η μέθοδος CT (Computed Tomography). Η μέθοδος αυτή είναι διαφορετική από τις προηγούμενες δύο διότι δεν χρησιμοποιούνται ραδιοφάρμακα που χορηγούνται στον ασθενή, αλλά ακτίνες Χ που παράγονται από μία λυχνία. Συγκεκριμένα, οι ακτίνες Χ ξεκινούν από την λυχνία, που περιστρέφεται γύρω από τον άξονα του εξεταζόμενου, και διαπερνούν το σώμα του εξεταζόμενου υπό πολλές διαδοχικές γωνίες πρόσπτωσης. Μια ή περισσότερες σειρές ανιχνευτών βρίσκονται συνεχώς απέναντι από τη λυχνία και συγκεντρώνουν τα δεδομένα των εξερχόμενων ακτίνων, σχηματίζοντας την εικόνα του ανθρώπινου μέρους που θέλουμε να απεικονιστεί.

Κοινό στοιχείο και των τριών αυτών μεθόδων είναι η χρήση ακτινοβολιών υψηλής ενέργειας για την απεικόνιση ανθρώπινου ιστού. Οι ακτινοβολίες αυτές ονομάζονται ιονίζουσες ακτινοβολίες, και

προκαλούν ιονισμό, δηλαδή όταν αλληλεπιδρούν με την ύλη διώχνουν τα ηλεκτρόνια από τα άτομα με αποτέλεσμα την παραγωγή ιόντων, ενώ μπορούν ακόμη και να σπάσουν δεσμούς χημικών ενώσεων. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την πρόκληση βλαβών στα μόρια του DNA, βλάβες οι οποίες δεν μπορούν να αποκατασταθούν. Επομένως, παρόλο που οι προαναφερθείσες μέθοδοι απεικόνισης δημιουργούν πολύ καλής ανάλυσης απεικονίσεις ανθρώπινου ιστού, είναι επικίνδυνες για τον άνθρωπο.

Στην παρούσα εργασία εξετάζεται η οπτική τομογραφία, μία μέθοδος απεικόνισης που κύριο χαρακτηριστικό της είναι η χρήση φωτονίων με ενέργειες που βρίσκονται κοντά στο ορατό και συγκεκριμένα στην περιοχή του NIR (near-infrared). Η ακτινοβολία αυτή είναι χαμηλής σχετικά ενέργειας και επομένως είναι μη ιονίζουσα.

Η οπτική τομογραφία στηρίζεται στον χρόνο πτήσης των φωτονίων, εκμεταλλευόμενη έναν αριθμό αυτών που δεν καταφέρνουν να αλληλεπιδράσουν με την ύλη. Συγκεκριμένα, στην μέθοδο αυτή μελετάται η διαδρομή κάθε φωτονίου μέσα στην ύλη υπολογίζοντας με αυτόν τον τρόπο τον χρόνο κίνησης του μέσα σε αυτήν μέχρι το σημείο που θα ανιχνευθεί. Αποδεχόμενοι τα φωτόνια που χρειάστηκαν να διανύσουν μία συγκεκριμένη απόσταση στον λιγότερο χρόνο, πραγματοποιείται η απεικόνιση του χώρου μέσα στον οποίο κινούνταν.

Τα πλεονεκτήματα της οπτικής τομογραφίας είναι η χρήση μη ιονιζουσών ακτινοβολιών για την απεικόνιση βιολογικών ιστών , δηλαδή είναι μία μη επιβλαβείς μέθοδος απεικόνισης για τον άνθρωπο. Ακόμη, το κόστος πραγματοποίησης της είναι μικρό , αφού η παραγωγή φωτονίων με ενέργειες στην περιοχή του NIR είναι μία εύκολη διαδικασία και μη κοστοβόρα, ενώ δεν απαιτείται ακριβός εξοπλισμός.

Στο πρώτο κεφάλαιο της εργασίας αυτής εξετάζονται ενδελεχώς τα είδη αλληλεπίδρασης φωτονίων και ύλης , σε κυματικό και σε σωματιδιακό επίπεδο, στην περιοχή του ορατού και γύρω από αυτήν. Στην συνέχεια, στο δεύτερο κεφάλαιο, αρχικά ορίζεται η οπτική τομογραφία και ακολούθως αναλύεται ο τρόπος μελέτης της διαδρομής των φωτονίων μέσα στην ύλη με την χρήση του προσομειωτικού προγράμματος PhoSim. Τέλος, στο τρίτο κεφάλαιο, πραγματοποιείται μία σειρά από προσομοιώσεις οπτικής τομογραφίας με την χρήση του προγράμματος PhoSim, αναλύοντας τα δεδομένα και καταλήγοντας σε συμπεράσματα για την αποτελεσματικότητα της μεθόδου αυτής.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1ο

ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ

ΕΙΔΗ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ-ΥΛΗΣ

1.1 : Ιστορική αναδρομή

Ανέκαθεν η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία απασχολούσε την επιστημονική κοινότητα , η οποία προσπαθούσε με διάφορους τρόπους να αποκαλύψει πλήρως τα μυστικά της. Την περίοδο όπου όλα τα φαινόμενα γύρω μας , εξηγούνταν ικανοποιητικά με την κλασσική μηχανική, η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία , δεν υπάκουε σε αυτούς τους νόμους, κι ας είχαν την πεποίθηση οι επιστήμονες εκείνης της εποχής ότι ο κυματικός χαρακτήρας που της απέδιδε η κλασσική φυσική ήταν σωστός. Ήταν, λοιπόν, επιβεβλημένη η ανάγκη ύπαρξης μίας κινητήριας έρευνας που θα έστρεφε τον επιστημονικό κόσμο προς την προσπάθεια ανακάλυψης μίας νέας ¨φυσικής¨ , η οποία θα κατάφερνε να εξηγήσει όλα τα φαινόμενα που σχετίζονται με την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία.

Το 1899 oAlbert Abraham Michelson έγραφε:

«Όλοι οι θεμελιώδεις νόμοι και τα πρωταρχικά δεδομένα της φυσικής επιστήμης έχουν ήδη ανακαλυφθεί και είναι τόσο σταθερά εδραιωμένα ώστε η πιθανότητα να ανατραπούν κάποτε ως αποτέλεσμα νέων ανακαλύψεων είναι τελείως μακρινή»

Ωστόσο, δεν γνώριζε ότι ήδη από το 1894, oMax Karl Ernst Ludwig Planck εργαζόταν ήδη πάνω σε κάτι που θα κατέρριπτε τα λόγια του και που θα άλλαζε το ρου της Φυσικής, την ακτινοβολία του μέλανος σώματος. Η παρουσίαση της έρευνας αυτής ήρθε λίγους μήνες μετά τα λόγια του Michelson (19 Οκτωβρίου 1900 ενώ η δημοσίευση αυτής το 1901) και αφορούσε την θερμική ακτινοβολία που εκπέμπουν σώματα διαφόρων θερμοκρασιών , μεγαλύτερης από το απόλυτο μηδέν. Ο Max Planck, στην εργασία του αυτή, προσπαθώντας να βρει ένα εμπειρικό τύπο για την φασματική κατανομή αυτής της θερμικής ακτινοβολίας (που εκπέμπει σώμα συγκεκριμένης θερμοκρασίας) έκανε την εξής παραδοχή:

Η ενέργεια της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που εκπέμπεται από ένα «μέλαν σώμα» είναι κβαντωμένη. Οι μόνες επιτρεπόμενες τιμές είναι τα ακέραια πολλαπλάσια της ποσότητας $E = hf$, όπου h η σταθερά του Planck και f η συχνότητα της ακτινοβολίας.

Αυτό ήταν το πρώτο βήμα για την γέννηση της κβαντικής μηχανικής, η οποία πια θα κέντριζε το ενδιαφέρον των επιστημόνων.

Μόλις 4 χρόνια μετά την δημοσίευση της έρευνας του Max Planck, ο Albert Einstein (το 1905) δημοσιεύει την ερμηνεία του για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο . Το φαινόμενο αυτό απασχολούσε για αρκετά χρόνια τους Φυσικούς της εποχής καθώς δεν μπορούσε να εξηγηθεί με την κλασσική Φυσική. Ο Einstein όμως , έχοντας στην διάθεσή του τις πρώτες παρατηρήσεις του Heinrich Rudolf Hertz (1887) καθώς και τους πειραματικούς νόμους (που διατυπώθηκαν με την μεγάλη συμβολή του Philipp Eduard Anton von Lenard στις αρχές του 1900) κατάφερε να εξηγήσει το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο με βασική υπόθεση την ύπαρξη των φωτονίων. Η υπόθεσή του ήταν ότι το ηλεκτρομαγνητικό κύμα αποτελείται από φωτόνια ενέργειας $E = hf$, όπου h η σταθερά του Planck και f η συχνότητα του κύματος.

Η υπόθεση του Einstein για την ύπαρξη των φωτονίων , καθιέρωσε την κβάντωση ως μία εγγενής ιδιότητα του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, και όχι ως χαρακτηριστικό της αλληλεπίδρασης φωτός-ύλης, όπως είχε πει ο Max Planck.

Ο Albert Einstein όμως δεν σταμάτησε εκεί, και το 1919 με την βοήθεια της θεωρίας της σχετικότητας, απέδειξε ότι τα φωτόνια έχουν και ορμή. Αυτό σήμαινε ότι τα φωτόνια μπορούν να θεωρούνται σωματίδια , ενώ η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία εκτός από κύμα είναι και σωματίδιο (κυματοσωματιδιακός δυισμός του φωτός). Η ανακάλυψη αυτής της διπλής ταυτότητας της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας ήταν μία τεράστια ανακάλυψη η οποία έφερε στο προσκήνιο πρωτίστως την κβαντική Φυσική, και δευτερευόντως άνοιξε ένα μεγάλο παράθυρο μελέτης της αλληλεπίδρασης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας-ύλης σε σωματιδιακό επίπεδο.

Τα χρόνια που ακολούθησαν , η υπόθεση του Albert Einstein κινητοποίησε όλη την επιστημονική κοινότητα , η οποία προσπαθούσε να εντοπίσει πειραματικά τα σωματίδια αυτά (φωτόνια). Ο κύριος τρόπος για να γίνει αυτό, ήταν η έρευνα της αλληλεπίδρασης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας-ύλης σε σωματιδιακό επίπεδο, και αυτό διότι η μόνη μεταβλητή που θα μπορούσε να βρεθεί πειραματικά και να υποδηλώσει την παρουσία των φωτονίων είναι μόνο η ορμή (και όχι η μάζα αφού είναι μηδενική).Αυτό είχε ως αποτέλεσμα, εκτός από την πειραματική επιβεβαίωση της ύπαρξης των φωτονίων από τον Arthur Holly Compton το 1922, την εκτενή μελέτη των αλληλεπιδράσεων του φωτονίου με την ύλη. Όταν πια το φως αποκάλυψε όλα του τα μυστικά, ήταν προφανές ότι , από την στιγμή κιόλας που η παραγωγή του είναι δυνατή, θα έπρεπε να χρησιμοποιηθεί για διάφορες εφαρμογές. Ένας τομέας όπου επωφελήθηκε όσο κανείς άλλος από την χρήση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας είναι ο τομέας της ιατρικής, για διαγνωστικούς και θεραπευτικούς σκοπούς.

Πρώτος ερευνητής που ανακάλυψε την χρησιμότητα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στην ιατρική ήταν ο Wilhelm Röntgen , οποίος κατάφερε το 1895 να απεικονίσει το χέρι της συζύγου του με την χρήση ακτίνων υψηλής ενέργειας, που τις ονόμασε ακτίνες Χ. Ωστόσο, εκείνη την εποχή δεν μπορούσαν να εξηγήσουν ενδελεχώς τους μηχανισμούς που οδηγούν σε αυτήν την απεικόνιση.

120 περίπου χρόνια μετά από αυτή την πρώτη απεικόνιση ανθρώπινου σώματος, η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία έχει κυρίαρχο ρόλο στην ιατρική, και κυρίως στην ιατρική απεικόνιση ανθρώπινου σώματος. Εκμεταλλευόμενη όλο το ενεργειακό φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, και με διάφορες τεχνικές απεικόνισης , η ιατρική απεικόνιση είναι πλέον αναπόσπαστο κομμάτι της ιατρικής, κομμάτι που συνεχώς αναπτύσσεται.

1.2 : Ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία

Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία είναι ένα κύμα που διαδίδεται με την ταχύτητα του φωτός (299792458 μέτρα το δευτερόλεπτο) και με συχνότητα θεωρητικά από το μηδέν έως το άπειρο. Μέχρι στιγμής έχουν βρεθεί συχνότητες από 3Hz έως 300EHz ($3\cdot 10^{20}$ Hz), ενώ έχουν παρατηρηθεί και μεγαλύτερης συχνότητας κύματα που προέρχονται από πηγές ακτινοβόλησης στο σύμπαν (κοσμικές ακτίνες).

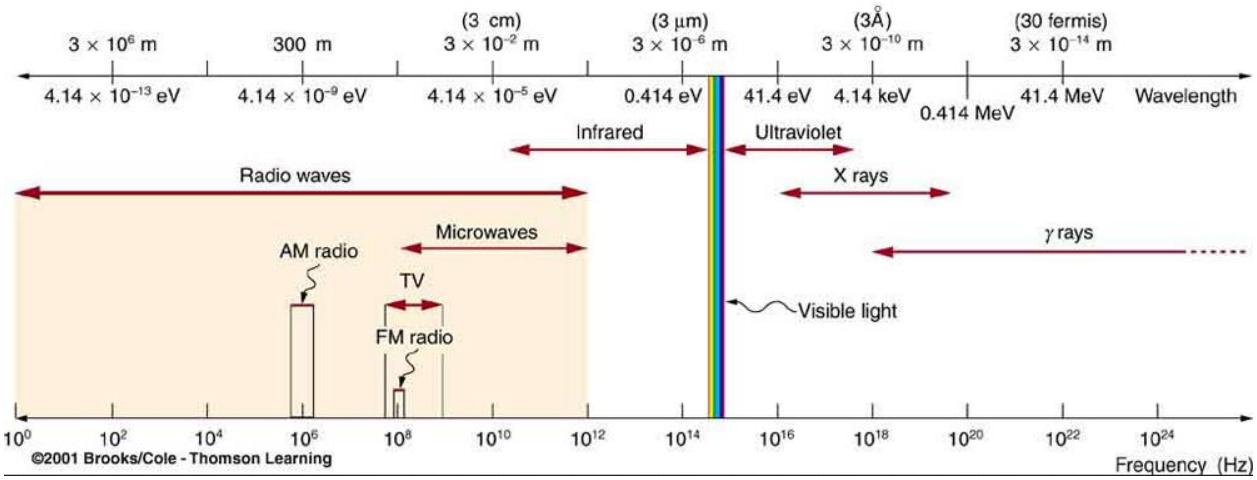
Τα κβάντα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας είναι τα φωτόνια που έχουν ενέργεια:

$$\boldsymbol{E = h \cdot v}$$

όπου $h = 6{,}6260693(11) \cdot 10^{-34}\ j \cdot s$ είναι η σταθερά του Planck και v η συχνότητα του κύματος. Έτσι, λοιπόν, μία ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία έχει ενέργεια ίση με την ενέργεια που έχουν τα φωτόνια που την απαρτίζουν.

Όμως, επειδή οι συχνότητες της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας έχουν ένα τεράστιο εύρος τιμών, χωρίστηκαν σε περιοχές. Το σύνολο αυτών των περιοχών απαρτίζουν το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα. Σε αυτό (όπως φαίνεται και παρακάτω) απεικονίζονται οι διάφορες περιοχές συχνοτήτων οι οποίες χωρίστηκαν με γνώμονα τα κοινά χαρακτηριστικά και ιδιότητες που παρουσιάζουν τα κύματα που απαρτίζουν την κάθε περιοχή.

Να σημειωθεί ότι το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα , εκτός από την συνηθισμένη και βασική του μορφή που είναι συναρτήσει της συχνότητας του ηλεκτρομαγνητικού κύματος, υπάρχει και συναρτήσει του μήκους κύματος, διότι συχνότητα και μήκος κύματος συνδέονται με την θεμελιώδη σχέση $f = \frac{c}{\lambda}$ όπου c η ταχύτητα του φωτός. Τέλος, σε λίγες περιπτώσεις υπάρχει περίπτωση να το δούμε και συναρτήσει της ενέργειας των φωτονίων που απαρτίζουν το ηλεκτρομαγνητικό κύμα, λόγω της σχέσης E=h·ν που συνδέουν αυτές τις δύο μεταβλητές (συχνότητα και ενέργεια).



Εικόνα 1.1 : Όλες οι μέχρι στιγμής ανιχνεύσιμες περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος
(πηγή: http://philschatz.com/physics-book/contents/m42563.html)

Στο δεξί μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος (μετά την περιοχή του ορατού) παρατηρείται η περιοχή των ιονιζουσών ακτινοβολιών που χρησιμοποιούνται στις πιο ευρέως χρησιμοποιούμενες τεχνικές ιατρικής απεικόνισης. Σε αυτή την περιοχή ανήκουν οι ακτίνες X και οι ακτίνες γ (και ένα μέρος των ultraviolet). Βλέπουμε ότι η ενέργεια των ακτινοβολιών αυτών είναι πολύ υψηλή και αυτός είναι ο λόγος που θεωρούνται πολύ επικίνδυνες για τον άνθρωπο (ιονίζουν τα άτομα ενός ιστού).

Ο κυματοσωματιδιακός δυισμός της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας , όπως αποδείχθηκε στο πέρας των δεκαετιών, μας αναγκάζει να ερευνήσουμε την αλληλεπίδραση της με την ύλη σε δύο επίπεδα : σε κυματικό επίπεδο, όπου η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία αντιμετωπίζεται ως κύμα, και σε σωματιδιακό επίπεδο, όπου αντιμετωπίζεται ως σωματίδιο. Οι αλληλεπιδράσεις είναι ίδιου είδους, ωστόσο όταν αναφερόμαστε στο σωματιδιακό επίπεδο η ανάλυση του κάθε φαινομένου αλληλεπίδρασης γίνεται πιο περίπλοκη.

Ηαλληλεπιδράσεις φωτός-ύλης, είτε σε κυματικό είτε σε σωματιδιακό επίπεδο, είναι:

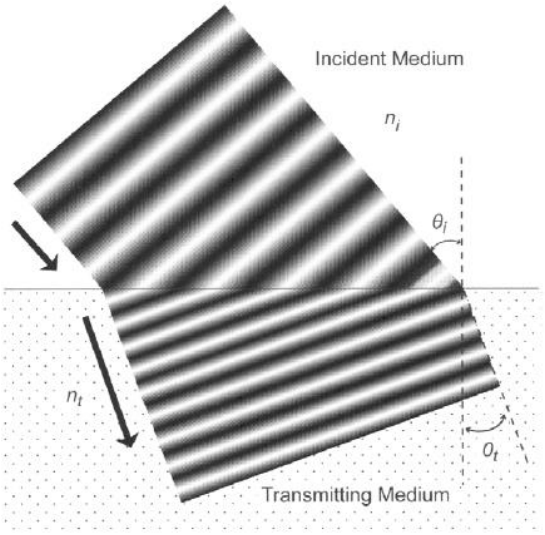
- *Διάθλαση-Ανάκλαση (refraction-reflection)*
- *Σκέδαση (scattering)*
- *Απορρόφηση (absorption)*
- *Διάχυση (diffusion)*

Κάθε μία από αυτές τις αλληλεπιδράσεις, διαθέτει τουλάχιστον μία ποσότητα που είναι αναγκαία για την πλήρη περιγραφή της. Ας μελετήσουμε διεξοδικά καθεμία ξεχωριστά.

1.3: Διάθλαση-Ανάκλαση

Ένα κύμα καθώς διαδίδεται μέσα σε ένα μέσο, προσπίπτει σε μία διαχωριστική επιφάνεια του μέσου στο οποίο κινείται, και ενός άλλου μέσου. Τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα είναι η διάθλαση και η ανάκλαση.

Διάθλαση ονομάζεται το φυσικό φαινόμενο της εκτροπής της διεύθυνσης διάδοσης ενός κύματος καθώς αυτό περνά από ένα μέσο σε ένα άλλο , με ταυτόχρονη μεταβολή της ταχύτητας διάδοσής του, ενώ η συχνότητα του κύματος παραμένει σταθερή. Καθότι , στην παρούσα εργασία αναφερόμαστε σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, το κύμα αυτό είναι το ηλεκτρομαγνητικό κύμα.



Εικόνα 1.2: Η συμπεριφορά ενός κύματος όταν προσπέσει πάνω σε διαχωριστική επιφάνεια δύο μέσων. θ_i είναι η γωνία πρόσπτωσης και θ_t η γωνία διάθλασης

(πηγή: Mark E. Brezinski, "Optical Coherence Tomography: Principles and Applications", fig.2.5 (1956))

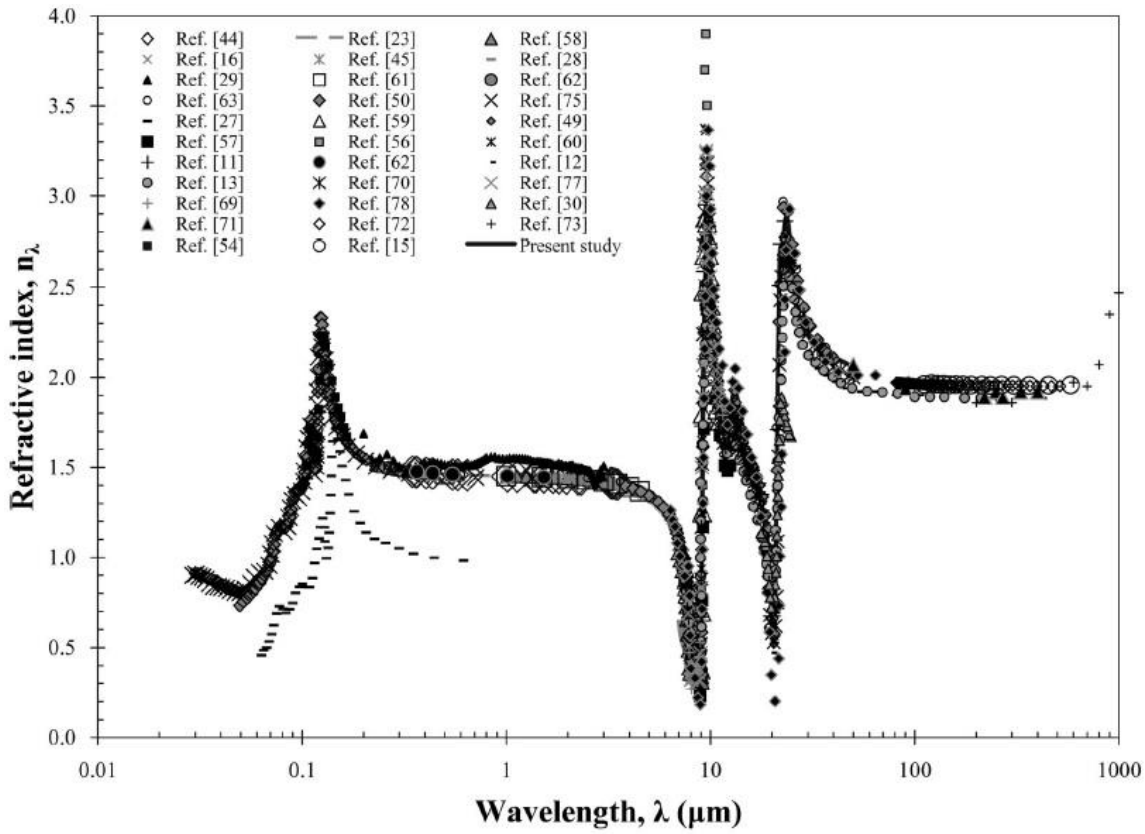
Το μέγεθος της μεταβολής της διεύθυνσης και της ταχύτητας διάδοσης του κύματος εξαρτάται από το μέσο στο οποίο περνάει το κύμα καθώς διαδίδεται. Άρα, λοιπόν, πρέπει κάθε μέσο να διαθέτει έναν δείκτη ο οποίος να μας δείχνει το μέγεθος των μεταβολών που θα υποστεί το κύμα όταν περάσει σε αυτό. Ο δείκτης αυτός ονομάζεται δείκτης διάθλασης.

Ο σύνθετος δείκτης διάθλασης έχει την εξής μιγαδική μορφή :

$$\tilde{n}(\lambda) = n(\lambda) - i\alpha(\lambda)$$

Το πραγματικό μέρος περιγράφει την αποθήκευση της ενέργειας του κύματος από το μέσο και ως εκ τούτου την επίδραση της ταχύτητας του φωτός στο μέσο, ενώ το φανταστικό μέρος περιγράφει την εξασθένηση της ενέργειας του κύματος λόγω απορρόφησης της από το μέσο (και λόγω σκέδασης αν το μέσο είναι ετερογενές).

Το φαινόμενο της διάθλασης δεν έχει να κάνει με την απορρόφηση (είναι άλλο φυσικό φαινόμενο) και άρα ο δείκτης διάθλασης είναι το πραγματικό μέρος του σύνθετου δείκτη διάθλασης. Καθότι ο δείκτης περιγράφει την επίδραση της ταχύτητας του κύματος στο μέσο, η εξάρτηση μεταξύ τους είναι μεγάλη, επομένως είναι λογικό ότι ο δείκτης θα ορίζεται και με την βοήθεια αυτής της ταχύτητας. Και πράγματι, για τον δείκτη διάθλασης ισχύει η σχέση: $n = \frac{c}{u}$, όπου u είναι η ταχύτητα του ηλεκτρομαγνητικού κύματος στο μέσο και c η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Αντίστοιχα, έχουμε και μία σχέση ανάμεσα στον δείκτη διάθλασης και στο μήκος κύματος : $n = \frac{\lambda}{\lambda'}$, όπου λ είναι το μήκος κύματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στο κενό και λ' το μήκος κύματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στο μέσο. Είναι φανερό , λοιπόν, ότι ανάλογα με το μήκος κύματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας , δηλαδή ανάλογα σε ποια περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος βρίσκεται, το μέσο στο οποίο προσπίπτει το κύμα , παρουσιάζει διαφορετικό δείκτη διάθλασης.



Διάγραμμα 1.1: Ο δείκτης διάθλασης ενός μέσου συναρτήσει του μήκους κύματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που διαδίδεται σε αυτό. (πηγή: Rei Kitamura, Laurent Pilon and Miroslaw Jonasz, "Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature", fig.1 (2007))

Να σημειωθεί, ωστόσο, ότι, όπως είπαμε και στην αρχή, η συχνότητα του κύματος παραμένει σταθερή καθώς ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα περνά από ένα μέσο σε ένα άλλο. Αυτό φαίνεται και από την σχέση $f = \frac{c}{\lambda} = \frac{u}{\lambda'}$ που ισχύει λόγο των δύο παραπάνω σχέσεων.

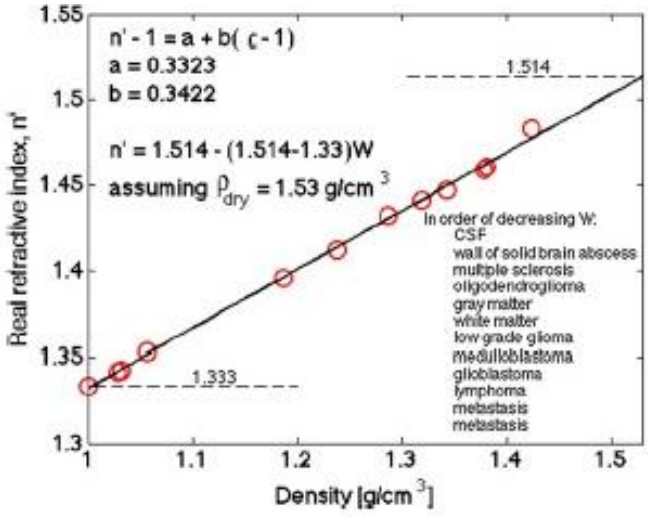
Τέλος, η σχέση που συνδέει την γωνία πρόσπτωσης με την γωνία διάθλασης του φωτός σε μια διαχωριστική επιφάνεια δύο οπτικών μέσων, όπως ορίζονται και στην εικόνα 1.2, είναι η σχέση $\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2}$, που ονομάζεται νόμος του Snell ή νόμος του Descartes ή ο νόμος του Snell-Descartes.

~

Καθότι η παρούσα εργασία επικεντρώνεται σε μία τεχνική ιατρικής απεικόνισης, μας ενδιαφέρουν στοιχεία που αφορούν βιολογικούς ιστούς. Μία πρώτη προσέγγιση για τον δείκτη διάθλασης n ενός βιολογικού ιστού , που αποτελείται από $(w \cdot 100)$ % νερό είναι:

$$n = n_{dry} - (n_{dry} - n_{water}) \cdot W$$

όπου n_{dry} είναι ο δείκτης διάθλασης της ξηρής μάζας του ιστού και n_{water} είναι ο δείκτης διάθλασης του νερού. Οι δείκτες αυτοί είχαν εκτιμηθεί το 1987 από τους Jacques and Prahl ότι έχουν τιμή $n_{water} = 1{,}33$ και $n_{dry} = 1{,}50$. Μία πιο πρόσφατη εκτίμηση από τους Biswas and Luu , το 2011, προσδιορίζει τις τιμές των δεικτών αυτών στις εξής τιμές: $n_{water} = 1{,}333$ και $n_{dry} = 1{,}514$



Διάγραμμα 1.2: Ο πραγματικός δείκτης διάθλασης διαφόρων βιολογικών ιστών, που μετρήθηκε με την χρήση Abbé refractometer, συναρτήσει της πυκνότητας τους. Οι Biswas and Luu χρησιμοποίησαν MRI για να καθορίσουν την τιμή του w κάθε ιστού. Με αυτά τα δεδομένα πρότειναν τις τιμές των n_{water} και n_{dry} (Πηγή: Steven L. Jacques, "Optical properties of biological tissues: a review", fig.9 (2013))

Ανάκλαση ονομάζεται το φυσικό φαινόμενο της εκτροπής της διεύθυνσης διάδοσης ενός κύματος μέσα σε ένα μέσο, όταν αυτό προσπέσει πάνω σε μία διαχωριστική επιφάνεια. Είναι ένα φαινόμενο παραπλήσιο με την διάθλαση με την διαφορά ότι στην ανάκλαση το κύμα παραμένει στο ίδιο μέσο, ενώ στην διάθλαση το κύμα διαδίδεται και στο άλλο μέσο.

Συνδυάζοντας τα δύο αυτά φαινόμενα , μπορούμε να εξηγήσουμε τι συμβαίνει όταν ένα κύμα καθώς διαδίδεται μέσα σε ένα μέσο με δείκτη διάθλασης n_1, προσπίπτει σε μία διαχωριστική επιφάνεια του μέσου στο οποίο κινείται και ενός άλλου μέσου με δείκτη διάθλασης n_2. Ένα ποσοστό της αρχικής ενέργειας του κύματος θα διαθλαστεί και το υπόλοιπο ποσοστό θα ανακλαστεί και θα συνεχίσει να διαδίδεται στο μέσο στο οποίο βρισκόταν. Το ποσοστό της αρχικής ενέργειας που διαθλάται είναι:

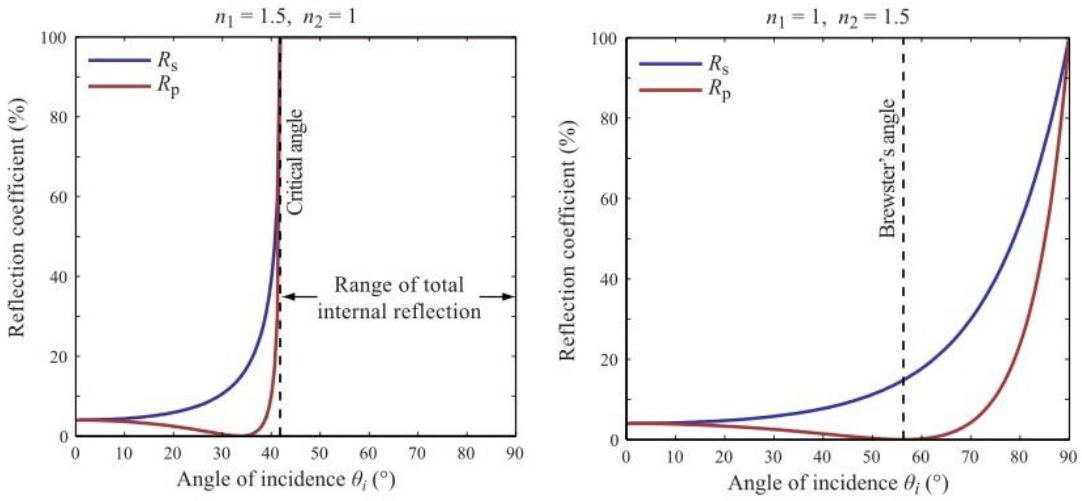
$$\boldsymbol{T = \frac{4n_1n_2}{(n_1 + n_2)^2}}$$

ενώ το ποσοστό της αρχικής ενέργειας του κύματος που ανακλάται είναι:

$$\boldsymbol{R = 1 - T = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2}}$$

$$\sim$$

Η παραπάνω ανάλυση αφορούσε την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία , όταν αυτή αντιμετωπίζεται ως κύμα. Η συμπεριφορά της σωματιδιακής φύσης της δεν μπορεί να εξηγηθεί με τον ίδιο τρόπο. Και αυτό διότι, στην περίπτωση των ακτίνων , ένα ποσοστό της έντασης τους ανακλάται και ένα άλλο διαθλάται, ανάλογα με τους συντελεστές διάθλασης, ανάκλασης και διέλευσης των σωμάτων και την γωνία πρόσπτωσης των ακτίνων πάνω στην διαχωριστική επιφάνεια. Στην περίπτωση των φωτονίων δεν μπορούμε να μιλήσουμε για ποσοστά έντασης αλλά για πιθανότητα κάποιο φωτόνιο να ανακλαστεί ή να διαθλαστεί.



Διάγραμμα 1.3: Κλάσμα ενέργειας ακτίνων φωτός (ποσοστό επί της αρχικής ενέργειάς τους) που ανακλώνται όταν προσπίπτουν σε διαχωριστική επιφάνεια δύο μέσων. Το κόκκινο και το μπλε διάγραμμα αναφέρονται στην περίπτωση όπου η αρχική δέσμη είναι s-polarized και p-polarized, αντίστοιχα. Αριστερά: Η περίπτωση όπου οι ακτίνες προσπίπτουν σε διαχωριστική επιφάνεια μέσου με μικρότερο δείκτη διάθλασης. Δεξιά: Η περίπτωση όπου οι ακτίνες προσπίπτουν σε διαχωριστική επιφάνεια μέσου με μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης. (Πηγή: https://en.wikipedia.org/wiki/Fresnel_equations)

Τα παραπάνω διαγράμματα προκύπτουν από τις εξισώσεις Fresnel, οι οποίες περιγράφουν την συμπεριφορά του φωτός όταν αυτό προσπίπτει σε διαχωριστική επιφάνεια δύο μέσων με διαφορετικούς δείκτες διάθλασης.

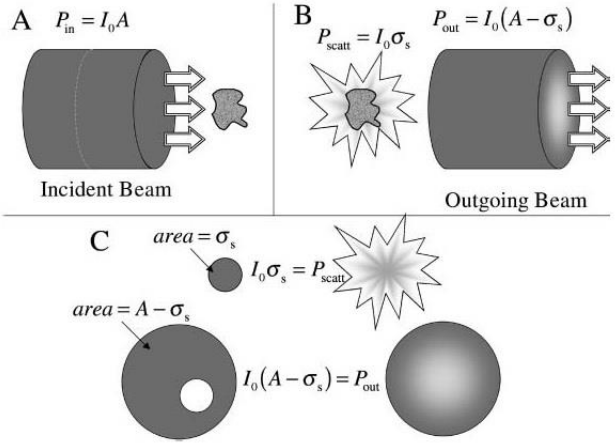
Πιο αναλυτικά, στο διάγραμμα 1.3 παριστάνεται ο συντελεστής ανάκλασης, ή αλλιώς το κλάσμα της αρχικής έντασης των ακτίνων που ανακλάστηκε, συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης, για την περίπτωση όπου ακτίνες φωτός κινούνται σε υλικό με δείκτη διάθλασης n=1,5 και προσπίπτουν σε διαχωριστική επιφάνεια που το χωρίζει με άλλο υλικό με δείκτη διάθλασης n=1, και αντίστροφα. Υπάρχουν δύο διαγράμματα (κόκκινα και μπλε) διότι αναφέρονται σε δέσμες φωτός όπου είναι πολωμένες (s ή p-polarized), ωστόσο στην περίπτωση αυτή όπου δεν έχουμε τέτοιου είδους πολώσεις, μπορεί να χρησιμοποιηθεί η Schlick's approximation, η οποία αντικαθιστά τα κόκκινα και μπλε διαγράμματα με ένα διάγραμμα που προκύπτει από την εξίσωση $R(\theta) = R_0 + (1 - R_0)(1 - cos\theta)^5$ $όπου$ $R_0 = \left[\frac{(n_1 - n_2)}{(n_1 + n_2)}\right]^2$. Παρόλο που τα διαγράμματα αναφέρονται σε ακτίνες φωτός , χρησιμοποιούνται και στην περίπτωση που αναφερόμαστε σε φωτόνια.

Στο PhoSim (το προσομειωτικό πρόγραμμα απεικόνισης που μελετάμε στην παρούσα εργασία), αρκετά φυσικά φαινόμενα στα οποία υπόκεινται τα φωτόνια στηρίζονται στην μέθοδο Monte Carlo (στοχαστική διαδικασία με χρήση τυχαίων αριθμών). Με αυτήν ακριβώς την μέθοδο αντιμετωπίζουμε και αυτό το πρόβλημα. Το αν ένα φωτόνιο , που πέφτει με μία συγκεκριμένη γωνία πρόσπτωσης πάνω στην διαχωριστική επιφάνεια, θα ανακλαστεί ή θα περάσει από αυτήν, υπαγορεύεται από την τιμή που παίρνει ένας τυχαίος αριθμός (που παράγεται από έναν random generator) του οποίου το εύρος τιμών είναι από 0 έως 1 (δηλαδή το εύρος τιμών που έχει και ο άξονας y των παραπάνω διαγραμμάτων). Αν η τιμή βρίσκεται στην περιοχή της ανάκλασης (κάτω από το διάγραμμα και στην περιοχή της ολικής ανάκλασης) τότε το φωτόνιο θα ανακλαστεί αλλιώς αν λάβει τιμή που αντιστοιχεί σε σημείο πάνω από το διάγραμμα τότε το φωτόνιο θα περάσει στο άλλο υλικό.

1.4: Σκέδαση

Σκέδαση ονομάζεται το φυσικό φαινόμενο κατά το οποίο μία δέσμη σωματιδίων ή ένα κύμα, καθώς προσπίπτει πάνω στα σωματίδια ενός μέσου, διαχέεται στον χώρο προς κάθε κατεύθυνση. Στην παρούσα εργασία αναφερόμαστε σε δέσμες φωτονίων , οπότε έχει νόημα να μιλήσουμε για αυτές.

Η ανάλυση του φαινομένου της σκέδασης χωρίζεται σε δύο επίπεδα: στο κυματικό , όπου θεωρούμε την δέσμη ως ένα κύμα που αλληλεπιδρά με ένα αντικείμενο-σκεδαστή, και στο σωματιδιακό , όπου κοιτάμε πια την σκέδαση των φωτονίων από άτομα του αντικειμένου-σκεδαστή, δηλαδή σε μικροσκοπικό επίπεδο.



Εικόνα 1.3:Η ενεργός διατομή του σκεδαστή όπως ορίζεται στην περίπτωση όπου η δέσμη αντιμετωπίζεται ως κύμα (Πηγή: Tuan Vo-Dinh, "Biomedical Photonics: Handbook", fig.2.5 (2003))

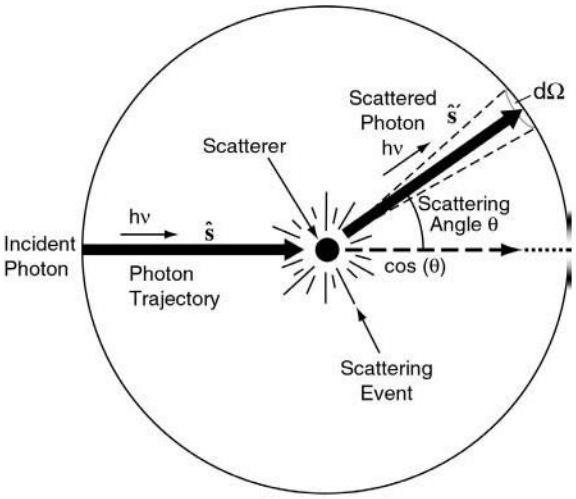
Στο κυματικό επίπεδο, θεωρούμε την δέσμη ως ένα επίπεδο κύμα με ενέργεια $P = I_0 \cdot A$, όπου I_0 είναι η ένταση του (ενέργεια ανά μονάδα εμβαδού) και A το εμβαδόν της εγκάρσιας (στην διεύθυνση διάδοσης του κύματος) διατομής. Το κύμα προσπίπτει πάνω σε έναν σκεδαστή (αντικείμενο που θα προκαλέσει το φαινόμενο της σκέδασης) και ένα μέρος της ενέργειας του θα διαχυθεί στον χώρο λόγω σκέδασης.

Η ενέργεια αυτή είναι $P_{scatt} = I_0 \cdot \sigma_s$ και εξαρτάται από τον δείκτη διάθλασης, το σχήμα και το μέγεθος του σκεδαστή. Το σ_s ονομάζεται ενεργός διατομή και είναι η συχνότητα της ενέργειας (ενέργεια ανά δευτερόλεπτο) του κύματος που σκεδάζεται , προς την αρχική συχνότητα έντασης (ενέργεια ανά δευτερόλεπτο ανά μονάδα εμβαδού) του κύματος, δηλαδή:

$$\boldsymbol{\sigma_s(\hat{s}) = \frac{P_{scatt}}{I_0}}$$

όπου $\hat{s}$ είναι η διεύθυνση διάδοσης του κύματος σε σχέση με τον σκεδαστή. Έχει μονάδα εμβαδού και είναι ίση με το εμβαδόν που πρέπει να αφαιρεθεί από το αρχικό κύμα , έτσι ώστε να αφαιρεθεί το ποσό της ενέργειας που σκεδάστηκε.

Στο σωματιδιακό επίπεδο, η μελέτη της σκέδασης της δέσμης φωτονίων (ή γενικά σωματιδίων) από έναν σκεδαστή εμπλέκει την γωνία σκέδασης, δηλαδή την γωνιακή απόκλιση που προκάλεσε το φαινόμενο της σκέδασης στην διεύθυνση κίνησης των φωτονίων:



Εικόνα 1.4: Το φαινόμενο της σκέδασης, στην περίπτωση που η δέσμη φωτός αντιμετωπίζεται ως σύνολο φωτονίων, δημιουργεί μία γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων. (Πηγή: Tuan Vo-Dinh, "Biomedical Photonics: Handbook", fig.2.6 (2003))

Άρα, λοιπόν, έχοντας πια εξάρτηση από την γωνία σκέδασης, γίνεται επιτακτικός ο ορισμός της γωνιακής κατανομής της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας, που ονομάζεται διαφορική ενεργός διατομή και συμβολίζεται ως : $\frac{d\sigma_s}{d\Omega}(\hat{s},\hat{s}')$, όπου (όπως φαίνεται και στο παραπάνω σχήμα) $\hat{s}$ είναι η αρχική διεύθυνση κίνησης του φωτονίου, και $\hat{s}'$ η διεύθυνση κίνησης του φωτονίου μετά την σκέδαση του από άτομο του μέσου, μέσα στο οποίο κινείται.

Στην ειδική περίπτωση όπου μία δέσμη φωτονίων κινείται σε ένα μέσο , τότε υπάρχουν δύο ποσότητες, οι οποίες χαρακτηρίζουν το μέσο αυτό, όσο αναφορά την σκέδασης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Πιο συγκεκριμένα, δίνουν πληροφορίες για το πόσο συχνή είναι η σκέδαση φωτονίων κατά την διάρκεια της διάδοσης τους στο μέσο, από τα άτομα αυτού.

Οι ποσότητες αυτές είναι:

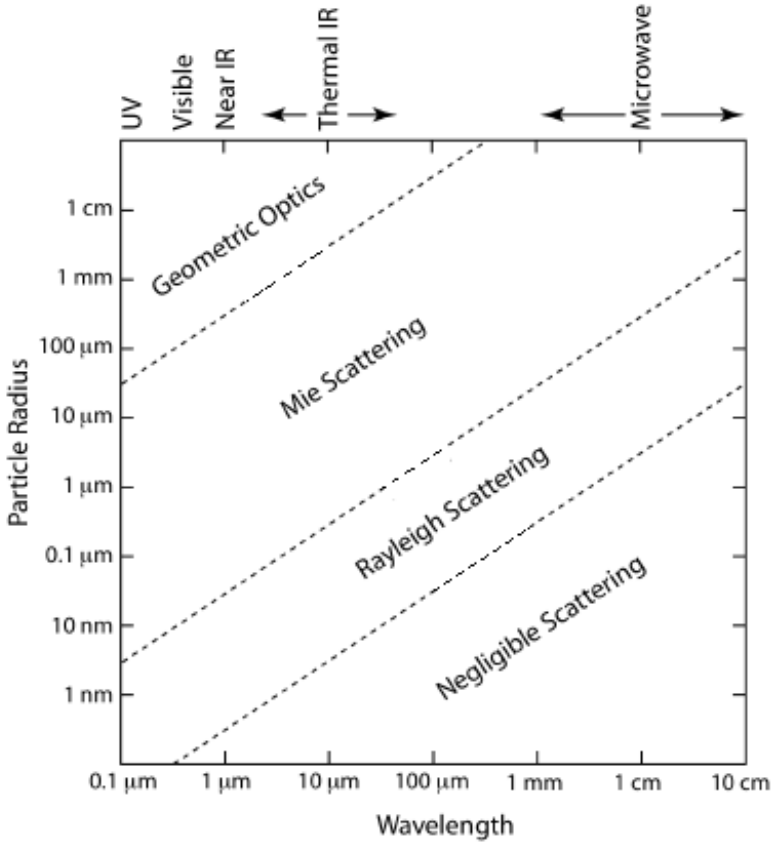
- <u>Σταθερά σκέδασης</u>

  Ορίζεται ως $\mu_s = \rho \cdot \sigma_s$ όπου σ_s είναι η ενεργός διατομή του σκεδαστή από τον οποίο αποτελείται ένα μέσο, και ρ η πυκνότητα τους στον όγκο του μέσου.

- <u>Μέση ελεύθερη διαδρομή</u>

  Ορίζεται ως $l_s = \frac{1}{\mu_s}$ και είναι η μέση διαδρομή που διανύει ένα φωτόνιο μεταξύ δύο διαδοχικών σκεδάσεων.

Για διευκόλυνση , υποθέτουμε ότι ο σκεδαστής είναι σφαιρικά συμμετρικός. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η διαφορική ενεργός διατομή να είναι ανεξάρτητη από την σχετική θέση της αρχικής διεύθυνσης κίνησης του φωτονίου και του σκεδαστή. Αυτή η υπόθεση (η οποία επιτρέπεται στα πλαίσια του RT model (Radiation Transport Model) που θα χρησιμοποιήσουμε στην συνέχεια) επιτρέπει στην διαφορική ενεργό διατομή να εξαρτάται μόνο από την σχετική θέση μεταξύ του $\hat{s}$ και $\hat{s}'$, δηλαδή από την γωνία θ, και συγκεκριμένα από το cosθ. Παρατηρείται, λοιπόν, ότι η διαφορική ενεργός διατομή είναι ένα μέγεθος που μπορεί να συνδυάσει την θεωρία με πειραματικές ενδείξεις αποκαλύπτοντας κατά κύριο λόγο τα χαρακτηριστικά του σκεδαστή. Ωστόσο , είναι προφανές ότι η μορφή της θα διαφέρει ανάλογα με το μέγεθος του σκεδαστή και το μήκος κύματος (ή την ενέργεια) της δέσμης. Για τον λόγο αυτό υπάρχουν τέσσερα είδη σκεδάσεων (αναφερόμαστε σε μικρές ενέργειες φωτονίων διότι η απεικόνιση βιολογικού ιστού απαιτεί κάτι τέτοιο):



Εικόνα 1.5: Τα είδη των σκεδάσεων ανάλογα με το μέγεθος του σκεδαστή σε σχέση με το μήκος κύματος του φωτονίου. (Πηγή: http://www.geo.mtu.edu/~scarn/teaching/GE4250/scattering_lecture_slides.pdf)

- ## Negligible Scattering

Σε αυτές τις περιπτώσεις, όπως υποδηλώνει και το όνομα της, η σκέδαση είναι αμελητέα, λόγω του ότι το μήκος κύματος των φωτονίων είναι πολύ μεγαλύτερο από το μέγεθος του σκεδαστή. Η μελέτη ενός τέτοιου φαινομένου δεν προσφέρει ουσιαστικές πληροφορίες ούτε για τον σκεδαστή , ούτε για την δέσμη.

- ## Σκέδαση Rayleigh

Αυτό το είδος σκέδασης λαμβάνει χώρα όταν οι σκεδαστές είναι πολύ μικρότεροι από το μήκος κύματος των φωτονίων, και μπορεί να χρησιμοποιηθεί μέχρι και την περίπτωση όπου το μέγεθος του είναι το 1/10 του μήκους κύματος των φωτονίων της δέσμης.

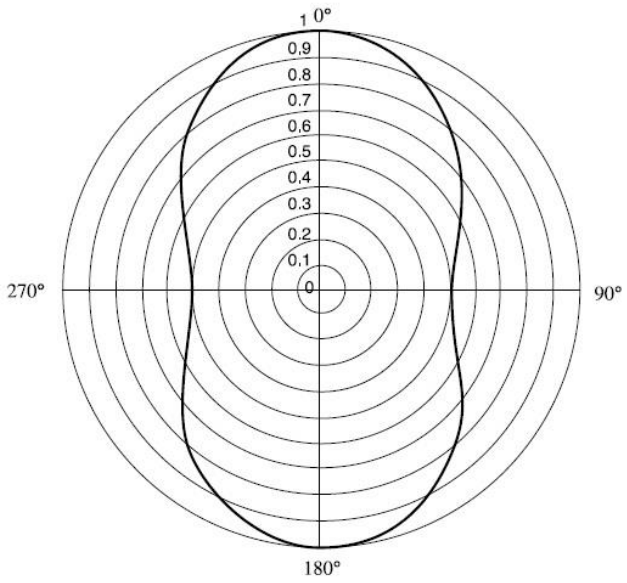
Στην περίπτωση αυτή, ο σκεδαστής δεν αντιλαμβάνεται τα φωτόνια αλλά ένα ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να δημιουργείται στον σκεδαστή μία διπολική ροπή η οποία ταλαντεύεται με την συχνότητα που έχουν τα φωτόνια που προσπίπτουν σε αυτό, με συνέπεια την εκπομπή ακτινοβολίας. Υπολογίζοντας την ένταση του φωτός που σκεδάστηκε , βρίσκουμε ότι :

$$I = I_0 \cdot 8 \cdot \pi^4 \cdot {n_m}^4 \cdot \left(\frac{{n_s}^2 - {n_m}^2}{{n_s}^2 + 2{n_m}^2}\right)^2 \cdot \frac{a^4}{\lambda^4}(1 + cos^2\theta)$$

όπου n_m και n_sείναι οι δείκτες διάθλασης του μέσου (μέσα στο οποίο βρίσκεται ο σκεδαστής και κινείται η δέσμη) και του σκεδαστή, αντίστοιχα. Ακόμη α είναι η ακτίνα του σκεδαστή (έχουμε θεωρήσει παραπάνω ότι ο σκεδαστής είναι σφαιρικός) , λ το μήκος κύματος των φωτονίων της δέσμης που προσπίπτει πάνω στον σκεδαστή , και θ η γωνία μεταξύ της αρχικής διεύθυνσης κίνησης των φωτονίων και της διεύθυνσης κίνησης τους μετά την σκέδαση. Μέσα από αυτήν την σχέση, προκύπτει ότι η διαφορική ενεργός διατομή είναι :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (1 + cos^2\theta)$$

Επομένως, η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων από έναν σκεδαστή, στην περίπτωση όπου έχω σκέδαση Rayleigh (σκεδαστής πολύ μικρότερος από το μήκος κύματος των φωτονίων της δέσμης) έχει την εξής μορφή:



Διάγραμμα 1.4: Γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων στην σκέδαση Rayleigh, στην περίπτωση όπου το σκεδαζόμενο φως είναι μη πολωμένο (Πηγή: Tuan Vo-Dinh, "Biomedical Photonics: Handbook", fig.2.7 (B) (2003))

Η σκέδαση Rayleighθεωρείται ως μία ελαστική σκέδαση και αυτό διότι κάθε σκεδαζόμενο φωτόνιο έχει την ίδια ενέργεια με αυτήν που είχε πριν την σκέδαση του. Ωστόσο, αν η ενέργεια του μετά την σκέδαση είναι μεγαλύτερη ή μικρότερη από την αρχική , τότε αναφερόμαστε στην σκέδαση Raman , που είναι μία ανελαστική σκέδαση. Η σκέδαση αυτή χρησιμοποιείται κυρίως στην βιολογία διότι η διαφοροποίηση της τελικής ενέργειας των φωτονίων από την αρχική τους οφείλεται σε διεγέρσεις ή αποδιέγερσεις μορίων, ενώσεων κ.α. Ωστόσο, η σκέδαση αυτή είναι πολύ σπάνια, μόνο 1 από τα 10^6 φωτόνια που σκεδάζονται υπακούουν στην Raman Scattering (πάντα μιλάμε για σκεδαστή πολύ μικρότερο από το μήκος κύματος της δέσμης).

• Mie Σκέδαση

Το όνομα της σκέδασης αυτής προέρχεται από τον Gustav Mie, ο οποίος έλυσε τις εξισώσεις Maxwell για σκέδαση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από ομογενή σφαιρικά σωματίδια με μέγεθος συγκρίσιμο με το μήκος κύματος της ακτινοβολίας, με την χρήση άπειρων σειρών. Στην περίπτωση αυτή, ο σκεδαστής δεν αντιλαμβάνεται ένα ομοιογενές ηλεκτρομαγνητικό πεδίο γύρω του αλλά ένα πιο περίπλοκο. Συγκεκριμένα, σε αυτό το είδος σκέδασης η ενεργός διατομή είναι $\sigma_{scat} = \frac{\lambda^2}{8\pi^2}(i_1 + i_2)$, όπου i_1, i_2 είναι συναρτήσεις έντασης των σκεδαζόμενων φωτονίων (δύο εξισώσεις διότι μπορώ να έχω δύο πολώσεις). Οι συναρτήσει αυτές έχουν την μορφή:

$$i_1 = \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(cos\theta) + b_n \tau_n(cos\theta)] \right|^2$$

$$i_2 = \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \tau_n(cos\theta) + b_n \pi_n(cos\theta)] \right|^2$$

όπου τα a_n, b_nείναι παράμετροι που δίνονται από τις εξισώσεις:

$$a_n = \frac{\Psi_n{}'(m\alpha)\Psi_n(a) - m\Psi_n(ma)\Psi_n{}'(a)}{\Psi_n{}'(m\alpha)\xi_n(a) - m\Psi_n(ma)\xi'(a)}$$

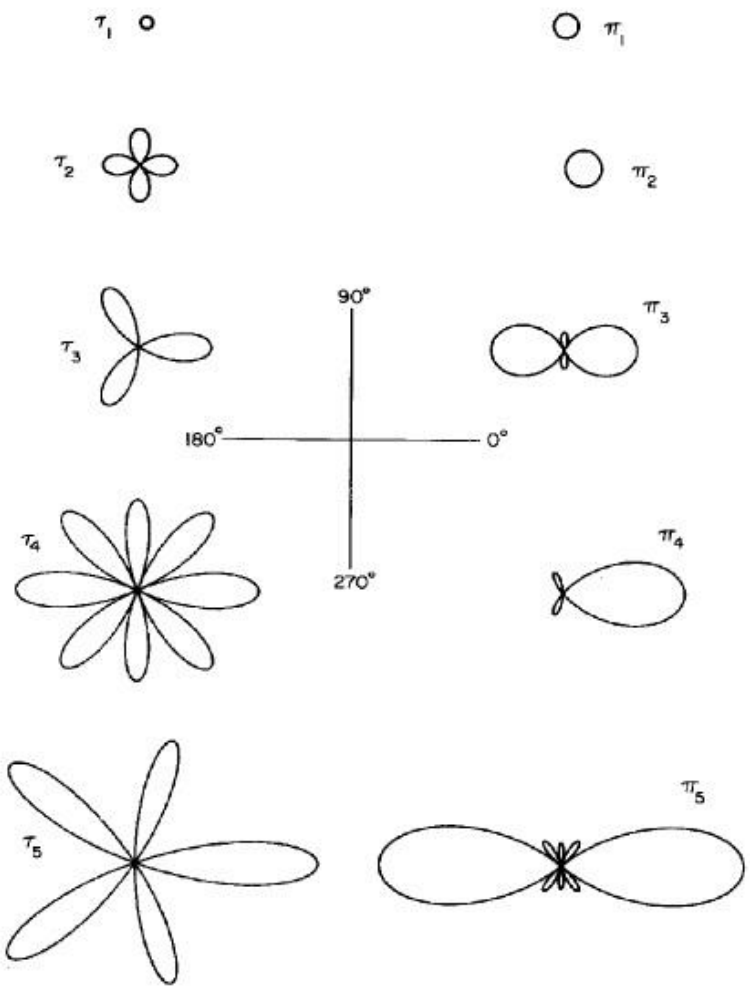
$$b_n = \frac{m\Psi_n{}'(m\alpha)\Psi_n(a) - \Psi_n(ma)\Psi_n{}'(a)}{m\Psi_n{}'(m\alpha)\xi_n(a) - \Psi_n(ma)\xi'(a)}$$

όπου Ψ και ξ είναι οι Ricatti-Bessel functions, α είναι η παράμετρος μεγέθους του σκεδαστή (που ορίζεται ως $\alpha = 2\pi R/\lambda$ με R η ακτίνα του και λ το μήκος κύματος της ακτινοβολίας που προσπίπτει σε αυτόν) και m ο συντελεστής διάθλασης του σκεδαστή. Ακόμη, $\pi_n(cos\theta)\ και\ \tau_n(cos\theta)$ είναι συναρτήσεις οι οποίες ορίζονται με την βοήθεια των πολυωνύμων Legendre:

$$\pi_n(cos\theta) = \frac{P_n{}^{(1)}(cos\theta)}{sin\theta}$$

$$\tau_n(cos\theta) = \frac{dP_n{}^{(1)}(cos\theta)}{d\theta}$$

Προκύπτει, λοιπόν, ότι η διαφορική ενεργός διατομή θα εξαρτάται από τις συναρτήσεις $\pi_n(cos\theta)\ και\ \tau_n(cos\theta)$, διότι σε αυτές κρύβεται η εξάρτηση από την γωνία σκέδασης θ. Όμως, επειδή δίνονται συναρτήσει των πολυωνύμων Legendré, η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων (σε ένα πολικό διάγραμμα) δεν θα έχει μία μορφή αλλά θα εξαρτάται από την τιμή που n :



Διάγραμμα 1.5: Η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων στην σκέδαση Mie, για τις πρώτες 5 τάξεις των πολυωνύμων Legendré (Πηγή: Bohren and Huffman, 1993; Fig. 4.3)

- Geometric optics

Σε αυτό το είδος σκέδασης, ο σκεδαστής (όχι απαραίτητα σφαιρικός) έχει μέγεθος πολύ μεγαλύτερο από το μήκος κύματος των φωτονίων της δέσμης. Η μελέτη του φαινομένου σε αυτήν την περίπτωση γίνεται με την βοήθεια της τεχνικής ray-tracing. Δηλαδή, θεωρούμε ότι η δέσμη αποτελείται από ακτίνες οι οποίες καθώς πέφτουν πάνω στον σκεδαστή υπόκεινται στα διάφορα φαινόμενα της οπτικής (ανάκλαση, διάθλαση, περίθλαση). Αποτέλεσμα αυτού, οι σκεδαζόμενες ακτίνες έχουν διαφορετικά πλάτη και φάσεις, καθώς και διαφορετικές διευθύνσεις μεταξύ τους. Επομένως, μία αναπαράσταση τους σε πολικό διάγραμμα όπως στα προηγούμενα είδη σκεδάσεων, είναι ανέφικτη.

Τέλος , να επισημάνουμε ότι δεν αναφερόμαστε καθόλου στην σκέδαση Compton. Είναι ένα είδος σκέδασης το οποίο εμφανίζεται αρκετά συχνά στην Ιατρική Φυσική , και αφορά κυρίως σκέδαση δέσμης υψηλής ενέργειας (ακτίνες Χ και γ). Στην παρούσα εργασία, ωστόσο, οι ενέργειες με τις οποίες

θα ασχοληθούμε είναι αρκετά πιο χαμηλές , με αποτέλεσμα αυτού του είδους η σκέδαση να μην μας απασχολεί.

~

Η πιο σημαντική ποσότητα στην μελέτη της σκέδασης είναι η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων. Η διαφορική ενεργός διατομή εμπεριέχει όλα τα στοιχεία του σκεδαστή και της δέσμης που επηρεάζουν την μορφή της κατανομής αυτής. Ωστόσο, ο προσδιορισμός της , ειδικά στην περίπτωση όπου η σκέδαση υπακούει στην θεωρία Mie, είναι αρκετά δύσκολος. Για τον λόγο αυτό, ορίζεται μία άλλη συνάρτηση, η phase function, η οποία δεν είναι τόσο περίπλοκη και δίνει την κατανομή αυτή.

Η phase function ορίζεται από τους Seinfeld&Pandis ως ο λόγος της έντασης του σκεδαζόμενου φωτός σε μία συγκεκριμένη γωνία σκέδασης προς την συνολική ένταση του σκεδαζόμενου φωτός (ολοκλήρωμα πάνω σε όλες τις γωνίες):

$$P(\theta) = \frac{F(\theta)}{\int_0^{\pi} F(\theta) sin\theta d\theta}$$

όπου F(θ) είναι η ένταση του σκεδαζόμενου φωτός. Η P(θ) μπορεί και να θεωρηθεί ως συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας που δείχνει την πιθανότητα ένα φωτόνιο να σκεδαστεί σε γωνία θ. Επομένως, το ολοκλήρωμα αυτής της συνάρτησης σε όλες της γωνίες θ και σε όλες τις αζιμουθιακές γωνίες φ θα είναι ίσο με την μονάδα:

$$\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} P(\,cos\theta) sin\theta d\theta d\varphi = 1$$

Ωστόσο, παρατηρείται ότι η phase function δεν έχει εξάρτηση από την αζιμουθιακή γωνία φ. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι ένα φωτόνιο καθώς κινείται μέσα σε ένα υλικό γεμάτο σκεδαστές, αυτοί που θα του προκαλέσουν σκέδαση είναι τυχαία κατανεμημένοι. Επομένως , η μέση αζιμουθιακή γωνία μπορεί να θεωρηθεί μηδέν και να αγνοηθεί.

Η θέσπιση της καινούργιας αυτής συνάρτησης έγινε με σκοπό την ευκολότερη εύρεση της γωνιακής κατανομής των σκεδαζόμενων φωτονίων , κυρίως για την περίπτωση όπου έχουμε Miεσκέδαση. Ωστόσο, ο προσδιορισμός της F(θ) είναι εξίσου δύσκολος και περίπλοκος όσο και της διαφορικής ενεργού διατομής. Επομένως , η phase function, όπως έχει οριστεί , δεν μπορεί να μας διευκολύνει καθόλου. Όμως , μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε κάποια προσέγγιση αυτής. Η πιο απλή και πιο συχνά εφαρμόσιμη phase function είναι η Henyey-Greenstein function.

Τον Ιανουάριο του 1941 , οι I.G. Henyey & J.L. Greensteinμελέτησαν το φαινόμενο της διάχυσης του φωτός που εκπέμπουν τα άστρα, από το μεσοαστρικό υλικό. Στηριζόμενοι σε παρατηρήσεις που

έγιναν στο Yerkes Observatory, υποστήριξαν ότι η παρατηρούμενη ένταση του διαχεόμενου φωτός μπορεί να εξηγηθεί ως σκεδαζόμενη αστρική ακτινοβολία αν η σκέδαση αυτή υπακούει σε μία phase function που είναι ισχυρά forward-throwing , δηλαδή το φως σκεδάζεται σε γωνίες σκέδασης από 0˚ έως 90˚. Να θυμίσουμε εδώ ότι η γωνία σκέδασης ορίζεται ως η γωνία μεταξύ της αρχικής διεύθυνσης κίνησης ενός φωτονίου και της διεύθυνσης κίνησής του μετά την σκέδαση) . Έτσι, λοιπόν, κατασκεύασαν την Henyey-Greenstein phase function:

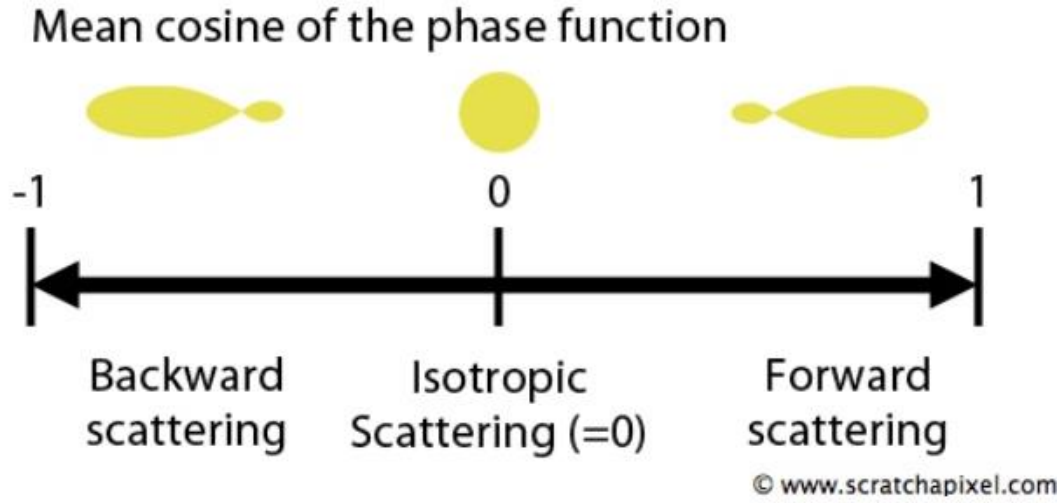
$$\Phi(\theta) = \frac{\gamma(1-g^2)}{4\pi} \cdot \frac{1}{(1+g^2-2g\cdot cos\theta)^{3/2}}$$

όπου θ είναι η γωνία σκέδασης (όπως την έχουμε ορίσει και παραπάνω), γ είναι η σφαιρική λευκαύγεια (η λευκαύγεια μίας επιφάνειας όταν η προσπίπτουσα σε αυτήν ακτινοβολία είναι ισοτροπική), ενώ ο παράγοντας geίναι μέτρο της ασυμμετρίας της phase function σύμφωνα με την σχέση:

$$\gamma g = \int \Phi(\theta) cos\theta d\Omega$$

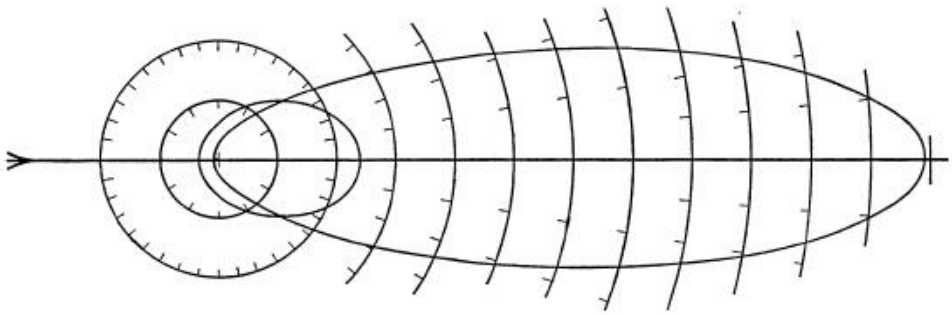
ενώ μπορεί να οριστεί και ως η μέση τιμή του cosθ : $g = \langle cos\theta \rangle$. Οι τιμές που μπορεί να πάρει είναι $-1 \leq g \leq 1$, Όταν το geίναι θετικό, τότε η σκέδαση είναι εμπρόσθια (δηλαδή οι γωνίες σκέδασης του φωτός είναι 0˚-90˚) , ενώ όταν παίρνει αρνητικές τιμές είναι οπίσθια (δηλαδή οι γωνίες σκέδασης του φωτός είναι 90˚-180˚). Ωστόσο, όπως ειπώθηκε και παραπάνω, η phase function μπορεί να θεωρηθεί ως μία συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας. Αυτό σημαίνει ότι υπάρχει πιθανότητα ένα φωτόνιο να σκεδαστεί προς τα πίσω αν g>0 και προς τα μπροστά αν g<0 , απλά είναι πολύ μικρή (όσο πλησιάζουμε στις ακραίες τιμές).

Μελετώντας τώρα τις ακραίες τιμές του g έχουμε ότι : αν g=1 τότε όλα τα φωτόνια με 100% πιθανότητα σκεδάζονται με γωνία σκέδασης 0˚. Αν g=0 τότε η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων που λαμβάνουμε είναι ένας κύκλος με κέντρο το σημείο της σκέδασης. Αυτό σημαίνει ότι ένα φωτόνιο που σκεδάζεται έχει ίσες πιθανότητες να σκεδαστεί σε οποιαδήποτε γωνία (ισοτροπική κατανομή). Τέλος , αν $g = -1$ τότε όλα τα φωτόνια οπισθοσκεδάζονται με πιθανότητα 100%.



Εικόνα 1.6: Η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων για τιμές του g -1,0,1 , ενώ γ=1

Στην παρούσα εργασία δεν θα ασχοληθούμε με αρνητικές τιμές του παράγοντα g, και αυτό διότι οι σκεδάσεις στις οποίες θα υπόκεινται τα φωτόνια της δέσμης θα υπακούουν στην θεωρία Mie. Σε αυτού του είδους την σκέδαση, το γ είναι ίσο με την μονάδα και το gπαίρνει τιμές από μηδέν έως και 1. Για διάφορες τιμές του gσε αυτήν την περιοχή τιμών , βλέπουμε ότι όσο πλησιάζουμε προς την τιμή g=1 , τόσο αυξάνεται η πιθανότητα τα φωτόνια να σκεδαστούν σε γωνία 0˚, ενώ η εμφάνιση των υπόλοιπων γωνιών γίνεται πολύ μικρή :



Διάγραμμα 1.6: Η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων για g≥0 και γ=1. Συγκεκριμένα, η κυκλική κατανομή είναι για g=0 , η επόμενη για g=1/3 και η επόμενη που είναι επικεντρωμένη γύρω από τις 0˚ είναι για g=2/3. Τα φωτόνια έρχονται από τα αριστερά, όπως δείχνει και το βελάκι (Πηγή: Henyey, L. G., Greenstein J. L., "Diffuse radiation in the Galaxy", Astrophysical Journal, vol. 93, p. 70-83, fig.3 (1941))

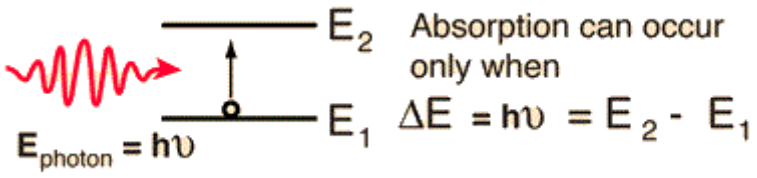
1.5: Απορρόφηση

Κατά την απορρόφηση, η ύλη πάνω στην οποία προσπίπτει ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα με αρχική ένταση (ενέργεια ανά μονάδα εμβαδού) I_0, απορροφά μέρος ή και το σύνολο της ενέργειας του κύματος. Η ενεργός διατομή του απορροφητή ορίζεται όπως και στην σκέδαση:

$$\boldsymbol{\sigma_a = \frac{P_{abs}}{I_0}}$$

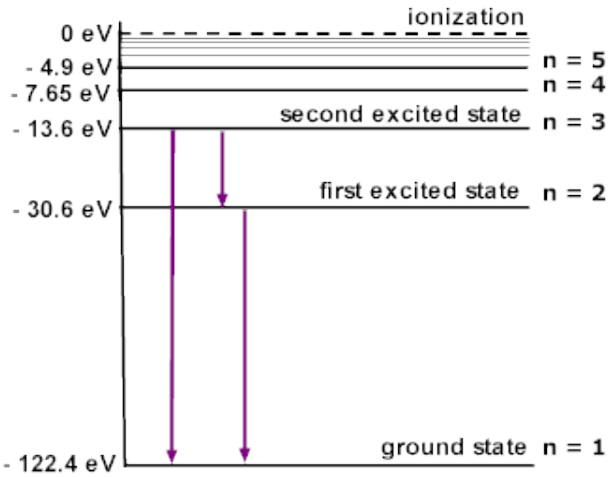
όπου σε αυτή την περίπτωση το P_{abs} είναι η ενέργεια του κύματος που απορροφήθηκε από την ύλη. Η απορροφούμενη ενέργεια μετατρέπεται σε εσωτερική ενέργεια του απορροφητή, ενώ στην συνέχεια είτε παραμένει μέρος της συνολικής ενέργειας του , είτε επανεκπέμπεται με την μορφή φωτονίων ή ως θερμότητα.

Μελετώντας την αλληλεπίδραση αυτή σε σωματιδιακό επίπεδο, η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία είναι μία δέσμη φωτονίων, ενώ η ύλη αποτελείται από πρωτόνια, νετρόνια και ηλεκτρόνια. Καθώς ένα φωτόνιο με ενέργεια $E = h \cdot \nu$ προσπίπτει πάνω σε κάποια από τα τρία αυτά θεμελιώδη σωματίδια της ύλης, θα απορροφηθεί μόνο αν η ενέργεια του είναι ίση με την διαφορά ΔΕ των ενεργειών οποιονδήποτε δύο ενεργειακών σταθμών του θεμελιώδους σωματιδίου.



Εικόνα 1.7: Απορρόφηση φωτονίου μόνο αν η ενέργεια του είναι ίση με την διαφορά ΔΕ των ενεργειών οποιονδήποτε δύο ενεργειακών σταθμών του σωματιδίου
(Πηγή: http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/mod5.html)

Η ενέργεια αυτή αυξάνει την εσωτερική ενέργεια του σωματιδίου μέσω της διέγερσης του. Αν αποδιεγερθεί τότε θα εκπέμψει φωτόνιο με ενέργεια Ε, όση η διαφορά ενέργειας ΔΕ της ενεργειακής στάθμης που βρισκόταν και αυτής που κατέληξε μετά την αποδιέγερση. Ωστόσο, δεν είναι απόλυτο ότι κατά την αποδιέγερση θα επανέλθει στην ενεργειακή στάθμη που βρισκόταν πριν την διέγερσή του , ή ακόμη και αν επανέλθει δεν είναι απόλυτο ότι θα εκπέμψει φωτόνιο με ενέργεια ίση με αυτή του φωτονίου που το διέγειρε. Και αυτό διότι μπορεί αρχικά να πέσει σε μία ενδιάμεση κατάσταση και στην συνέχεια σε αυτήν που ήταν αρχικά, άρα εκπέμπονται δύο φωτόνια με ενέργειες διαφορετικές με την ενέργεια του φωτονίου-διεγέρτη.



Εικόνα 1.8: Η αποδιέγερση του Li από την δεύτερη διεγερμένη στην βασική. Υπάρχουν δύο τρόποι: από την n=3 στην n=1 με εκπομπή ενός φωτονίου ενέργειας E=108,80 eV, και από την n=3 στην n=2 και έπειτα στην n=1 με εκπομπή δύο φωτονίων ενέργειας E_1=17 eV και E_2=91,80 eV αντίστοιχα. (Πηγή: http://dev.physicslab.org/document.aspx?doctype=3&filename=atomicnuclear_energyleveldiagrams.xml

Στην ειδική περίπτωση όπου μία δέσμη φωτονίων κινείται σε ένα μέσο , τότε υπάρχουν τρεις ποσότητες, οι οποίες χαρακτηρίζουν το μέσο αυτό, όσο αναφορά την απορρόφηση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Πιο συγκεκριμένα, δίνουν πληροφορίες για το πόσο συχνή είναι η απορρόφηση φωτονίων κατά την διάρκεια της διάδοσης τους στο μέσο.

Οι ποσότητες αυτές είναι:

- <u>Σταθερά απορρόφησης</u>

  Ορίζεται ως $\mu_\alpha = \rho \cdot \sigma_a$ όπου σ_a είναι η ενεργός διατομή του απορροφητή από τον οποίο αποτελείται ένα μέσο, και ρ η πυκνότητα τους στον όγκο του μέσου.

- <u>Μέση ελεύθερη διαδρομή</u>

  Ορίζεται ως $l_a = \frac{1}{\mu_\alpha}$ και είναι η μέση διαδρομή που διανύει ένα φωτόνιο στο μέσο πριν απορροφηθεί.

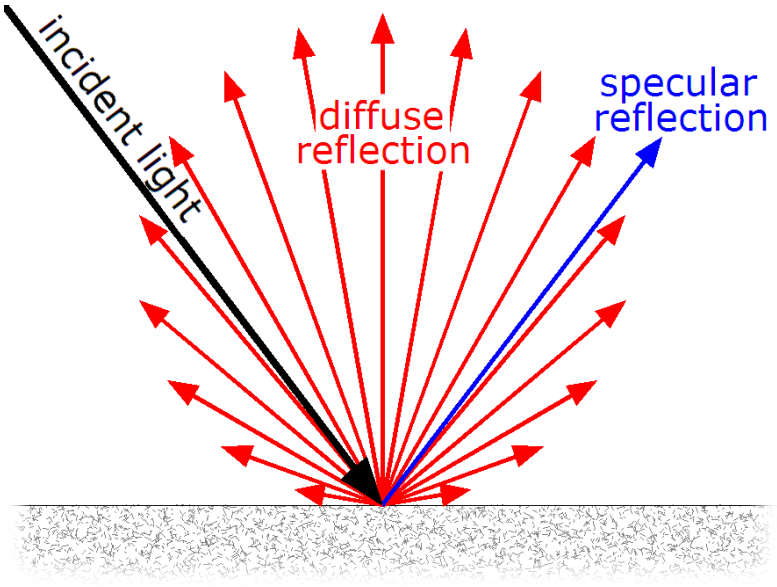
- <u>Beer-Lambert law ή αλλιώς ο νόμος της εξασθένησης</u>

Ορίζεται ως $I = I_0 \cdot e^{-\varepsilon_\lambda \cdot \alpha \cdot z}$ και είναι η ένταση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που εξέρχεται από ένα μέσο , όταν η αρχική ένταση της ήταν I_0. Το ε_λ είναι η σταθερά μοριακής εξασθένησης , α

είναι η μοριακή συγκέντρωση του μέσου και z είναι το μήκος που διανύει η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία μέσα στο μέσο μέχρι να εξέλθει από αυτό.

1.6: Διάχυση

Η διάχυση εμφανίζεται ως φαινόμενο σε πολλούς τομείς της Φυσικής αλλά και της Χημείας. Ωστόσο, στην παρούσα εργασία ασχολούμαστε με τις αλληλεπιδράσεις φωτός-ύλης, επομένως θα αναφερθούμε μόνο στην διάχυση του φωτός.



Εικόνα 1.9: Φαινόμενο της διάχυσης. Η μπλε ακτίνα είναι η μοναδική ανακλώμενη ακτίνα που θα πρόκυπτε αν η διαχωριστική επιφάνεια ήταν τελείως λεία. (Πηγή: Scott M. Juds, "Photoelectric sensors and controls: selection and application", p.29 (1988))

Διάχυση φωτός ονομάζεται το φαινόμενο κατά το οποίο η ανακλώμενη ακτίνα που προκύπτει μετά την πρόσπτωση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε διαχωριστική επιφάνεια δύο μέσων δεν είναι μοναδική αλλά προκύπτουν περισσότερες που κινούνται σε τυχαίες διευθύνσεις. Η εμφάνισή του φαινομένου αυτού οφείλεται στην ακανόνιστη μορφή της διαχωριστικής επιφάνειας. Είναι ένα φαινόμενο που συμβαίνει κατά κόρον στην καθημερινότητα μας αλλά και στην φύση διότι οι τέλειες ανακλαστικές επιφάνειες δεν απαντώνται πουθενά.

Το φαινόμενο αυτό, ωστόσο, δεν υφίσταται όταν μελετήσουμε την σωματιδιακή φύση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος. Σε αυτήν την περίπτωση , τα φωτόνια, καθώς κινούνται σε ένα μέσο, σκεδάζονται συνεχώς (σύμφωνα με την μέση ελεύθερη διαδρομή), και χωρίς να απορροφώνται, με αποτέλεσμα την αλλαγή διεύθυνσης κίνησης τους. Διάχυση φωτονίων είναι το φαινόμενο αλλαγής της διεύθυνσης κίνησης τους μέσα σε ένα μέσο λόγω πολλαπλών σκεδάσεων.

Στο φαινόμενο της διάχυσης δεν ορίσαμε κάποιες ποσότητες που να το περιγράφουν πιο αναλυτικά. Αυτό έγινε διότι , κυρίως, στην παρούσα εργασία η διάχυση φωτονίων (η διάχυση φωτός σε κυματικό επίπεδο δεν μελετάται καθόλου) εμπλέκεται στις αναλύσεις μας μόνο ως μία γωνία Δθ , που μεταβάλλει την διεύθυνση κίνησης των φωτονίων σε σχέση με την πορεία που ακολουθούν λόγω των φαινομένων της σκέδασης και της διάθλασης και αν δεν υπήρχε αυτή η επιπλέον γωνία. Ένας ακόμη λόγος που απουσιάζει κάποια ποσότητα που να περιγράφει μαθηματικά το φαινόμενο της διάχυσης είναι η δυσκολία με την οποία μπορούν να βρεθούν και να παρουσιασθούν τέτοιου είδους ποσότητες.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2ο

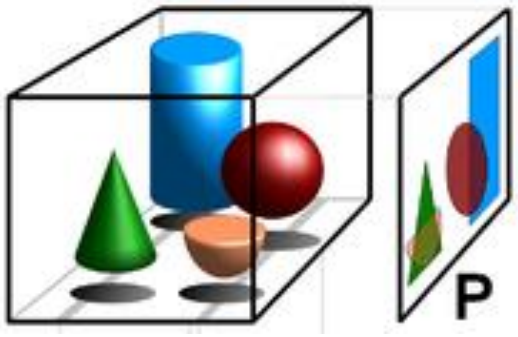
OCT: ΟΠΤΙΚΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΜΕ ΤΗΝ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ

ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ PhoSim

2.1: Οπτική Υπολογιστική Τομογραφία (OCT)

Η οπτική υπολογιστική τομογραφία είναι μια υπολογιστική μέθοδος απεικόνισης, εκμεταλλευόμενη τις αλληλεπιδράσεις φωτονίων-ύλης, στην ειδική περίπτωση όπου τα φωτόνια βρίσκονται κοντά στην περιοχή του ορατού (για αυτό δόθηκε αυτή η ονομασία), και συγκεκριμένα, για λόγους που θα δούμε παρακάτω, στην περιοχή NIR (near-infrared). Είναι μία μέθοδος όπου μπορεί να απεικονίσει ολόκληρο το αντικείμενο που επιθυμούμε με την χρήση προβολικών εικόνων, παράγοντας με αυτόν τον τρόπο μία τρισδιάστατη απεικόνισή του (τομογραφία).

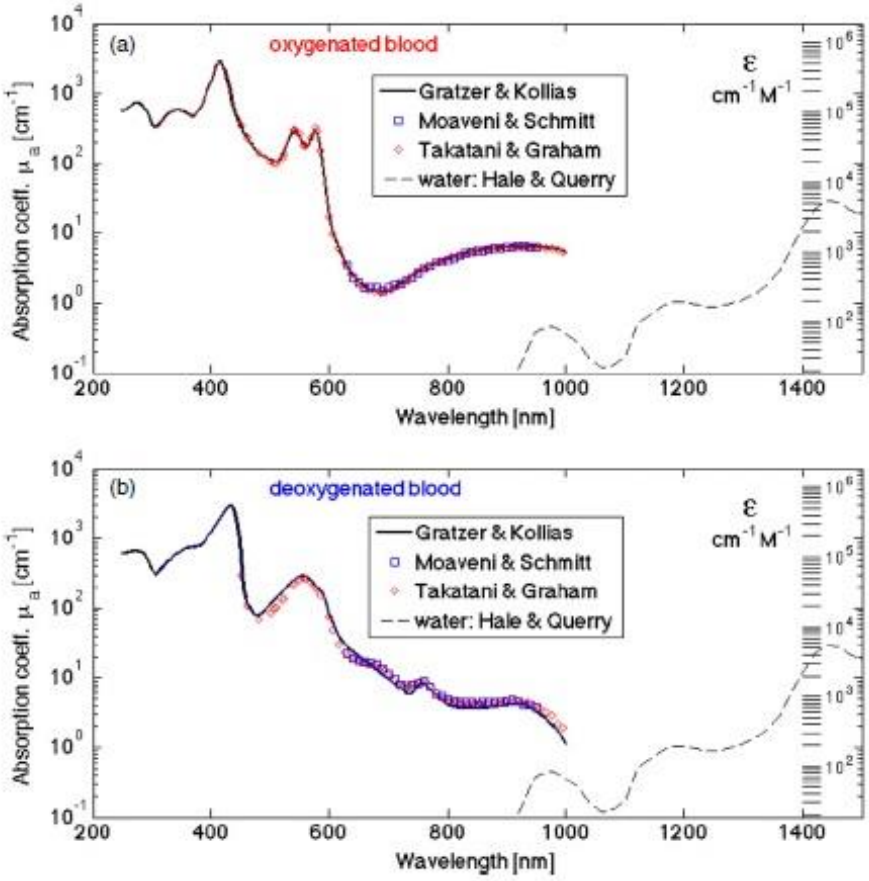


Εικόνα 2.1:Αν η εικόνα που λαμβάνουμε είναι μία προβολή των αντικειμένων σε ένα επίπεδο, τότε λαμβάνοντας προβολικές εικόνες σε διάφορα επίπεδα περιμετρικά των αντικειμένων καταφέρνω να δω πλήρως το εσωτερικό του χώρου που βρίσκονται τα αντικείμενα αυτά. Η μέθοδος αυτή λέγεται τομογραφία. (Πηγή: https://en.wikipedia.org/wiki/Tomography)

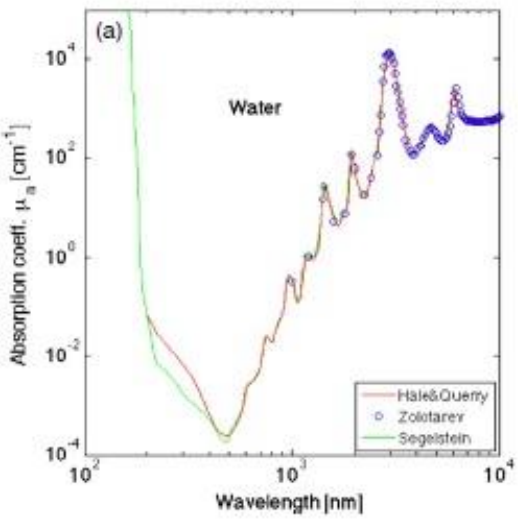
Ανήκει σε έναν ευρύτερο κλάδο της επιστήμης και της τεχνολογίας, στην Biomedical Photonics. Στις μεθόδους που ανήκουν σε αυτήν, γίνεται χρήση όλου του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος για ιατρικές εφαρμογές. Συγκεκριμένα, η Biomedical Photonics περιλαμβάνει την "γέννηση" και τον έλεγχο φωτονίων, καθώς και την εκμετάλλευση των αλληλεπιδράσεων αυτών με την ύλη, δηλαδή απορρόφηση, σκέδαση, διάχυση, εκπομπή και διάδοση.

Να σημειωθεί εδώ ότι από τις πιο διαδεδομένες τεχνικές απεικόνισης βιολογικού ιστού (SPECT,PET,CT), μόνο η CT ανήκει στην Biomedical Photonics. Και αυτό διότι στην μέθοδο αυτή , ακτίνες Χ παράγονται από μία πηγή και μετά από αλληλεπίδραση με τον ιστό , ανιχνεύονται. Στις άλλες δύο μεθόδους δεν έχουμε πηγή φωτός που μπορούμε να ελέγξουμε, αλλά ραδιενεργές πηγές οι οποίες εκπέμπουν προς όλες τις κατευθύνσεις (ανεξέλεγκτα φωτόνια).

Στην οπτική υπολογιστική τομογραφία διαθέτουμε μία πηγή η οποία εκπέμπει φωτόνια με μήκος κύματος 700-1300nm , δηλαδή στην περιοχή του NIR , περιοχή πολύ κοντά στο ορατό. Το γεγονός που μας οδήγησε στην χρήση φωτονίων αυτής της περιοχής , είναι το χαμηλό ποσοστό απορρόφησης ακτινοβολίας που εμφανίζει το νερό (το κυριότερο συστατικό των βιολογικών ιστών) καθώς και το αίμα σε αυτές τις ενέργειες:



Διαγράμματα 2.1 και 2.2: Ο συντελεστής απορρόφησης ακτινοβολίας οξυγονωμένου και αποξυγονωμένου αίματος συναρτήσει του μήκους κύματος της ακτινοβολίας, όπως αυτός μετρήθηκε από διάφορες ομάδες. (Πηγή: Steven L. Jacques, "Optical properties of biological tissues: a review", fig.10 (2013))



Διάγραμμα 2.3: Ο συντελεστής απορρόφησης ακτινοβολίας του νερού συναρτήσει του μήκους κύματος της ακτινοβολίας. Παρατηρείται η χαμηλή τιμή του στην περιοχή του near-infrared. (Πηγή: Steven L. Jacques, "Optical properties of biological tissues: a review", fig.11 (a) (2013))

Τα χαμηλά ποσοστά απορρόφησης φωτονίων που εμφανίζονται στην περιοχή 700-1300nm (NIR) μάς επιτρέπουν να θεωρούμε την απορρόφηση φωτονίων από το μέσο στο οποίο βρίσκονται τα αντικείμενα που θέλουμε να απεικονίσουμε, σπάνιο γεγονός. Με τον τρόπο αυτό εξασφαλίζεται μεγαλύτερος αριθμός αλληλεπιδράσεων των φωτονίων με το μέσο και με τα αντικείμενα στο εσωτερικό του, γεγονός που βοηθάει στην παραγωγή ευκρινέστερης εικόνας (διότι θα υπάρχουν περισσότερα φωτόνια που καταφέρνουν να φτάσουν στον ανιχνευτή).

2.2: Πρόγραμμα προσομοίωσης PhoSim

Στην παρούσα εργασία , η οπτική υπολογιστική τομογραφία θα μελετηθεί με την χρήση του προγράμματος PhoSim. Το πρόγραμμα αυτό έχει κατασκευαστεί και αναπτυχθεί στο "Gate", ένα λογισμικό που έχει αναπτυχθεί από την "International OpenGate Collaboration" και ο σκοπός του είναι οι αριθμητικές προσομοιώσεις στην ιατρική απεικόνιση και στην ραδιοθεραπεία. Με το λογισμικό αυτό μπορούν να κατασκευαστούν προσομοιώσεις PET, SPECT καθώς και CT. Βασίζεται, λοιπόν, αποκλειστικά στην αλληλεπίδραση η/μ ακτινοβολίας-ύλης.

Το PhoSim διαθέτει ένα input αρχείο εντολών μέσω του οποίου ορίζονται τα χαρακτηριστικά πηγής, χώρου και phantoms(αντικείμενα που τοποθετούμε στον χώρο με σκοπό την απεικόνισή τους). Οι εντολές έχουν καθορισμένη θέση σε αυτό το αρχείο, θέσεις που καθορίζονται από την παρακάτω εικόνα:

<table>
<tr><th colspan="10">PhoSim.inp</th></tr>
<tr><td></td><td>XX(1)</td><td>XX(2)</td><td>YY(1)</td><td>YY(2)</td><td>ZZ(1)</td><td>ZZ(2)</td><td colspan="2"></td><td>Medium Dimensions</td></tr>
<tr><td>N-Src</td><td colspan="8"></td><td>Sources Number</td></tr>
<tr><td>N-TYPE=1</td><td>X_s(min)</td><td>X_s(max)</td><td>Y_s(min)</td><td>Y_s(max)</td><td>Z_s(min)</td><td>Z_s(max)</td><td>0.0</td><td>I (Relative Intensity)</td><td rowspan="2">Type of Sources
NTYPE=1 for Parallelogram
NTYPE=2 for Spherical</td></tr>
<tr><td>N-TYPE=2</td><td>X_s</td><td>Y_s</td><td>Z_s</td><td>R(min)</td><td>R(max)</td><td>0.0</td><td>0.0</td><td>I (Relative Intensity)</td></tr>
<tr><td>N-Pha</td><td colspan="8"></td><td>Number of Phantoms</td></tr>
<tr><td>N=2</td><td>Xp</td><td>Yp</td><td>Zp</td><td>0.0</td><td>R(max)</td><td>S_La
Sphere's Absorption Length</td><td>0.0</td><td>Δθ
Sphere's Diffuseness</td><td>Only Spherical Phantoms</td></tr>
<tr><td rowspan="4"></td><td>The_0
Source Emittance</td><td>R_Idx
Refractive Index</td><td>Scat-G
H-G Average Cosine</td><td></td><td colspan="4" rowspan="4"></td><td rowspan="4">IDBG
O=Nothing
1=Small Table
2=Large Table
-N=Stores Coordinates of the N First Points

IFate_F
1= Detected
2= Absorbed by Medium
3= Escaped
4= Absorbed by Phantom</td></tr>
<tr><td>Scat_L
Medium's Scattering Length</td><td>Scat_S
Scattering Length's Uncertainty</td><td>Absr_L
Medium's Absorption Length</td><td>Absr_S
Absorption Length's Uncertainty</td></tr>
<tr><td>NTOT
Initial Photon Number</td><td>ISeed
Negative seed Number</td><td>IRUN
Times to Rerun the Simulation</td><td>IDBG
Debug Mode
→→→</td></tr>
<tr><td>IFate_F
Stores Only Photons of a Certain Fate
→→→</td><td>XL_F
Stop Tracking Photons Above a Certain Length</td><td colspan="2"></td></tr>
<tr><td>output.rz</td><td colspan="9"></td></tr>
</table>

Εικόνα 2.2: Οι εντολές που υπάρχουν στο input αρχείο του PhoSim. Μέσω του καθορισμού αυτών των μεταβλητών , θα γίνουν στο επόμενο κεφάλαιο μία πληθώρα προσομοιώσεων

Αναλυτικότερα, οι εντολές χωρίζονται στις εξής κατηγορίες:

Μέσο

Η πρώτη σειρά εντολών αφορά το μέσο μέσα στο οποίο βρίσκονται τα αντικείμενα (που θέλουμε να απεικονίσουμε) και η πηγή των φωτονίων. Συγκεκριμένα, μέσω των συντεταγμένων ορίζονται τα όρια του μέσου, ενώ η συντεταγμένη ZZ(2) ορίζει και την θέση του ανιχνευτή , μέσω του οποίου λαμβάνουμε την προβολική εικόνα των αντικειμένων που υπάρχουν στο μέσο.

Να σημειωθεί εδώ ότι οποιαδήποτε φωτόνια διαφύγουν από τα όρια του μέσου όπως αυτά έχουν καθοριστεί από την πρώτη σειρά εντολών του προγράμματος, λόγω αλληλεπίδρασης είτε με το μέσο είτε με phantoms, σταματάει άμεσα η μελέτη της πορείας τους.

Πηγή

Στην δεύτερη και τρίτη σειρά εντολών ορίζεται η πηγή των φωτονίων. Αρχικά , στην δεύτερη σειρά ορίζουμε τον αριθμό των πηγών, και στην συνέχεια , ανάλογα με το είδος της πηγής (1 για παραλληλόγραμμη πηγή και 2 για σφαιρική), ορίζουμε και τις διαστάσεις της καθώς και την θέση της στο εσωτερικό του μέσου.

Phantom

Κατόπιν, στην τέταρτη σειρά εντολών ορίζουμε τον αριθμό των αντικειμένων που βρίσκονται στο μέσο , και στην συνέχεια , ορίζονται τα χαρακτηριστικά τους. Ωστόσο, προς το παρόν, μπορούν να τοποθετηθούν μόνο σφαιρικά phantoms. Επομένως τα χαρακτηριστικά που θα περιλαμβάνονται είναι κατά σειρά: οι συντεταγμένες των θέσεων των phantoms μέσα στο μέσο, οι ακτίνες τους (αφού αναφερόμαστε μόνο σε σφαιρικά phantoms), το μήκος απορρόφησης (πόση απόσταση μπορεί να διανύσει ένα φωτόνιο μέσα στο phantom μέχρι να απορροφηθεί πλήρως) , και τέλος, η διαχυτότητα της σφαίρας (ορίστηκε στο 1.6).

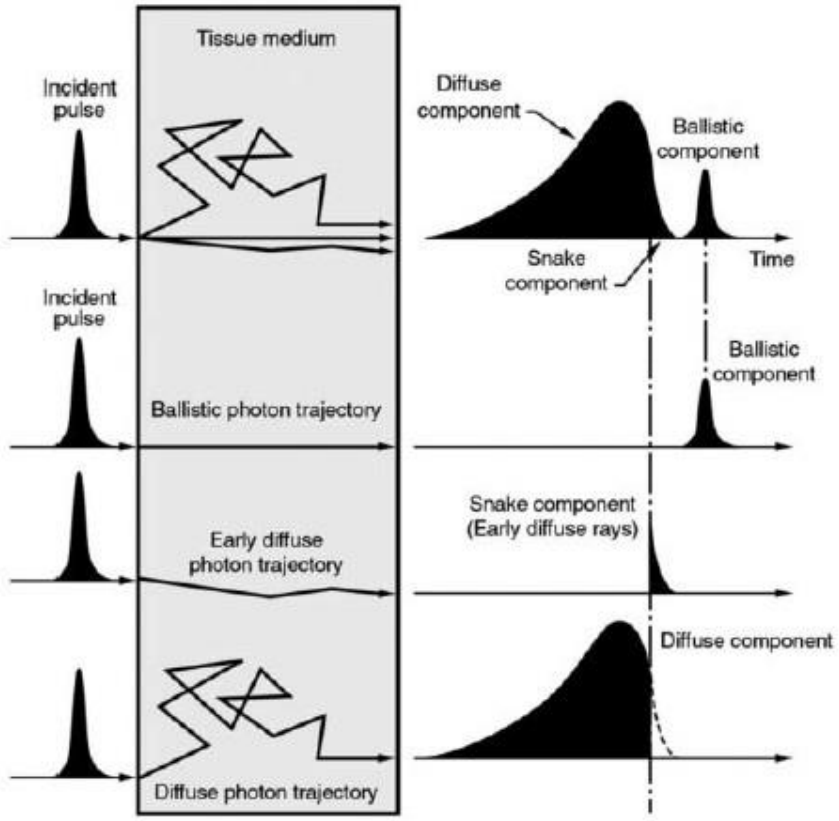
Χαρακτηριστικά μέσου και πηγής

Στο τελευταίο κομμάτι εντολών ορίζονται κάποια χαρακτηριστικά του μέσου και της πηγής. Κατά σειράν έχουμε, την γωνία εκπομπής των φωτονίων από την πηγή (στην περίπτωση που έχουμε παραλληλόγραμμη πηγή η γωνία αυτή ορίζεται μεταξύ της διεύθυνσης εκπομπής των φωτονίων και του άξονα που είναι κάθετος στο επίπεδο της πηγής , ενώ στην περίπτωση που έχουμε σφαιρική πηγή ορίζεται ως η γωνιακή απόκλιση της διεύθυνσης εκπομπής των φωτονίων από τις ευθείες που περνούν από το κέντρο της σφαίρας), τον δείκτη διάθλασης του μέσου καθώς και τον παράγοντα ανισοτροπίας g (που ορίζεται ως η μέση τιμή του συνημίτονου των γωνιών σκέδασης ενός φωτονίου καθώς αυτό κινείται μέσα στο μέσο). Στην συνέχεια ακολουθούν , το μήκος σκέδασης του μέσου (η απόσταση που διανύει ένα φωτόνιο μεταξύ δύο διαδοχικών σκεδάσεών του) καθώς και η αβεβαιότητα της τιμής αυτής, το μήκος απορρόφησης του μέσου (πόση απόσταση μπορεί να διανύσει ένα φωτόνιο μέσα στο μέσο μέχρι να απορροφηθεί πλήρως) και η αβεβαιότητά του.

Ακόμη, στις δύο τελευταίες σειρές εντολών ορίζονται μερικά ακόμη χαρακτηριστικά για την πηγή φωτονίων αλλά κυρίως ορίζονται στοιχεία που αφορούν την προσομοίωση και τα δεδομένα που καταγράφονται. Συγκεκριμένα, στην προτελευταία σειρά εντολών ορίζονται κατά σειράν, ο αριθμός των φωτονίων που θα εκπέμπει η πηγή, η μείωση του αριθμού αυτού κάθε φορά που η προσομοίωση θα πραγματοποιείται ξανά, και τέλος, ο αριθμός των "τρεξιμάτων" της προσομοίωσης με τις εντολές που έχουμε ορίσει.

Φίλτρα καταγραφής δεδομένων

Η πηγή εκπέμπει έναν συγκεκριμένο αριθμό φωτονίων, το σύνολο των οποίων δεν φτάνει στον ανιχνευτή. Η αλληλεπίδραση τους με το μέσο και με τα phantoms που έχουν τοποθετηθεί μέσα στον χώρο , αναγκάζουν έναν πολύ μεγάλο αριθμό φωτονίων να αποκλίνουν από την αρχική τους διεύθυνση κίνησης και να διαφύγουν από τον χώρο που έχουμε ορίσει. Ακόμη, υπάρχουν και φωτόνια (ανάλογα με τις ιδιότητες του μέσου και των phantoms) όπου απορροφώνται από την ύλη πριν καταφέρουν να φτάσουν στον ανιχνευτή. Επομένως, το πρώτο "φίλτρο" καταγραφής δεδομένων είναι η εντολή IFate_F που αναφέρεται στο είδος των φωτονίων που καταγράφονται, ανάλογα με την τελική τους θέση. Οι τιμές που μπορεί να πάρει είναι πέντε, 1 για αυτά που έφτασαν στον ανιχνευτή, 2 για αυτά που απορροφήθηκαν από το μέσο, 3 για αυτά που διέφυγαν από τα όρια του μέσου, 4 για αυτά που απορροφήθηκαν από τα phantoms και το μέσο, και 0 για όλα τα προηγούμενα μαζί.



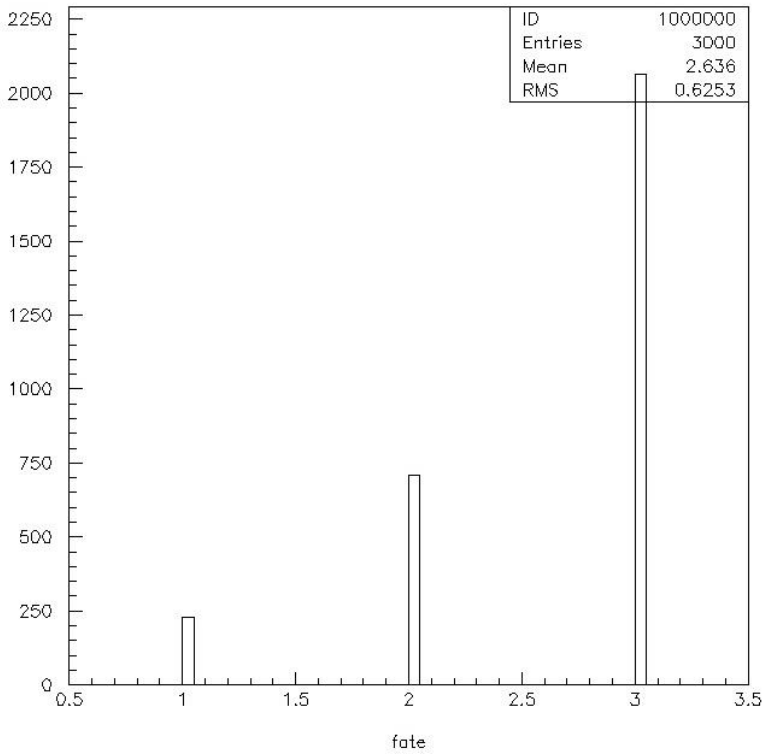
Εικόνα 2.3: Το μονοπάτι των ανιχνεύσιμων φωτονίων μέσα σε ένα μέσο. Υπάρχουν τριών ειδών μονοπάτια, ανάλογα με τον αριθμό και το είδος των αλληλεπιδράσεων φωτονίου-ύλης. Στην οπτική τομογραφία γίνεται χρονική επιλογή των φωτονίων που θα καταγραφούν, και συγκεκριμένα επιλέγονται τα ballistic photons. (Πηγή: Tuan Vo-Dinh, "Biomedical Photonics: Handbook", fig.2.15 (2003))

Τα ανιχνεύσιμα φωτόνια είναι τα φωτόνια που εκπέμφθηκαν από την πηγή , διέσχισαν το μέσο αλληλεπιδρώντας με την ύλη , και τελικά έφτασαν στον ανιχνευτή. Όπως είναι προφανές, ο χρόνος πτήσης (time of flight), δηλαδή ο χρόνος που χρειάζεται ένα φωτόνιο να διανύσει την απόσταση πηγής-ανιχνευτή, διαφέρει για κάθε φωτόνιο, ανάλογα με το είδος και τον αριθμό των αλληλεπιδράσεων του με την ύλη. Τα φωτόνια που φτάνουν στον ανιχνευτή στον λιγότερο δυνατό χρόνο ονομάζονται ballistic photons και είναι τα φωτόνια τα οποία ακολουθούν σχεδόν ευθύγραμμη πορεία μέσα στον χώρο μέχρι να ανιχνευθούν (ελάχιστη έως και μηδενική αλληλεπίδραση με την ύλη). Τα επόμενα, χρονικά, φωτόνια που καταφτάνουν στον ανιχνευτή ονομάζονται early diffuse photons και είναι τα φωτόνια όπου η αλληλεπίδρασή τους με την ύλη ήταν ελάχιστη, ωστόσο ικανή ώστε να μεταβάλει (έστω και ελάχιστα) την διεύθυνση κίνησής τους στον χώρο. Τέλος, υπάρχουν και τα φωτόνια τα οποία καταφέρνουν να φτάσουν στον ανιχνευτή μετά από μεγάλο χρόνο πτήσης, λόγω αλλεπάλληλων αλληλεπιδράσεων με την ύλη. Τα φωτόνια αυτά ονομάζονται diffuse photons, διότι η διεύθυνση τους κατά την κίνησή τους μέσα στο χώρο μεταβάλλεται συνεχώς με αποτέλεσμα να διαχέονται.

Επομένως, ένα ακόμη σημαντικό "φίλτρο" καταγραφής δεδομένων είναι η επιλογή των φωτονίων που θα καταγραφούν με κριτήριο τον χρόνο πτήσης τους μέσα στον χώρο που έχει οριστεί. Η εντολή που κάνει αυτού του είδους το "φιλτράρισμα" είναι το XL_F. Ορίζοντας την τιμή αυτής της μεταβλητής, καταγράφονται μόνο τα φωτόνια που έφτασαν στον ανιχνευτή σε χρόνο ίσο ή λιγότερο από την τιμή της μεταβλητής αυτής.

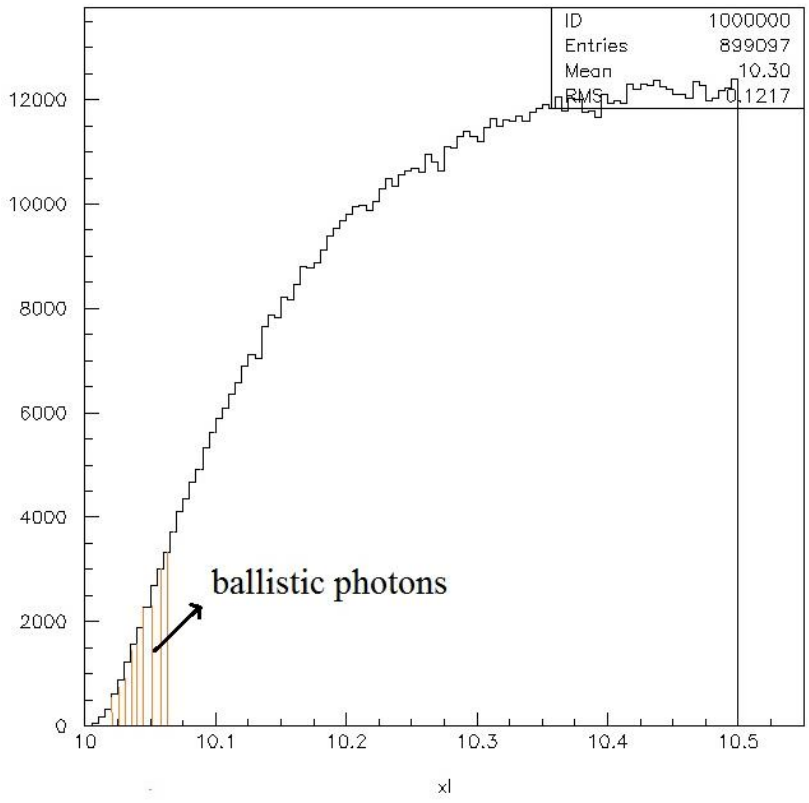
Στην οπτική τομογραφία , τα φωτόνια που επιλέγουμε να καταγράφει το σύστημα είναι τα ballistic photons. Η επιλογή αυτών των φωτονίων έγκειται στην ιδιότητά τους να αποκλίνουν ελάχιστα έως και καθόλου από το σημείο εκπομπής τους. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η απουσία ανιχνεύσιμων βαλλιστικών φωτονίων σε κάποιες περιοχές να υποδεικνύει την ύπαρξη ύλης με την οποία φωτόνια αλληλεπίδρασαν και για αυτό τον λόγο καθυστέρησαν να φτάσουν στον ανιχνευτή και δεν καταγράφηκαν. Με τον τρόπο αυτό λαμβάνεται η προβολική εικόνα του χώρου που επιθυμούμε να απεικονίσουμε.

Όπως θα δούμε και στις προσομοιώσεις στο επόμενο κεφάλαιο, τα φωτόνια που ανιχνεύονται είναι πολύ λίγα σε σχέση με το σύνολο των φωτονίων που εκπέμπονται από την πηγή. Στο παρακάτω διάγραμμα βλέπουμε τον αριθμό των φωτονίων για κάθε τιμή του IFate_F, σε μία προσομοίωση όπου το μέσον έχει περίπου τις ίδιες ιδιότητες με το αίμα, ενώ στο εσωτερικό του έχει τοποθετηθεί ένα σφαιρικό phantom. Τα περισσότερα φωτόνια ανήκουν στην τιμή 3 , δηλαδή έχουν διαφύγει από τον χώρο που έχει οριστεί, ενώ τα φωτόνια που έχουν καταφέρει να φτάσουν στον ανιχνευτή (τιμή 1 του IFate_F) είναι πολύ λίγα.



Διάγραμμα 2.4: Ο αριθμός των φωτονίων συναρτήσει του IFate_F. Το μέσον έχει παράμετρο ανισοτροπίας g=0.8 ενώ το phantom είναι σφαιρικό και με δείκτη διάθλασης n=1

Ωστόσο, όπως επισημάνθηκε παραπάνω, στην οπτική τομογραφία , τα φωτόνια που επιλέγουμε να καταγράφει το σύστημα είναι τα ballistic photons. Στο παρακάτω διάγραμμα παρατηρείται ο αριθμός των ανιχνεύσιμων φωτονίων για κάθε τιμή του XL_F. Τα βαλλιστικά φωτόνια είναι ένα μικρό κομμάτι αυτού του διαγράμματος. Επομένως, τα φωτόνια που καταγράφονται και χρησιμοποιούνται για την παραγωγή της προβολικής εικόνας είναι πολύ λίγα σε σχέση με τον αριθμό των φωτονίων που εκπέμπονται από την πηγή. Ο λόγος αυτών προς τον συνολικό αριθμό φωτονίων που εκπέμπονται από την πηγή είναι η απόδοση της προσομοίωσης και κατ' επέκταση της απεικονιστικής αυτής μεθόδου.



Διάγραμμα 2.5: Ο αριθμός των ανιχνεύσιμων φωτονίων συναρτήσει του XL_F , σε προσομοίωση όπου το μέσον έχει παράμετρο ανισοτροπίας g=0.8, και στο εσωτερικό του έχει ένα σφαιρικό phantom με δείκτη διάθλασης n=1

2.3: Διαδικασία προσομοίωσης: Tracking photons

Το PhoSim εκμεταλλεύεται τις αλληλεπιδράσεις των φωτονίων με την ύλη με σκοπό την απεικόνιση του εσωτερικού του μέσου, και κυριότερα την απεικόνιση αντικειμένων που βρίσκονται σε αυτό. Όμως οι αλληλεπιδράσεις φωτονίων-ύλης είναι πιθανοκρατικά γεγονότα (σε κάθε γεγονός το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης δεν είναι απόλυτο αλλά υπάρχει ένα πλήθος εκβάσεων που το καθένα χαρακτηρίζεται από μία πιθανότητα εμφάνισης). Επομένως, η προσπάθεια καταγραφής όλης της πορείας των φωτονίων μέχρι την ανίχνευσή τους ή την απορρόφησή τους ή την διαφυγή τους από το μέσο είναι αρκετά δύσκολη. Το πρόβλημα αυτό λύνεται με την βοήθεια της μεθόδου Monte Carlo.

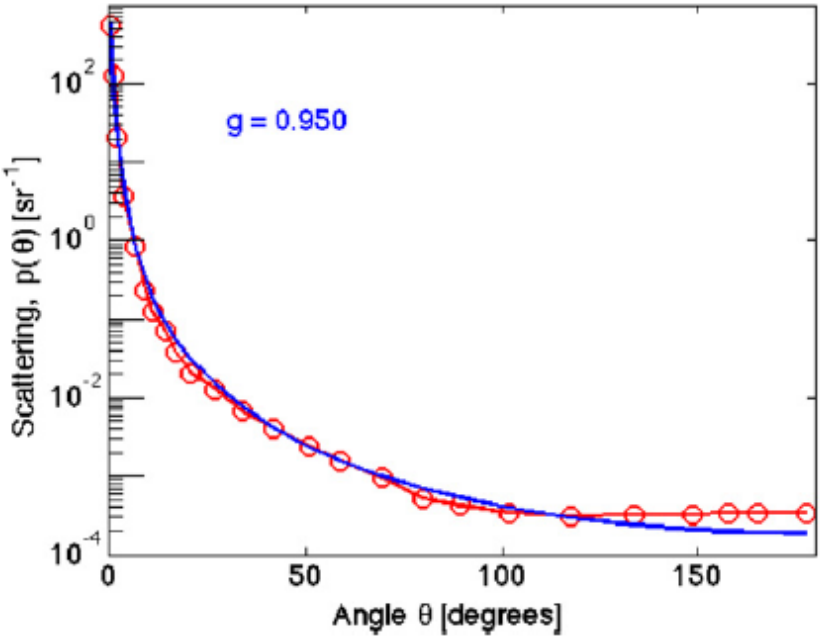
Η μέθοδος Monte Carlo (ή προσομοίωση Monte Carlo) είναι μία στοχαστική διαδικασία όπου με την χρήση τυχαίων αριθμών που παράγονται από μία γεννήτρια ψευδοτυχαίων αριθμών (random generator) προσπαθούμε να λύσουμε ένα πρόβλημα του οποίου τα διάφορα αποτελέσματα του χαρακτηρίζονται από μία πιθανότητα εμφάνισης το καθένα. Για να περιγραφεί καλύτερα η χρησιμότητα της μεθόδου αυτής στο πρόγραμμα PhoSim, θα περιγράψουμε την πορεία που ακολουθεί ένα φωτόνιο από την στιγμή που θα εκπεμφθεί από την πηγή μέχρι την στιγμή που θα ανιχνευθεί ή θα απορροφηθεί ή θα διαφύγει από το μέσο:

Εκπομπή φωτονίου από την πηγή

Το φωτόνιο εκπέμπεται από την πηγή με διεύθυνση που ορίζεται από την γωνία εκπομπής των φωτονίων από την πηγή, μία εντολή που έχει δοθεί στο input αρχείο του PhoSim (αναλύθηκε προηγουμένως). Σε όλες τις προσομοιώσεις που πραγματοποιούνται στην παρούσα εργασία η πηγή είναι παραλληλόγραμμη και η γωνία αυτή είναι μηδενική, δηλαδή η διεύθυνση εκπομπής των φωτονίων είναι κάθετη στο επίπεδο της πηγής.

Αλληλεπίδραση φωτονίου-μέσου

Καθώς το φωτόνιο κινείται στο μέσο, όταν η απόσταση που έχει διανύσει είναι ίση με το μήκος σκέδασης (μήκος που ορίστηκε στο input αρχείο εντολών (έκτη σειρά εντολών)) τότε λαμβάνει χώρα η σκέδαση του φωτονίου από το μέσο. Η σκέδαση αυτή χαρακτηρίζεται από την Henyey-Greenstein phase function, η οποία μας δίνει την γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων φωτονίων:



Διάγραμμα 2.6: Η Henyey-Greenstein phase function για παράγοντα ανισοτροπίας g=0.950 (μπλε διάγραμμα). Από το υποκεφάλαιο 1.6 είναι γνωστό ότι όσο το g πλησιάζει την τιμή 1 τόσα περισσότερα φωτόνια σκεδάζονται σε μηδενικές γωνίες και όσο το g πλησιάζει το 0 , τόσα περισσότερα φωτόνια σκεδάζονται σε γωνίες κοντά στις 180°. Το κόκκινο διάγραμμα είναι τα πειραματικά αποτελέσματα για σκέδαση φωτονίων με μήκος κύματος 633nm από κύτταρα (Xu et al (2008)) (Πηγή: Steven L. Jacques, "Optical properties of biological tissues: a review", fig.7 (2013))

Παρατηρείται ότι η γωνία σκέδασης του φωτονίου μπορεί να πάρει οποιαδήποτε τιμή από 0 έως και 180 με κάποια πιθανότητα εμφάνισης για κάθε γωνία. Επομένως, σε αυτό το σημείο χρειαζόμαστε την μέθοδο Monte Carlo για να βρούμε σε ποια γωνία θα σκεδαστεί τα φωτόνιο.

Έχουμε στην διάθεσή μας δύο γεννήτριες ψευδοτυχαίων αριθμών οι οποίες μπορούν να παράγουν τυχαίους αριθμούς από το 0 έως και το 1. Αντιστοιχούμε κάθε τιμή του άξονα χ της Henyey-Greenstein phase function με μία τιμή από το 0 έως και το 1 της πρώτης γεννήτριας, και αντίστοιχα κάνουμε το ίδιο και με τον άξονα y για την δεύτερη γεννήτρια. "Ενεργοποιούμε" τις γεννήτριες ψευδοτυχαίων αριθμών και αυτές παράγουν ένα ζεύγος τιμών. Βρίσκοντας στον άξονα x-y το σημείο που αντιστοιχεί στο παραγόμενο ζεύγος τιμών, μπορεί το πρόγραμμα να αποφανθεί αν το φωτόνιο σκεδάστηκε και σε ποια γωνία.

Συγκεκριμένα, αν το σημείο αυτό βρίσκεται πάνω από το διάγραμμα τότε η σκέδαση δεν πραγματοποιήθηκε και το φωτόνιο συνεχίζει την πορεία του χωρίς να αλληλεπιδράσει με το μέσο. Αν όμως το ζεύγος τιμών που παράχθηκε αντιστοιχεί σε σημείο που βρίσκεται κάτω από την Henyey-Greenstein phase function τότε η σκέδαση πραγματοποιήθηκε και η γωνία σκέδασης ορίζεται από την θέση του σημείου αυτού σε σχέση με τον άξονα x.

Μετά την σκέδαση (ή μη) του φωτονίου, η διεύθυνση κίνησης του μεταβλήθηκε. Η μετέπειτα πορεία του εξαρτάται από πολλούς παράγοντες:

- Αν η απόσταση που έχει διανύσει μετά την σκέδαση (ή μη) από το μέσο, είναι ίση με το μήκος σκέδασης όπως αυτό έχει οριστεί στο αρχείο εντολών του προγράμματος και δεν συναντήσει κάποιο phantom, τότε επαναλαμβάνεται η παραπάνω διαδικασία.

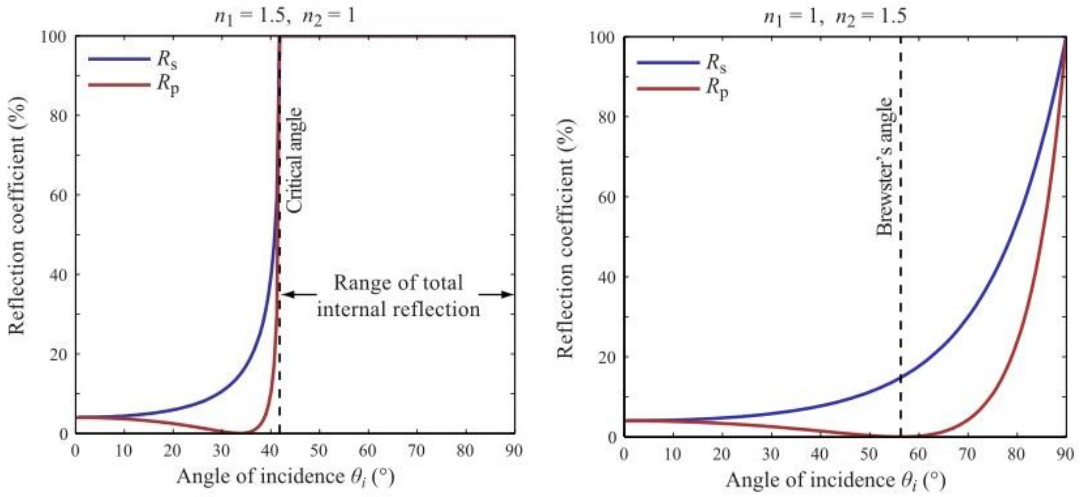
- Αν η απόσταση που έχει διανύσει από το σημείο εκπομπής του μέχρι την δεύτερη σκέδασή του είναι ίση με το μήκος απορρόφησης όπως αυτό έχει οριστεί στο αρχείο εντολών τότε το φωτόνιο απορροφάται από το μέσο. Ωστόσο, αναφερόμαστε σε φωτόνια που ανήκουν στην NIR περιοχή. Επομένως, η απορρόφηση από το μέσο (θεωρώντας ότι αυτό είναι βιολογικός ιστός) είναι ένα γεγονός που συμβαίνει πολύ σπάνια. Για τον λόγο αυτό, το μήκος απορρόφησης είναι συνήθως πολύ μεγάλο (μεγαλύτερο από την απόσταση πηγής-ανιχνευτή) έτσι ώστε τα φωτόνια να αλληλεπιδρούν αρκετές φορές με το μέσο και με τα διάφορα phantoms που βρίσκονται μέσα σε αυτό, πριν απορροφηθούν.

- Αν στην απόσταση μεταξύ της πρώτης και της δεύτερης σκέδασης (ή γενικά μεταξύ δύο διαδοχικών σκεδάσεων του από το μέσο) συναντήσει κάποιο phantom τότε θα αλληλεπιδράσει με αυτό.

Αλληλεπίδραση φωτονίου-phantom

Η αλληλεπίδραση ενός φωτονίου με ένα phantom περιλαμβάνει είτε την ανάκλαση του από την επιφάνεια του phantom είτε την διάθλασή του και κατ' επέκταση την διείσδυση του στο εσωτερικό αυτού. Τα δύο αυτά είδη αλληλεπίδρασης χαρακτηρίζονται από πιθανότητες να συμβούν. Όπως η

σκέδαση χαρακτηρίζεται από την Henyey-Greenstein phase function , έτσι και η διάθλαση ή ανάκλαση φωτονίου λόγω αλληλεπίδρασής του με ένα phantom χαρακτηρίζεται από τις εξισώσεις Fresnel:



Διαγράμματα 2.7 και 2.8: Παραδείγματα γραφικών παραστάσεων των εξισώσεων Fresnel για δείκτη διάθλασης μέσου ίσο με 1,5 και phantom 1 (αριστερά), και για δείκτη διάθλασης μέσου 1 και phantom 1,5 (δεξιά) (Πηγή: https://en.wikipedia.org/wiki/Fresnel_equations)

Ωστόσο υπάρχει μία διαφορά με την σκέδαση. Σε αυτήν την αλληλεπίδραση, ο άξονας x είναι η γωνία με την οποία προσπίπτει το φωτόνιο πάνω στο phantom, γωνία που είναι γνωστή αφού η μέχρι τώρα πορεία του φωτονίου έχει καταγραφεί αναλυτικά. Επομένως, χρειαζόμαστε μόνο μία γεννήτρια ψευδοτυχαίων αριθμών η οποία παράγει τυχαίους αριθμούς από το 0 έως και το 1, και κάθε τιμή της αντιστοιχεί στις τιμές του άξονα y του διαγράμματος που χαρακτηρίζει την αλληλεπίδραση (το ποιο διάγραμμα θα χρησιμοποιηθεί εξαρτάται αν το phantom έχει δείκτη διάθλασης μικρότερο ή μεγαλύτερο από τον αντίστοιχο του μέσου). "Ενεργοποιώντας" την γεννήτρια ψευδοτυχαίων αριθμών και σε συνδυασμό με την γωνία πρόσπτωσης που είναι γνωστή, παράγεται ένα ζεύγος τιμών. Το ζεύγος αυτό αντιστοιχεί σε ένα σημείο πάνω στο επίπεδο x-y. Αν το σημείο αυτό βρίσκεται κάτω από το διάγραμμα τότε το φωτόνιο ανακλάται (ο άξονας y αναφέρεται σε ανάκλαση επομένως οποιοδήποτε σημείο βρίσκεται κάτω από αυτό σημαίνει ότι το φωτόνιο ανακλάται), ενώ αν βρίσκεται πάνω από το διάγραμμα τότε διαθλάται με γωνία που υπολογίζεται μέσω του νόμου του Snell.

Η μετέπειτα πορεία του φωτονίου εξαρτάται από τους εξής παράγοντες:

- Αν η απόσταση που διανύσει το φωτόνιο μέχρι να συναντήσει την διαχωριστική επιφάνεια phantom-μέσου (για δεύτερη φορά) είναι μικρότερη από το μήκος απορρόφησης του phantom που έχει οριστεί στην σειρά εντολών που αφορά τα χαρακτηριστικά του phantom, τότε το φωτόνιο μπορεί να ανακλαστεί ή να διαθλασθεί. Η διαδικασία που ακολουθείται είναι η ίδια με προηγουμένως με την διαφορά ότι τώρα το διάγραμμα που θα χρησιμοποιηθεί δεν θα είναι το ίδιο με πριν. Δηλαδή αν πριν χρησιμοποιήθηκε το διάγραμμα που αναφέρεται σε μετάβαση

φωτονίου σε μέσο με δείκτη διάθλασης μεγαλύτερο από τον δείκτη διάθλασης του μέσου στο οποίου βρισκόταν αρχικά το φωτόνιο, τώρα θα χρησιμοποιηθεί το διάγραμμα που αναφέρεται σε μετάβαση φωτονίου σε μέσο με μικρότερο δείκτη διάθλασης από αυτόν που έχει το μέσο στο οποίο κινείται το φωτόνιο.

- Αν η απόσταση που διανύσει το φωτόνιο μέχρι να συναντήσει την διαχωριστική επιφάνεια phantom-μέσου (για δεύτερη φορά) είναι μεγαλύτερη από το μήκος απορρόφησης του phantom που έχει οριστεί στην σειρά εντολών που αφορά τα χαρακτηριστικά του phantom, τότε το φωτόνιο απορροφάται από το μέσο.

- Αν το φωτόνιο, μετά την πρόσπτωσή του για δεύτερη φορά στην διαχωριστική επιφάνεια phantom-μέσου, διαθλαστεί, τότε μεταβαίνει ξανά στο μέσο και ακολουθούνται οι διαδικασίες που περιγράφηκαν προηγουμένως. Αν όμως ανακλαστεί τότε παραμένει στο εσωτερικό του phantom. Σε αυτήν την περίπτωση, αν η απόσταση που έχει διανύσει από την στιγμή που εισήλθε σε αυτό μέχρι να συναντήσει για τρίτη φορά την διαχωριστική επιφάνεια μέσου-phantom είναι ίση ή μεγαλύτερη από το μήκος απορρόφησης τότε το φωτόνιο απορροφάται από το phantom. Αν όμως φτάσει για τρίτη φορά στην διαχωριστική επιφάνεια μέσου-phantom διανύοντας συνολικά μέσα σε αυτό απόσταση μικρότερη από το μήκος απορρόφησης τότε ακολουθείται η ίδια διαδικασία για να αποφανθούμε αν το φωτόνιο διαθλάται ή ανακλάται. Η διαδικασία αυτή ακολουθείται μέχρι το φωτόνιο να βγει από το phantom ή μέχρι να διανύσει συνολική απόσταση μέσα σε αυτό ίση με το μήκος απορρόφησης και επομένως να απορροφηθεί από αυτό.

Αν, τέλος, το φωτόνιο καταφέρει να μεταβεί ξανά στο μέσο (μέσω διάθλασης) τότε ακολουθούνται οι ίδιες διαδικασίες με προηγουμένως (αλληλεπίδραση φωτονίου-μέσου) μέχρι να συναντήσει τον ανιχνευτή ή μέχρι να διαφύγει από τα όρια του μέσου.

Η καταγραφή της πορείας του φωτονίου (tracking photon) μπορεί να σταματήσει σε οποιοδήποτε σημείο από αυτά που περιγράφηκαν παραπάνω, αν οι μεταβλητές IFate_F και XL_F έχουν τιμές που δεν ικανοποιεί το φωτόνιο. Αυτό θα το δούμε αναλυτικότερα λίγο παρακάτω, στις πρώτες προσομοιώσεις που θα πραγματοποιηθούν και θα αναλυθούν ενδελεχώς.

Να σημειωθεί εδώ ότι δεν αναφερθήκαμε σε σκέδαση του φωτονίου μέσα στο phantom διότι στις προσομοιώσεις που θα πραγματοποιηθούν στην παρούσα εργασία, το phantom δεν έχει την ικανότητα σκέδασης φωτονίων. Στην περίπτωση όπου συμπεριλαμβανόταν και αυτή η αλληλεπίδραση, η πορεία του φωτονίου θα εξαρτιόταν από πολλούς παράγοντες και η περιγραφή της πορείας του θα γινόταν αρκετά δύσκολη. Σε νεότερες εκδόσεις του προγράμματος PhoSim , τα phantoms χαρακτηρίζονται από παράγοντες ανισοτροπίας g και επομένως η σκέδαση φωτονίων από άτομα του phantom είναι εφικτή.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3ο

ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ PHOSIM

ΕΠΙΡΡΟΗ ΜΕΤΑΒΛΗΤΩΝ ΣΤΗΝ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΤΙΚΗ ΤΟΥ ΙΚΑΝΟΤΗΤΑ

Έχοντας στην διάθεσή μας το PhoSim, ένα προσομειωτικό πρόγραμμα που συμπεριλαμβάνει ένα πλήθος μεταβλητών που χαρακτηρίζουν το μέσο αλλά και τα phantoms που είναι τοποθετημένα μέσα σε αυτό, θα προσπαθήσουμε να μελετήσουμε ενδελεχώς οποιαδήποτε παράμετρος επηρεάζει την προσπάθεια απεικόνισης αντικειμένων (σφαιρικών προς το παρόν) και εύρεσης των χαρακτηριστικών αυτών και του μέσου στο οποίο βρίσκονται, μέσω φυσικά των πειραματικών αποτελεσμάτων που λαμβάνουμε.

3.1: Παράγοντας ανισοτροπίας g

Όπως έχει ειπωθεί και στο αντίστοιχο κεφάλαιο , η Henyey-Greenstein phase function περιγράφει την σκέδαση των φωτονίων , καθώς αυτά κινούνται σε ένα μέσο που χαρακτηρίζεται από έναν παράγοντα g. Συγκεκριμένα , η $p_{HG}(\theta)$ είναι μία συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας της γωνίας θ , που είναι η γωνία μεταξύ της κατεύθυνσης που είχε ένα φωτόνιο πριν σκεδαστεί και της κατεύθυνσης που έχει αφότου σκεδαστεί (αλλιώς μπορούμε να την πούμε και γωνία εκτροπής του φωτονίου λόγω σκέδασης από το μέσο). Επομένως , από την στιγμή που το g καθορίζει την τιμή που θα λάβει αυτή η συνάρτηση, ο ρόλος που διαδραματίζει στην προσπάθεια απεικόνισης αντικειμένων με την χρήση του PhoSim , είναι πολύ σημαντικός και πρέπει να μελετηθεί η επιρροή του. Να σημειωθεί εδώ ότι , τα phantoms που χρησιμοποιούμε σε όλες τις προσομοιώσεις στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας είναι σφαιρικά.

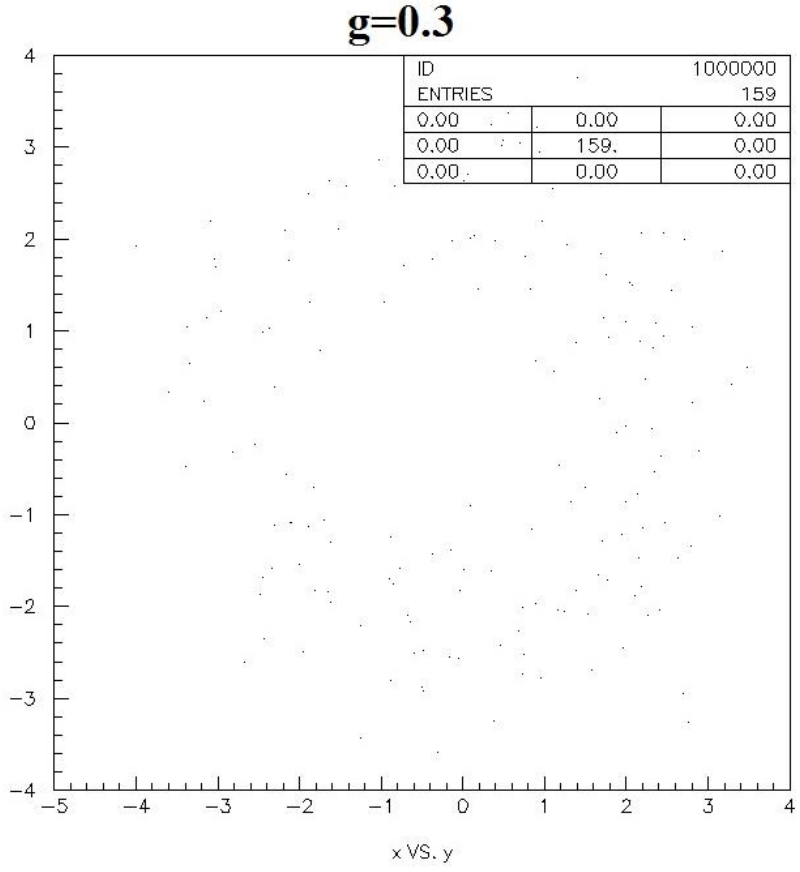
Αρχικά, τοποθετούμε στο PhoSim.inp τις εξής συνθήκες που θα ισχύουν στο μέσον καθώς και τα χαρακτηριστικά του phantom που τοποθετούμε στο εσωτερικό αυτού (οι τιμές των διαφόρων μεταβλητών μπαίνουν στις θέσεις που έχουν καθοριστεί από την εικόνα):

```
     -8.00      +8.00      -8.00      +8.00      0.00      10.00   ! XX(1)   XX(2)   YY(1)   YY(2)   ZZ(1)   ZZ(2)
1
1    -2.00      +2.00      -2.00      +2.00      1.00       1.00      0.00      1.00
1
2     0.00       0.00       5.00       0.00      2.00       0.00      0.00      0.00
      0.00       1.33       0.80                                    ! The_0   R_Idx   Scat_G
      1.00       0.10      20.00       1.00                         ! Scat_L  Scat_S  Absr_L  Absr_S
   1800000       -101        500          0                         ! NTOT    ISeed   IRUN    IDBG
         1        9.5                                               ! IFate_F XL_F
g_0.3(xy).rz
```

Πίνακας 3.1. Τα δεδομένα που εισάγουμε στο PhoSim.inp

Βλέπουμε ότι τοποθετήθηκε σφαιρικό, αδιαφανές phantom ακτίνας R=2 με κέντρο το (0,0,5). Η πηγή των φωτονίων είναι παραλληλόγραμμη και εκτείνεται στο επίπεδο xy (στο z=1), στην επιφάνεια που ορίζεται από τις ευθείες x= -2 , x=2 , y= -2 , y=2, ενώ ο ανιχνευτής βρίσκεται στο επίπεδο z=10. Ακόμη, το μέσο έχει δείκτη διάθλασης 1,33, μέση ελεύθερη διαδρομή ανάμεσα σε διαδοχικές σκεδάσεις 1±0,25, μέση ελεύθερη διαδρομή ανάμεσα σε διαδοχικές απορροφήσεις 20±1 , ενώ ο συντελεστή ανισοτροπίας του μέσου είναι g=0,3. Τέλος, η σημαντική παράμετρος xl , όπου είναι το μήκος της διαδρομής των φωτονίων μέσα στο μέσο , έχει οριστεί στο 9.5 , δηλαδή καταγράφονται φωτόνια που έχουν διανύσει μικρότερη απόσταση από την τιμή αυτή. Θα δούμε και παρακάτω ότι η παράμετρος αυτή είναι πολύ σημαντική για μία πιο ακριβής απεικόνιση των phantoms και κατ' επέκταση στην καλύτερη αναγνώριση των χαρακτηριστικών τους μέσω των πειραματικών αποτελεσμάτων.

Πραγματοποιώντας ,λοιπόν, αυτήν την προσομοίωση, η εικόνα που λαμβάνουμε στον ανιχνευτή είναι:

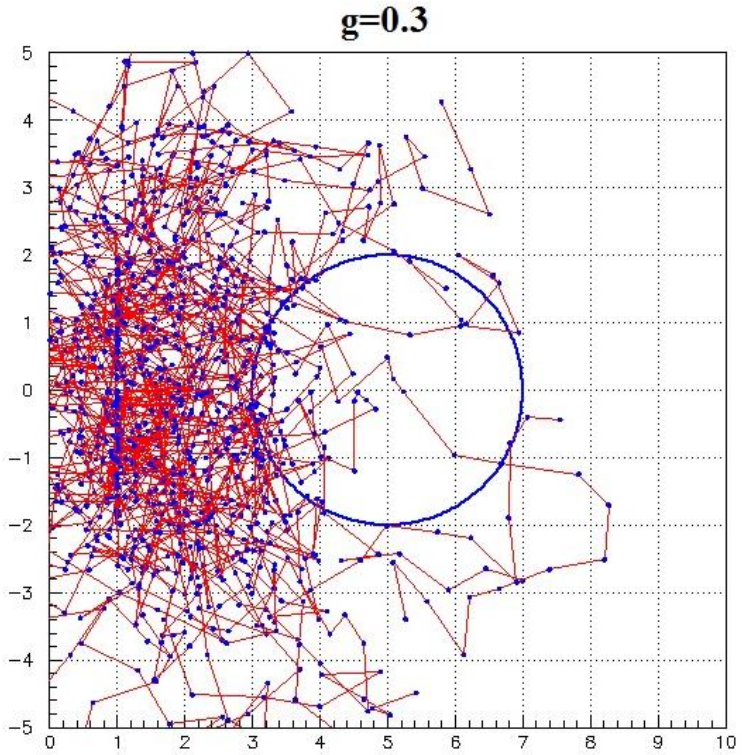


Εικόνα 3.1: Απεικόνιση σφαιρικού αντικειμένου με παράμετρο ανισοτροπίας μέσου g=0.3

Η εικόνα που παίρνουμε μας δείχνει ότι υπάρχει ένα αντικείμενο στο κέντρο αυτής, ωστόσο η ευκρίνεια είναι σχεδόν μηδαμινή. Το γεγονός αυτό οφείλεται, σε μεγαλύτερο βαθμό, στον πολύ μικρό αριθμό ανιχνεύσιμων φωτονίων, αλλά και σε ένα μικρότερο βαθμό , στην ύπαρξη ανιχνεύσιμων

φωτονίων ακόμη και στην περιοχή όπου βρίσκεται το phantom. Και οι δύο αυτοί λόγοι , απορρέουν από την μικρή τιμή του παράγοντα g.

Τα φωτόνια που ξεκίνησαν από την πηγή ήταν $1.800.000 \cdot 500 = 9 \cdot 10^8$, ωστόσο στην παραπάνω εικόνα βλέπουμε ότι ανιχνεύτηκαν (με το κριτήριο βέβαια ότι το xl των φωτονίων είναι μικρότερο από 9.5) μόνο 159 από αυτά. Παρατηρείται. λοιπόν, ότι ένα μεγάλο μέρος των φωτονίων διένυσε απόσταση μεγαλύτερη από 9.5. Το αποτέλεσμα αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι ο παράγοντας g του μέσου είναι πολύ μικρός. Όπως είδαμε και στην θεωρητική ανάλυση της Henyey-Greenstein phase function , όσο το g μικραίνει τείνοντας στο μηδέν, τόσο η ποσότητα $p_{HG}(\theta)$ πλησιάζει την τιμή 1/4π , δηλαδή η γωνία θ να μπορεί να πάρει οποιαδήποτε τιμή από το 0 έως και το π ισοπίθανα. Αυτό σημαίνει ότι στην περίπτωση του g=0.3, το μεγαλύτερο ποσοστό των φωτονίων σκεδάζονται σε αρκετά μεγάλες γωνίες όπου είτε είναι αδύνατον να φτάσουν στον ανιχνευτή και βγαίνουν έξω από το μέσο , είτε φτάνουν στον ανιχνευτή διανύοντας όμως μεγάλες αποστάσεις. Ωστόσο, υπάρχουν και ελάχιστα φωτόνια που η γωνία σκέδασης τους θ είναι μικρή (ακόμη και μηδενική) καταφέρνοντας έτσι να φτάσουν στον ανιχνευτή διανύοντας αποστάσεις πολύ κοντά στο 9, δηλαδή πολύ κοντά στην απόσταση πηγής-ανιχνευτή. Αυτή η συμπεριφορά των φωτονίων μέσα στο μέσο με g=0.3 , φαίνεται ικανοποιητικά στην παρακάτω εικόνα που λαμβάνουμε για την πορεία των 100 πρώτων φωτονίων :



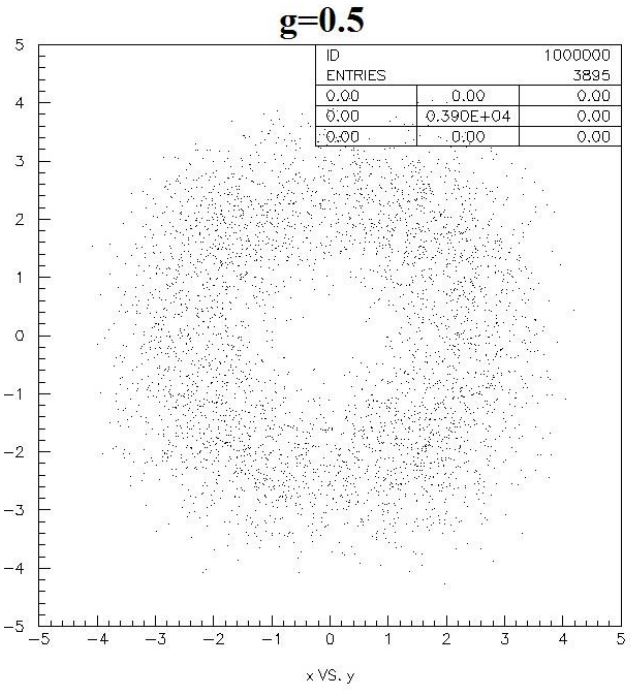
Εικόνα 3.2: Tracking 100 πρώτων φωτονίων που εκπέμπονται από την πηγή και κινούνται σε μέσο με παράμετρο ανισοτροπίας g=0.3

Βλέπουμε ότι από τα 100 πρώτα φωτόνια κανένα δεν κατάφερε να πλησιάσει κοντά στον ανιχνευτή, αποτέλεσμα των μεγάλων γωνιών σκέδασης τους. Επομένως , τα φωτόνια που θα ανιχνευτούν θα είναι πολύ λίγα , γεγονός που αποδείχθηκε και στα αποτελέσματα της προσομοίωσης. Βλέπουμε, λοιπόν, ότι ο αριθμός των ανιχνεύσιμων φωτονίων οφείλεται στην πολύ χαμηλή τιμή του παράγοντα g. Να σημειωθεί ότι , τα φωτόνια που φαίνονται ότι βρίσκονται μέσα στο phantom , είναι φωτόνια που βρίσκονται γύρω από το phantom και λόγω της δισδιάστατης απεικόνισης της κίνησής τους φαίνεται σαν να έχουν εισχωρήσει σε αυτό. Ωστόσο αυτό δεν είναι εφικτό διότι έχουμε ορίσει ένα τέλεια ανακλαστικό phantom.

Τέλος, η σκέδαση φωτονίων σε μεγάλες γωνίες, εξηγεί και την ύπαρξη ανιχνεύσιμων φωτονίων στην κεντρική περιοχή πίσω από την οποία βρίσκεται το phantom, καθότι τα φωτόνια αλλάζουν δραματικά την πορεία τους σχεδόν σε κάθε σκέδαση, με αποτέλεσμα να ανιχνεύονται σε θέσεις που υπό κανονικές συνθήκες δεν θα έπρεπε να ανιχνεύονται φωτόνια. Επομένως, είναι αρκετά δύσκολη, έως και αδύνατη, η εύρεση ενός phantom σε αυτές τις περιπτώσεις.

~

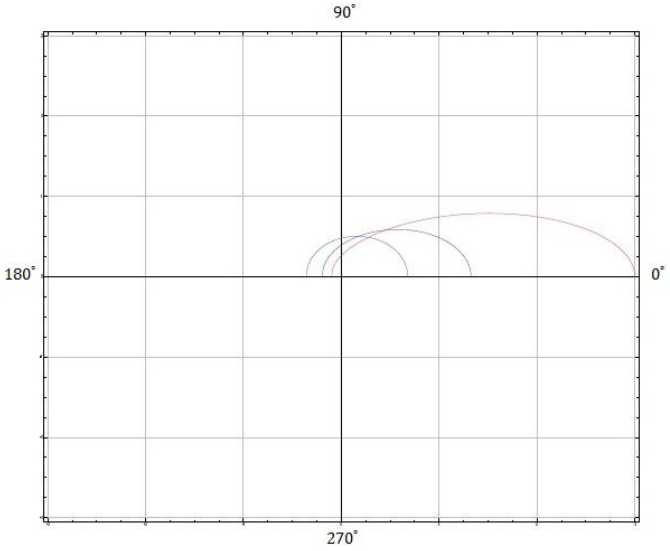
Στην συνέχεια , αυξάνουμε τον παράγοντα ανισοτροπίας g , ο οποίος πια έχει τιμή g=0.5. Συγχρόνως, οι τιμές των υπολοίπων μεταβλητών του προγράμματος παραμένουν ίδιες, με σκοπό να δούμε τις διαφορές που θα προκύψουν σε σχέση με την προηγούμενη προσομοίωση στην οποία g=0.3. Η εικόνα που λαμβάνουμε από τον ανιχνευτή είναι η ακόλουθη:



Εικόνα 3.3: Απεικόνιση σφαιρικού αντικειμένου με παράμετρο ανισοτροπίας μέσου g=0.5

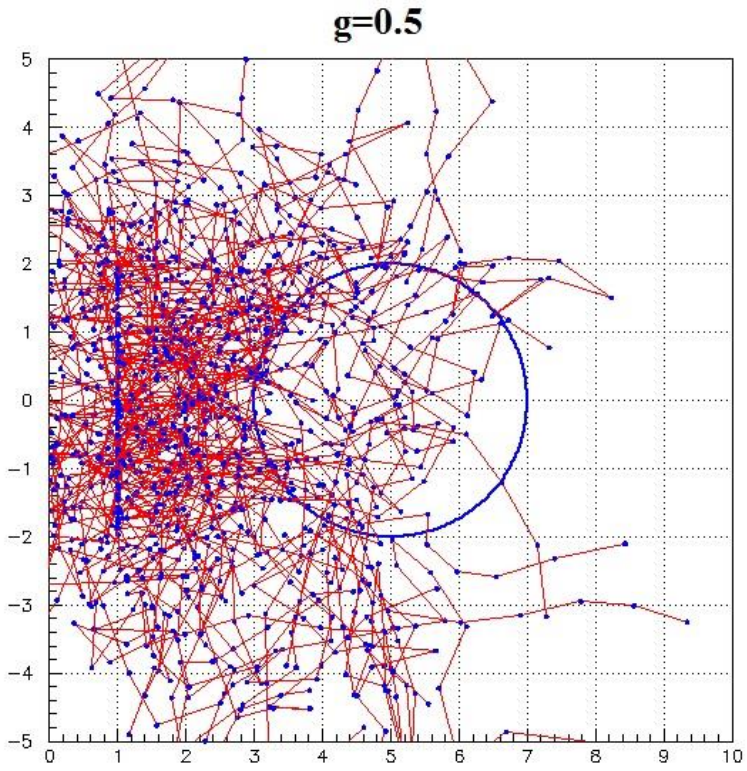
Στην περίπτωση αυτή, παρατηρείται ότι η ύπαρξη ενός αντικειμένου στο κέντρο της είναι αρκετά ευκρινής και μπορούμε, μάλιστα, να αποφανθούμε ότι πρόκειται για σφαιρικό phantom με κέντρο το (0,0) στον επίπεδο xy. Ο λόγος που το phantom έγινε πια ευκρινές είναι ο αριθμός των ανιχνεύσιμων φωτονίων, όπου σε σχέση με την προηγούμενη περίπτωση , αυξήθηκε κατά πολύ. Είναι , λοιπόν, φανερό ότι αυτό οφείλεται στην αύξηση του παράγοντα g.

Η αύξηση του g αλλάζει την μορφή της συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητας $p_{HG}(\theta)$. Καθώς απομακρυνόμαστε από το μηδέν και την ισοπίθανη εμφάνιση όλων των γωνιών θ, η συνάρτηση η Henyey-Greenstein αρχίζει να υποδεικνύει μία αύξηση πιθανότητας εμφάνισης γωνιών θ κοντά στο μηδέν:



Διάγραμμα 3.1: Πολικό διάγραμμα του $p_{HG}(\theta)$ για g=0.1 (πράσινο), g=0.3 (μπλε), g=0.5 (κόκκινο)

Στο παραπάνω διάγραμμα βλέπουμε ότι στην περίπτωση του g=0.5 , οι πιο πιθανές γωνίες θ στις οποίες θα σκεδαστούν τα φωτόνια είναι η μηδενική και οι γωνίες κοντά σε αυτήν , ενώ αρκετά λιγότερη πιθανότητα εμφάνισης έχουν οι υπόλοιπες γωνίες. Στην περίπτωση του g=0.3 , παρόλο που η συνάρτηση δείχνει μία ¨προτίμηση¨ στην σκέδαση φωτονίων με μικρή θ, δεν υπάρχει τόσο μεγάλη διαφορά μεταξύ αυτών και των μεγαλύτερων γωνιών, όπως συμβαίνει στην περίπτωση του g=0.5. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τα φωτόνια που καταφέρνουν να φτάσουν στον ανιχνευτή διανύοντας απόσταση μικρότερη από 9.5 , να είναι περισσότερα στην περίπτωση του g=0.5. Η διαφορά αυτή απεικονίζεται πολύ καλύτερα στην παρακάτω εικόνα:

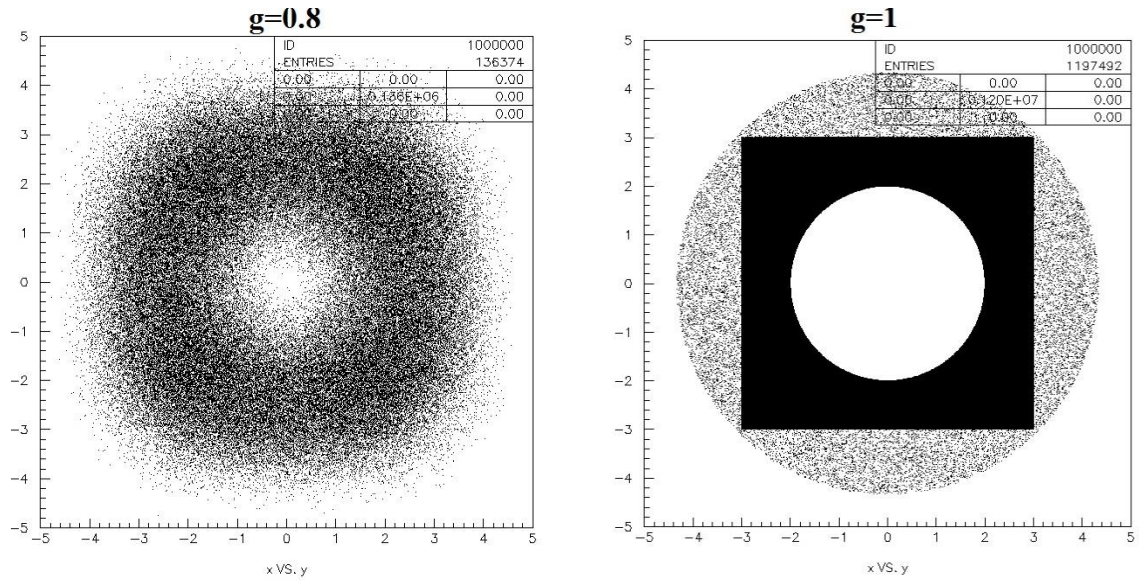


Εικόνα 3.4: Tracking 100 πρώτων φωτονίων που εκπέμπονται από την πηγή και κινούνται σε μέσο με παράμετρο ανισοτροπίας g=0.5

Στο παραπάνω διάγραμμα απεικονίζεται η πορεία των 100 πρώτων φωτονίων για τιμή g=0.5 μέχρι να απορροφηθούν από το μέσο ή να ξεφύγουν από αυτό. Βλέπουμε , ότι περισσότερα φωτόνια πλησίασαν τον ανιχνευτή και συγκεκριμένα 2 φωτόνια βρέθηκαν πολύ κοντά σε αυτόν χωρίς βέβαια να τον φτάσουν. Ωστόσο, μπορεί η πιθανότητα σκέδασης φωτονίων σε μικρές γωνίες να αυξήθηκε, όμως η σκέδαση φωτονίων σε μεγάλες γωνίες είναι υπαρκτή , και αυτό αποτυπώνεται και από τα αρκετά φωτόνια που ανιχνεύθηκαν στην περιοχή πίσω από την οποία βρίσκεται το phantom, κάτι το οποίο περιμένουμε να εξαλειφθεί καθώς το g θα αυξάνεται και θα πλησιάζει την τιμή 1.

~

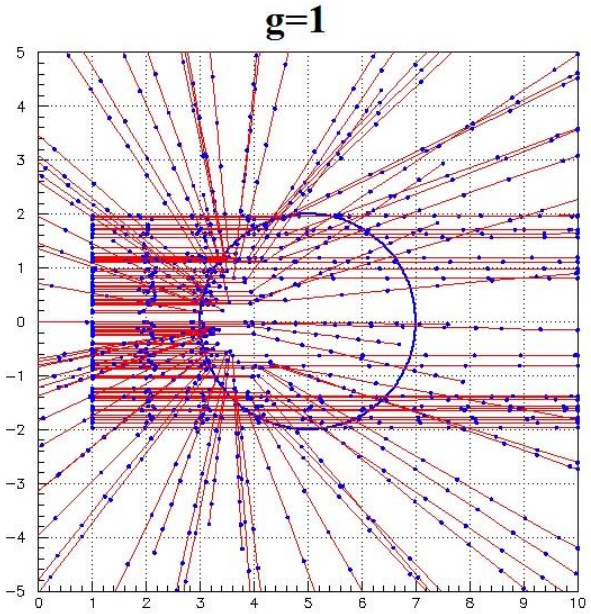
Προσπαθώντας να δούμε και πειραματικά αυτό που βγαίνει από την Henyey-Greenstein phase function, ότι καθώς αυξάνεται ο παράγοντας g η πιθανότητα σκέδασης φωτονίων σε μηδενική γωνία θ γίνεται μεγαλύτερη, αυξάνουμε στο PhoSim τον παράγοντα ανισοτροπίας g, σε τιμές g=0.8 και g=1, ενώ συγχρόνως, οι τιμές των υπολοίπων μεταβλητών του προγράμματος παραμένουν ίδιες. Οι εικόνες που παίρνουμε από τον ανιχνευτή είναι:



Εικόνα 3.5: Απεικόνιση σφαιρικού αντικειμένου που βρίσκεται σε μέσο με παράγοντα ανισοτροπίας g=0,8 (αριστερά) και g=1 (δεξιά), ενώ συγχρόνως όλες οι υπόλοιπες παράμετροι του προγράμματος παραμένουν ίδιοι

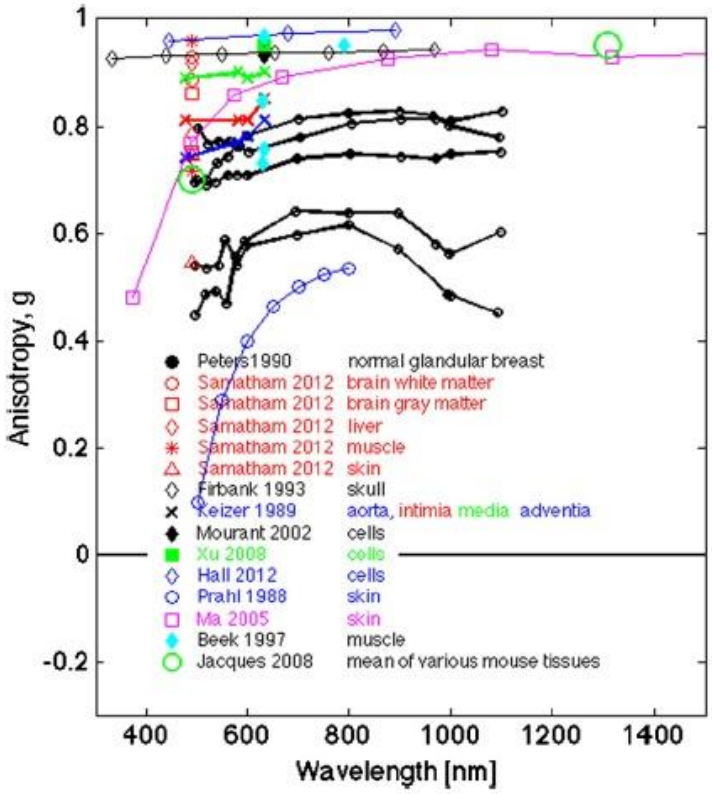
Παρατηρείται ότι στην περίπτωση g=0.8 το phantom αρχίζει να διαγράφεται αρκετά, καθότι πια αρχίζει να προσδιορίζεται και η ακτίνα αυτού. Ωστόσο, η πιθανότητα σκέδασης φωτονίων σε μεγάλες γωνίες είναι ακόμη υπαρκτή , κάτι που φαίνεται από την ύπαρξη ανιχνεύσιμων φωτονίων στην περιοχή πίσω από την οποία βρίσκεται το phantom.

Κατόπιν, παρατηρείται ότι στην περίπτωση g=1 (ακραία περίπτωση) , το phantom μπορεί να προσδιοριστεί με απόλυτη ακρίβεια. Τα φωτόνια που ξεκινούν από την πηγή σκεδάζονται μόνο σε μηδενικές γωνίες , δηλαδή δεν αλλάζουν πορεία. Ωστόσο , βλέπουμε ότι υπάρχει μία σφαιρική περιοχή έξω από τα όρια της πηγής στην οποία έχουν ανιχνευτεί αρκετά φωτόνια. Το γεγονός αυτό προκλήθηκε από την ανάκλαση των φωτονίων πάνω στην επιφάνεια του phantom. Και τα δύο παραπάνω φαινόμενα που συμβαίνουν στην περίπτωση g=1 , αποτυπώνονται καλύτερα στο παρακάτω διάγραμμα (να σημειωθεί ότι μερικά φωτόνια δεν έχουν εισχωρήσει στο phantom , όπως φαίνεται , αλλά είναι φωτόνια που βρίσκονται γύρω από το phantom):



Εικόνα 3.6: Tracking 100 πρώτων φωτονίων που εκπέμπονται από την πηγή και κινούνται σε μέσο με παράμετρο ανισοτροπίας g=1

Στην συνέχεια της παρούσας εργασίας, η παράμετρος ανισοτροπίας g θα παραμένει σταθερή στην τιμή g=0.8 . Η επιλογή της τιμής αυτής στηρίζεται στο παρακάτω διάγραμμα:



Διάγραμμα 3.2: Η ανισοτροπία g συναρτήσει του μήκους κύματος της ακτινοβολίας (Πηγή: Steven L. Jacques, "Optical properties of biological tissues: a review", fig.8 (2013))

Παρατηρείται ότι για τους περισσότερους βιολογικούς ιστούς , στην περιοχή του NIR (700nm-1300nm) ο παράγοντας ανισοτροπίας g έχει τιμή από 0.4 έως και λίγο κάτω από το 1. Ωστόσο, παρατηρείται ότι η αορτή , το δέρμα , οι μύες καθώς και βιολογικοί ιστοί του εγκεφάλου έχουν παράγοντα ανισοτροπίας g που κυμαίνεται γύρω από το 0.8 σχεδόν σε όλο το εύρος του NIR. Επομένως, η επιλογή του g=0.8 στις επόμενες προσομοιώσεις είναι μία τιμή αρκετά κοντά στους παράγοντες ανισοτροπίας των κυριότερων βιολογικών ιστών.

3.2:Δείκτης διάθλασης του phantom

Η επόμενη παράμετρος που θα αναλυθεί είναι ο δείκτης διάθλασης του phantom που έχουμε τοποθετήσει στο μέσο , και θέλουμε να απεικονίσουμε.

Αρχικά, θεωρούμε την πιο απλή περίπτωση στην οποία το phantom είναι τέλεια ανακλαστικό και άρα η διείσδυση φωτονίων στο εσωτερικό της είναι αδύνατη.

3.2.1:Τέλεια ανακλαστικό phantom

Ξεκινώντας την μελέτη, τοποθετούμε στο PhoSim.inp τις εξής συνθήκες που θα ισχύουν στο μέσον καθώς και τα χαρακτηριστικά του phantom που τοποθετούμε στο εσωτερικό αυτού:

```
    -8.00     +8.00     -8.00     +8.00     0.00     12.00   ! XX(1)   XX(2)   YY(1)   YY(2)    ZZ(1)    ZZ(2)
1
1   -8.00     +8.00     -8.00     +8.00     0.00      0.00     0.00      1.00
1
2    0.00      0.00      5.00      0.00     4.00      0.00     0.00      0.00
     0.00      1.33      0.80                                 ! The_0   R_Idx   Scat_G
        1      0.25     20.00      1.00                       ! Scat_L  Scat_S  Absr_L  Absr_S
  1800000      -114       700         0                       ! NTOT    ISeed   IRUN    IDBG
        1        13                                           ! IFate_F XL_F
test.rz
```

Πίνακας 3.2: Τα δεδομένα που εισάγουμε στο PhoSim.inp

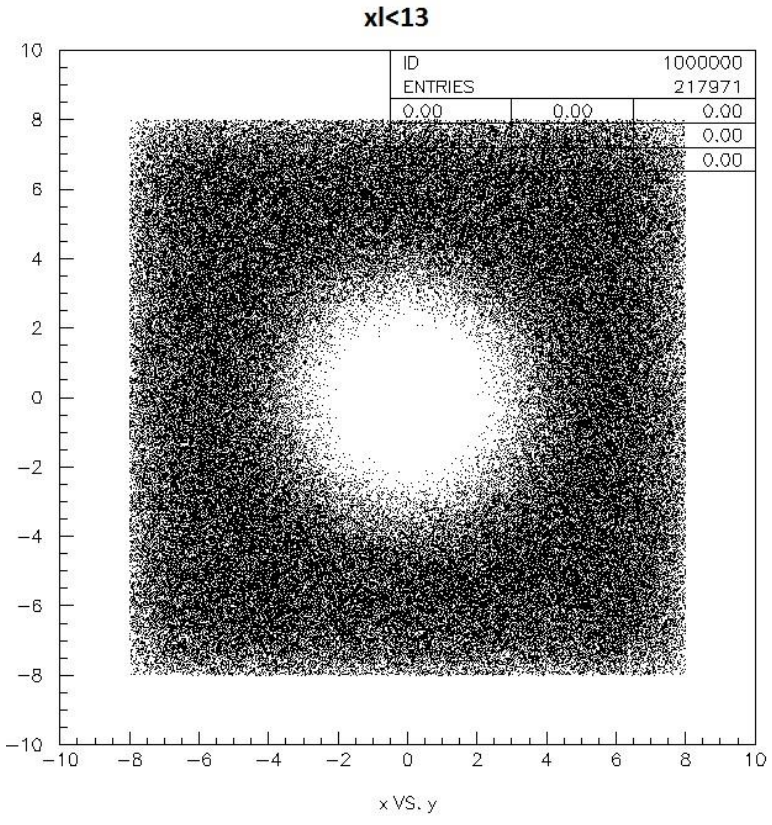
Βλέπουμε ότι τοποθετήθηκε σφαιρικό, αδιαφανές phantom ακτίνας R=4 με κέντρο το (0,0,5). Η πηγή των φωτονίων είναι παραλληλόγραμμη και εκτείνεται στο επίπεδο xy , στην επιφάνεια που ορίζεται από τις ευθείες x=-8 , x=8 , y=-8 , y=8. Ακόμη, το μέσο έχει δείκτη διάθλασης 1,33, μέση ελεύθερη διαδρομή ανάμεσα σε διαδοχικές σκεδάσεις 1±0,25 , μέση ελεύθερη διαδρομή ανάμεσα σε διαδοχικές απορροφήσεις 20±1 , καθώς και συντελεστή ανισοτροπίας g=0,8 .

Να σημειωθεί ότι οι τιμές αυτές δεν επιλέχτηκαν τυχαία καθώς μερικές από αυτές επιλέχτηκαν με γνώμονα τις ιδιότητες του ανθρώπινου ιστού. Η τιμή του δείκτη διάθλασης είναι η τιμή που έχει κατά μέσο όρο (διότι εξαρτάται από πολλούς παράγοντες) το ανθρώπινο αίμα, ενώ και των υπόλοιπων οργάνων δεν διαφέρει και πολύ από αυτήν την τιμή. Ακόμη, η μέση ελεύθερη διαδρομή μεταξύ

διαδοχικών απορροφήσεων είναι τόσο υψηλή διότι γνωρίζουμε (near-infrared window) ότι το νερό έχει χαμηλό ποσοστό απορρόφησης ακτινοβολίας σε φωτόνια που βρίσκονται ενεργειακά στην περιοχή του near-infrared, άρα κατ' επέκταση και το μέσο (κύριο συστατικό των περισσότερων οργάνων του ανθρώπου είναι το νερό). Άρα , η απορρόφηση πρέπει να είναι σπάνιο γεγονός στην προσομοίωση που πραγματοποιούμε.

Σημαντικό σημείο , πριν περάσουμε στα αποτελέσματα της προσομοίωσης, αποτελούν η εισαγωγή ''φίλτρων'' στο πρόγραμμα. Επειδή, όπως θα δούμε και παρακάτω, η απόδοση της διάταξης αυτής είναι αρκετά μικρή, χρειαζόμαστε πολλά αρχικά φωτόνια από την πηγή. Όμως, το tracking όλων των φωτονίων μέχρι να απορροφηθούν ή μέχρι να φύγουν από τον χώρο που διαθέτουμε , είναι χρονοβόρο, απαιτεί μεγάλη χωρητικότητα του server και κυρίως είναι αχρείαστο , αφού δεν μας ενδιαφέρει να γνωρίζουμε όλη την πορεία των φωτονίων αλλά θέλουμε να εκμεταλλευτούμε το time of flight αυτών, δηλαδή μας ενδιαφέρει να γνωρίζουμε το tracking των ballistic φωτονίων. Άρα , στην περίπτωση αυτή, απαιτούμε από το πρόγραμμα να καταγράφει την πορεία των φωτονίων που έχουν διανύσει απόσταση xl<13 , με την ταυτόχρονη προϋπόθεση ότι τα φωτόνια αυτά θα ανιχνεύονται από τον ανιχνευτή που βρίσκεται στο επίπεδο z=12 (εκεί δηλαδή που έχουμε ορίσει το όριο του μέσου στον άξονα z).

Άρα , λοιπόν, η εικόνα που παίρνουμε είναι η εξής:



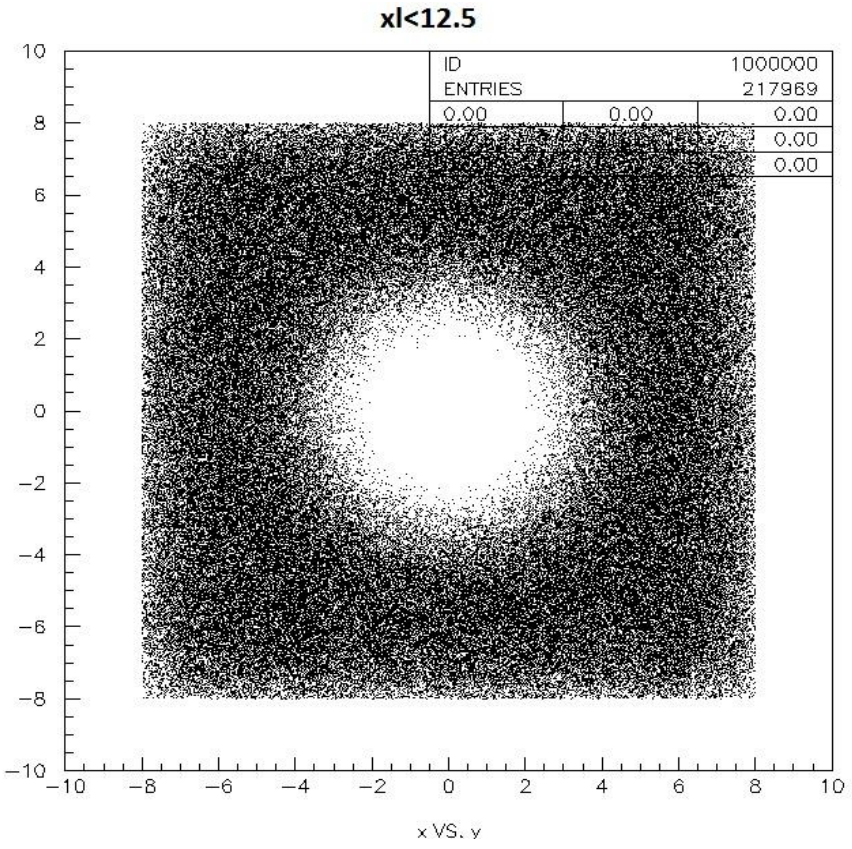
Εικόνα 3.7: fate=1 , xl<13 . Το R είναι από 2 έως 4

Η εικόνα που παίρνουμε μας δείχνει ότι έχει τοποθετηθεί ένα αδιαφανές σφαιρικό αντικείμενο όπου το κέντρο του βρίσκεται στο x=0 , y=0 .

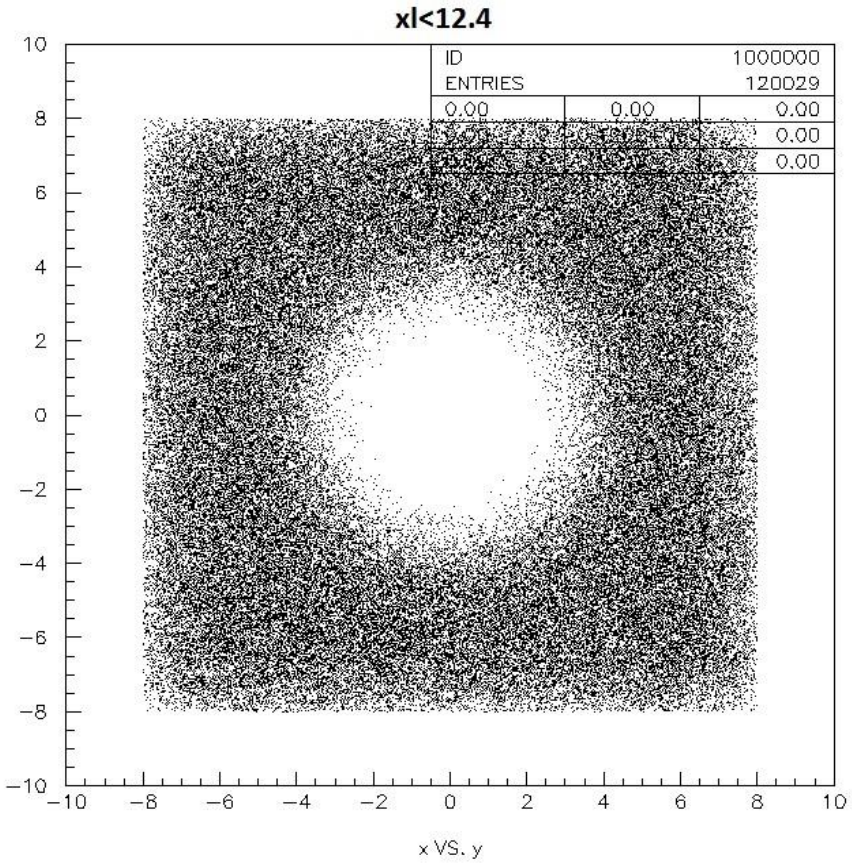
Το πρώτο πρόβλημα που αντιμετωπίζουμε είναι ότι δεν είναι εύκολος ο προσδιορισμός της ακτίνας αυτού του αντικειμένου. Από την παραπάνω εικόνα , η αβεβαιότητα στον προσδιορισμό της ακτίνας είναι πολύ μεγάλη (η τιμή κινείται μεταξύ 2 έως και 4).

Ένας τρόπος αντιμετώπισης του προβλήματος αυτού είναι να μειώσουμε το xl (δηλαδή μέσω paw το πρόγραμμα να μας εμφανίζει τα φωτόνια που θα έχουν διανύσει λιγότερη απόσταση από 13 που είχαμε ορίσει στην αρχή) με στόχο να αφαιρέσουμε σταδιακά τα φωτόνια που ανήκουν στο snake component και να επικρατήσουν αυτά που ανήκουν στο ballistic component.

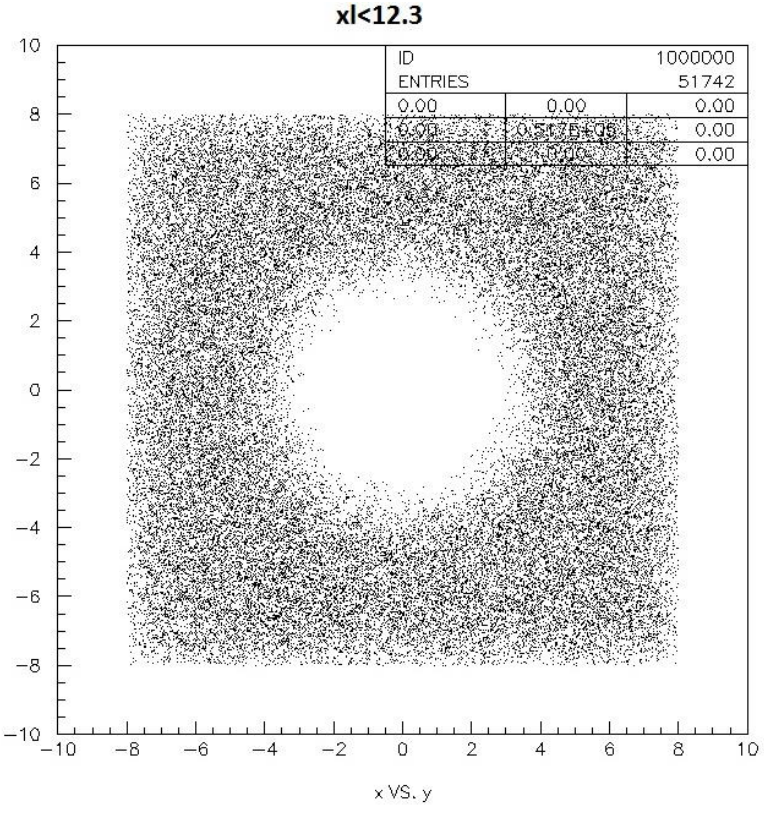
Καθώς μειώνουμε το xl , παίρνουμε τις εξής εικόνες:



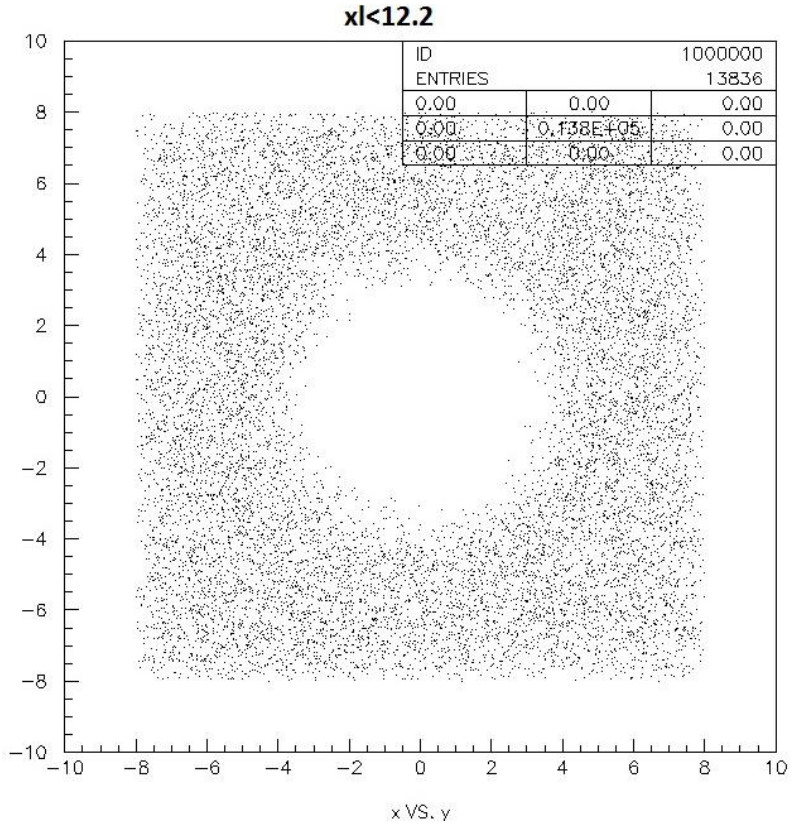
Εικόνα 3.8: fate=1 , xl<12,5 . Το R είναι από 2,5 έως 4



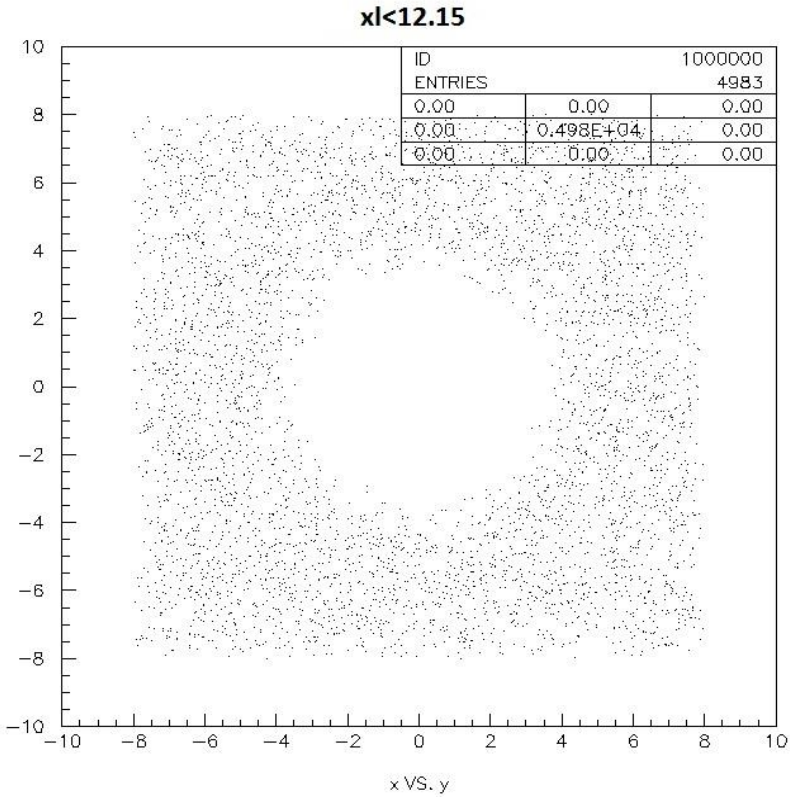
Εικόνα 3.9: fate=1 , xl<12,4 . Το R είναι από 2,5 έως 4



Εικόνα 3.10: fate=1 , xl<12,3 . Το R είναι από 3 έως 4

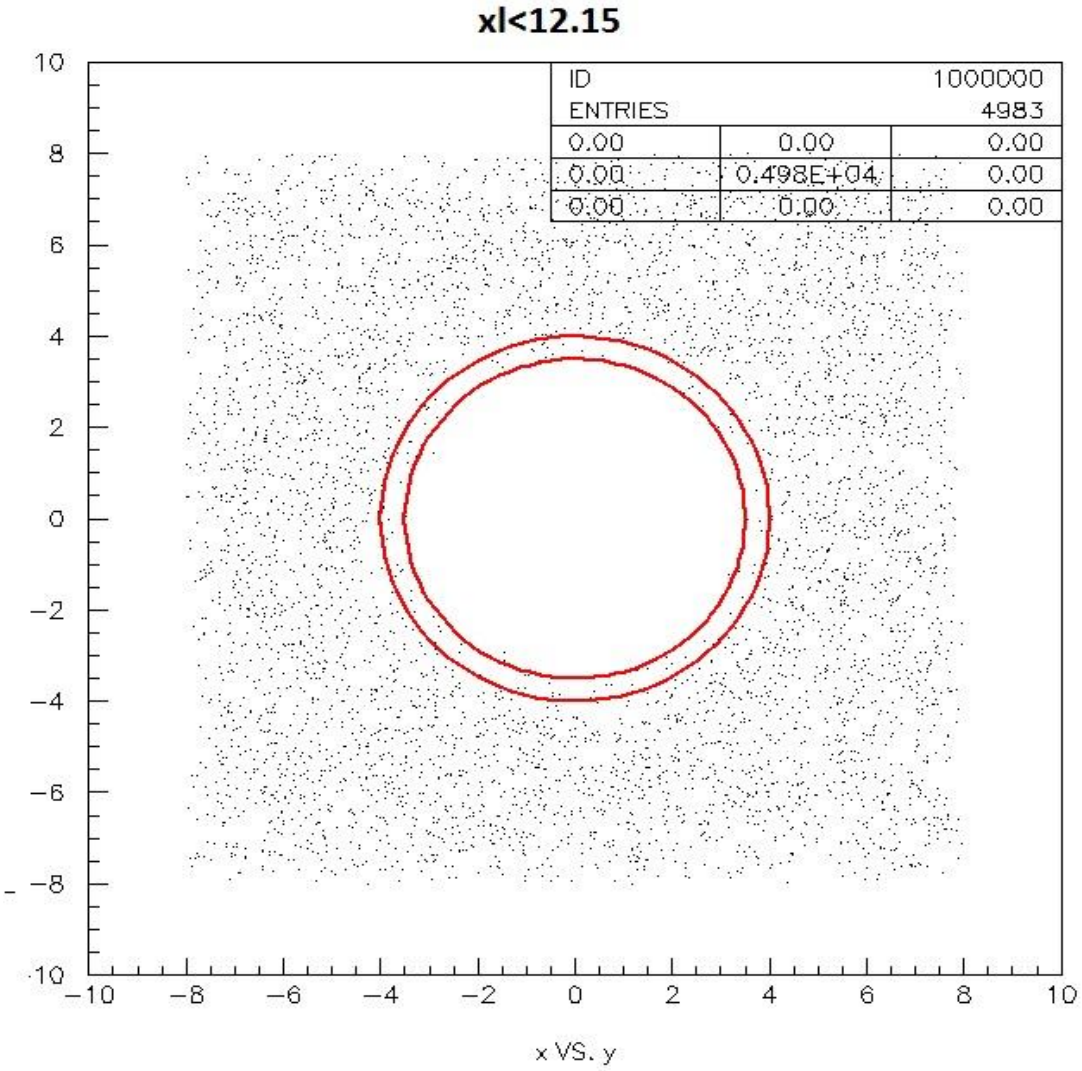


Εικόνα 3.11: fate=1 , xl<12,2 . Το R είναι από 3 έως 4



Εικόνα 3.12: fate=1 , xl<12,15

Παρατηρούμε ότι καθώς μειώνεται το xl, αρχίζει ο πειραματικός προσδιορισμός της ακτίνας του phantom να μην περιέχει τόσο μεγάλη αβεβαιότητα. Ωστόσο ακόμη και στο xl<12,2 η τιμή αυτής κινείται από 3 έως 4, δηλαδή έχουμε ένα σφάλμα αρκετά μεγάλο. Ο προσδιορισμός της ακτίνας γίνεται πιο ακριβής πια , για xl<12.15 όπου μπορώ να δω ότι το R είναι μεταξύ 3,5 και 4 , περίπου όση δηλαδή είναι η τιμή που βάλαμε στο πρόγραμμα.

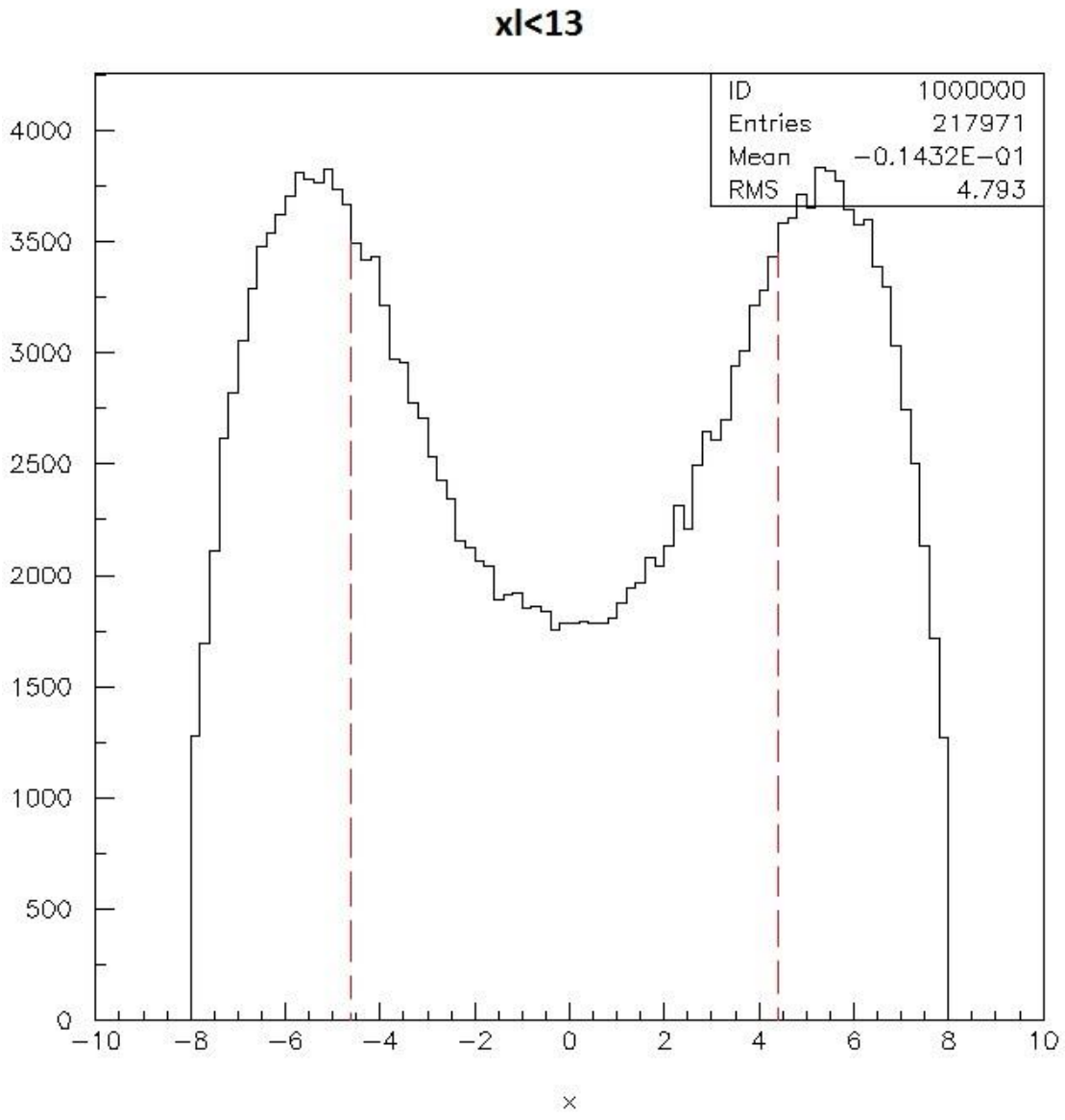


Εικόνα 3.13: fate=1 , xl<12,15 . Το R εντοπίζεται μεταξύ 3,5 και 4

Για να καταφέρω να φτάσω σε μεγαλύτερη ακρίβεια θα πρέπει να μειώσω κι άλλο το xl , πλησιάζοντας όσο γίνεται στο xl=12, όσος είναι δηλαδή ο χώρος που διαθέτουν τα φωτόνια να διανύσουν αν δεν σκεδαστούν καθόλου. Ωστόσο, το να παρουσιάσουμε τις εικόνες που παίρνουμε για χαμηλότερα xl είναι ανώφελο διότι ο αριθμός των γεγονότων που εμφανίζονται είναι πολύ μικρός και άρα ο προσδιορισμός της ακτίνας γίνεται πολύ δύσκολος και πάλι, λόγω έλλειψης δεδομένων.

Το πρόβλημα που παρουσιάζεται, λοιπόν, είναι ότι για να καταφέρουμε να πάρουμε μία τιμή της ακτίνας που να βρίσκεται κοντά στην αναμενόμενη, φτάσαμε σε αριθμό γεγονότων 4983 (φωτόνια) ενώ ξεκινήσαμε με $126 * 10^7$ φωτόνια, δηλαδή η απόδοση είναι $4 * 10^{-4}\%$. Θα πρέπει, λοιπόν, να αναζητήσουμε έναν άλλον τρόπο προσδιορισμού της ακτίνας ο οποίος θα μας επιτρέπει, στις περιπτώσεις όπου η παραπάνω μέθοδος έχει πολύ χαμηλή απόδοση, να προσδιορίζουμε την ακτίνα του phantom με περισσότερο πλήθος καταγεγραμμένων γεγονότων, καθώς και με μεγαλύτερη ακρίβεια.

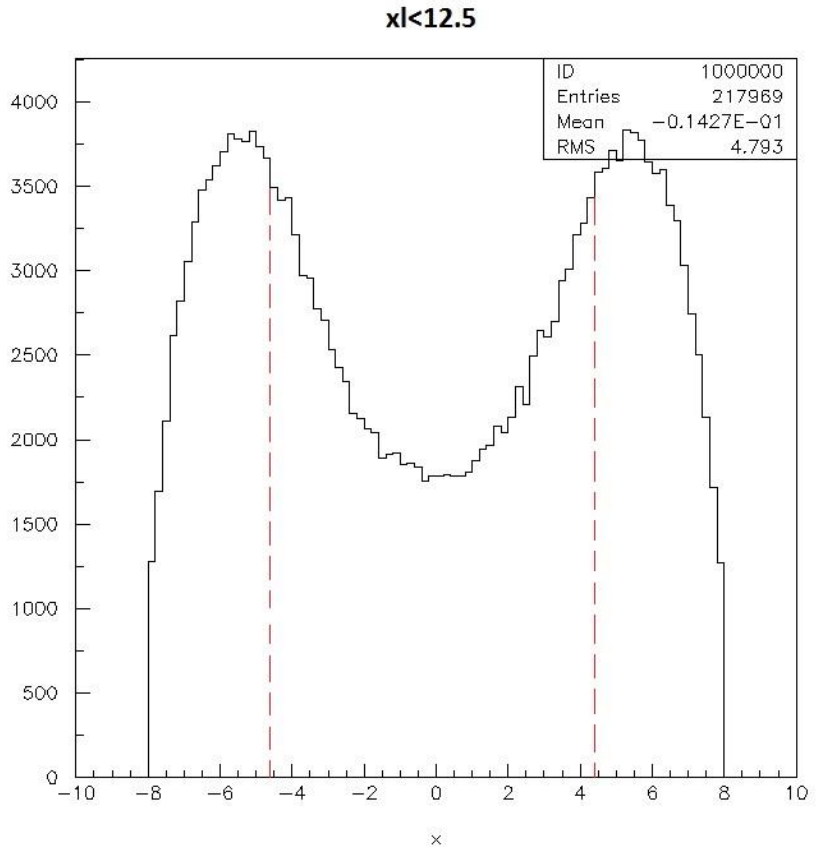
Ένα πολύ σημαντικό διάγραμμα που θα μας λύσει αυτό το πρόβλημα είναι ο αριθμός των γεγονότων που καταγράφονται στον ανιχνευτή συναρτήσει της τιμής του άξονα x (ή του άξονα y, και τα δύο διαγράμματα είναι πανομοιότητα αφού έχουμε σφαιρικό αντικείμενο). Ας εξετάσουμε κάθε διάγραμμα για τα διάφορα xl:



Διάγραμμα 3.2: fate=1 , Διάγραμμα αριθμού γεγονότων συναρτήσει του x , xl<13

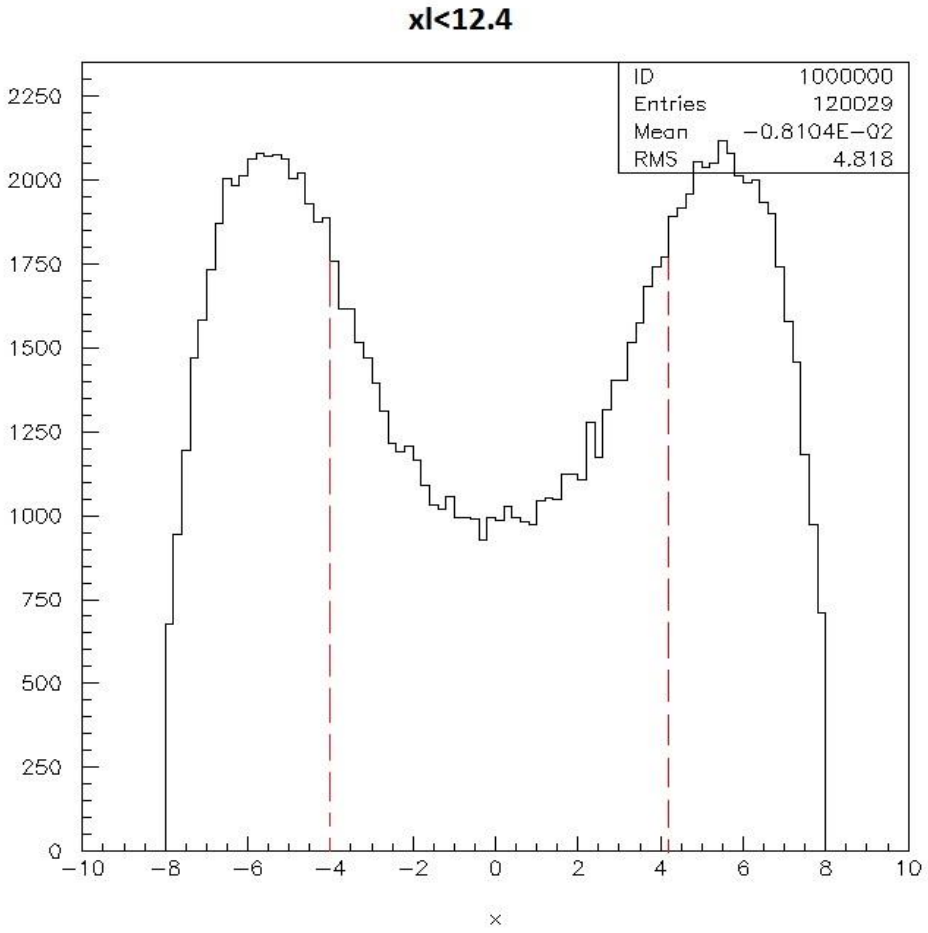
Στο παραπάνω διάγραμμα παρατηρούμε το εξής: καθώς στα άκρα τα δεδομένα είναι αρκετά (με κάποιες μεταβολές στα όρια του χώρου οι οποίες είναι φυσιολογικές) , όσο πλησιάζουμε στο (0,0) αυτά μειώνονται σταδιακά. Αυτό υποδηλώνει την ύπαρξη ενός phantom στον χώρο. Ακόμη, η σταδιακή μείωση των δεδομένων που τείνουν σε ένα κατώτερο σημείο στο (0,0) (θα φανεί και στα υπόλοιπα διαγράμματα που θα παρουσιάσουμε στην συνέχεια) υποδηλώνουν την ύπαρξη ενός σφαιρικού phantom, και αυτό διότι αν είχα ένα παραλληλόγραμμο phantom τότε η μείωση θα ήταν απότομη και η περιοχή με τα ελάχιστα δεδομένα θα ήταν εκτενής και όχι ένα σημείο όπως σε αυτήν την περίπτωση.

Τέλος, όσο αναφορά την ακτίνα αυτού του phantom , αυτό που θα πρέπει να κοιτάξουμε είναι τα σημεία όπου αρχίζει η σημαντική μείωση των δεδομένων. Όμως, αυτό είναι δύσκολο να γίνει αντιληπτό καθότι υπάρχουν κάποιες μεταβολές στον αριθμό των δεδομένων που βρίσκονται στα άκρα των δύο κορυφών του διαγράμματος τις οποίες δεν γνωρίζουμε ακόμη αν μπορούμε να τις θεωρήσουμε αμελητέες ή μέρος της σημαντικής μείωσης των δεδομένων που αναζητούμε. Παρατηρώντας προσεκτικά βλέπουμε ότι η μείωση των δεδομένων συμβαίνει περίπου στο x=-4,5 και στο x=4,5. Άρα βλέπουμε ότι ήδη βρισκόμαστε κοντά στην αναμενόμενη τιμή της ακτίνας, ωστόσο αναζητούμε καλύτερη ακρίβεια και τιμή πιο κοντά στην αναμενόμενη. Άρα , λοιπόν, μειώνουμε το xl και παίρνουμε το παρακάτω διάγραμμα:



Διάγραμμα 3.3: fate=1 , Διάγραμμα αριθμού γεγονότων συναρτήσει του x , xl<12,5

Παρατηρούμε ότι καμία διαφοροποίηση δεν υπήρξε , κυρίως στις μεταβολές του αριθμού των γεγονότων κοντά στις δύο κορυφές, όπως παρατηρήθηκε και στο προηγούμενο διάγραμμα. Άρα , ο προσδιορισμός της ακτίνας παραμένει αρκετά μη ακριβής, για αυτό και συνεχίζουμε την μείωση του xl:

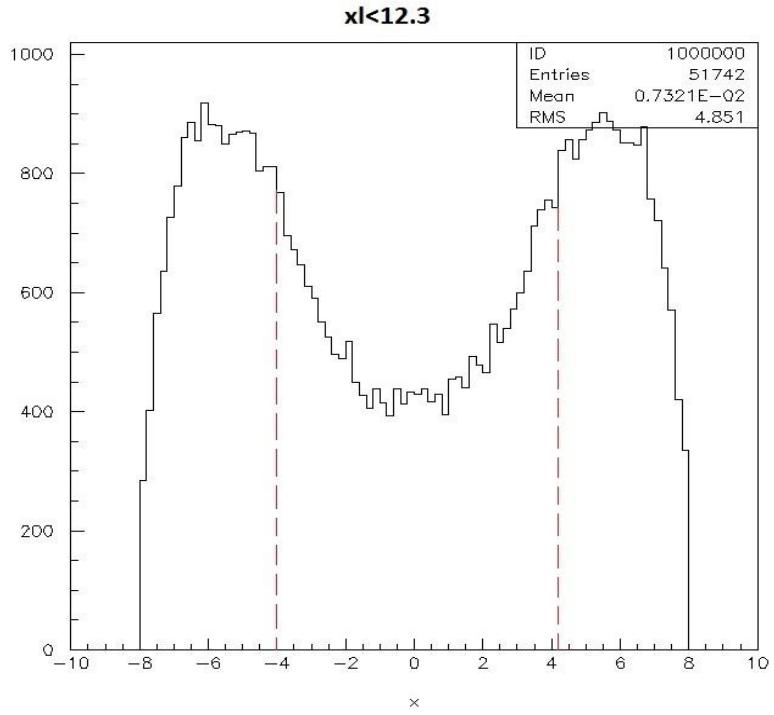


Διάγραμμα 3.4: fate=1 , Διάγραμμα αριθμού γεγονότων συναρτήσει του x , xl<12,4

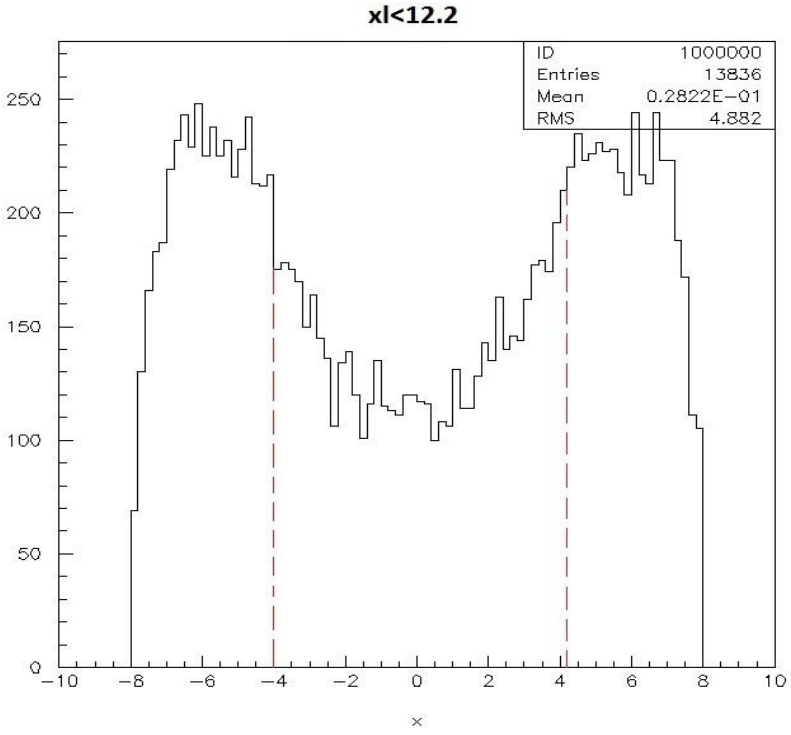
Στο παρόν διάγραμμα αρχίζουν να διαφοροποιούνται οι μικρές μεταβολές του αριθμού των γεγονότων σε σχέση με την σημαντική μείωση λόγω της παρουσίας του phantom. Αυτό γίνεται κυρίως στο αριστερό κομμάτι του διαγράμματος , που βλέπουμε ότι περιοχές που θεωρούσαμε ότι ανήκουν στην σημαντική μείωση λόγω του phantom (και τις περιλαμβάναμε στον προσδιορισμό της ακτίνας του phantom) τελικά αποτελούν μικρές μεταβολές οι οποίες μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες.

Παρατηρούμε ότι τα σημεία στα οποία παρατηρείται η σημαντική μείωση των δεδομένων , και τα οποία θα μας δώσουν την τιμή της ακτίνας του phantom , αρχίζουν να γίνονται πιο εμφανή, ενώ πλησιάζουν σιγά σιγά στο x=-4 και x=4, δηλαδή στις αναμενόμενες τιμές. Ήδη από αυτό το διάγραμμα μπορούμε να αποφανθούμε ότι η ακτίνα του phantom είναι R=4 με μια αβεβαιότητα ακόμη, κυρίως επειδή είναι το πρώτο διάγραμμα που μας δείχνει την τιμή αυτή. Τέλος, πιο εμφανές είναι ότι αυτή η

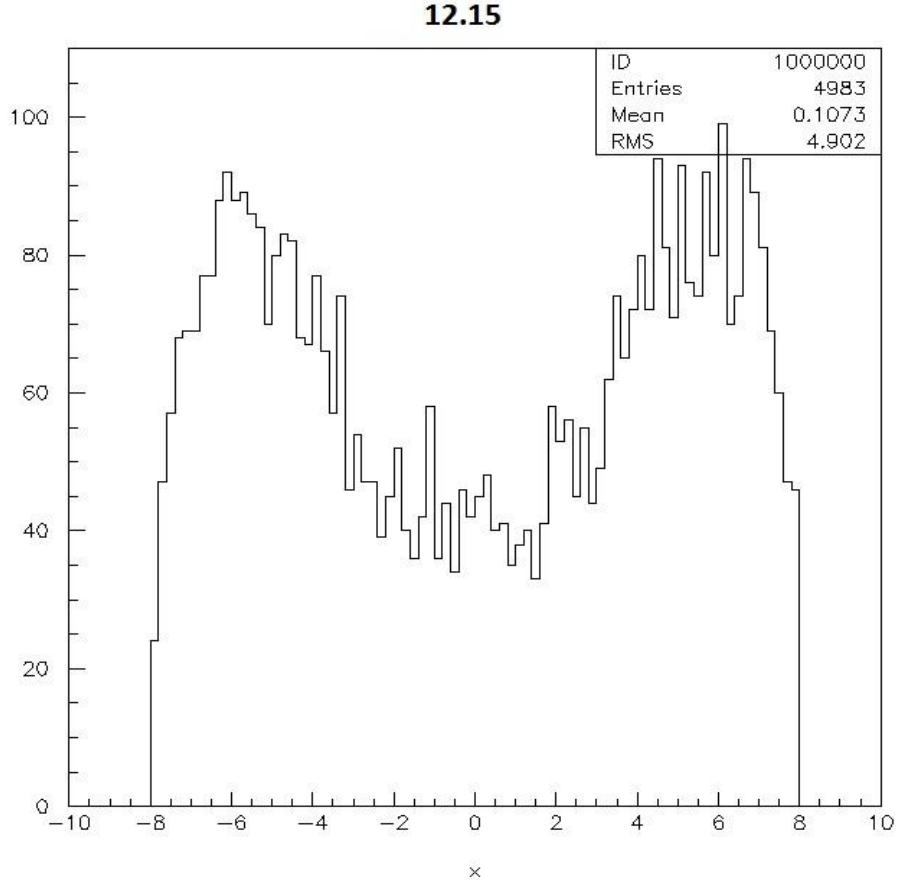
μείωση συγκλίνει σε ένα σημείο στο (0,0) , άρα το κέντρο του phantom είναι στο (0,0). Συνεχίζοντας την μείωση του xl έχουμε τα εξής διαγράμματα:



Διάγραμμα 3.5: fate=1 , Διάγραμμα αριθμού γεγονότων συναρτήσει του x , xl<12,3



Διάγραμμα 3.6: fate=1 , Διάγραμμα αριθμού γεγονότων συναρτήσει του x , xl<12,2



Διάγραμμα 3.7: fate=1 , Διάγραμμα αριθμού γεγονότων συναρτήσει του x , xl<12,15

Έχοντας , από το διάγραμμα για xl<12,3 , τις ίδιες τιμές ακτίνας με το διάγραμμα για xl<12,4 μπορούμε πια να πούμε ότι η ακτίνα είναι R=4 (πάντα με ένα σφάλμα, το οποίο πια είναι μικρό), καταφέρνοντας με αυτόν τον τρόπο να αυξήσουμε την απόδοση της προσομοίωσης αυτής. Δηλαδή, ενώ με τον αρχικό τρόπο (διάγραμμα x-y) η απόδοση ήταν $\mathbf{4 * 10^{-4}\%}$, με αυτόν τον τρόπο ο προσδιορισμός της ακτίνας έγινε με περισσότερα δεδομένα (51742) και άρα η απόδοση είναι $\mathbf{4 * 10^{-3}\%}$, αυξημένη κατά μία τάξη. Τέλος, να σημειωθεί ότι, στο διάγραμμα του αριθμού των γεγονότων συναρτήσει του άξονα x για xl<12.15 , δεν προσπαθήσαμε να προσδιορίσουμε την ακτίνα του phantom διότι ο αριθμός των γεγονότων είναι αρκετά μικρός και η όποια σημαντική μείωση των γεγονότων δεν είναι αρκετά ευκρινής σε ποιο x συμβαίνει.

Άρα βρήκαμε μία εναλλακτική μέθοδο προσδιορισμού της ακτίνας R ενός σφαιρικού phantom , στην περίπτωση όπου η κλασσική εικόνα που παίρνουμε από τον ανιχνευτή δεν έχει καλή απόδοση στην ακριβή του απεικόνιση. Έχουμε , δηλαδή , πια δύο τρόπους για να ελέγχουμε κατά πόσο η πειραματική τιμή συμπίπτει με την αναμενόμενη, και φυσικά σημαντικό ρόλο στο ποια θα χρησιμοποιούμε είναι το ποια είναι πιο αποδοτική (δηλαδή σε ποια έχουμε μεγαλύτερο πλήθος δεδομένων κατά τον προσδιορισμό των χαρακτηριστικών του phantom).

3.2.2: Phantom με δείκτη διάθλασης μικρότερο του μέσου

Σε όλες τις προηγούμενες απεικονίσεις που πραγματοποιήθηκαν, το σφαιρικό αντικείμενο που ήταν τοποθετημένο στο μέσο, είχε μηδενικό δείκτη διάθλασης , δηλαδή αποτελούταν από κενό. Ήταν, λοιπόν, η πιο απλοποιημένη περίπτωση phantom που μπορούσαμε να τοποθετήσουμε , έτσι ώστε να μελετηθεί ο ρόλος του παράγοντα g στην τελική εικόνα που λαμβάνουμε, καθώς και οι τρόποι με τους οποίους μπορεί να γίνει προσδιορισμός της ακτίνας του phantom (με την βέλτιστη απόδοση).

Επόμενο βήμα για την κατασκευή ενός πλήρους προσομειωτικού προγράμματος απεικονίσεων είναι η τοποθέτηση σφαιρικών αντικειμένων με δείκτη διάθλασης, διάφορο του μηδενός. Αρχικά, τοποθετούμε στο PhoSim.inp τις εξής συνθήκες που θα ισχύουν στο μέσον καθώς και τα χαρακτηριστικά του phantom που τοποθετούμε στο εσωτερικό αυτού:

```
    -8.00     +8.00     -8.00     +8.00      0.00     10.00   ! XX(1)   XX(2)   YY(1)   YY(2)    ZZ(1)    ZZ(2)
1
1   -5.00     +5.00     -5.00     +5.00      0.00      0.00       0.00      1.00
1
2    0.00      0.00      5.00      0.00      2.00      6.00       1.33      0.00
     0.00      1.33      0.90                                  ! The_0   R_Idx   Scat_G
     1.00      0.10     20.00      1.00                       ! Scat_L  Scat_S  Absr_L  Absr_S
  1800000      -101        20         0                       ! NTOT    ISeed   IRUN    IDBG
        0      10.5                                           ! IFate_F XL_F
new.rz
```

Πίνακας 3.3: Τα δεδομένα που εισάγουμε στο PhoSim.inp

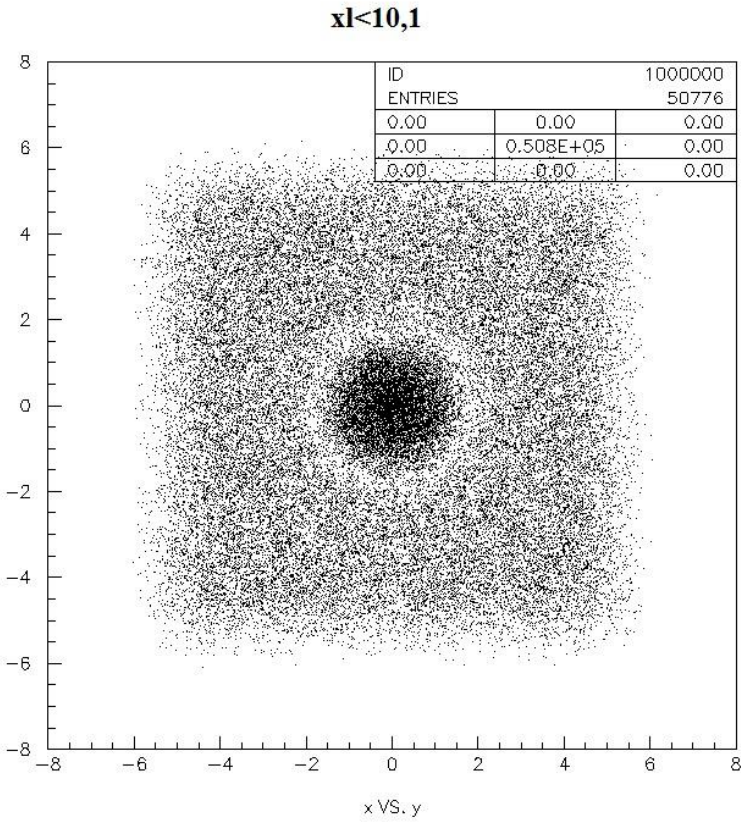
Βλέπουμε ότι τοποθετήθηκε σφαιρικό phantom ακτίνας R=2 με κέντρο το (0,0,5). Έχει δείκτη διάθλασης n=1,00 και έχει οριστεί ότι αν ένα φωτόνιο διανύσει απόσταση ίση και μεγαλύτερη από τρεις φορές την ακτίνα του phantom θα απορροφάται. Η συνθήκη αυτή μπορεί να θεωρηθεί κι ως ένα είδος "φίλτρου" για τα δεδομένα που θα λαμβάνουμε, διότι καθώς ενδιαφερόμαστε μόνο για τα ballistic photons, δεν υπάρχει λόγος να καταγράφονται φωτόνια που θα έχουν διανύσει μία τόσο μεγάλη απόσταση.

Όσο αναφορά την πηγή των φωτονίων, είναι παραλληλόγραμμη και εκτείνεται στο επίπεδο xy , στην επιφάνεια που ορίζεται από τις ευθείες x=-8 , x=8 , y=-8 , y=8. Ακόμη, το μέσο έχει δείκτη διάθλασης 1,33, μέση ελεύθερη διαδρομή ανάμεσα σε διαδοχικές σκεδάσεις 1±0,10 , μέση ελεύθερη διαδρομή ανάμεσα σε διαδοχικές απορροφήσεις 20±1 , καθώς και συντελεστή ανισοτροπίας g=0,9 , τιμή στον παράγοντα g ενός βιολογικού ιστού.

Και σε αυτήν την μελέτη, έχουν προστεθεί φίλτρα για τον περιορισμό της καταγραφής φωτονίων που δεν ανήκουν στα ballistic photons. Για αυτό τον λόγο , έχει οριστεί ως μέγιστη απόσταση φωτονίων που θα καταγράφεται το xl<10,5. Ωστόσο, λόγω του πολύ υψηλού παράγοντα g (τα φωτόνια όταν σκεδαστούν από το μέσο αποκλίνουν ελάχιστα από την πορεία τους) , η εικόνα που λαμβάνουμε για

xl<10,5 δεν μας προσφέρει καμία πληροφορία. Για τον λόγο αυτό , τα αποτελέσματα θα παρουσιάζονται για xl<10,1 και χαμηλότερα.

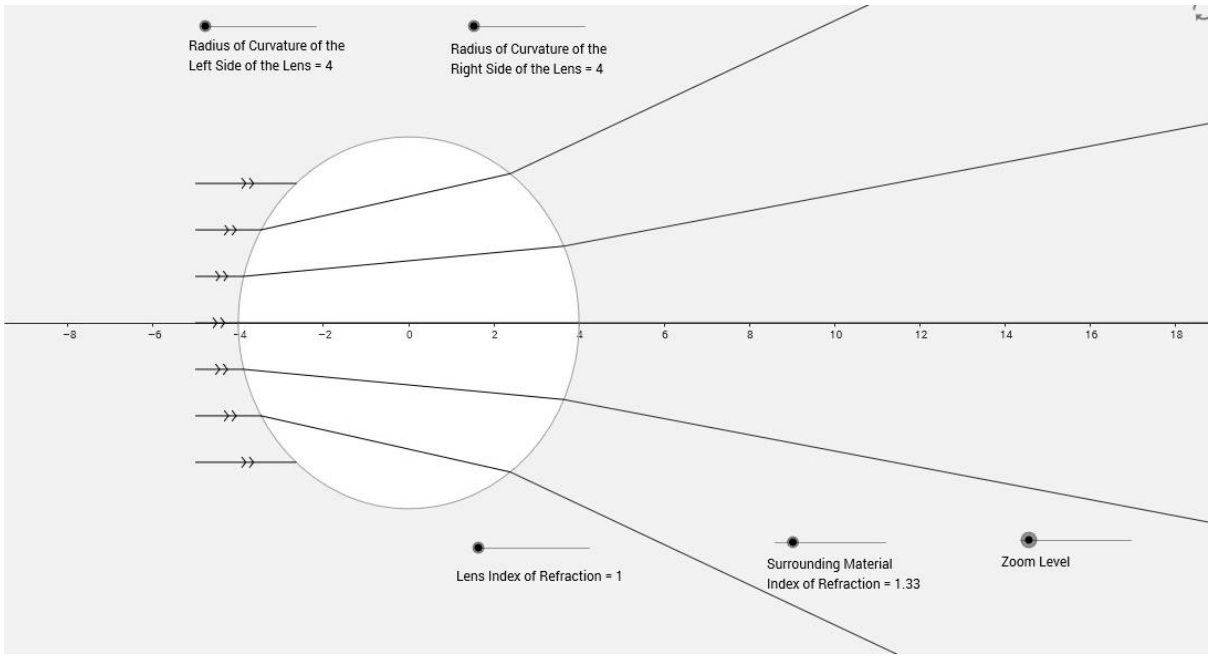
Η εικόνα που λαμβάνουμε για xl<10,1 είναι η εξής:



Εικόνα 3.14: n=1,00 , fate=1 , xl<10,1

Στην παραπάνω εικόνα παρατηρείται μία περιοχή με μεγάλο αριθμό φωτονίων και γύρω από αυτήν ένα "στεφάνι" με πολύ λιγότερο αριθμό φωτονίων ακόμη και από αυτόν που παρατηρείται στην περιοχή όπου δεν υπάρχει κάποιο phantom. Είναι φανερό ότι η εικόνα που λαμβάνουμε διαφέρει από τις προηγούμενες λόγω της προσθήκης ενός phantom με δείκτη διάθλασης διάφορο του μηδενός (στην περίπτωση του μηδενικού δείκτη διάθλασης το phantom διακρινόταν από την απουσία ανιχνεύσιμων φωτονίων). Έτσι, λοιπόν, για να γίνει κατανοητή η εικόνα που λαμβάνουμε από τα πειραματικά δεδομένα , για το μέγεθος του phantom που έχει τοποθετηθεί στο μέσο, θα πρέπει να δούμε, αρχικά, πως συμπεριφέρονται οι ακτίνες φωτός που κινούνται σε ένα μέσο με δείκτη διάθλασης n=1,33 καθώς πέφτουν πάνω σε μία σφαιρική επιφάνεια με δείκτη διάθλασης n=1,00.

Ελέγχουμε αρχικά την συμπεριφορά των ακτίνων φωτός που κινούνται σε ένα μέσο με δείκτη διάθλασης n=1,33 και πέφτουν πάνω σε μία σφαιρική επιφάνεια με δείκτη διάθλασης n=1,00:



Εικόνα 3.15: Συμπεριφορά ακτίνων φωτός όταν συναντούν αδιάφανη σφαίρα

Παρατηρείται ότι όσο πιο κοντά βρισκόμαστε στον άξονα που περνάει από το κέντρο της σφαίρας και είναι παράλληλος στις ακτίνες , τόσο περισσότερες ακτίνες κινούνται σχεδόν ευθύγραμμα αποκλίνοντας ελάχιστα από την πορεία τους. Όταν βρίσκονται στο εσωτερικό της σφαίρας, τα φωτόνια (που απαρτίζουν τις ακτίνες φωτός) δεν σκεδάζονται , και παρόλο που εκτρέπονται λόγω διάθλασης, η συνολική απόσταση που διανύουν σε σχέση με αυτή που διανύουν τα φωτόνια που κινούνται στο μέσο και υπόκεινται σε σκεδάσεις (σύμφωνα με τον παράγοντα g που μας δείχνει κατά πόσο σκεδάζονται και πόσο αλλάζει η διεύθυνση τους) είναι μικρότερη . Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα , για μικρά xl, να εμφανίζονται πολλά ανιχνεύσιμα φωτόνια που πέρασαν μέσα από την σφαίρα, δημιουργώντας μεγάλη συγκέντρωση φωτονίων στο κέντρο της εικόνας.

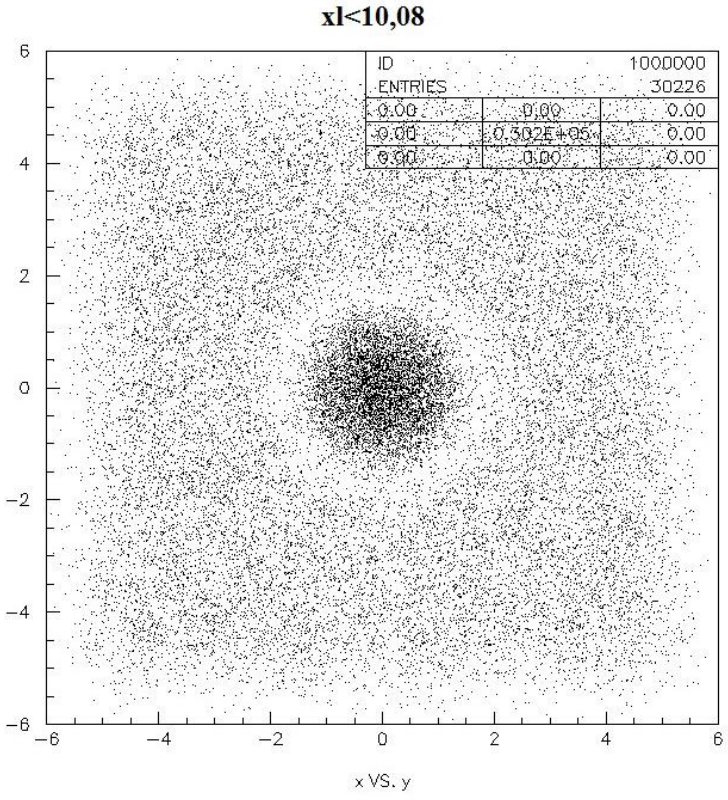
Ωστόσο, παρατηρείται ότι η μεγάλη συγκέντρωση ανιχνεύσιμων φωτονίων αρχίζει να μειώνεται όσο απομακρυνόμαστε από το κέντρο της εικόνας. Και αυτό διότι όσο απομακρυνόμαστε από τον άξονα, η απόκλιση της πορείας των ακτίνων αυξάνεται, με αποτέλεσμα να διανύουν μεγαλύτερη πορεία από το xl που έχουμε ορίσει , και να μην ανιχνεύονται. Το φαινόμενο της εκτροπής , ωστόσο, δεν μπορεί να δικαιολογήσει από μόνο του την εμφάνιση της περιοχής (“στεφάνι”) όπου η συγκέντρωση των φωτονίων είναι ελάχιστη. Το φαινόμενο όπου ενισχύει αυτό το χαρακτηριστικό στην εικόνα που λάβαμε προηγουμένως, είναι το φαινόμενο της ολικής ανάκλασης.

Στα άκρα της σφαίρας , στην μέγιστη απόσταση από τον άξονα που περνάει από το κέντρο της, υπάρχουν ακτίνες όπου δεν καταφέρνουν να διαθλαστούν και ανακλώνται πλήρως. Αυτό οφείλεται στην γωνία πρόσπτωσης, η οποία όταν αποκτήσει την οριακή ή κρίσιμη τιμή θ_c, η διαθλώμενη ακτίνα διαδίδεται παράλληλα προς την διαχωριστική επιφάνεια. Για γωνίες πρόσπτωσης μεγαλύτερες της

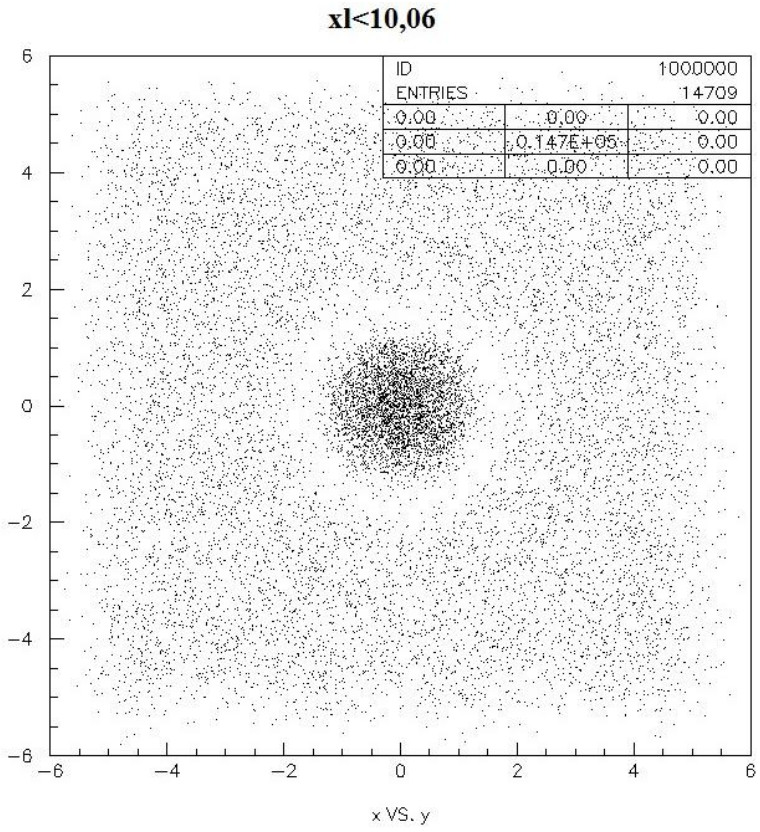
κρίσιμης θ_c έχουμε το φαινόμενο της ολικής ανάκλασης, με αποτέλεσμα φωτεινές ακτίνες να μην μπορούν να περάσουν μέσα στην σφαίρα. Αυτό το "έλλειμμα" ακτίνων που δεν φτάνουν στον ανιχνευτή , σε συνδυασμό με το φαινόμενο της εκτροπής των ακτίνων δικαιολογεί την μείωση των φωτονίων καθώς απομακρυνόμαστε από το κέντρο της σφαίρας (που είναι φανερό ότι είναι στο x=0 , y=0). Το "στεφάνι" αυτό τελειώνει όταν φωτόνια από την πηγή δεν βρίσκουν πια εμπόδιο μπροστά τους , και φτάνουν στον ανιχνευτή χωρίς να αλληλεπιδράσουν με το phantom.

Αφού αναλύσαμε τα φαινόμενα που οδηγούν στην εμφάνιση της εικόνας που λάβαμε από το προσομειωτικό πρόγραμμα PhoSim, θα πρέπει τώρα να δούμε πως μπορούμε να προσδιορίσουμε την ακτίνα του phantom, καθώς και τον δείκτη διάθλασης του, από την εικόνα που λαμβάνουμε στον ανιχνευτή.

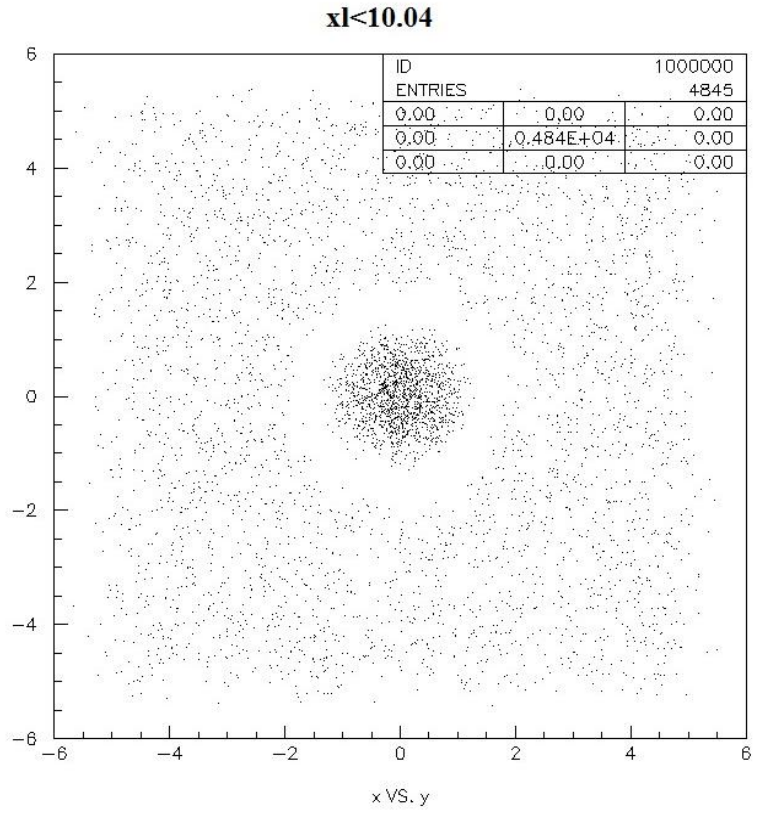
Όπως ειπώθηκε και παραπάνω, η εμφάνιση της περιοχής με τα λιγοστά ανιχνεύσιμα φωτόνια τελειώνει όταν φωτόνια από την πηγή φτάνουν στον ανιχνευτή χωρίς να βρουν στην πορεία τους κάποιο υλικό να αλληλεπιδράσουν, δηλαδή το phantom. Άρα η ακτίνα της σφαίρας που βρίσκεται μέσα στο μέσο προσδιορίζεται από την απόσταση του κέντρου με την περιοχή όπου η συγκέντρωση των ανιχνεύσιμων φωτονίων γίνεται ίδια με την υπόλοιπη περιοχή όπου δεν έχω phantom (μετά δηλαδή την περιοχή με τα ελάχιστα ανιχνεύσιμα φωτόνια). Ο διαχωρισμός των περιοχών διαφορετικής συγκέντρωσης ανιχνεύσιμων φωτονίων δεν είναι ευδιάκριτος για xl<10.1 , άρα θα πρέπει να μικρύνουμε το xl. Οι εικόνες που παίρνουμε είναι οι ακόλουθες:



Εικόνα 3.16: n=1,00 , fate=1 , xl<10,08

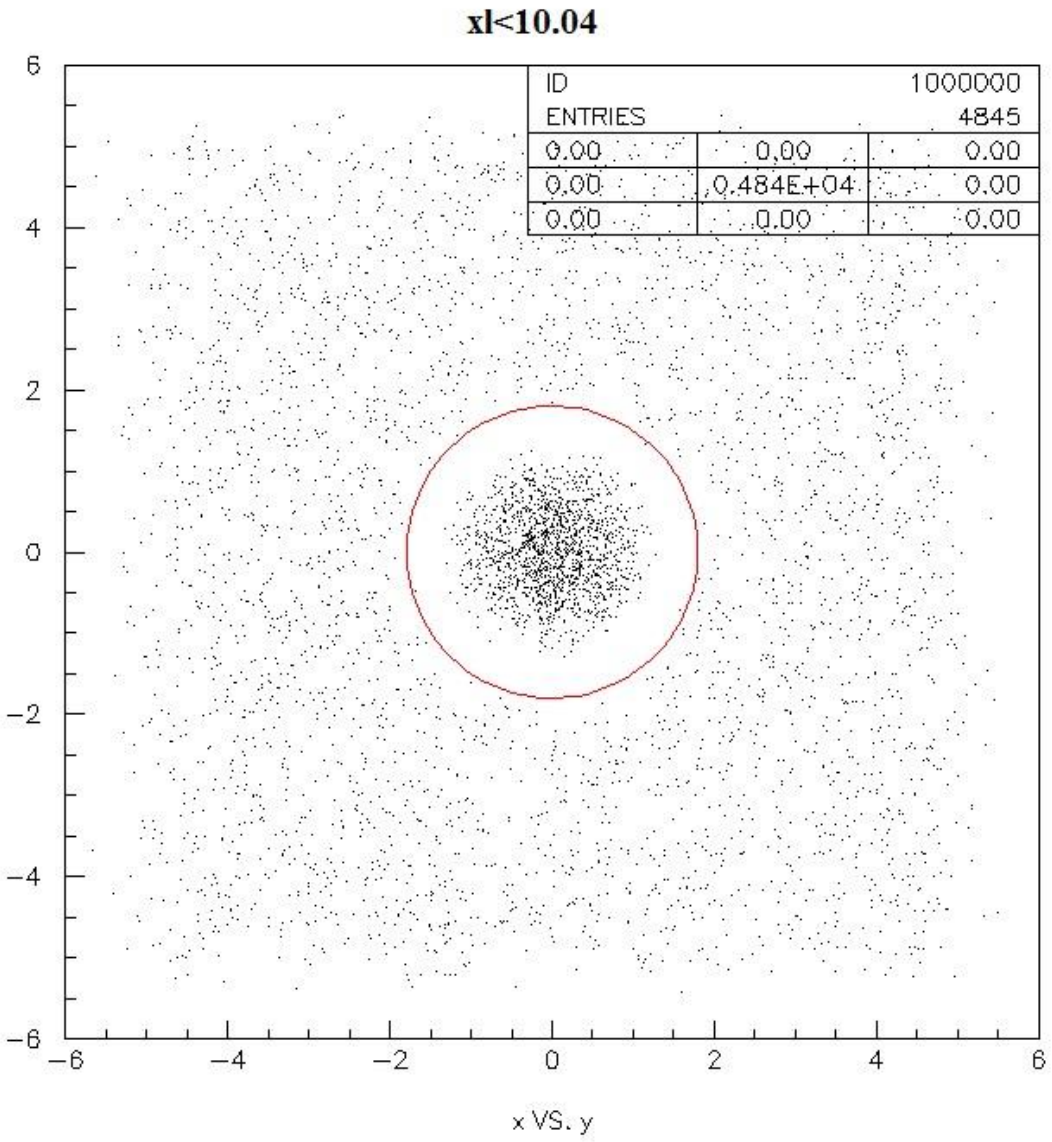


Εικόνα 3.17: n=1,00 , fate=1 , xl<10,06



Εικόνα 3.18: n=1,00 , fate=1 , xl<10,04

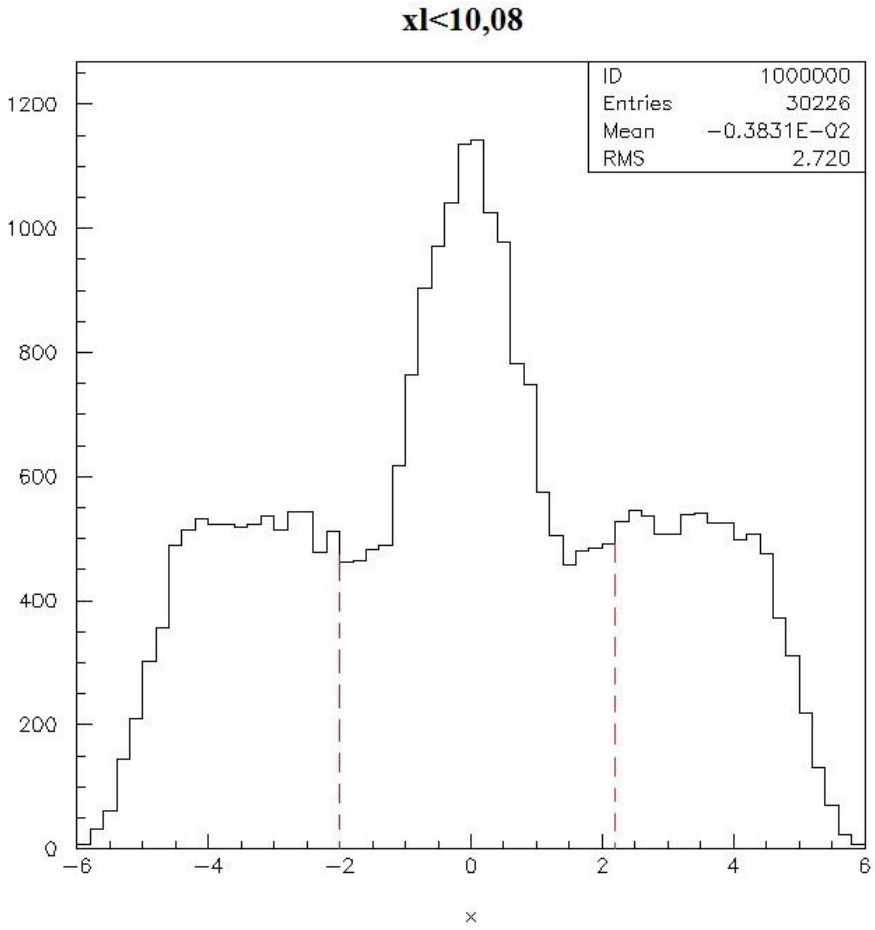
Ήδη από την εικόνα που παίρνουμε για xl<10,08 αρχίζουν να γίνονται ευδιάκριτες οι περιοχές που αναλύσαμε παραπάνω. Ωστόσο, για να μπορούμε να προσδιορίσουμε την ακτίνα του phantom με την μεγαλύτερη δυνατή ακρίβεια θα πρέπει να γίνει ευδιάκριτός ο διαχωρισμός μεταξύ της περιοχής όπου η συγκέντρωση ανιχνεύσιμων φωτονίων είναι μικρή και της περιοχής όπου η συγκέντρωση αυτή αντιστοιχεί σε φωτόνια που δεν αλληλεπίδρασαν με το phantom. Για τον λόγο αυτό, πρέπει να κοιτάξουμε την εικόνα που λαμβάνουμε για xl<10,04 :



Εικόνα 3.19: n=1,00 , fate=1 , xl<10,04. Προσδιορισμός ακτίνας του phantom

Βλέπουμε ότι η ακτίνα προσδιορίζεται (με αρκετά καλή ακρίβεια) να έχει τιμή 1,8, πολύ κοντά στην τιμή της ακτίνας του phantom που τοποθετήσαμε (R=2). Η απόδοση της προσομοίωσης με αυτόν τον τρόπο προσδιορισμού είναι 0,013% .

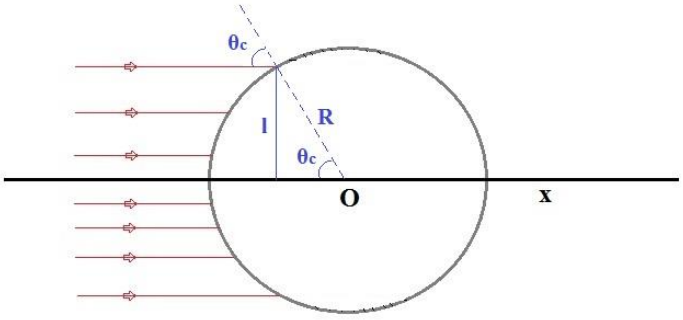
Ο άλλος τρόπος προσδιορισμού της ακτίνας μπορεί να γίνει με την βοήθεια του διαγράμματος αριθμού των γεγονότων που καταγράφονται στον ανιχνευτή συναρτήσει της τιμής του άξονα x (ή του άξονα y, και τα δύο διαγράμματα είναι πανομοιότητα αφού έχουμε σφαιρικό αντικείμενο).Στο διάγραμμα αυτό , θα ψάξουμε το σημείο το οποίο ακολουθεί μετά την μείωση των ανιχνεύσιμων φωτονίων. Με την χρήση αυτής της μεθόδου, ο προσδιορισμός της ακτίνας γίνεται με αρκετά καλή ακρίβεια ακόμη και για την περίπτωση όπου xl<10,08 :



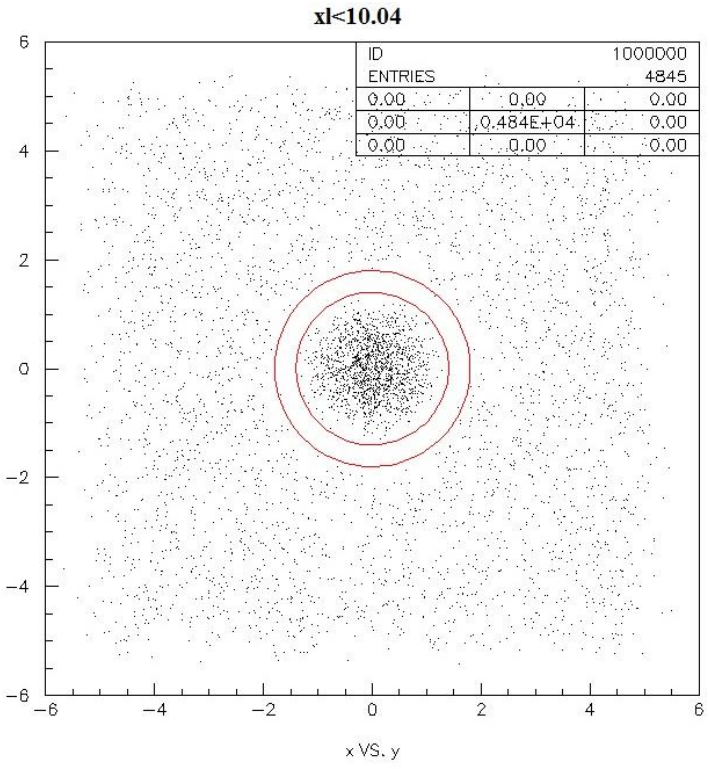
Διάγραμμα 3.8: n=1,00 , fate=1 , xl<10,08. Διάγραμμα αριθμού γεγονότων ανιχνεύσιμων φωτονίων συναρτήσει του άξονα x

Η τιμή της ακτίνας στην μέθοδο αυτή είναι μεταξύ 2 και 2,20. Με αυτήν την μέθοδο , παρόλο που η ακτίνα δεν προσδιορίστηκε με καλύτερη ακρίβεια από ότι πριν, η απόδοση της προσομοίωσης ανέβηκε στο 0,084% , αυξημένη περίπου κατά έξι φορές από την μέθοδο που ακολουθήσαμε προηγουμένως. Έτσι, όπως και στην περίπτωση του phantom με μηδενικό συντελεστή διάθλασης , η μέθοδος με την χρήση του παραπάνω διαγράμματος , αποδεικνύεται η καλύτερη.

Για τον προσδιορισμό του δείκτη διάθλασης του phantom μέσα από την εικόνα που παίρνουμε , θα θεωρήσουμε ότι η ακτίνα του εσωτερικού κύκλου (δηλαδή της περιοχής που ανιχνεύονται πολλά φωτόνια), μετρούμενη στην εικόνα από την οποία προσδιορίζουμε και την ακτίνα του phantom, αντιστοιχεί στην απόσταση του σημείου του phantom που προσπίπτουν τα φωτόνια με γωνία πρόσπτωσης ίση με την κρίσιμη τιμή θ_c , από τον άξονα που περνάει από το κέντρο του και είναι παράλληλος με την αρχική δέσμη. Αυτή η θεώρηση έχει πρόβλημα, και αυτό διότι τα τελευταία φωτόνια που καταφέρνουν να μπουν στο εσωτερικό της σφαίρας αποκλίνουν τόσο πολύ από την ευθύγραμμη πορεία τους που διανύουν μεγάλες αποστάσεις και δεν μπορούν να ανιχνευθούν όταν το xl είναι τόσο κοντά στο 10 (όση δηλαδή η απόσταση που θα διένυαν τα φωτόνια αν δεν αλληλοεπιδρούσαν καθόλου κατά την διάρκεια της «πτήσης» τους) , ωστόσο είναι μία υπόθεση που θα δούμε αν και πόσο θα μας δώσει κάποιο καλό αποτέλεσμα.



Από το παραπάνω σχήμα βλέπουμε ότι $sin\theta_c = \frac{l}{R}$. Το l είναι ίσο με την ακτίνα του εσωτερικού κύκλου που εμφανίζεται στην εικόνα που λαμβάνουμε , και R είναι η ακτίνα του phantom. Τις τιμές αυτές τις λαμβάνουμε από την περίπτωση με xl<10.04 , εκεί που προσδιορίσαμε την ακτίνα :

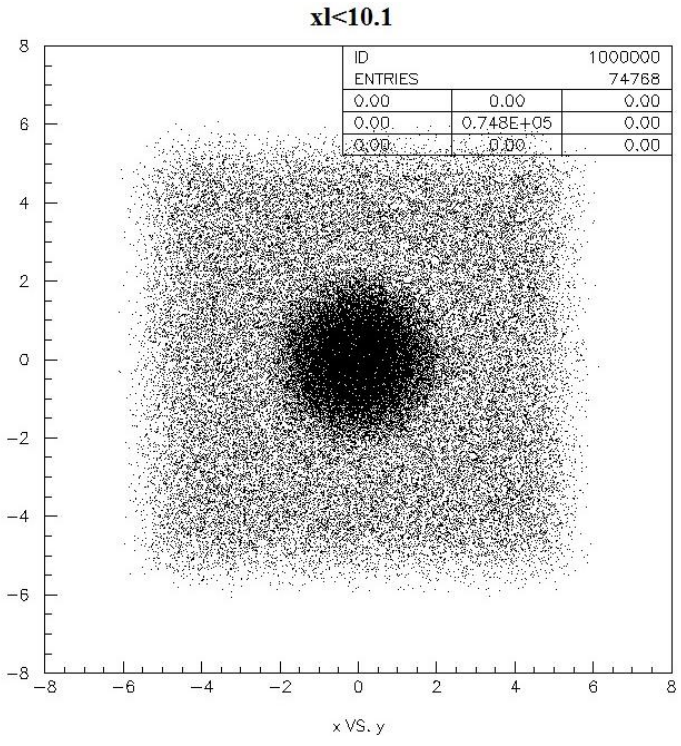


Εικόνα 3.20: n=1,00 , fate=1 , xl<10,04. Προσδιορισμός ακτίνας εσωτερικού κύκλου και ακτίνας phantom

Η τιμή του l προσδιορίζεται στο 1,4 και η ακτίνα R, όπως βρήκαμε πριν, στο 1,8 . Άρα , βρίσκουμε ότι $sin\theta_c = 0{,}78$. Όμως , στην περίπτωση της κρίσιμης γωνίας θ_c ισχύει ότι η διαθλώμενη ακτίνα (ή στην περίπτωση που μελετάμε το διαθλώμενο φωτόνιο) κινείται παράλληλα με την διαχωριστική επιφάνεια των υλικών. Άρα από τον νόμο Snell : $\frac{n_2}{n_1} = \frac{sin\theta_c}{sin\theta_2}$ (όπου n_1 είναι ο δείκτης διάθλασης του μέσου , n_2 ο δείκτης διάθλασης του phantom και θ_2 η γωνία διάθλασης) έχουμε ότι $n_2 = sin\theta_c \cdot n_1$. Επομένως , αφού $n_1 = 1{,}33$ και $sin\theta_c = 0{,}78$, προκύπτει ότι ο δείκτης διάθλασης του phantom είναι $n_2 = 1{,}037$. Η τιμή που προκύπτει έχει απόκλιση περίπου 3,6% από την πραγματική τιμή που έχει ο δείκτης διάθλασης. Είναι ένα πολύ καλό αποτέλεσμα το οποίο , μας δίνει την δυνατότητα να χρησιμοποιούμε την αρχική υπόθεση, ωστόσο γνωρίζοντας ότι η απόκλιση αυτής από την πραγματικότητα θα διατυπωθεί στο τελικό αποτέλεσμα (πειραματική και πραγματική τιμή του δείκτη διάθλασης διαφέρουν). Τέλος, ένα μέρος της απόκλισης αυτής οφείλεται και στο σφάλμα προσδιορισμού των τιμών l και R το οποίο είναι σφάλμα ανάγνωσης και μεταβάλλονται ανάλογα με την ανάλυση της προβολικής εικόνας που λαμβάνουμε.

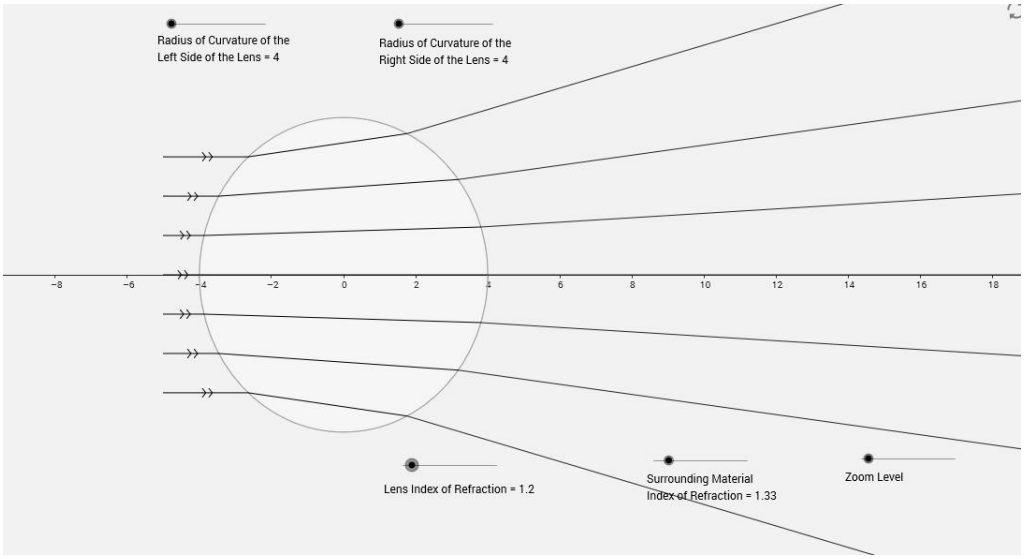
~

Στην συνέχεια, αυξάνουμε τον δείκτη διάθλασης του phantom σε n=1,20 , χωρίς όμως να αλλάζουμε τις άλλες μεταβλητές του προγράμματος με στόχο να δούμε τις όποιες διαφορές θα προκύψουν στην απεικόνιση του , εξαιτίας του αυξημένου δείκτη διάθλασης. Η εικόνα που λαμβάνουμε για xl<10,1 είναι η εξής:



Εικόνα 3.21: n=1,20 , fate=1 , xl<10,1

Στην παραπάνω εικόνα παρατηρείται μία περιοχή με μεγάλο αριθμό φωτονίων και γύρω από αυτήν ένα πολύ αχνό "στεφάνι" με λιγότερο αριθμό φωτονίων , ελάχιστα λιγότερο από αυτόν που παρατηρείται στην περιοχή όπου δεν υπάρχει κάποιο phantom. Για να γίνει κατανοητή η εικόνα που λαμβάνουμε από τα πειραματικά δεδομένα , για το μέγεθος του phantom που έχει τοποθετηθεί στο μέσο, ας δούμε, αρχικά, πως συμπεριφέρονται οι ακτίνες φωτός που κινούνται σε ένα μέσο με δείκτη διάθλασης n=1,33 καθώς πέφτουν πάνω σε μία σφαιρική επιφάνεια με δείκτη διάθλασης n=1,20.



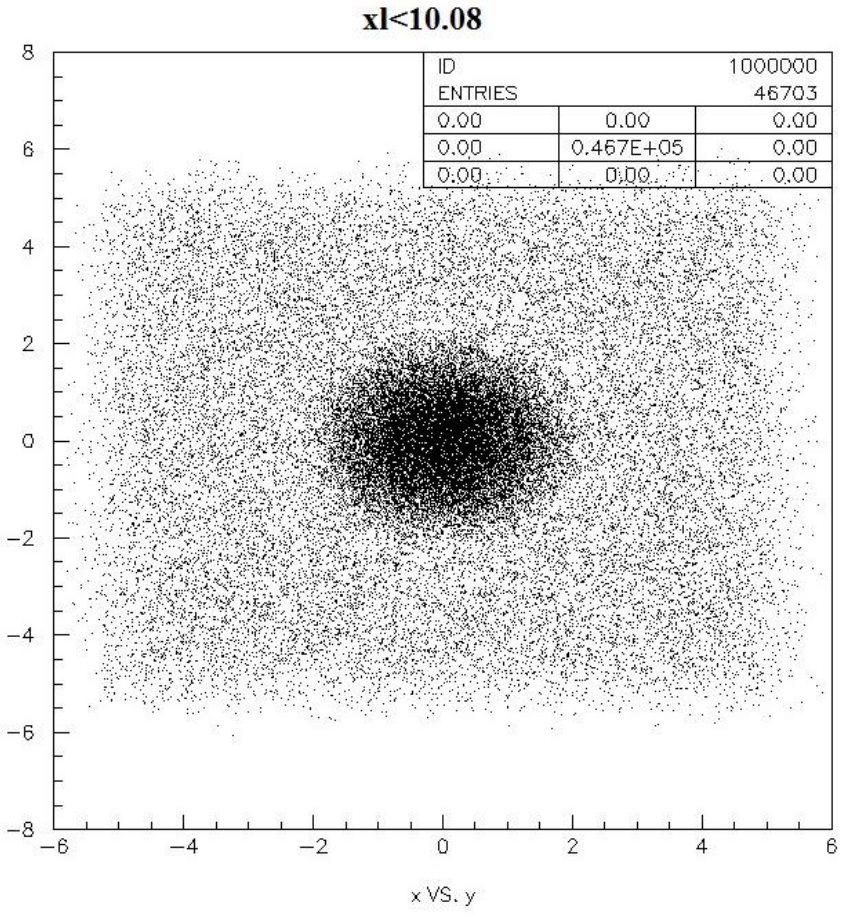
Εικόνα 3.22: Συμπεριφορά ακτίνων φωτός όταν συναντούν αδιάφανη σφαίρα

Παρατηρείται , όπως και στην προηγούμενη περίπτωση, ότι όσο πιο κοντά βρισκόμαστε στον άξονα που περνάει από το κέντρο της σφαίρας και είναι παράλληλος στις ακτίνες , τόσο περισσότερες ακτίνες κινούνται σχεδόν ευθύγραμμα αποκλίνοντας ελάχιστα από την πορεία τους, και σε συνδυασμό με την μη σκέδαση των φωτονίων όταν περνούν μέσα από το phantom, δημιουργούν μία μεγάλη συγκέντρωση ballistic φωτονίων στο κέντρο της εικόνας. Στην περίπτωση όμως αυτή, ακόμα και για φωτόνια που βρίσκονται πιο μακριά από τον άξονα που περνάει από το κέντρο του phantom , η εκτροπή είναι μικρή, με αποτέλεσμα να ανιχνεύονται και αυτά , αφού έχουν διανύσει μικρή απόσταση (ή xl όπως το ορίζουμε στο πρόγραμμα). Αυτή η συμπεριφορά δικαιολογεί την πολύ μεγάλη συγκέντρωση φωτονίων στο κέντρο της εικόνας καθώς και την πολύ μεγάλη περιοχή στην οποία εκτείνεται αυτή η υψηλή συγκέντρωση ανιχνεύσιμων φωτονίων.

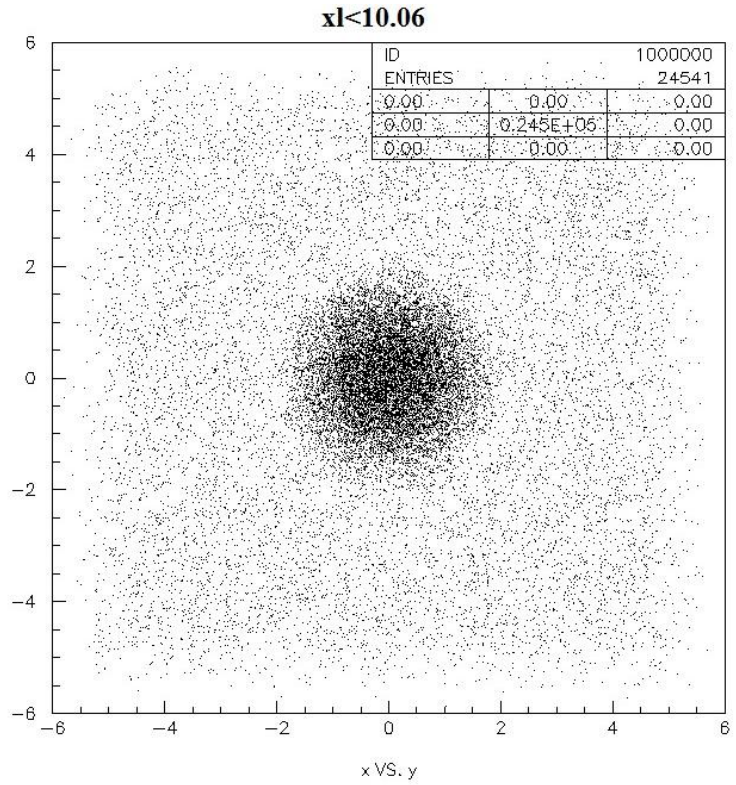
Ωστόσο, υπάρχουν κάποιες ακτίνες που βρίσκονται πολύ μακριά από τον άξονα και αποκλίνουν αρκετά από την πορεία τους, με αποτέλεσμα να διανύουν μεγαλύτερη απόσταση από αυτήν που έχουμε ορίσει μέσω της μεταβλητής xl. Το φαινόμενο αυτό σε συνδυασμό με τις ακτίνες όπου υπόκεινται σε ολική ανάκλαση, που αναγκάζει σε ένα κομμάτι του phantom να μην εισέρχονται φωτόνια (ή ακτίνες) και κατ' επέκταση ούτε να εξέρχονται, οδηγεί στην εμφάνιση (γύρω από την περιοχή μεγάλης συγκέντρωσης φωτονίων) ενός αχνού "στεφανιού" με λιγότερο αριθμό ανιχνεύσιμων φωτονίων. Τα

φωτόνια αυτά όμως είναι λιγοστά , με αποτέλεσμα η περιοχή με τον λιγότερο αριθμό φωτονίων να έχει ελάχιστα λιγότερο από αυτόν που παρατηρείται στην περιοχή όπου δεν υπάρχει κάποιο phantom.

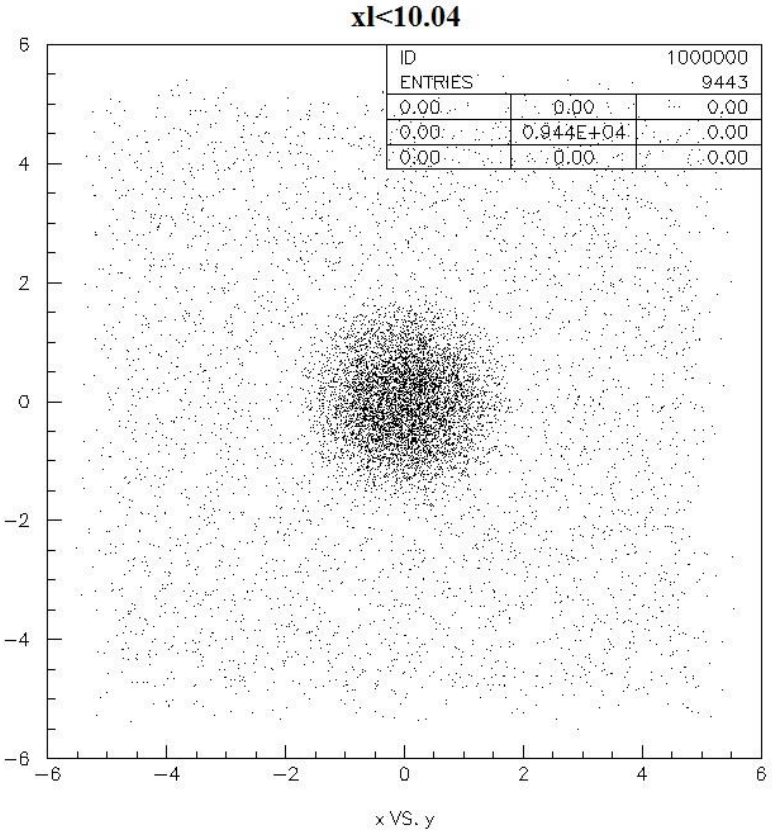
Προσπαθώντας , στην συνέχεια , να προσδιορίσουμε την ακτίνα του phantom, όπως και στην περίπτωση του phantom με δείκτη διάθλασης n=1,00 , το χαρακτηριστικό που θα μας οδηγήσει στον ακριβέστερο προσδιορισμό της τιμής της είναι το γεγονός ότι η εμφάνιση της περιοχής με τα λιγοστά ανιχνεύσιμα φωτόνια τελειώνει όταν φωτόνια από την πηγή δεν βρίσκουν πια εμπόδιο μπροστά τους ,δηλαδή το phantom. Άρα η ακτίνα της σφαίρας που βρίσκεται μέσα στο μέσο, προσδιορίζεται από την απόσταση του κέντρου μέχρι την περιοχή όπου η συγκέντρωση των ανιχνεύσιμων φωτονίων γίνεται ίδια με την υπόλοιπη περιοχή όπου δεν έχω phantom. Ακολουθούν οι εικόνες που λαμβάνουμε καθώς περιορίζουμε το xl κοντά στο 10 (όσος δηλαδή και ο χώρος του μέσου):



Εικόνα 3.23: n=1,20 , fate=1 , xl<10,08

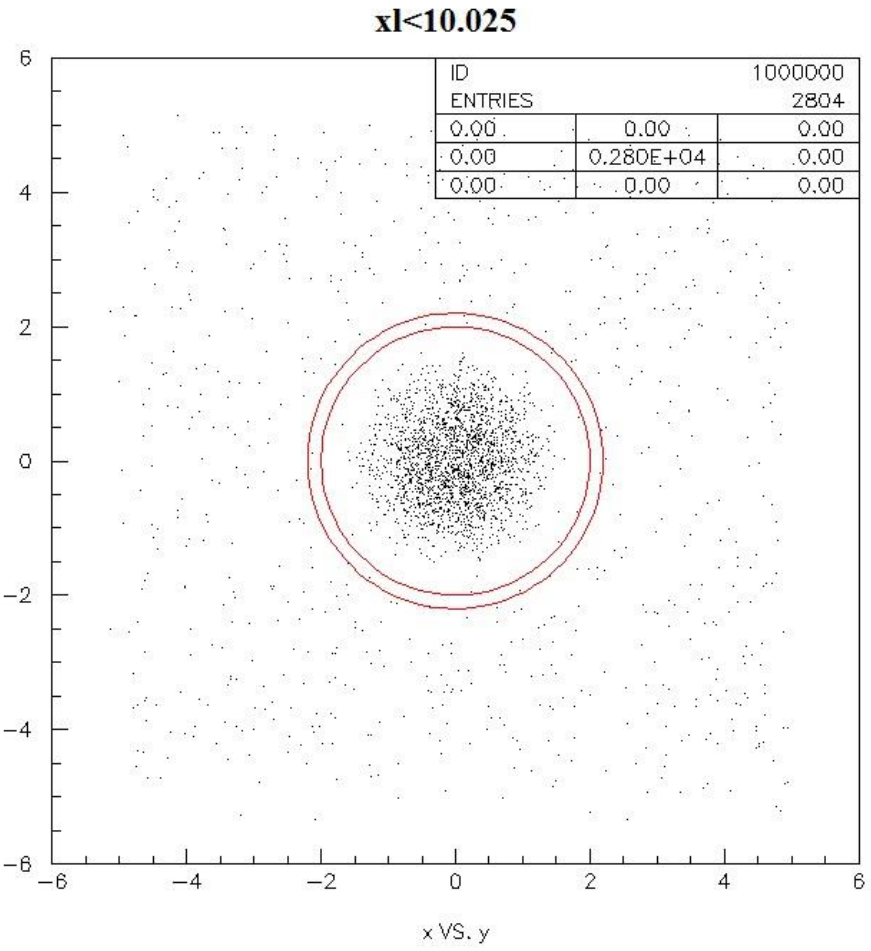


Εικόνα 3.24: n=1,20 , fate=1 , xl<10,06



Εικόνα 3.25: n=1,20 , fate=1 , xl<10,04

Όπως φαίνεται και από τις παραπάνω εικόνες , το πρόβλημα σε αυτήν την περίπτωση που μελετάται είναι ότι η αχνή περιοχή δεν είναι εύκολα διαχωρίσιμη διότι τα φωτόνια που δεν καταφέρνουν να ανιχνευθούν (οι λόγοι αναφέρθηκαν παραπάνω) είναι πολύ λίγα. Άρα, η απότομη αύξηση συγκέντρωσης ανιχνεύσιμων φωτονίων που ψάχναμε και εκμεταλλευτήκαμε στην προηγούμενη περίπτωση, εδώ δεν μπορεί να εφαρμοστεί. Μία προσέγγιση για την τιμή της ακτίνας του phantom μπορούμε να δούμε στην εικόνα που παίρνουμε για xl<10.025:

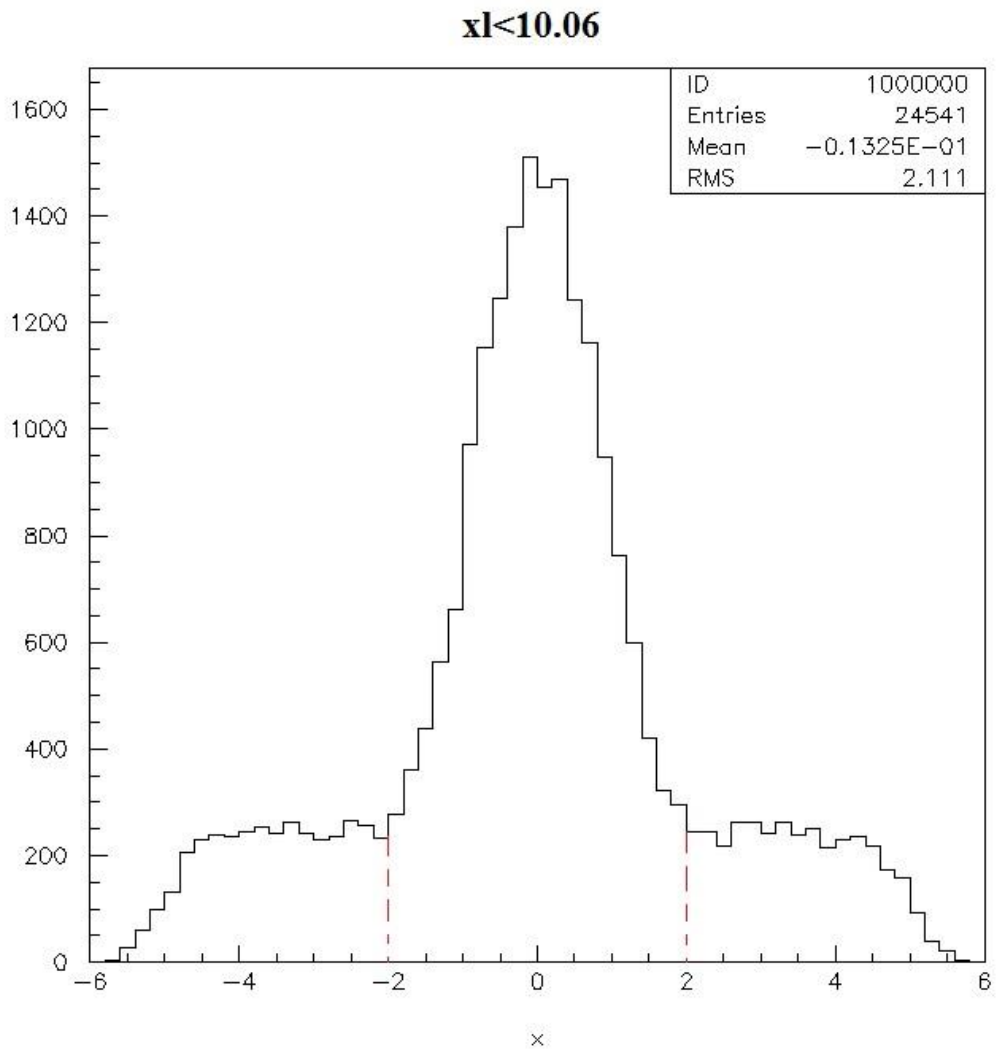


Εικόνα 3.26: n=1,20 , fate=1 , xl<10,025. Προσδιορισμός ακτίνας του phantom

Βρίσκουμε ότι η ακτίνα έχει τιμή 1,8-2. Ωστόσο , ο μικρός αριθμός δεδομένων κάνει αυτήν την προσέγγιση αρκετά αβέβαιη και με μεγάλο σφάλμα. Έτσι, θα προσπαθήσουμε να προσδιορίσουμε την ακτίνα με την άλλη μέθοδο, με την βοήθεια του διαγράμματος αριθμού των γεγονότων που καταγράφονται στον ανιχνευτή συναρτήσει της τιμής του άξονα x (ή του άξονα y, και τα δύο διαγράμματα είναι πανομοιότητα αφού έχουμε σφαιρικό αντικείμενο).

Στο διάγραμμα αυτό , δεν θα ψάξουμε το σημείο το οποίο ακολουθεί μετά από την μείωση των ανιχνεύσιμων φωτονίων όπως κάναμε στην προηγούμενη περίπτωση αλλά θα κοιτάξουμε για το σημείο στο οποίο τελειώνει ο υψηλός αριθμός ανιχνεύσιμων φωτονίων. Αυτή η διαφοροποίηση οφείλεται,

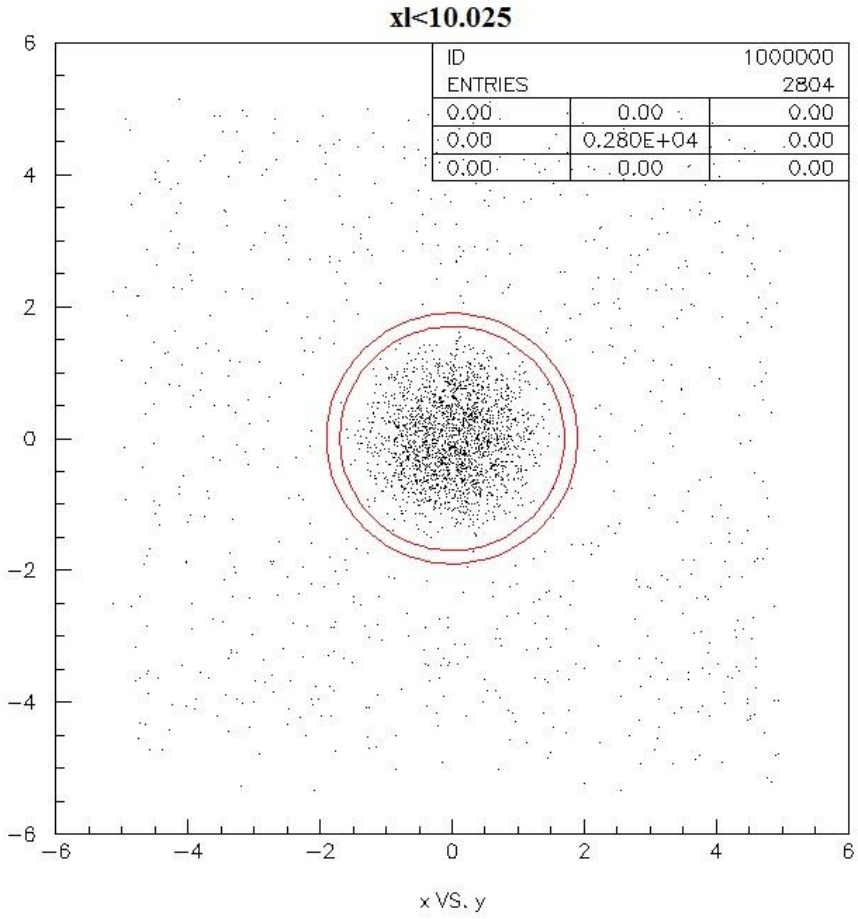
όπως αποτυπώθηκε και στις παραπάνω εικόνες, στο γεγονός ότι η μείωση των ανιχνεύσιμων φωτονίων γύρω από την κεντρική περιοχή (περιοχή με πολλά ανιχνεύσιμα φωτόνια) είναι πολύ μικρή και δεν μπορεί να αποτυπωθεί ούτε όταν προσπαθούμε να λάβουμε εικόνες για xl κοντά στο 10 , ούτε στο διάγραμμα αριθμού ανιχνεύσιμων φωτονίων. Με αυτόν τον τρόπο, ο προσδιορισμός της ακτίνας γίνεται με αρκετά καλή ακρίβεια για xl<10,06 :



Διάγραμμα 3.9: n=1,20 , fate=1 , xl<10,06. Διάγραμμα αριθμού γεγονότων ανιχνεύσιμων φωτονίων συναρτήσει του άξονα x

Η ακτίνα προσδιορίζεται στην τιμή 2 , τιμή που αντιστοιχεί απόλυτα σε αυτήν της ακτίνας του phantom που ορίσαμε εμείς αρχικά. Με αυτήν την μέθοδο , ο προσδιορισμός έγινε με μεγαλύτερη ακρίβεια και το πιο σημαντικό, αυξήθηκε την απόδοση της προσομοίωσης.

Όσο αναφορά τον πειραματικό προσδιορισμό του δείκτη διάθλασης του phantom ακολουθούμε την ίδια μέθοδο με πριν. Δηλαδή , θεωρήσουμε ότι η ακτίνα l του εσωτερικού κύκλου (δηλαδή της περιοχής που ανιχνεύονται πολλά φωτόνια), μετρούμενη στην εικόνα από την οποία προσδιορίζουμε και την ακτίνα R του phantom, αντιστοιχεί στην απόσταση του σημείου του phantom που προσπίπτουν τα φωτόνια με γωνία πρόσπτωσης ίση με την κρίσιμη τιμή θ_c , από τον άξονα που περνάει από το κέντρο του και είναι παράλληλος με την αρχική δέσμη. Έτσι προσδιορίζουμε την τιμή του l στην περίπτωση όπου xl<10.025:



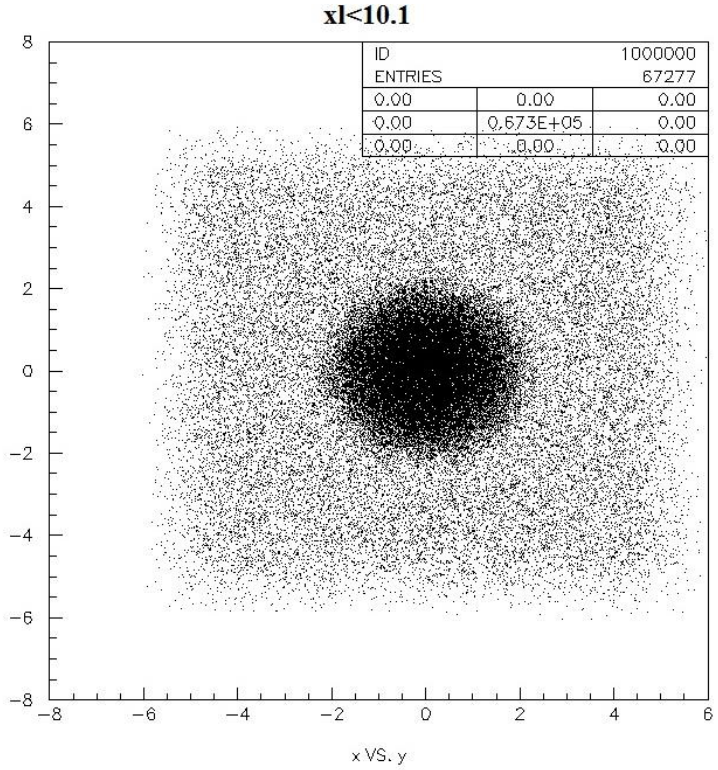
Εικόνα 3.27: n=1,20 , fate=1 , xl<10,025. Προσδιορισμός ακτίνας εσωτερικού κύκλου και ακτίνας phantom

Η τιμή του l προσδιορίζεται στο 1,7 και η ακτίνα R στο 1,9 (προσδιορίστηκε στην τιμή 1,8-2 αλλά εμείς θα χρησιμοποιήσουμε την μέση τιμή αυτού του εύρους για τους υπολογισμούς). Άρα , βρίσκουμε ότι $sin\theta_c = \frac{l}{R} \cong 0{,}89$. Όμως , στην περίπτωση της κρίσιμης γωνίας θ_c ισχύει ότι η διαθλώμενη ακτίνα (ή στην περίπτωση που μελετάμε το διαθλώμενο φωτόνιο) κινείται παράλληλα με την διαχωριστική επιφάνεια των υλικών. Άρα από τον νόμο Snell : $\frac{n_2}{n_1} = \frac{sin\theta_c}{sin\theta_2}$ (όπου n_1 είναι ο δείκτης διάθλασης του μέσου , n_2 ο δείκτης διάθλασης του phantom και θ_2 η γωνία διάθλασης) έχουμε ότι

$n_2 = sin\theta_c \cdot n_1$. Επομένως , αφού $n_1 = 1{,}33$ και $sin\theta_c \cong 0{,}89$, προκύπτει ότι ο δείκτης διάθλασης του phantom είναι $n_2 = 1{,}18$. Η τιμή που προκύπτει έχει απόκλιση περίπου 1,7% από την πραγματική τιμή που έχει ο δείκτης διάθλασης, και οφείλεται στο γεγονός ότι η αρχική υπόθεση της μεθόδου αυτής είναι μια προσέγγιση της πραγματικότητας.

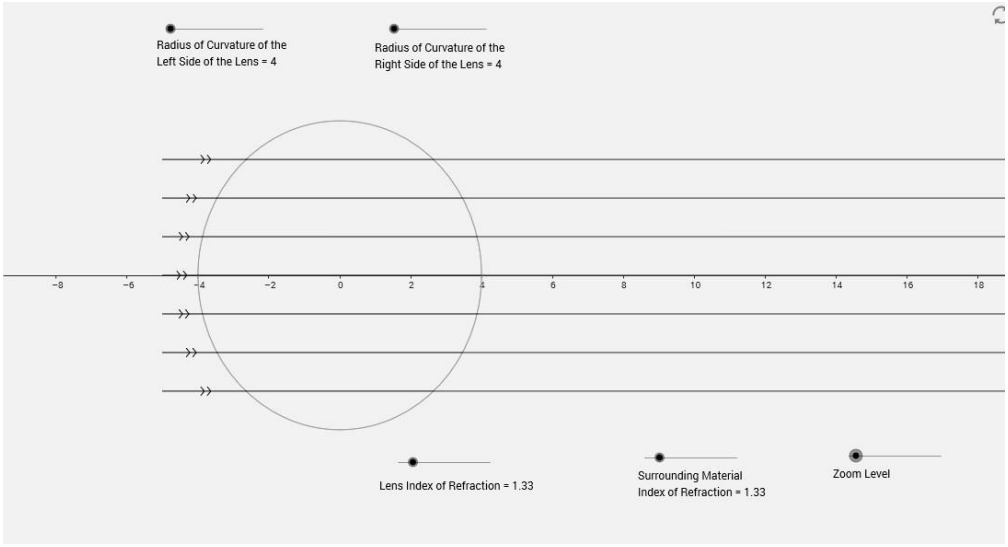
3.2.3: Phantom με δείκτη διάθλασης ίσο με τον δείκτη διάθλασης του μέσου

Στην συνέχεια, αυξάνουμε τον δείκτη διάθλασης του phantom σε n=1,33 , δηλαδή όσος είναι ο δείκτης διάθλασης του μέσου. Η εικόνα που λαμβάνουμε για xl<10,1 είναι (τοποθετούμε το φίλτρο αυτό για να διαθέτουμε όσα περισσότερα αξιοποιήσιμα δεδομένα γίνεται) :



Εικόνα 3.28: n=1,33 , fate=1 , xl<10,1

Στην εικόνα που λαμβάνουμε , παρατηρείται στο κέντρο μία περιοχή με μεγάλο αριθμό φωτονίων , χωρίς αυτήν την φορά να υπάρχει κάποια περιοχή γύρω από την προαναφερθείσα όπου η συγκέντρωση ανιχνεύσιμων φωτονίων να είναι σχετικά μειωμένη σε σχέση με τις περιοχές όπου τα φωτόνια δεν αλληλεπιδρούν με το phantom , όπως παρατηρήθηκε στις προηγούμενες προσομοιώσεις. Για να αναλυθεί η αιτία που παίρνουμε αυτήν την εικόνα , ας δούμε ,αρχικά ,πως συμπεριφέρονται οι ακτίνες φωτός που κινούνται σε ένα μέσο με δείκτη διάθλασης n=1,33 καθώς πέφτουν πάνω σε μία σφαιρική επιφάνεια με δείκτη διάθλασης n=1,33 (τον ίδιο δηλαδή με το μέσο):

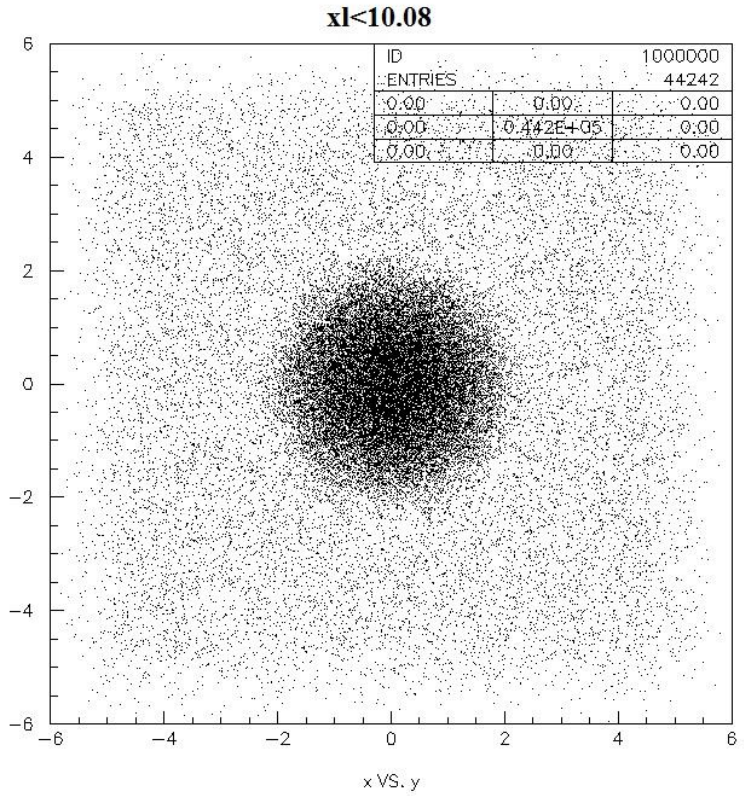


Εικόνα 3.29: Συμπεριφορά ακτίνων φωτός όταν συναντούν αδιάφανη σφαίρα

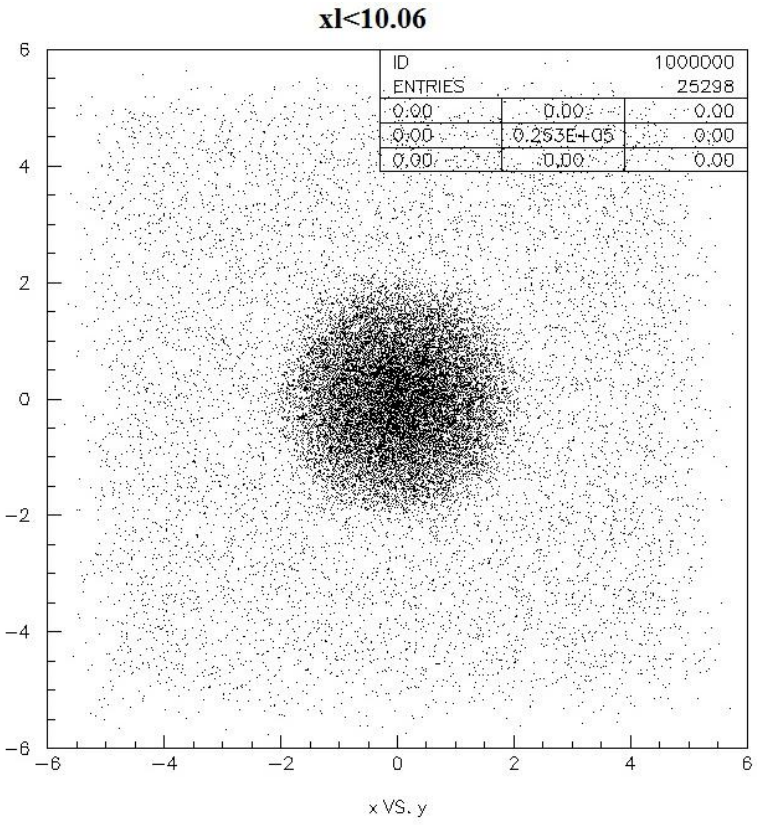
Η συμπεριφορά των ακτίνων είναι προφανείς. Καθότι το υλικό έχει τον ίδιο δείκτη διάθλασης με το μέσο, οι ακτίνες δεν αναγνωρίζουν κάποια αλλαγή στον χώρο κίνησής τους και άρα συνεχίζουν την ευθύγραμμη πορεία τους χωρίς να υπόκεινται σε αλλαγές κατεύθυνσης. Ωστόσο , στην εικόνα που πήραμε από την προσομοίωση, παρατηρείται μία κυκλική περιοχή με έντονη συγκέντρωση ανιχνεύσιμων φωτονίων. Αυτό οφείλεται στα φαινόμενα σκέδασης που συμβαίνουν στο μέσο και που εκλείπουν από το εσωτερικό του phantom.

Όταν τα φωτόνια (που απαρτίζουν τις ακτίνες φωτός) περνούν στο εσωτερικό της σφαίρας δεν σκεδάζονται , και σε συνδυασμό με την έλλειψη του φαινομένου της διάθλασης, η συνολική απόσταση που διανύουν σε σχέση με αυτή που διανύουν τα φωτόνια που κινούνται στο μέσο και υπόκεινται σε σκεδάσεις (σύμφωνα με τον παράγοντα g που μας δείχνει κατά πόσο σκεδάζονται και πόσο αλλάζει η διεύθυνση τους) είναι μικρότερη. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα , για μικρά xl, να εμφανίζονται πολλά ανιχνεύσιμα φωτόνια που πέρασαν μέσα από την σφαίρα, δημιουργώντας μεγάλη συγκέντρωση φωτονίων στο κέντρο της εικόνας.

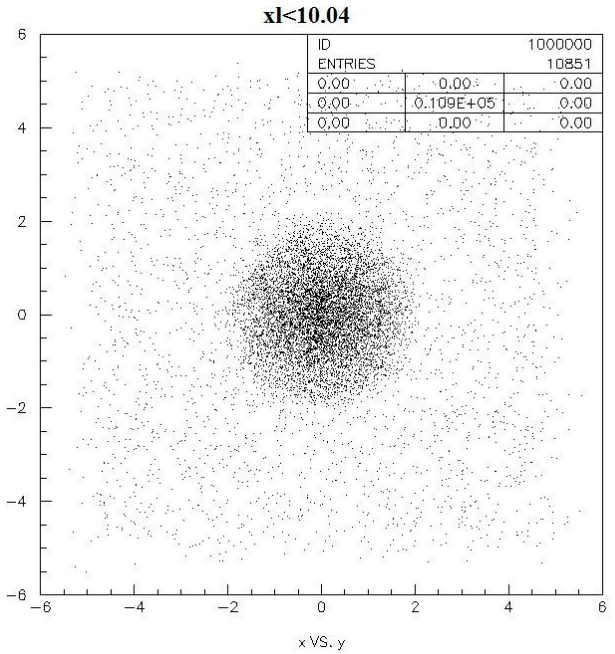
Αυτή η συμπεριφορά των φωτονίων μάς βοηθάει στον προσδιορισμό της ακτίνας του phantom , διότι όλα τα φωτόνια που αλληλεπιδρούν με το phantom (όσα δηλαδή προσπίπτουν πάνω στην επιφάνεια του και εισέρχονται στο εσωτερικό του) θα διανύσουν μικρότερη απόσταση από τα υπόλοιπα που δεν αλληλεπιδρούν, καθότι δεν υπάρχει σε αυτήν την περίπτωση το φαινόμενο της ολικής ανάκλασης (αυτό δικαιολογεί και την έλλειψη περιοχής με μικρή συγκέντρωση ανιχνεύσιμων φωτονίων γύρω από την κεντρική περιοχή). Έτσι, σε xl κοντά στο 10 (όση η απόσταση πηγής-ανιχνευτή) η ακτίνα του phantom θα προσδιορίζεται από την περιοχή υψηλού αριθμού ανιχνεύσιμων φωτονίων. Ακολουθούν οι εικόνες που λαμβάνουμε καθώς περιορίζουμε το xl κοντά στο 10:



Εικόνα 3.30: n=1,33 , fate=1 , xl<10,08

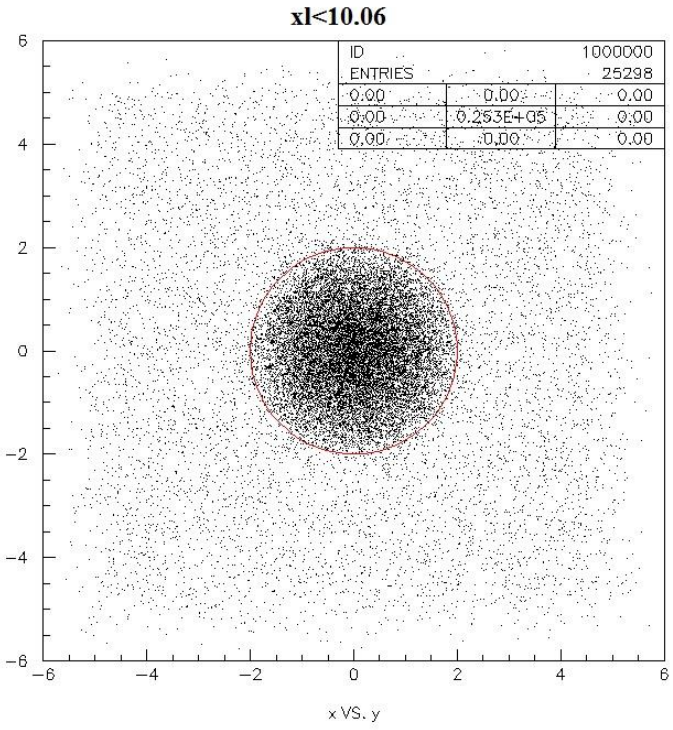


Εικόνα 3.31: n=1,33 , fate=1 , xl<10,06



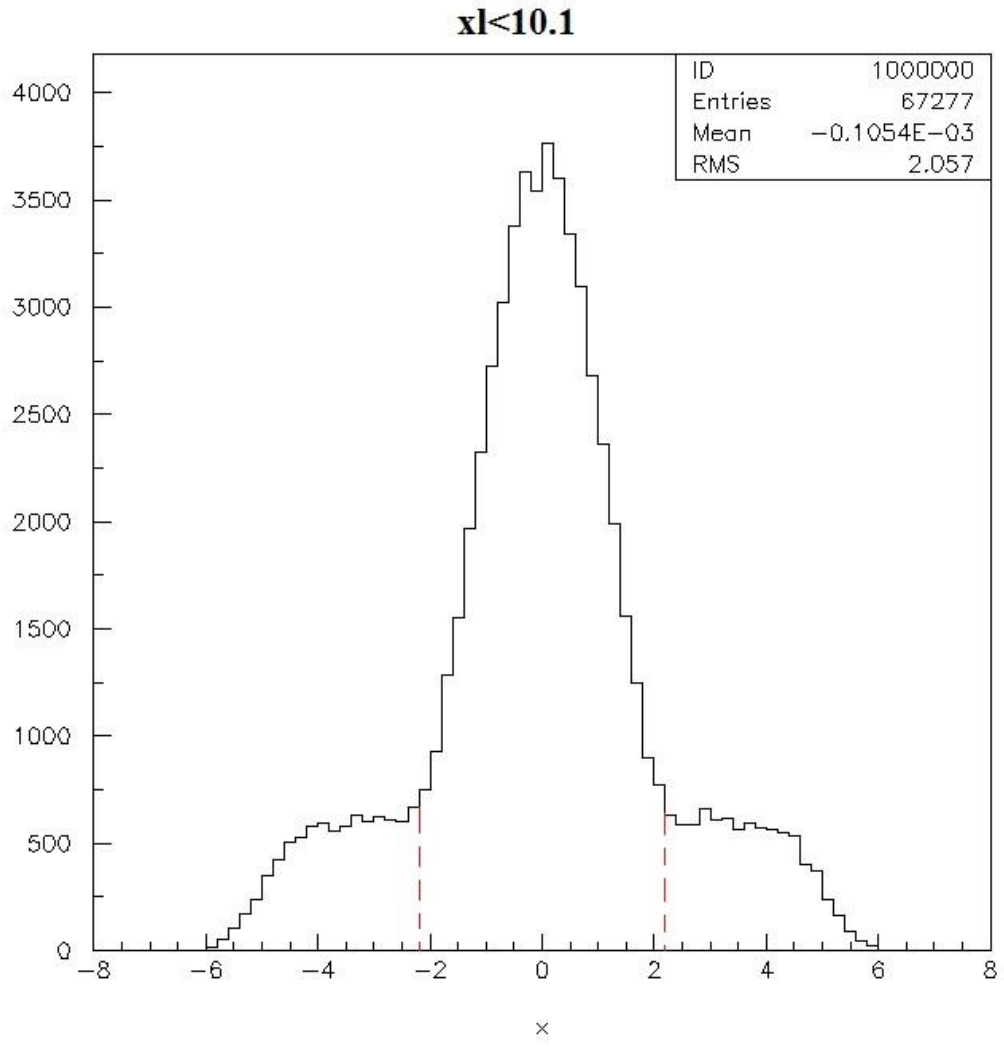
Εικόνα 3.32: n=1,33 , fate=1 , xl<10,04

Όπως παρατηρείται , η έντονη περιοχή ανιχνεύσιμων φωτονίων αρχίζει να ξεχωρίζει στην εικόνα που λαμβάνουμε για xl<10.06. Σε αυτήν την εικόνα ο προσδιορισμός της ακτίνας μπορεί να γίνει με αρκετά καλή ακρίβεια , και να προσδιοριστεί στην τιμή 2, όση δηλαδή είναι η τιμή της ακτίνας του phantom που τοποθετήθηκε στο μέσο.



Εικόνα 3.33: n=1,33 , fate=1 , xl<10,06. Προσδιορισμός ακτίνας

Με την μέθοδο του διαγράμματος αριθμού των γεγονότων που καταγράφονται στον ανιχνευτή συναρτήσει της τιμής του άξονα x (ή του άξονα y, και τα δύο διαγράμματα είναι πανομοιότητα αφού έχουμε σφαιρικό αντικείμενο), στην περίπτωση αυτή δεν έχουμε ακριβέστερο προσδιορισμό της ακτίνας, όμως μπορούμε να προσδιορίσουμε την τιμή της με ένα σχετικά μικρό σφάλμα ακόμη και από την περίπτωση xl<10.1 (κοιτάζουμε για το σημείο στο οποίο τελειώνει ο υψηλός αριθμός ανιχνεύσιμων φωτονίων, προσέχοντας ωστόσο τα σημεία αυτά να μην έχουν πλήθος γεγονότων μικρότερο ή ίσο από άλλα σημεία του διαγράμματος που δεν αντιστοιχούν σε phantom), βελτιώνοντας έτσι κατά πολύ την απόδοση της προσομοίωσης:



Διάγραμμα 3.10: n=1,33 , fate=1 , xl<10,1. Διάγραμμα αριθμού γεγονότων ανιχνεύσιμων φωτονίων συναρτήσει του άξονα x

Βλέπουμε ότι η ακρίβεια είναι αρκετά καλή και η τιμή της ακτίνας που βρίσκουμε με αυτή την μέθοδο έχει τιμή μεταξύ 2 και 2,20. Αν μειώσουμε το xl , η ακρίβεια μεγαλώνει και η τιμή της ακτίνας

προσδιορίζεται όλο και πιο κοντά στο 2. Ωστόσο , με αυτήν την εικόνα θέλουμε να δείξουμε ότι αυτή η μέθοδος, ακόμη και σε αυτήν την περίπτωση όπου ο προσδιορισμός της ακτίνας είναι πιο εύκολος από τις προηγούμενες εξασφαλίζει καλύτερη απόδοση της προσομοίωσης.

Όσο αναφορά τον προσδιορισμό του δείκτη διάθλασης του phantom , με την μέθοδο που έχουμε χρησιμοποιήσει και στις προηγούμενες περιπτώσεις , οι τιμές των l και R συμπίπτουν αφού δεν υπάρχει εσωτερικός κύκλος. Άρα $sin\theta_c = \frac{l}{R} = 1$, και από την σχέση $n_2 = sin\theta_c \cdot n_1$ (με $n_1 = 1{,}33$) προκύπτει ότι ο δείκτης διάθλασης του phantom είναι $n_2 = 1{,}33$. Η πειραματική τιμή είναι ίδια με την πραγματική τιμή του δείκτη διάθλασης διότι ήταν μία ειδική περίπτωση στην οποία δεν χρειαζόταν ο προσδιορισμός των τιμών l και R, και άρα οποιαδήποτε διαφοροποίηση αυτών των τιμών από την πραγματική τους δεν εμφανίστηκε στον δείκτη διάθλασης του phantom.

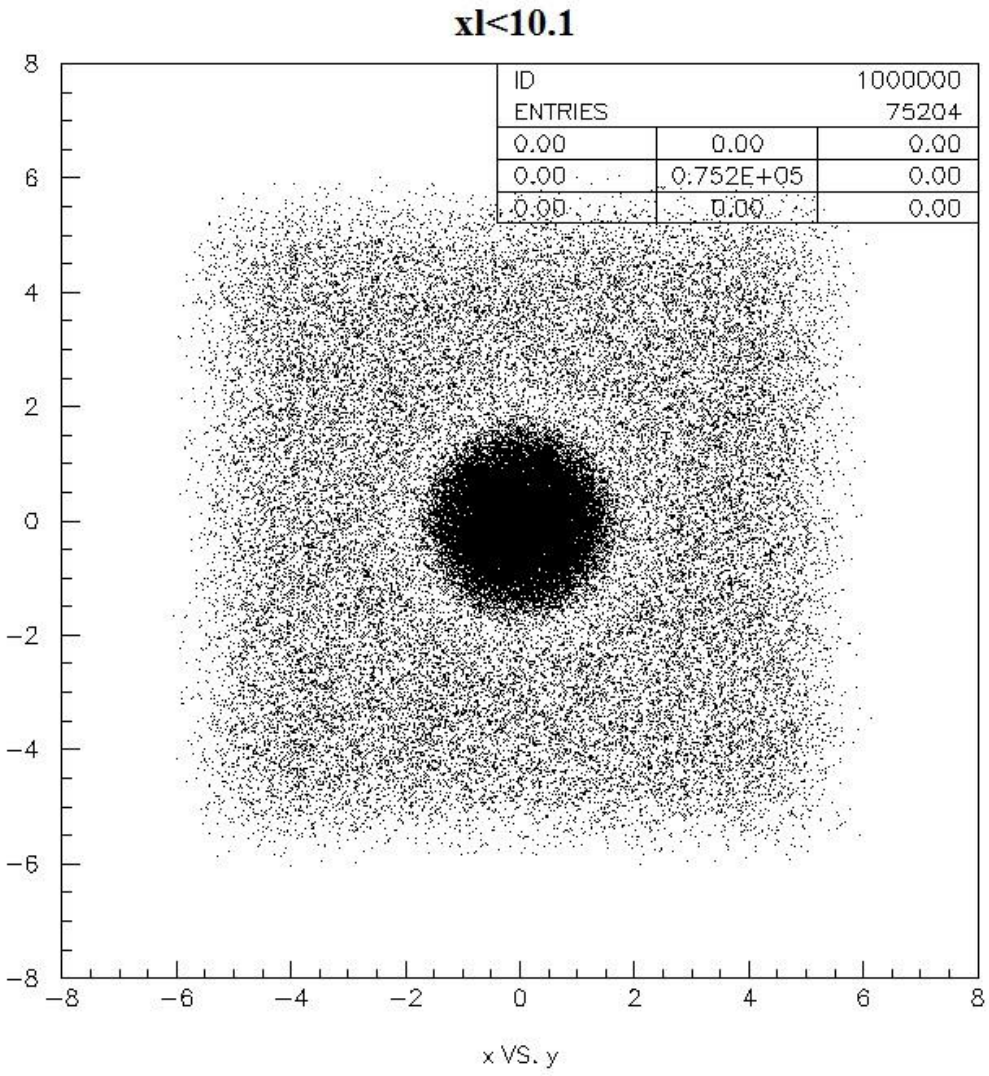
3.2.4: Phantom με δείκτη διάθλασης μεγαλύτερο του μέσου

Στην συνέχεια, αυξάνουμε τον δείκτη διάθλασης του phantom, σε τιμές μεγαλύτερες από αυτές του μέσου. Επομένως , το input αρχείο εντολών PhoSim.inp θα έχει την εξής μορφή :

```
     -8.00     +8.00     -8.00     +8.00     0.00     10.00   ! XX(1)   XX(2)   YY(1)   YY(2)   ZZ(1)   ZZ(2)
1
1    -5.00     +5.00     -5.00     +5.00     0.00      0.00      0.00      1.00
1
2     0.00      0.00      5.00      0.00     2.00      6.00      1.45      0.00
      0.00      1.33      0.90                                 ! The_0   R_Idx   Scat_G
      1.00      0.10     20.00      1.00                      ! Scat_L  Scat_S  Absr_L  Absr_S
   1800000      -101        25         0                      ! NTOT    ISeed   IRUN    IDBG
         1      10.4                                          ! IFate_F XL_F
new.rz
```

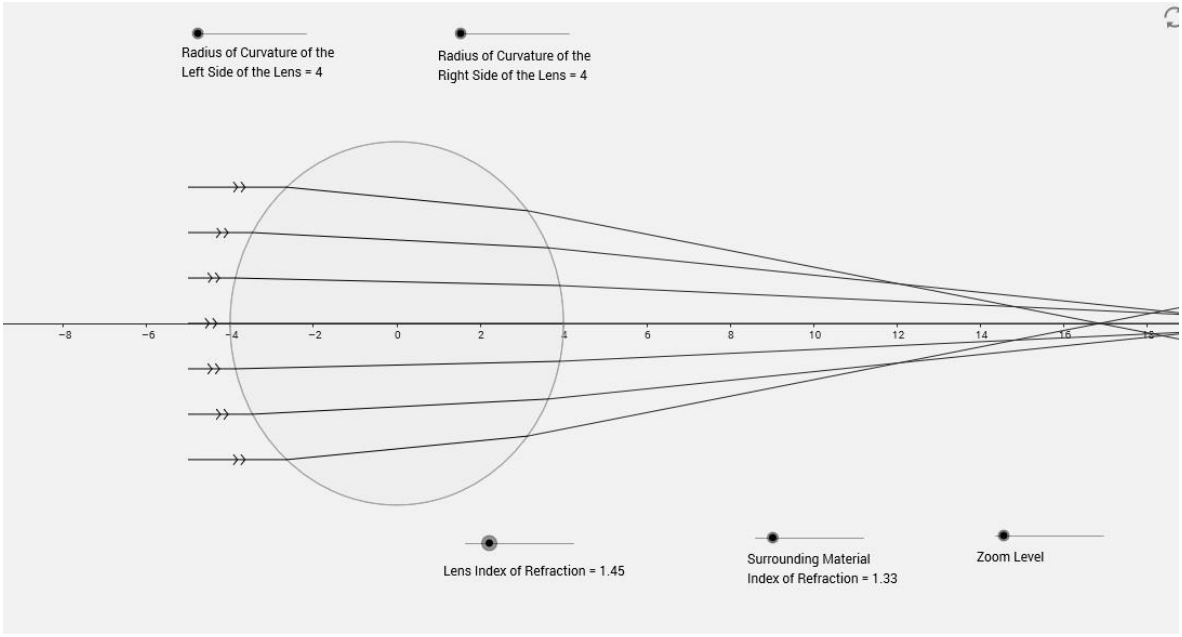
Πίνακας 3.4: Τα δεδομένα που εισάγουμε στο PhoSim.inp

Οι μόνες διαφορές σε σχέση με τις εντολές που δίναμε στις προηγούμενες προσομοιώσεις είναι ο αριθμός των «τρεξιμάτων» που θέλουμε να γίνουν καθώς και το "φιλτράρισμα" μέσω του xl (καταγράφονται φωτόνια που φτάνουν στο ανιχνευτή και έχουν διανύσει απόσταση ίση με 10,4). Ο λόγος που άλλαξαν αυτοί οι παράμετροι είναι ότι ο αριθμός των ανιχνεύσιμων φωτονίων, κάτω από τις εντολές που είχαμε προηγουμένως, ήταν τεράστιος, γεγονός που δημιουργούσε τεράστιου μεγέθους αρχεία. Ακόμη, άλλαξε και η τιμή του δείκτη διάθλασης του phantom , όπου τώρα είναι n=1,45, ενώ η ακτίνα του παρέμεινε 2. Η εικόνα που μας δίνουν τα ανιχνεύσιμα φωτόνια είναι :



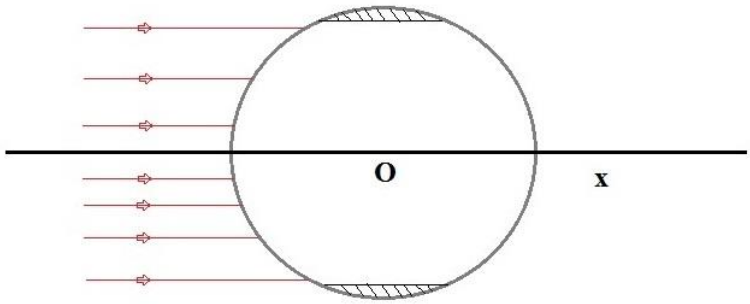
Εικόνα 3.34: n=1,45 , fate=1 , xl<10,1

Στην παραπάνω εικόνα παρατηρείται κυρίως μία κυκλική περιοχή με πολύ μεγάλο αριθμό φωτονίων. Ωστόσο, γύρω από αυτήν (θα φανεί περισσότερο στις εικόνες που θα ακολουθήσουν και αντιστοιχούν στις εικόνες που λαμβάνουμε για διάφορα xl) υπάρχει ένα πολύ αχνό "στεφάνι" με λιγότερο αριθμό φωτονίων , ελάχιστα λιγότερο από αυτόν που παρατηρείται στην περιοχή όπου δεν υπάρχει κάποιο phantom. Για να γίνει κατανοητή η εικόνα που λαμβάνουμε από τα πειραματικά δεδομένα , για το μέγεθος του phantom που έχει τοποθετηθεί στο μέσο, ας δούμε, αρχικά, πως συμπεριφέρονται οι ακτίνες φωτός που κινούνται σε ένα μέσο με δείκτη διάθλασης n=1,33 καθώς πέφτουν πάνω σε μία σφαιρική επιφάνεια με δείκτη διάθλασης n=1,45:



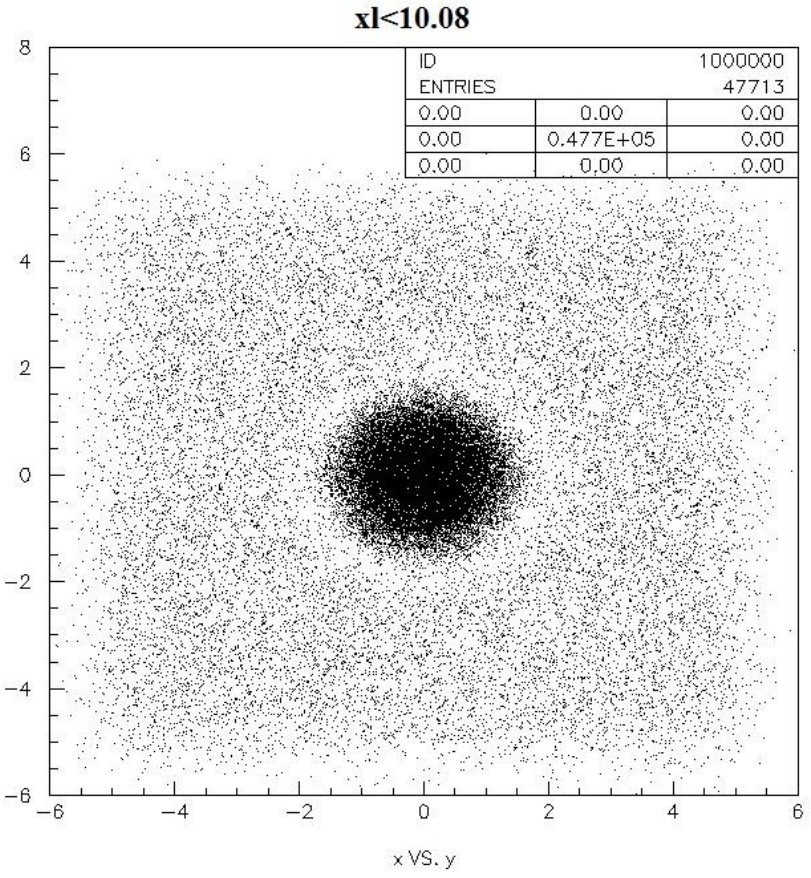
Εικόνα 3.35: Συμπεριφορά ακτίνων φωτός όταν συναντούν αδιάφανη σφαίρα

Παρατηρείται ότι οι ακτίνες μόλις προσπέσουν πάνω στην επιφάνεια της σφαίρας, συγκλίνουν σε δύο στάδια , μέσα στην σφαίρα και μόλις εξέλθουν από αυτήν. Κατόπιν, οι πιο απομακρυσμένες από τον άξονα ακτίνες συγκεντρώνονται γύρω από ένα σημείο του άξονα (που περνάει από το κέντρο της σφαίρας και είναι παράλληλος με την αρχική δέσμη) σε απόσταση κοντά στις 17 μονάδες απόστασης. Σε λίγο μεγαλύτερη απόσταση συναντιούνται οι αμέσως επόμενες πιο κοντινές στον άξονα ακτίνες ενώ οι προηγούμενες αφού έχουν τμήσει τον άξονα απομακρύνονται από αυτόν . Αυτό συμβαίνει μέχρι το σημείο στο οποίο η ακτίνα που βρίσκεται πάνω στον άξονα τέμνεται με τις ακτίνες που βρίσκονται απειροελάχιστα γύρω της (αυτό συμβαίνει περίπου στις 24 μονάδες απόστασης από το κέντρο της σφαίρας) , ενώ ταυτόχρονα όλες οι άλλες ακτίνες απομακρύνονται από τον άξονα. Είναι , λοιπόν, φανερό ότι η κεντρική περιοχή στην οποία ο αριθμός των ανιχνεύσιμων φωτονίων είναι πολύ υψηλός απαρτίζεται από τα φωτόνια που αλληλοεπίδρασαν με το phantom , κάτι που τα ανάγκασε τα συγκλίνουν στο κέντρο. Τα τελευταία φωτόνια της περιοχής αυτής είναι τα φωτόνια που έπεσαν στο phantom με μεγάλη γωνία πρόσπτωσης , δηλαδή είναι αυτά που έπεσαν στα σημεία της σφαίρας που απέχουν αρκετά μεγάλη απόσταση από τον άξονα που είναι παράλληλος με την κίνηση τους και περνάει από το κέντρο του phantom. Αυτό ισχύει είτε στην περίπτωση όπου ο ανιχνευτής βρίσκεται πριν από το σημείο που τέμνονται είτε στην περίπτωση όπου έχουν συναντηθεί και τώρα απομακρύνονται μεταξύ τους. Ωστόσο , φωτόνια που πέφτουν σε σημεία της σφαίρας που απέχουν την μεγαλύτερη δυνατή απόσταση από τον άξονα , παρόλο που καταφέρνουν να μπουν στο εσωτερικό της , δεν καταφέρνουν να εξέλθουν διότι υπόκεινται στο φαινόμενο της ολικής ανάκλασης. Αυτά τα φωτόνια είναι λίγα , ωστόσο σε έναν μικρό βαθμό συνεισφέρουν στην έλλειψη ανιχνεύσιμων φωτονίων στην περιοχή όπου παρατηρείται αυτήν η αλλαγή στην συγκέντρωση τους.

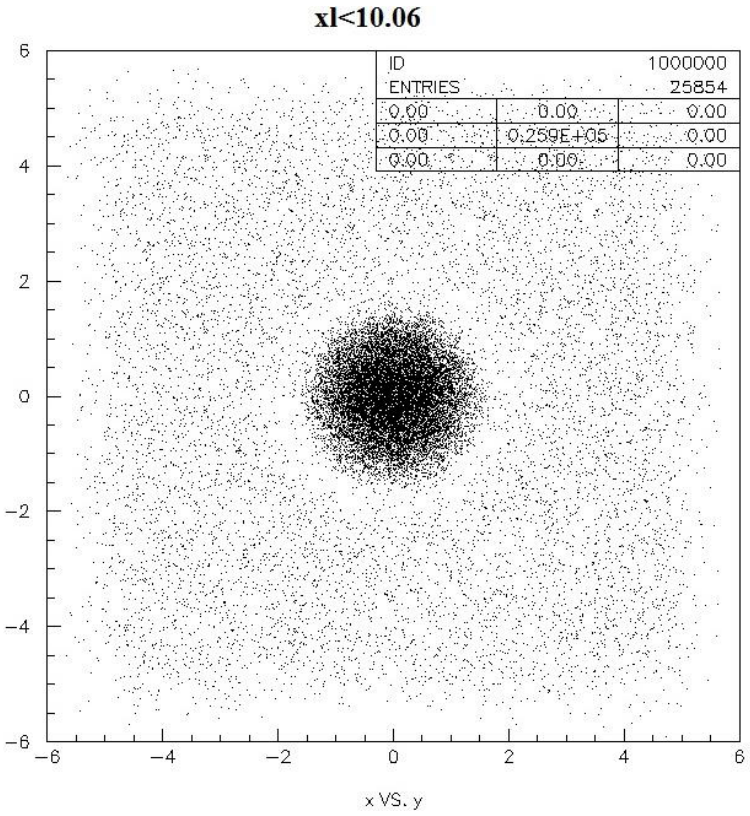


Εικόνα 3.36: Περιοχές της σφαίρας όπου αν πέσουν φωτόνια θα εισέλθουν σε αυτήν αλλά δεν θα καταφέρουν να εξέλθουν λόγω ολικής ανάκλασης στο δεξί σκέλος αυτής

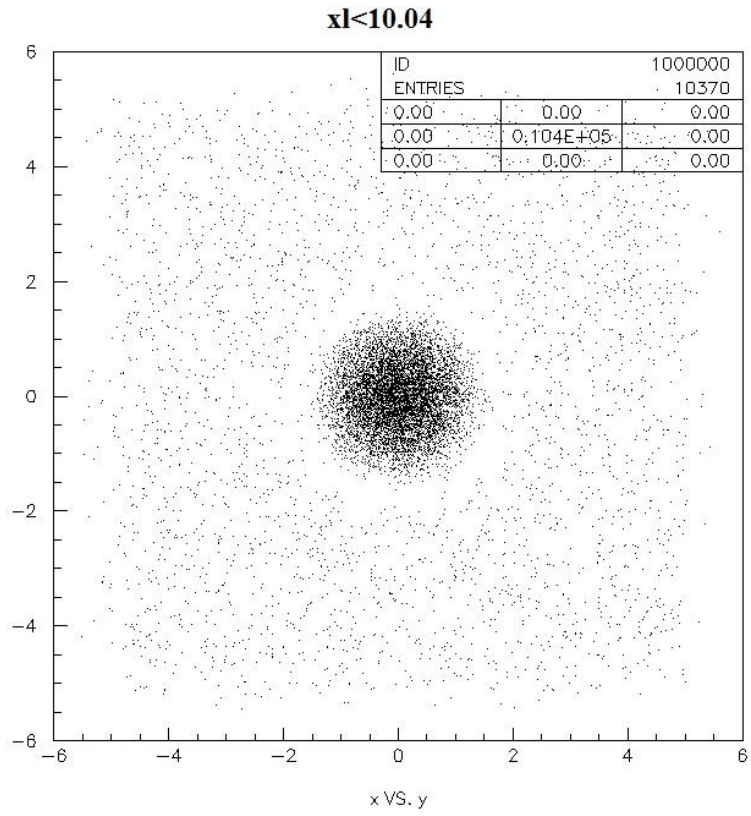
Κατόπιν , ακολουθεί η περιοχή η οποία χαρακτηρίζεται από τον περιορισμένο αριθμό ανιχνεύσιμων φωτονίων. Αυτή η έλλειψη οφείλεται (εκτός από τον λόγο που είπαμε προηγουμένως ο οποίος δεν είναι σημαντικός) στο γεγονός ότι όλα τα φωτόνια που εισέρχονται στην σφαίρα συγκλίνουν προς τον άξονα (που περνάει από το κέντρο της σφαίρας και είναι παράλληλος με την αρχική δέσμη). Άρα , αναμένεται η περιοχή αυτή να τελειώνει όταν φωτόνια περνούν πολύ κοντά από την σφαίρα χωρίς να εισέλθουν σε αυτήν. Επομένως, για τον προσδιορισμό της ακτίνας του phantom χρειάζεται να εντοπίσουμε την περιοχή όπου η έλλειψη φωτονίων σταματά. Ακολουθούν οι εικόνες που λαμβάνουμε για διάφορα xl , με σκοπό τον ευκρινέστερο διαχωρισμό των περιοχών που αναλύθηκαν προηγουμένως :



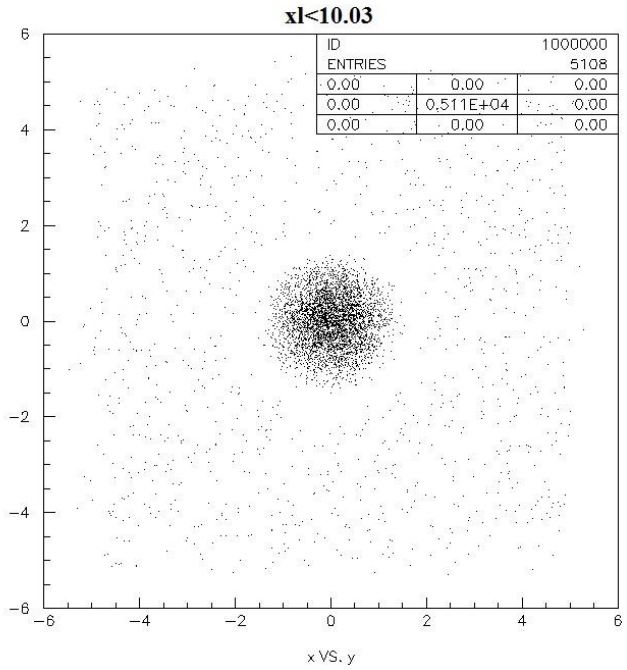
Εικόνα 3.37: n=1,45 , fate=1 , xl<10,08



Εικόνα 3.38: n=1,45 , fate=1 , xl<10,06

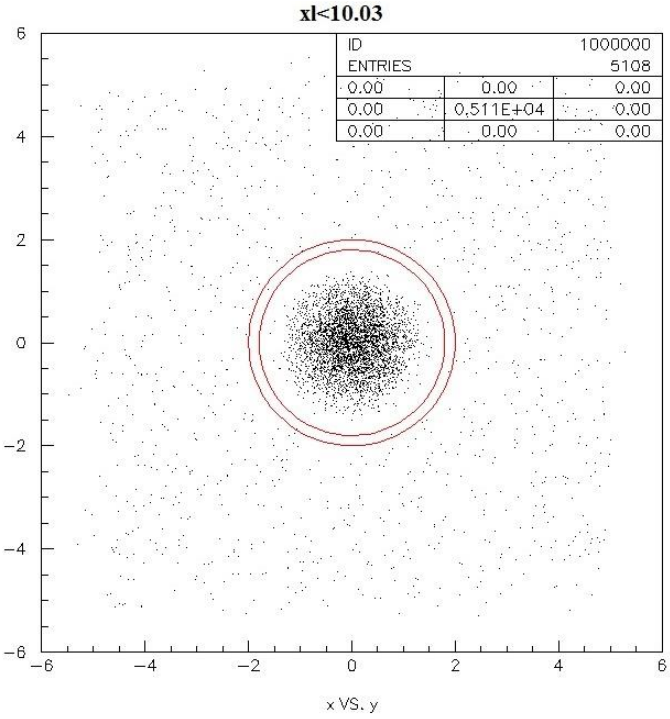


Εικόνα 3.39: n=1,45 , fate=1 , xl<10,04



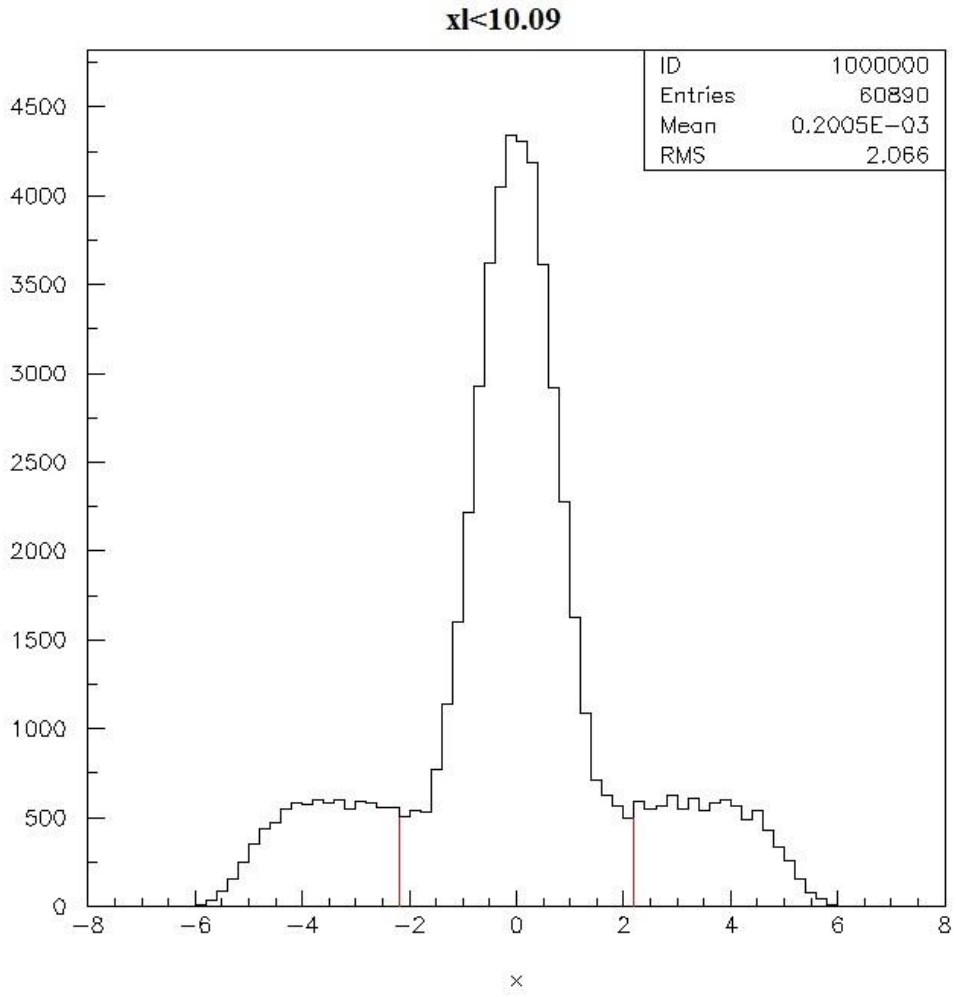
Εικόνα 3.40: n=1,45 , fate=1 , xl<10,03

Παρατηρείται ότι παρόλο που μειώνουμε το εύρος του xl , δηλαδή την απόσταση που πρέπει να έχουν διανύσει τα φωτόνια για να ανιχνευθούν, η περιοχή όπου τελειώνει ο μειωμένος αριθμός ανιχνεύσιμων φωτονίων παραμένει δύσκολα προσδιορίσιμη. Ωστόσο, ένας προσδιορισμός της ακτίνας του phantom μπορεί να γίνει στην περίπτωση του xl<10.03 . Η ακτίνα στην περίπτωση αυτή βρίσκεται να έχει την τιμή 1,8-2 .



Εικόνα 3.41: n=1,45 , fate=1 , xl<10,03. Προσδιορισμός ακτίνας

Έχοντας δείξει και σε προηγούμενες απεικονίσεις ότι με την μέθοδο που χρησιμοποιεί το διάγραμμα αριθμού των γεγονότων που καταγράφονται στον ανιχνευτή συναρτήσει της τιμής του άξονα x (ή του άξονα y, και τα δύο διαγράμματα είναι πανομοιότητα αφού έχουμε σφαιρικό αντικείμενο) έχουμε είτε ακριβέστερο προσδιορισμό της ακτίνας είτε την ίδια ακρίβεια με την κλασσική μέθοδο αλλά με μεγαλύτερο πλήθος δεδομένων (δηλαδή βελτιώνει την απόδοση της προσομοίωσης). Στο διάγραμμα αυτό θα ψάξουμε για το σημείο το οποίο ακολουθεί μετά από την μείωση των ανιχνεύσιμων φωτονίων:

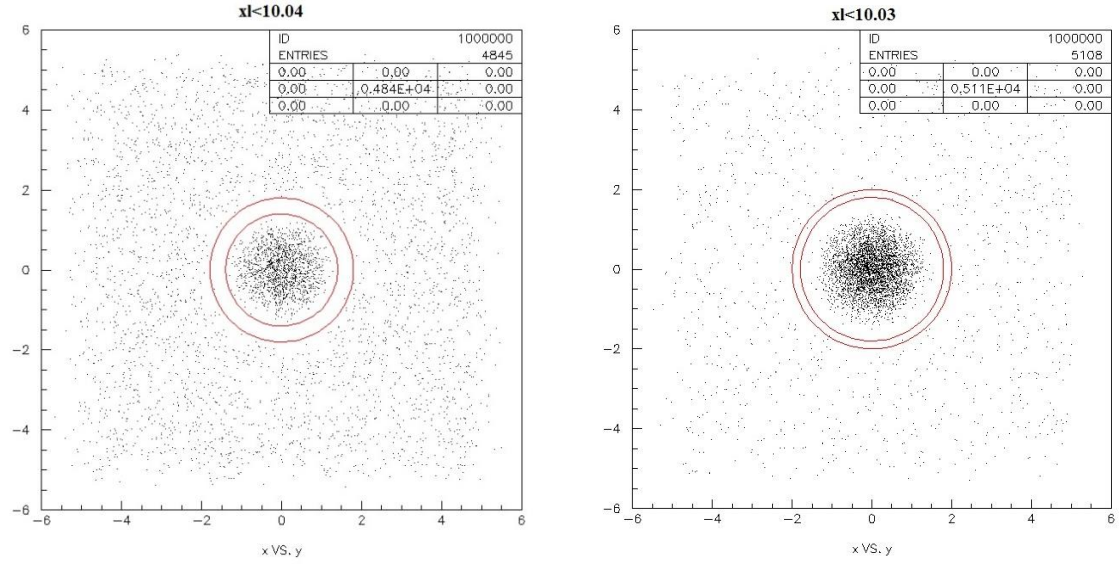


Διάγραμμα 3.11: n=1,45 , fate=1 , xl<10,09. Διάγραμμα αριθμού γεγονότων ανιχνεύσιμων φωτονίων συναρτήσει του άξονα x

Το σημείο αυτό γίνεται ευκρινές στην περίπτωση του xl<10.09 , προσδιορίζοντας έτσι την τιμή της ακτίνας περίπου στο 2,20. Βλέπουμε ότι η ακρίβεια δεν βελτιώθηκε (η τιμή αυτή διαφέρει κατά 0,2 από την πραγματική ενώ με την άλλη μέθοδο η τιμή που βρέθηκε διαφέρει το πολύ 0,2 άρα η ακρίβεια είναι λίγο χειρότερη με αυτήν την μέθοδο) , όμως η απόδοση της προσομοίωσης αυξήθηκε κατά πολύ (0,0114% με την κλασσική μέθοδο και 0,14% με την μέθοδο του διαγράμματος).

Ο πειραματικός προσδιορισμός του δείκτη διάθλασης του phantom περιέχει αρκετή δυσκολία. Πρώτη σκέψη είναι αν μπορούμε να ξεχωρίσουμε την εικόνα που παίρνουμε στην περίπτωση αυτή, όπου ο δείκτης διάθλασης είναι μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο του μέσου, με την εικόνα που παίρνουμε στις περιπτώσεις όπου το phantom είχε δείκτη διάθλασης μικρότερο από τον αντίστοιχο του μέσου. Ο διαχωρισμός αυτός είναι πολύ σημαντικός, διότι αν δεν γίνει σωστά θα οδηγηθούμε στο να εφαρμόσουμε την μέθοδο προσδιορισμού του δείκτη διάθλασης που αφορά την περίπτωση όπου το phantom είχε δείκτη διάθλασης μικρότερο από τον αντίστοιχο του μέσου , και σε αυτή την περίπτωση (και αντίστροφα), βγάζοντας λάθος αποτελέσματα.

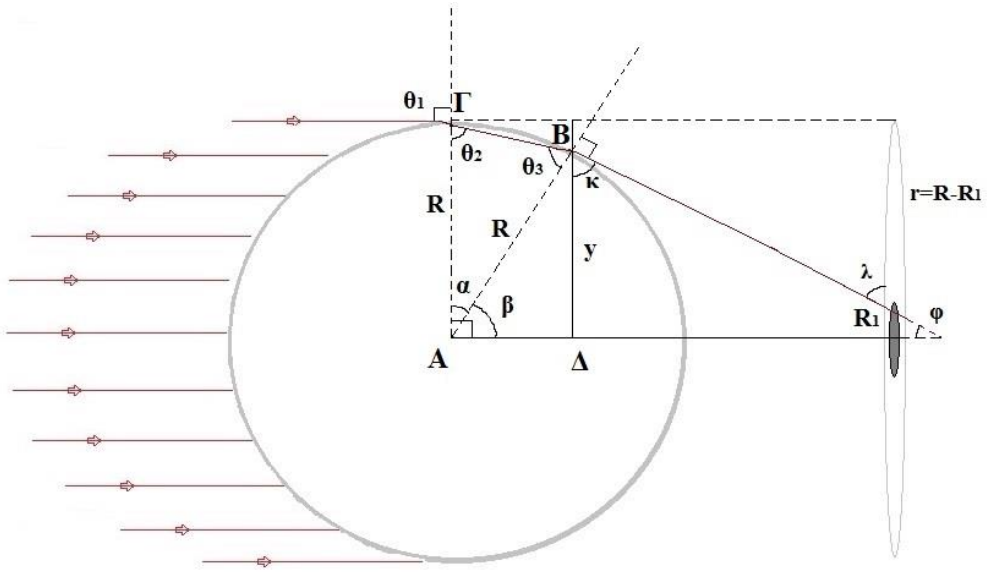
Το μόνο μέσο που έχουμε για να καταφέρουμε αυτόν τον διαχωρισμό είναι η εικόνα που λαμβάνουμε. Στην περίπτωση που μελετάμε (ο δείκτης διάθλασης του phantom είναι μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο του μέσου), οι εικόνες που λαμβάνουμε για τα διάφορα xl έχουν ένα έντονο χαρακτηριστικό , την μεγάλη συγκέντρωση φωτονίων σε μία περιοχή κοντά στο κέντρο, η οποία παραμένει εμφανέστατη ακόμη και όταν μειώνουμε την απόσταση (το xl) που έχουν διανύσει τα φωτόνια. Αντίθετα, στις περιπτώσεις όπου το phantom είχε δείκτη διάθλασης μικρότερο από τον αντίστοιχο του μέσου, η μεγάλη συγκέντρωση φωτονίων στο κέντρο της εικόνας , μειωνόταν δραματικά όσο η απόσταση που έχουν διανύσει τα φωτόνια πλησίαζε στο 10. Ο διαχωρισμός αυτός είναι εμφανέστατος όταν κοιτάξουμε τις εικόνες που βοήθησαν στον πειραματικό προσδιορισμό της ακτίνας:



Εικόνα 3.42: n=1,20 (αριστερή εικόνα) , n=1,45 (δεξιά εικόνα). Η συγκέντρωση φωτονίων στο κέντρο της εικόνας είναι μεγαλύτερη στην περίπτωση όπου ο δείκτης διάθλασης του phantom είναι μεγαλύτερος από του μέσου , παρόλο που στην περίπτωση όπου ο δείκτης διάθλασης του phantom είναι μικρότερος από του μέσου έχουν καταγραφεί φωτόνια που διένυσαν λίγο μεγαλύτερη απόσταση (δηλαδή περισσότερα ανιχνεύσιμα φωτόνια).

Η διαφορά αυτή είναι απόρροια της σύγκλισης των ακτίνων (ή φωτονίων) στην περίπτωση όπου ο δείκτης διάθλασης του phantom είναι μεγαλύτερος από του μέσου, που αναγκάζει το σύνολο των ακτίνων που εξέρχονται από την σφαίρα να συγκλίνουν προς το κέντρο της εικόνας , σε αντίθεση με την άλλη περίπτωση όπου αποκλίνουν από αυτό. Επομένως, με αυτό τον τρόπο καταφέρνουμε να διαχωρίζουμε τις δύο περιπτώσεις και να χρησιμοποιούμε άλλη μέθοδο πειραματικού προσδιορισμού του δείκτη διάθλασης για την κάθε μία, αποφεύγοντας έτσι λαθεμένα πειραματικά αποτελέσματα.

Είχε ειπωθεί προηγουμένως ότι φωτόνια που πέφτουν σε σημεία της σφαίρας που απέχουν την μεγαλύτερη δυνατή απόσταση από τον άξονα (που περνά από το κέντρο της και είναι παράλληλος με την αρχική διεύθυνση κίνησης των φωτονίων) , παρόλο που καταφέρνουν να μπουν στο εσωτερικό της , δεν καταφέρνουν να εξέλθουν διότι υπόκεινται στο φαινόμενο της ολικής ανάκλασης (Εικόνα 23). Θα υποθέσουμε ότι , επειδή τα σημεία αυτά απέχουν την μεγαλύτερη δυνατή απόσταση από το κέντρο της σφαίρας , πέφτουν σχεδόν εφαπτόμενα σε αυτήν. Από τον νόμο του Snell έχουμε ότι: $\frac{n_2}{n_1} = \frac{sin\theta_1}{sin\theta_2}$ (όπου n_1 είναι ο δείκτης διάθλασης του μέσου , n_2 ο δείκτης διάθλασης του phantom και θ_2 η γωνία διάθλασης και θ_1 η γωνία πρόσπτωσης) , με θ_1 σε αυτήν την περίπτωση να είναι π/2 rad . Άρα : $sin\theta_2 = \frac{n_1}{n_2}$. Στην συνέχεια , η ακτίνα (ή το φωτόνιο) συνεχίζει την πορεία της στο εσωτερικό του phantom μέχρι που προσπίπτει στα όρια αυτού με γωνία πρόσπτωσης θ_3. Επειδή το τρίγωνο ΑΒΓ είναι ισοσκελές (οι δύο πλευρές του είναι ίσες με την ακτίνα του phantom) τότε και οι γωνίες θ_2 $και$ θ_3 είναι ίσες , άρα $sin\theta_2 = sin\theta_3 = \frac{n_1}{n_2}$. Επειδή αναφερόμαστε σε ακτίνα που κινείται σε υλικό με μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης από τον αντίστοιχο του υλικού στο οποίο θέλει να εισέλθει , η ακτίνα (ή το φωτόνιο, είναι το ίδιο), λόγω αυτής της σχέσης, δεν θα καταφέρει να εξέλθει από το phantom (φαινόμενο ολικής ανάκλασης). Αν πάμε στο γειτονικό του σημείο όμως (πλησιάζοντας τον άξονα που περνάει από το κέντρο του phantom και είναι παράλληλος προς την αρχική δέσμη), εκεί η ακτίνα προσπίπτει με γωνία πρόσπτωσης λίγο μικρότερη από θ_3 και καταφέρνει να εξέλθει από την σφαίρα με γωνία διάθλασης περίπου π/2 rad, ωστόσο θα χρησιμοποιηθούν οι προσεγγίσεις ότι η γωνία πρόσπτωσης είναι περίπου θ_3 και η γωνία ανάκλασης περίπου π/2 rad. Τα φωτόνια για τα οποία ισχύουν αυτές οι συνθήκες, είναι τα τελευταία φωτόνια της κεντρική περιοχής στην οποία ο αριθμός των ανιχνεύσιμων φωτονίων είναι πολύ υψηλός. Επομένως , αυτά θα χρησιμοποιήσουμε για να βρούμε πειραματικά τον δείκτη διάθλασης του phantom.



Εικόνα 3.43: Τα ανιχνεύσιμα φωτόνια, που εμφανίζονται στο τέλος του εσωτερικού κύκλου που υπάρχει στις εικόνες που λαμβάνουμε από το πρόγραμμα, είναι αυτά που θα μας βοηθήσουν στον πειραματικό προσδιορισμό του δείκτη διάθλασης του phantom

Για την γωνία α ξέρουμε ότι είναι ίση με : $\hat{\alpha} = \pi - \widehat{\theta_2} - \widehat{\theta_3} = \pi - 2\widehat{\theta_3}$. Άρα , για την γωνία β έχουμε ότι: $\hat{\beta} = \frac{\pi}{2} - \hat{\alpha} = \frac{\pi}{2} - \pi + 2\widehat{\theta_3} = 2\widehat{\theta_3} - \frac{\pi}{2}$.Από το τρίγωνο ΑΒΔ έχω ότι: $\sin\hat{\beta} = \frac{y}{R}$. Επομένως:

$$\sin\beta = \frac{y}{R} \Longrightarrow \sin(2\theta_3 - \frac{\pi}{2}) = \frac{y}{R} \Longrightarrow -\sin(\frac{\pi}{2} - 2\theta_3) = \frac{y}{R} \Longrightarrow -\cos(2\theta_3) = \frac{y}{R} \Longrightarrow$$

$$\Longrightarrow 2[sin\theta_3]^2 - 1 = \frac{y}{R} \Longrightarrow 2\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 = \frac{y}{R} + 1 \Longrightarrow n_2 = \frac{n_1}{\sqrt{\frac{\frac{y}{R}+1}{2}}}$$

Ο δείκτης διάθλασης του μέσου είναι γνωστός , ενώ η τιμή της ακτίνας του phantom βρίσκεται πειραματικά. Η μεταβλητή y , όμως, δεν μπορεί να βρεθεί πειραματικά. Ωστόσο, μπορεί να συνδεθεί με στοιχεία που βρίσκονται στην εικόνα του phantom που λαμβάνουμε μέσω του PhoSim. Υπάρχουν οι εξής περιπτώσεις:

- Ο ανιχνευτής βρίσκεται σε κοντινή απόσταση από το phantom (πριν από το σημείο σύγκλισης των φωτονίων)

Στην περίπτωση αυτή , υπάρχουν δύο μορφές που μπορεί να έχει η κεντρική περιοχή στην οποία ο αριθμός των ανιχνεύσιμων φωτονίων είναι πολύ υψηλός:

1. Η κεντρική περιοχή εμφανίζεται να έχει πολύ μικρή ακτίνα. Στην περίπτωση αυτή η τιμή της μεταβλητής y είναι : $y = r = R - R_1$, κάτι που μπορεί να αποδειχθεί εύκολα από την Εικόνα 30 (οι γωνίες λ και κ είναι ίσες).
2. Η κεντρική περιοχή εμφανίζεται να έχει αρκετά μεγάλη ακτίνα (μικρή διαφορά από την ακτίνα R του phantom). Στην περίπτωση αυτή η απόσταση y είναι σχεδόν ίδια με την R_1 και άρα υποθέτουμε ότι $y = R_1$.

- Ο ανιχνευτής βρίσκεται σε μακρινή απόσταση από το phantom (μετά από το σημείο σύγκλισης των φωτονίων)

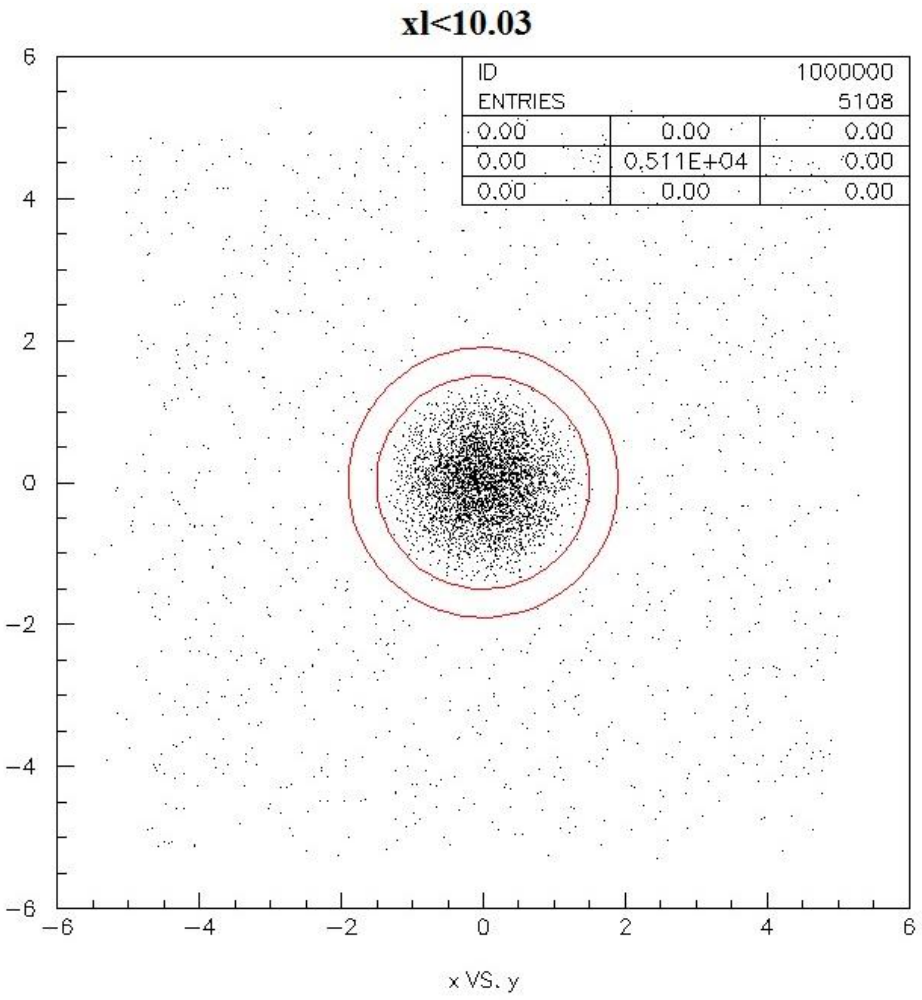
Στην περίπτωση αυτή , η μέθοδος δεν λειτουργεί και αυτό διότι , ενώ αρχικά οι ακτίνες συγκλίνουν σε ένα σημείο, όταν περάσουν από αυτό αρχίζουν να αποκλίνουν από τον άξονα πάνω στον οποίον βρίσκεται αυτό το σημείο. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα , όταν βρισκόμαστε μακριά από το phantom να μην γνωρίζουμε αν η κεντρική περιοχή που εμφανίζεται προέρχεται από σύγκλιση ακτίνων ή απόκλιση αυτών, οδηγώντας σε λαθεμένα αποτελέσματα. Επομένως , για να καταφέρουμε να προσδιορίσουμε πειραματικά τον δείκτη διάθλασης του phantom θα πρέπει ο ανιχνευτής να βρίσκεται σε αρκετά κοντινή απόσταση από αυτό (πριν από το σημείο σύγκλισης).

Ωστόσο, άμεσα εντοπίζουμε μία ακόμη δυσκολία της όλης μεθόδου του πειραματικού προσδιορισμού του δείκτη διάθλασης του phantom. Θα πρέπει να δούμε τι γίνεται στην περίπτωση όπου η κεντρική περιοχή εμφανίζεται να έχει ακτίνα που δεν μπορεί να κατηγοριοποιηθεί σε αρκετά μικρή ή αρκετά μεγάλη. Για τον λόγο αυτό , ορίζουμε καλύτερα την μεταβλητή y ως εξής:

$$y = \begin{cases} R_1, & r \leq 0{,}5 \\ R - R_1, & r > 0.5 \end{cases}$$

Να σημειωθεί εδώ ότι, μέρος της απόκλισης της τιμής που θα προσδιοριστεί μέσω αυτών των σχέσεων και της πραγματικής τιμής του δείκτη διάθλασης του phantom, είναι και το σφάλμα που εμπεριέχουν τα R και R_1 (και το y μέσω της διάδοσης σφάλματος), το οποίο είναι σφάλμα ανάγνωσης τους και εξαρτάται από την ανάλυση της εικόνας που λαμβάνουμε από το πρόγραμμα.

Έχοντας, λοιπόν, βρει μία μέθοδο για τον πειραματικό προσδιορισμό του δείκτη διάθλασης ενός phantom, ας πάμε να τον υπολογίσουμε για την περίπτωση που μελετούσαμε ,δηλαδή την περίπτωση όπου έχει τοποθετηθεί phantom με n=1,45 . Αρχικά, γνωρίζουμε ότι ο ανιχνευτής βρίσκεται κοντά σε αυτό. Στην συνέχεια, προσδιορίζουμε πειραματικά την τιμή R_1 στην εικόνα όπου προσδιορίσαμε και πειραματικά την τιμή της ακτίνας R (η τιμή αυτής είχε βρεθεί ίση με 1,8-2, ωστόσο για τους υπολογισμούς θα χρησιμοποιήσουμε την μέση τιμή αυτού του εύρους δηλαδή 1,9):



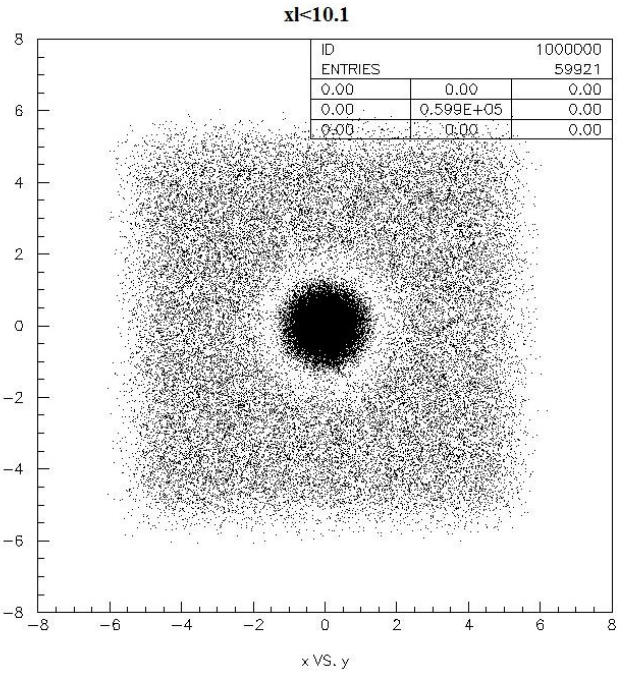
Εικόνα 3.44: n=1,45 , fate=1 , xl<10,03. Προσδιορισμός ακτίνας κεντρικής περιοχής

Η τιμή του R_1 προσδιορίζεται στο 1,5, άρα $r = R - R_1 = 0{,}4 < 0{,}5$. Επομένως, ισχύει $y = R_1$, και μέσω της σχέσης $n_2 = \frac{n_1}{\sqrt{\frac{\frac{y}{R}+1}{2}}}$ και για $n_1 = 1{,}33$, R=1,9 βρίσκουμε ότι : $n_2 = 1{,}41$. Η τιμή που προκύπτει έχει απόκλιση περίπου 2,8% από την πραγματική τιμή που έχει ο δείκτης διάθλασης, και οφείλεται στο γεγονός ότι οι υποθέσεις και οι προσεγγίσεις που κάναμε συσσωρεύουν σφάλματα που εμφανίστηκαν στην τελική τιμή. Ωστόσο , είναι μία τιμή αρκετά κοντά στην πραγματικότητα,

δείχνοντάς μας ότι η μέθοδος που ακολουθήθηκε μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως ένας αρχικός προσδιορισμός του δείκτη διάθλασης ενός phantom.

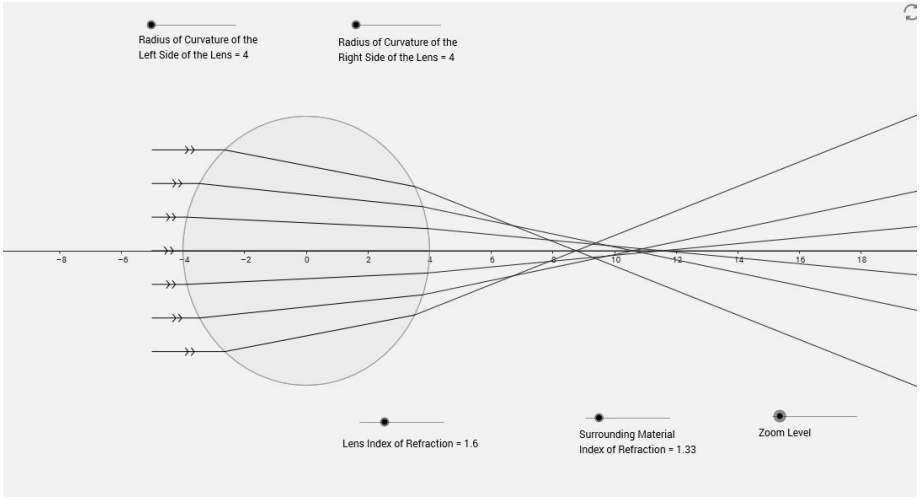
~

Στην συνέχεια, αυξάνουμε τον δείκτη διάθλασης του phantom σε n=1,60 αφήνοντας τις υπόλοιπες μεταβλητές ως έχουν. Η εικόνα που λαμβάνουμε για xl<10,1 είναι:



Εικόνα 3.45: n=1,60 , fate=1 , xl<10,1

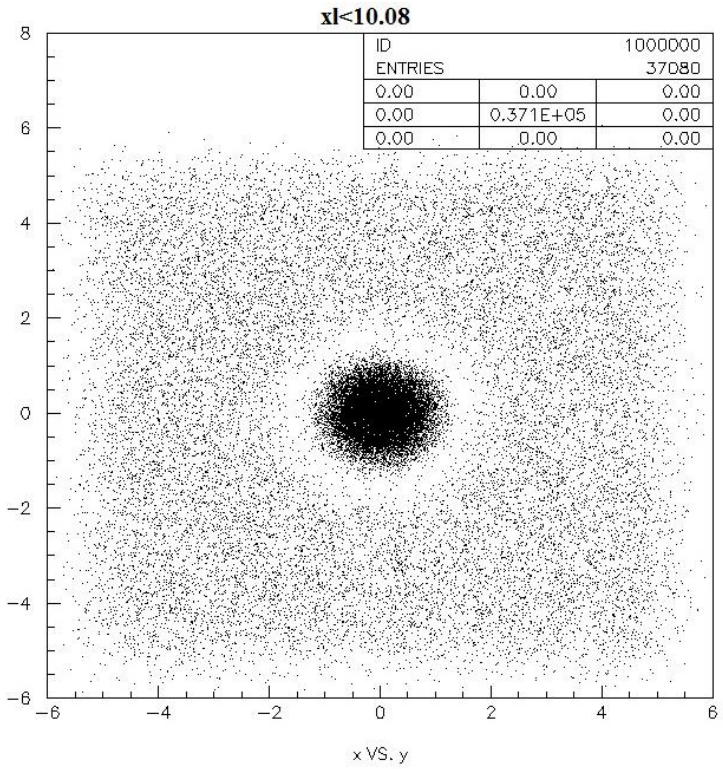
Στην παραπάνω εικόνα, όπως και στην προηγούμενη περίπτωση, παρατηρείται κυρίως μία κυκλική περιοχή με πολύ μεγάλο αριθμό φωτονίων. Ωστόσο, γύρω από αυτήν υπάρχει και ένα αχνό "στεφάνι" με το λιγότερο αριθμό φωτονίων σε όλη την εικόνα που μας δίνει ο ανιχνευτής. Για να γίνει κατανοητή η εικόνα που λαμβάνουμε από τα πειραματικά δεδομένα , για το μέγεθος του phantom που έχει τοποθετηθεί στο μέσο, ας δούμε, αρχικά, πως συμπεριφέρονται οι ακτίνες φωτός που κινούνται σε ένα μέσο με δείκτη διάθλασης n=1,33 καθώς πέφτουν πάνω σε μία σφαιρική επιφάνεια με δείκτη διάθλασης n=1,60:



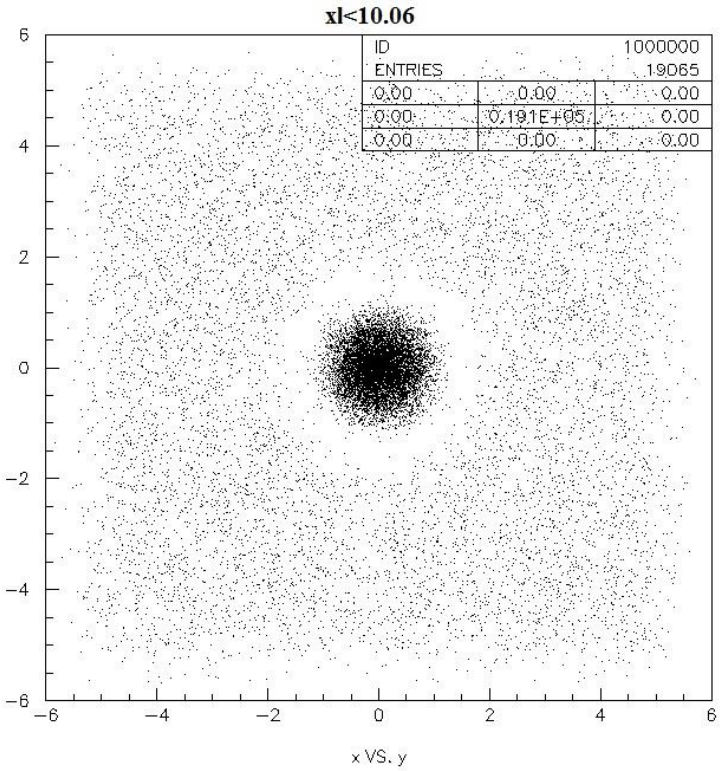
Εικόνα 3.46: Συμπεριφορά ακτίνων φωτός όταν συναντούν αδιάφανη σφαίρα

Η συμπεριφορά των ακτίνων είναι ακριβώς ίδια με την συμπεριφορά των ακτίνων στην προηγούμενη περίπτωση (δείκτης διάθλασης της σφαίρας n=1,45). Οι μόνες διαφορές που παρατηρούνται είναι ότι, οι πιο απομακρυσμένες από τον άξονα ακτίνες συγκεντρώνονται γύρω από ένα σημείο του άξονα (που περνάει από το κέντρο της σφαίρας και είναι παράλληλος με την αρχική δέσμη) σε απόσταση κοντά στις 9 μονάδες απόστασης (πιο κοντά στην σφαίρα από ότι πριν) , και. η ακτίνα που βρίσκεται πάνω στον άξονα τέμνεται με τις ακτίνες που βρίσκονται απειροελάχιστα γύρω της περίπου στις 11 μονάδες απόστασης από το κέντρο της σφαίρας, ενώ ταυτόχρονα όλες οι άλλες ακτίνες απομακρύνονται από τον άξονα. Είναι , λοιπόν, φανερό ότι η κεντρική περιοχή στην οποία ο αριθμός των ανιχνεύσιμων φωτονίων είναι πολύ υψηλός απαρτίζεται από τα φωτόνια που αλληλοεπίδρασαν με το phantom , κάτι που τα ανάγκασε τα συγκλίνουν στο κέντρο. Τα τελευταία φωτόνια της περιοχής αυτής είναι τα φωτόνια που έπεσαν στο phantom με μεγάλη γωνία πρόσπτωσης , δηλαδή είναι αυτά που έπεσαν στα σημεία της σφαίρας που απέχουν αρκετά μεγάλη απόσταση από τον άξονα που είναι παράλληλος με την κίνηση τους και περνάει από το κέντρο του phantom (και όχι την μεγαλύτερη δυνατή απόσταση διότι όπως εξηγήθηκε και προηγουμένως, φωτόνια που πέφτουν σε αυτά τα σημεία θα εισέλθουν στην σφαίρα αλλά δεν θα εξέλθουν από αυτήν λόγο φαινομένου ολικής ανάκλασης).

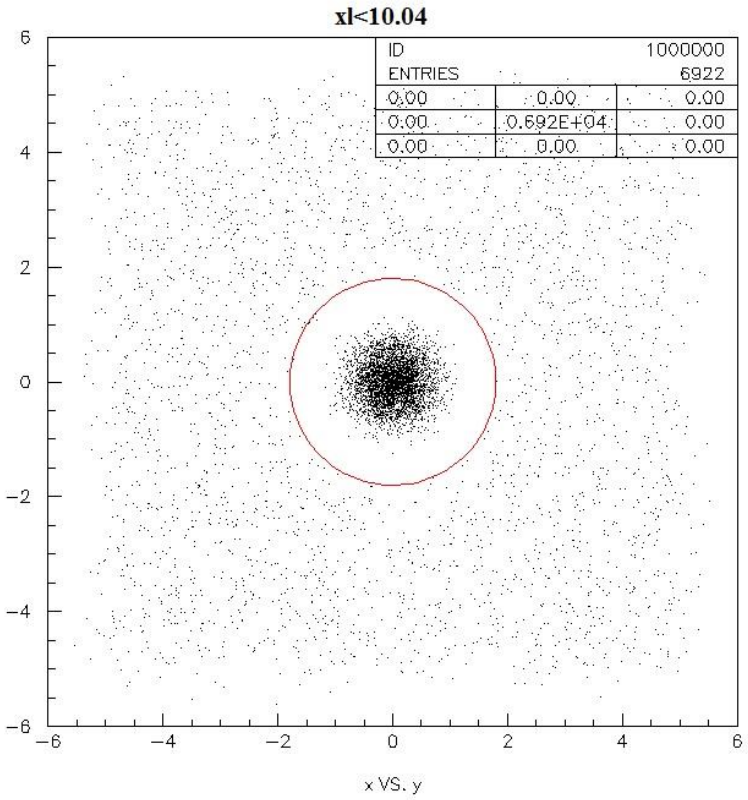
Η εμφάνιση της περιοχής η οποία χαρακτηρίζεται από τον περιορισμένο αριθμό ανιχνεύσιμων φωτονίων οφείλεται στο ότι όλα τα φωτόνια που εισέρχονται στην σφαίρα συγκλίνουν προς τον άξονα (που περνάει από το κέντρο της σφαίρας και είναι παράλληλος με την αρχική δέσμη). Άρα , αναμένεται η περιοχή αυτή να τελειώνει όταν φωτόνια περνούν πολύ κοντά από την σφαίρα χωρίς να εισέλθουν σε αυτήν. Επομένως, για τον προσδιορισμό της ακτίνας του phantom χρειάζεται να εντοπίσουμε την περιοχή όπου η έλλειψη φωτονίων σταματά. Ακολουθούν οι εικόνες που λαμβάνουμε για διάφορα xl , με σκοπό τον ευκρινέστερο διαχωρισμό των περιοχών που αναλύθηκαν προηγουμένως :



Εικόνα 3.47: n=1,60 , fate=1 , xl<10,08



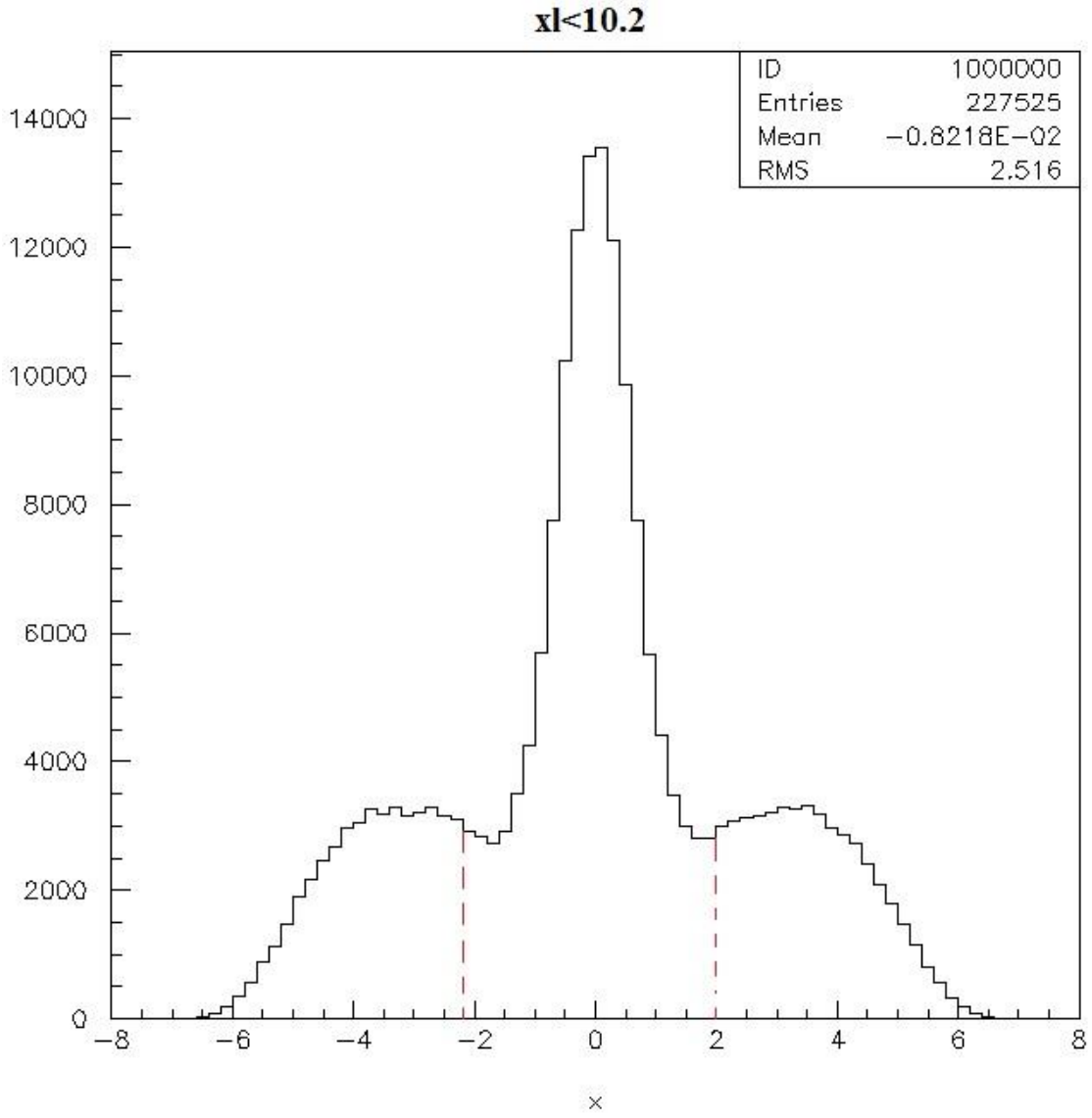
Εικόνα 3.48: n=1,60 , fate=1 , xl<10,06



Εικόνα 3.49: n=1,60 , fate=1 , xl<10,04

Παρατηρείται ότι στην τελευταία εικόνα, η περιοχή όπου τελειώνει ο μειωμένος αριθμός ανιχνεύσιμων φωτονίων είναι αρκετά ευκρινής. Η ακτίνα στην περίπτωση αυτή βρίσκεται να έχει την τιμή 1,9.

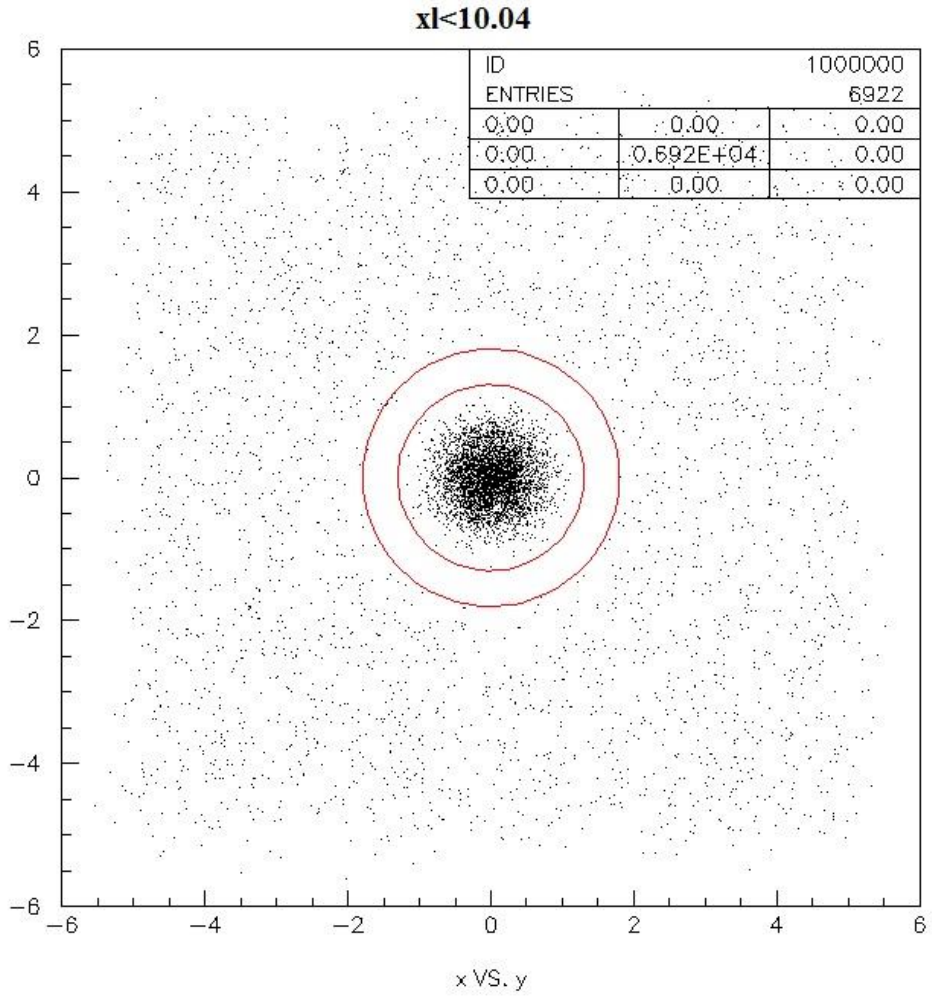
Με την μέθοδο που χρησιμοποιεί το διάγραμμα αριθμού των γεγονότων που καταγράφονται στον ανιχνευτή συναρτήσει της τιμής του άξονα x (ή του άξονα y, και τα δύο διαγράμματα είναι πανομοιότητα αφού έχουμε σφαιρικό αντικείμενο) θα ψάξουμε για το σημείο το οποίο ακολουθεί μετά από την μείωση των ανιχνεύσιμων φωτονίων:



Διάγραμμα 3.12: n=1,60 , fate=1 , xl<10,2. Διάγραμμα αριθμού γεγονότων ανιχνεύσιμων φωτονίων συναρτήσει του άξονα x

Το σημείο αυτό γίνεται ευκρινές στην περίπτωση του xl<10.2 , προσδιορίζοντας έτσι την τιμή της ακτίνας περίπου στο2-2,20, βελτιώνοντας ωστόσο την απόδοση της προσομοίωσης κατά πολύ.

Για τον πειραματικό προσδιορισμό του δείκτη διάθλασης του phantom , θα χρησιμοποιήσουμε την μέθοδο που αναλύσαμε προηγουμένως, αφού γνωρίζουμε ότι ο ανιχνευτής βρίσκεται κοντά στο phantom. Πρώτα προσδιορίζουμε πειραματικά την τιμή R_1 , στην εικόνα όπου προσδιορίσαμε και πειραματικά την τιμή της ακτίνας R (βρέθηκε ίση με 1,9):



Εικόνα 3.50: n=1,60 , fate=1 , xl<10,04. Προσδιορισμός ακτίνας κεντρικής περιοχής

Η τιμή του R_1 προσδιορίζεται στο 1,2. Άρα, $r = R - R_1 = 0{,}7$, δηλαδή είμαστε στην περίπτωση όπου $y = r = R - R_1$. Επομένως, μέσω της σχέσης $n_2 = \frac{n_1}{\sqrt{\frac{\frac{y}{R}+1}{2}}}$ και για $n_1 = 1{,}33$, R=1,9 βρίσκουμε ότι : $n_2 = 1{,}61$. Η τιμή που προκύπτει έχει απόκλιση περίπου 0,6% από την πραγματική τιμή που έχει ο δείκτης διάθλασης του phantom.

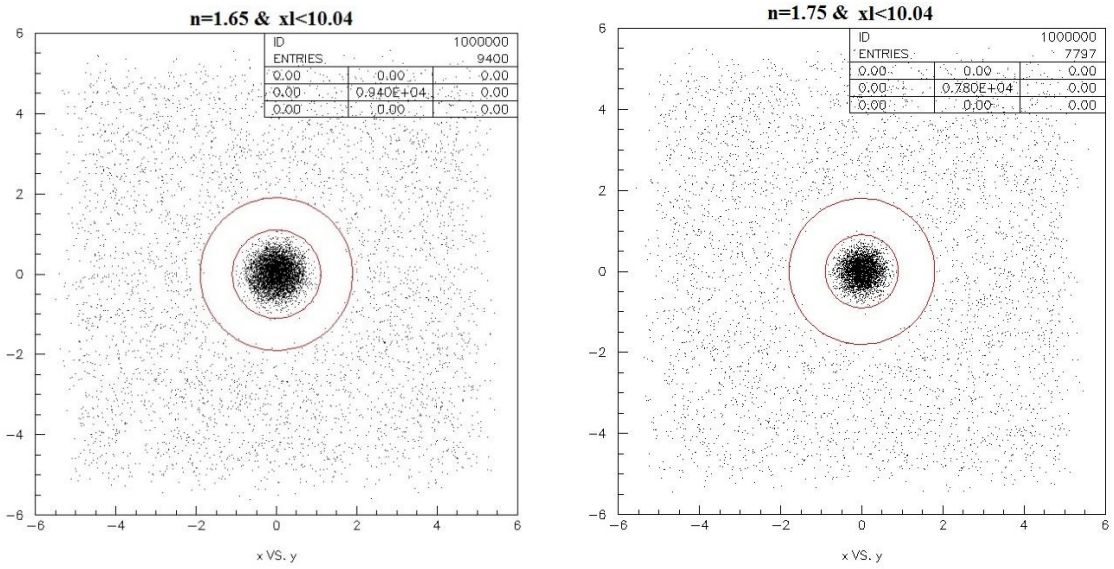
~

Είδαμε παραπάνω ότι η μέθοδος που ορίσαμε, και στην συνέχεια χρησιμοποιήσαμε, για τον πειραματικό προσδιορισμό του δείκτη διάθλασης του phantom λειτουργεί αρκετά ικανοποιητικά. Ωστόσο , λόγω των πολλών υποθέσεων και προσεγγίσεων πάνω στα οποία στηρίχθηκε αυτή η μέθοδος, είναι προφανές ότι η χρήση της θα περιορίζεται εντός κάποιων συγκεκριμένων ορίων.

Πρώτο όριο, που αναφέραμε και προηγουμένως, είναι ότι ο ανιχνευτής θα πρέπει να βρίσκεται κοντά στο phantom. Δηλαδή θα πρέπει να βρίσκεται σε τέτοια απόσταση ώστε η εικόνα του phantom που λαμβάνουμε, να οφείλεται στα φωτόνια που, καθώς εξέρχονται από το phantom συγκλίνουν σε ένα σημείο. Επομένως, ο ανιχνευτής πρέπει να βρίσκεται πριν από αυτό το σημείο.

Το σημείο αυτό ονομάζεται f και είναι η εστιακή απόσταση από το κέντρο του phantom, αν θεωρήσω το phantom ως σφαιρικό φακό. Τότε, το f δίνεται από την σχέση : $f = \frac{R \cdot N}{2 \cdot (N - N_0)}$, όπου N_0 είναι ο δείκτης διάθλασης του μέσου , N είναι ο δείκτης διάθλασης του phantom και R η ακτίνα του. Επομένως , ανάλογα με το είδος της απεικόνισης , μπορούμε να γνωρίζουμε που βρίσκεται το σημείο αυτό και άρα να τοποθετήσουμε τον ανιχνευτή μεταξύ του σημείου αυτού και του αντικειμένου που θέλουμε να απεικονίσουμε. Για παράδειγμα, για απεικόνιση βιολογικών ιστών γνωρίζουμε από τα στοιχεία της θεωρίας ότι ο δείκτης διάθλασης βιολογικού ιστού κυμαίνεται μεταξύ 1,33 και 1,514 . Άρα , η μέγιστη διαφορά N-N_0 είναι : $(N - N_0)_{max}$=1,514-1,33=0.184 και άρα $f_{min} \cong 4R$.

Το δεύτερο όριο αναφέρεται στην διαφορά μεταξύ δείκτη διάθλασης phantom και δείκτη διάθλασης του μέσου. Είδαμε παραπάνω ότι, για τις περιπτώσεις n=1,45 και n=1,60, ο πειραματικός προσδιορισμός του δείκτη διάθλασης του phantom αποκλίνει ελάχιστα από την πραγματική τιμή του, αυτή δηλαδή που ορίσαμε εμείς μέσω του PhoSim. Ας δούμε όμως , αν η μέθοδος είναι αποτελεσματική, αν ο δείκτης διάθλασης του phantom αυξηθεί:



Εικόνα 3.51: *: Προσδιορισμός ακτίνας κεντρικής περιοχής και ακτίνας phantom , για τις περιπτώσεις n=1,65 (αριστερά) και n=1,75 (δεξιά)*

Στην πρώτη εικόνα, που είναι η περίπτωση όπου το phantom έχει δείκτη διάθλασης n=1,65 , η τιμή του R_1 προσδιορίζεται στο 1,1 και η ακτίνα στο 1,9. Άρα, $r = R - R_1 = 0{,}8$, δηλαδή είμαστε στην

περίπτωση όπου $y = r = R - R_1$. Επομένως, μέσω της σχέσης $n_2 = \frac{n_1}{\sqrt{\frac{y}{R}+1}{2}}$ και για $n_1 = 1{,}33$, βρίσκουμε ότι : $n_2 = 1{,}58$. Παρατηρούμε ότι η τιμή που προέκυψε απέχει αρκετά από την πραγματική τιμή του δείκτη διάθλασης , γεγονός που δείχνει ότι η μέθοδος που χρησιμοποιούμε δεν καταφέρνει να βγάζει σωστά αποτελέσματα σε αυτήν την διαφορά δείκτη διάθλασης phantom και δείκτη διάθλασης μέσου. Αυτό φαίνεται πια , ξεκάθαρα στην δεύτερη εικόνα , όπου είναι η περίπτωση του phantom με δείκτη διάθλασης n=1,65. Στην περίπτωση αυτή, η τιμή του R_1 προσδιορίζεται στο 0,9 και η ακτίνα στο 1,8. Άρα, $r = R - R_1 = 0{,}9$, δηλαδή είμαστε στην περίπτωση όπου $y = r = R - R_1$. Επομένως, μέσω της σχέσης $n_2 = \frac{n_1}{\sqrt{\frac{y}{R}+1}{2}}$ και για $n_1 = 1{,}33$, βρίσκουμε ότι : $n_2 = 1{,}54$. Οι τιμές πια , που προκύπτουν , είναι τελείως λαθεμένες.

Επομένως , αναγκαζόμαστε να προσθέσουμε ένα όριο διαφοράς μεταξύ δείκτη διάθλασης phantom και δείκτη διάθλασης του μέσου. Δηλαδή , αν $\Delta n \leq 0.3$, η μέθοδος βγάζει αποτελέσματα πολύ κοντά στην αναμενόμενη , ωστόσο για μεγαλύτερη διαφορά των δεικτών διάθλασης , αρχίζει να αποκλίνει κατά πολύ. Για απεικόνιση βιολογικών ιστών , το όριο αυτό δεν μας απασχολεί. Και αυτό διότι, ο δείκτης διάθλασης βιολογικού ιστού κυμαίνεται μεταξύ 1,33 και 1,514 , επομένως το μέγιστο Δn είναι : $\Delta n_{max} = 0.184$.

Εν κατακλείδι, μπορεί να γίνει χρήση της σχέσης $n_2 = \frac{n_1}{\sqrt{\frac{y}{R}+1}{2}}$ με $y = \begin{cases} R_1, & r \leq 0{,}5 \\ R - R_1, & r > 0.5 \end{cases}$, αν και μόνο αν, $\Delta n \leq 0.3$, και η απόσταση ανιχνευτή - αντικειμένου που θέλουμε να απεικονίσουμε είναι μικρότερη από την εστιακή απόσταση $f = \frac{R \cdot N}{2 \cdot (N - N_0)}$, όπου N_0 είναι ο δείκτης διάθλασης του μέσου , N είναι ο δείκτης διάθλασης του αντικειμένου και R η ακτίνα του.

3.3:Διαχυτότητα του phantom

Στο πρώτο κεφάλαιο ορίσαμε την διάχυση φωτονίων σε ένα μέσο ως το φαινόμενο αλλαγής της διεύθυνσης κίνησης τους μέσα σε αυτό λόγω πολλαπλών σκεδάσεων. Η αλλαγή αυτή στην περίπτωση του μέσου που διαθέτουμε, περιγράφεται από το άθροισμα των γωνιών σκέδασης , αφού ένα φωτόνιο θα υποστεί αρκετές σκεδάσεις μέχρι να φτάσει στον ανιχνευτή.

Όσο αναφορά την διάχυση φωτονίων στο phantom, στις προηγούμενες προσομοιώσεις μελετήθηκε η πιο απλή περίπτωση όπου τα φωτόνια μετά την είσοδό τους στο phantom , συνέχιζαν ευθύγραμμα μέχρι να συναντήσουν τα όρια αυτού και εκεί να το διαπεράσουν ή να ανακλαστούν. Όμως, υπάρχει η

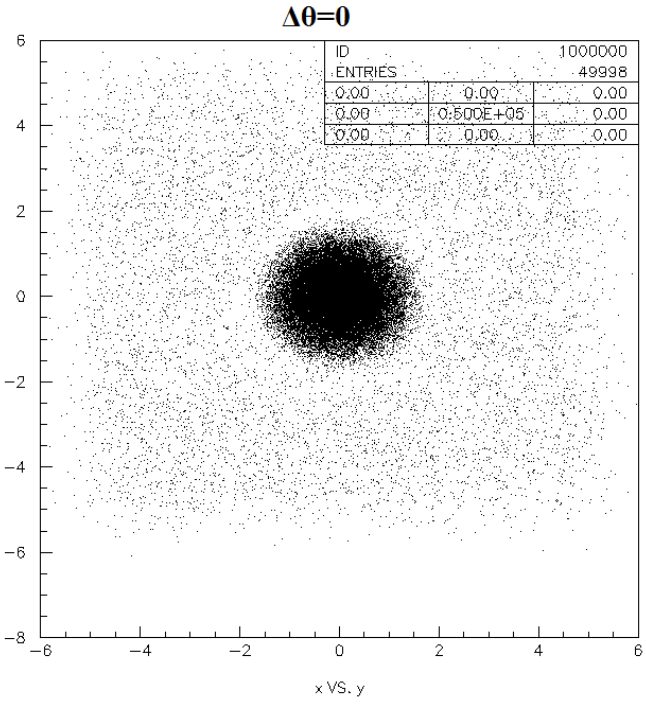
περίπτωση τα φωτόνια αυτά να σκεδαστούν από το άτομα του phantom. Μία τέτοια σειρά σκεδάσεων φωτονίων στο εσωτερικό του phantom θα προκαλέσει μία απόκλιση από την ευθύγραμμη πορεία που μελετούσαμε προηγουμένως. Η απόκλιση αυτή ορίζεται με την μεταβλητή Δθ και είναι η διαχυτότητα του phantom.

Προσπαθώντας να μελετήσουμε την επιρροή αυτής της μεταβλητής στην απεικόνιση του phantom, αρχικά τοποθετούμε τις εξής εντολές στο PhoSim.inp :

```
     -8.00      +8.00      -8.00      +8.00       0.00      10.00    ! XX(1)   XX(2)   YY(1)   YY(2)    ZZ(1)    ZZ(2)
1
1    -5.00      +5.00      -5.00      +5.00       0.00       0.00       0.00      1.00
1
2     0.00       0.00       5.00       0.00       2.00       6.00       1.45      0.00
      0.00       1.33       0.90                                    ! The_0   R_Idx   Scat_G
      1.00       0.10      20.00       1.00                         ! Scat_L  Scat_S  Absr_L  Absr_S
   1800000       -101         25          0                         ! NTOT    ISeed   IRUN    IDBG
         1       10.4                                               ! IFate_F XL_F
new.rz
```

Πίνακας 3.5: Τα δεδομένα που εισάγουμε στο PhoSim.inp

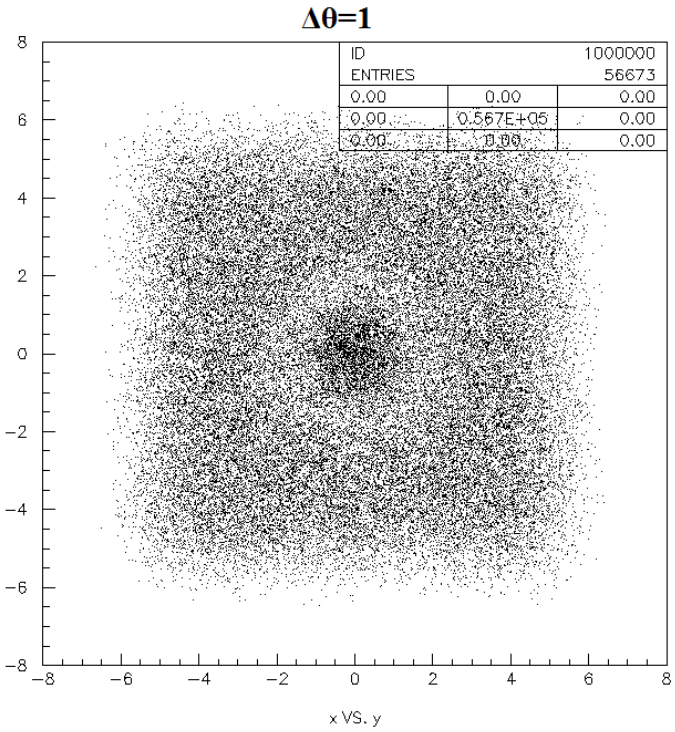
Παρατηρείται ότι είναι ακριβώς ίδιες με αυτές που είχαμε τοποθετήσει για την περίπτωση που θέλαμε να απεικονίσουμε phantom με δείκτη διάθλασης n=1,45. Επομένως περιμένουμε να λάβουμε μία παρόμοια εικόνα με την εικόνα 3.34. Λαμβάνουμε , λοιπόν, την εξής εικόνα:



Εικόνα 3.52: n=1,45 , fate=1 , xl<10,04. Δθ=0 (καμία απόκλιση από την ευθύγραμμη πορεία)

Και πράγματι η εικόνα που λαμβάνουμε είναι παρόμοια. Κατόπιν, θα προσδώσουμε τιμή στην μεταβλητή Δθ (βρίσκεται στην θέση δίπλα από τον δείκτη διάθλασης του phantom) την τιμή Δθ=1,

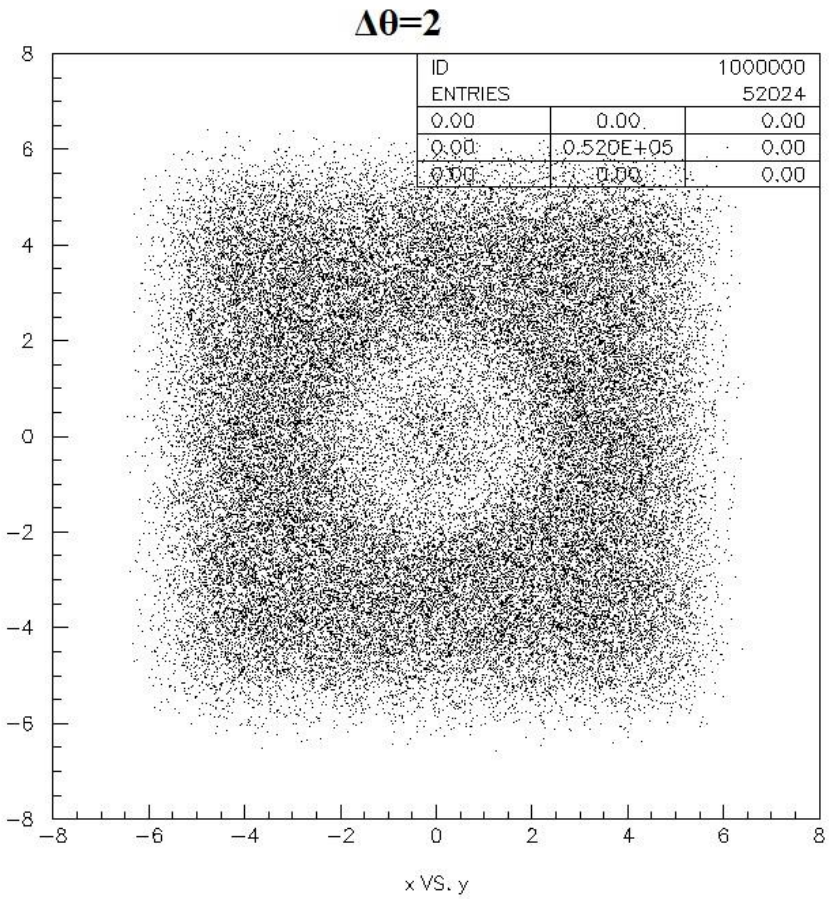
δηλαδή τα φωτόνια καθώς εισέρχονται στο phantom θα αποκλίνουν από την ευθύγραμμη πορεία τους το πολύ κατά μία μοίρα. Η εικόνα που λαμβάνουμε είναι η εξής :



Εικόνα 3.53: n=1,45 , fate=1 , xl<10,04. Δθ=1

Η διαφοροποίηση από την περίπτωση όπου δεν υπήρχε απόκλιση στην κίνηση των φωτονίων στο εσωτερικό του phantom είναι μεγάλη. Παρατηρείται ότι τα φωτόνια που λόγω διάθλασης σύγκλιναν στην περιοχή κοντά στο κέντρο έχουν μειωθεί αισθητά. Ωστόσο, μπορούμε ακόμη να χρησιμοποιήσουμε τις μεθόδους που αναπτύξαμε προηγουμένως για τον προσδιορισμό των χαρακτηριστικών του phantom (ακτίνα και δείκτη διάθλασης).

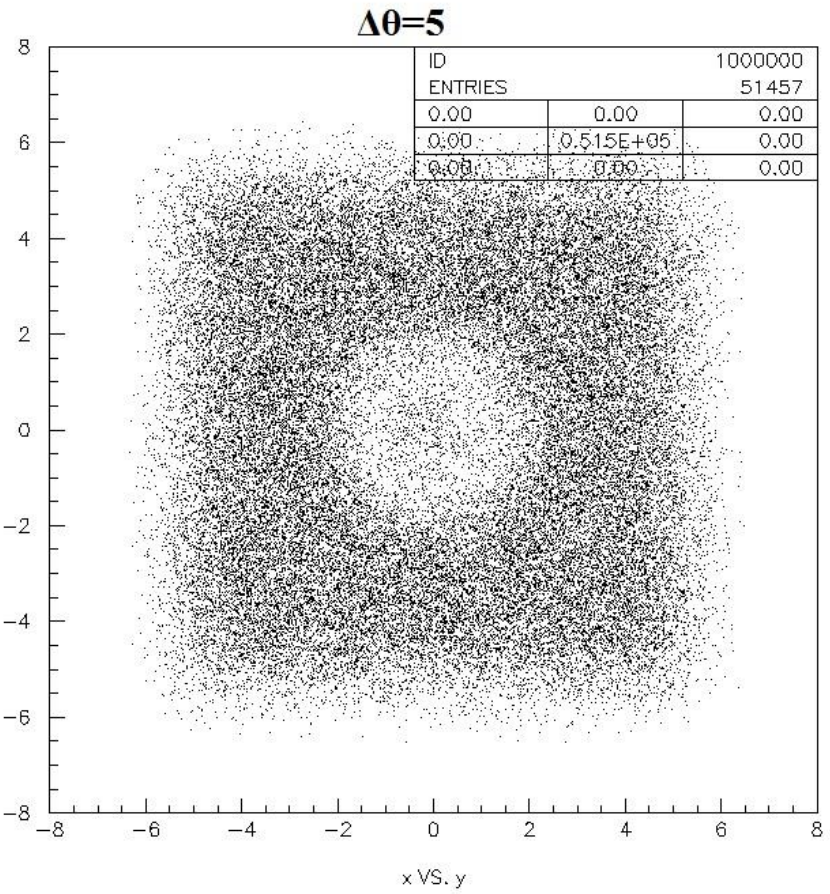
Αυξάνοντας την διαχυτότητα του phantom σε Δθ=2 , και διατηρώντας τις υπόλοιπες μεταβλητές σταθερές , η εικόνα που λαμβάνουμε είναι η εξής:



Εικόνα 3.54: n=1,45 , fate=1 , xl<10,04. Δθ=2

Παρατηρείται ότι τα φωτόνια που σύγκλιναν στο κέντρο λόγω της διάθλασης τους από το phantom έχουν αρχίσει να μειώνονται αισθητά. Ωστόσο, ο προσδιορισμός της ακτίνας του phantom μπορεί ακόμη να γίνει με αρκετά καλή ακρίβεια με τις μεθόδους που έχουμε αναπτύξει , όμως ο προσδιορισμός του δείκτη διάθλασης του γίνεται πια αρκετά δύσκολος και με μεγάλη αβεβαιότητα (ο εσωτερικός κύκλος δεν διακρίνεται με αρκετά καλή ακρίβεια, όπως στις περιπτώσεις που αντιμετωπίζαμε στην προηγούμενη ενότητα).

Τέλος, αν αυξήσουμε κι άλλο την διαχυτότητα του phantom στο Δθ=5 , όπως παρατηρείται και στην παρακάτω εικόνα που λαμβάνουμε , ο προσδιορισμός της ακτίνας παραμένει εφικτός (και με μεγάλη ακρίβεια) ωστόσο ο προσδιορισμός του δείκτη διάθλασης του phantom γίνεται αδύνατος, αφού ο εσωτερικός κύκλος που σχηματιζόταν από τα φωτόνια που σύγκλιναν λόγω διάθλασής τους από το phantom, είναι αδύνατον να προσδιοριστεί.



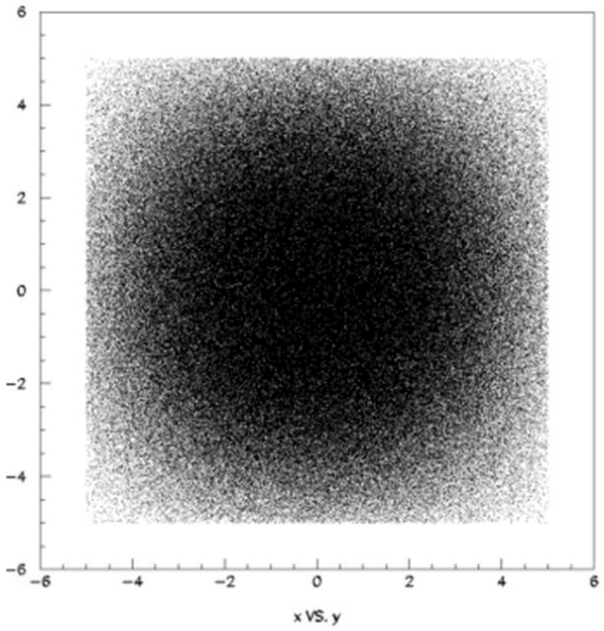
Εικόνα 3.55: n=1,45 , fate=1 , xl<10,04. Δθ=5

3.4:Απεικονιστική ικανότητα του PhoSim σε πολυάριθμα phantoms

Έχει, πια, ολοκληρωθεί η μελέτη της απεικόνισης ενός απλού σφαιρικού phantom με την χρήση του προσομοιωτικού προγράμματος PhoSim, πετυχαίνοντας μέσα από την προβολική εικόνα που λαμβάνουμε να αποσαφηνίζουμε την μορφή και τις ιδιότητες του phantom αυτού. Η ακρίβεια που επιτυγχάνεται με τις μεθόδους που αναπτύχθηκαν είναι ικανοποιητική. Ωστόσο, η απλή αυτή περίπτωση είναι σπάνια σε απεικόνιση βιολογικού ιστού. Επομένως, θα πρέπει να δούμε αν το PhoSim μπορεί να απεικονίζει χώρους με πιο πολύπλοκα phantoms ή χώρους με πολυάριθμα phantoms. Όμως, η συμπεριφορά του προγράμματος σε τέτοιες περιπτώσεις απαιτεί ενδελεχή μελέτη. Στην παρούσα εργασία θα περιοριστούμε στην συνοπτική παρουσίαση μίας απλής περίπτωσης απεικόνισης πολλών σφαιρικών phantoms.

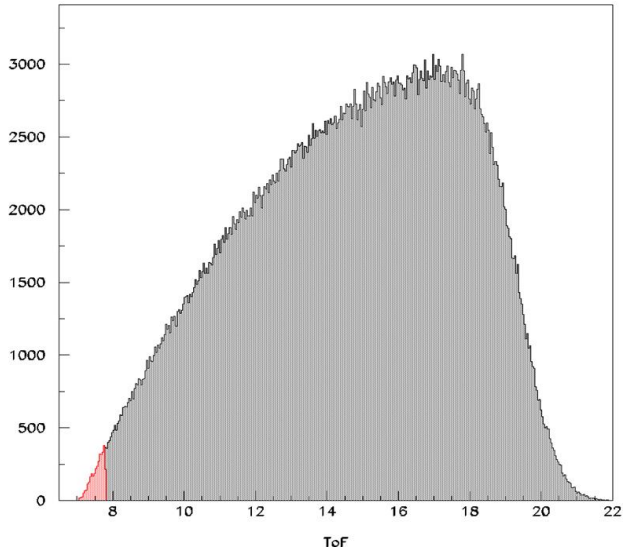
Σε ένα μέσο με ιδιότητες παραπλήσιες του αίματος, τοποθετούμε τέσσερα σφαιρικά phantoms ίδιας ακτίνας και ευρισκόμενα στο ίδιο επίπεδο xy (θεωρώντας όπως και στις προηγούμενες προσομοιώσεις ότι η πηγή και ο ανιχνευτής βρίσκονται σε παράλληλα επίπεδα xy). Έχοντας δώσει στην μεταβλητή

Fate την τιμή 1 , δηλαδή το πρόγραμμα να καταγράφει μόνο τα ανιχνεύσιμα φωτόνια τότε παίρνουμε την εξής εικόνα:



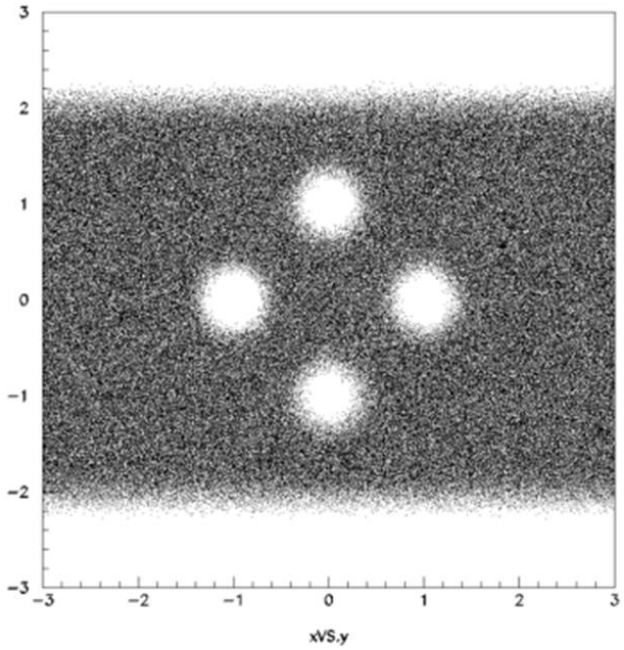
Εικόνα 3.66: Προβολική εικόνα του χώρου με Fate=1 (καταγραφή όλων των ανιχνεύσιμων φωτονίων)

Στην εικόνα που λαμβάνουμε δεν απεικονίζεται κανένα phantom. Επομένως θα πρέπει από όλα τα ανιχνεύσιμα φωτόνια να επιλέξουμε τα βαλλιστικά , δηλαδή αυτά που έφτασαν στον ανιχνευτή στον λιγότερο δυνατό χρόνο, αλληλεπιδρώντας με την ύλη ελάχιστα έως και καθόλου.



Διάγραμμα 3.13: Αριθμός φωτονίων συναρτήσει του time of flight. Η κόκκινη περιοχή περιλαμβάνει τα ballistic photons

Έχοντας πια κάνει την χρονική επιλογή των φωτονίων που θα χρησιμοποιήσουμε στην απεικόνιση του χώρου που μελετάμε, λαμβάνουμε την ακόλουθη εικόνα:



Εικόνα 3.67: Απεικόνιση χώρου με 4 σφαιρικά phantoms, με την χρήση βαλλιστικών φωτονίων

Παρατηρείται, λοιπόν, ότι τα phantoms απεικονίζονται αρκετά καλά και έχοντας την ίδια ακτίνα, όπως αναμέναμε. Ο πειραματικός προσδιορισμός των ιδιοτήτων τους δεν διαφέρει από τις περιπτώσεις που έχουν προηγηθεί. Είναι, όμως, μία πολύ απλή περίπτωση ενός μεγάλου κεφαλαίου που απαιτεί λεπτομερής μελέτη.

ΚΑΤΑΛΗΚΤΙΚΑ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Οι πλέον ευρέως χρησιμοποιούμενες μέθοδοι απεικόνισης ανθρώπινου ιστού (CT, SPECT, PET) στηρίζονται στην χρήση και εκμετάλλευση των ιονιζουσών ακτινοβολιών. Οι βλάβες που μπορούν να προκαλέσουν στον ανθρώπινο οργανισμό (φθορά του DNA κ.α.) οδήγησαν στην αναζήτηση μεθόδων απεικόνισης με την χρήση ακτινοβολίας χαμηλότερης ενέργειας. Πέραν των μεθόδων απεικόνισης που βασίζονται στον μαγνητικό συντονισμό (MRI), τα τελευταία χρόνια δίνεται ιδιαίτερη έμφαση στις δυνατότητες που μπορεί να προσφέρει η οπτική τομογραφία.

Στην παρούσα εργασία μελετήθηκε η οπτική υπολογιστική τομογραφία, μια υπολογιστική μέθοδος απεικόνισης που εκμεταλλεύεται τις αλληλεπιδράσεις φωτονίων-ύλης, στην ειδική περίπτωση όπου τα φωτόνια βρίσκονται κοντά στην περιοχή του ορατού. Συγκεκριμένα, στην μέθοδο αυτή χρησιμοποιείται ακτινοβολία στην περιοχή του NIR (near-infrared), διότι στην περιοχή αυτή τα κύρια συστατικά του ανθρώπινου ιστού παρουσιάζουν χαμηλά ποσοστά απορρόφησης της ακτινοβολίας. Κύριο γνώρισμα της μεθόδου που αναπτύχθηκε στην εργασία αυτή είναι η χρονική ανάλυση των ανιχνευομένων φωτονίων, ώστε να καταστεί δυνατή η απομόνωση των ευθύγραμμα διαδεδομένων, βαλλιστικών φωτονίων.

Η αποδοτικότητα της οπτικής υπολογιστικής τομογραφίας ως μεθόδου απεικόνισης βιολογικού ιστού μελετήθηκε με την χρήση του προγράμματος PhoSim. Το πρόγραμμα αυτό, εκμεταλλευόμενο τον χρόνο πτήσης των φωτονίων έως ότου αυτά ανιχνευθούν, απορροφηθούν ή διαφύγουν από τον χώρο μελέτης, δίνει τη δυνατότητα να κατασκευαστούν οι απαραίτητες προβολικές εικόνες του προς απεικόνιση αντικειμένου.

Οι προσομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία είχαν ως σκοπό την ενδελεχή μελέτη παραμέτρων που χαρακτηρίζουν το μέσο καθώς και του αντικειμένου που απεικονίζεται, παράγοντες που επηρεάζουν την απόδοση της απεικονιστικής αυτής μεθόδου. Τα αποτελέσματα οδήγησαν στα εξής συμπεράσματα:

- Το μέσο χαρακτηρίζεται από έναν παράγοντα ανισοτροπίας g, που παίρνει τιμές από -1 έως και 1 και ο οποίος εκφράζει τη στοχαστική σκέδαση των οπτικών φωτονίων. Όσο μεγαλύτερος είναι ο παράγοντας αυτός, τόσο μεγαλύτερη είναι η απόδοση της μεθόδου (περισσότερα φωτόνια καταφέρνουν να φτάσουν στον ανιχνευτή). Σε τιμές παραπλήσιες με την τιμή του παράγοντα ανισοτροπίας του ανθρώπινου αίματος, η απόδοση της μεθόδου είναι περίπου $4 * 10^{-3}\%$, με αντικείμενο απεικόνισης ένα τέλεια ανακλαστικό σφαιρικόphantom.

- Αν το σφαιρικό ομοίωμα (phantom) χαρακτηρίζεται από έναν δείκτη διάθλασης n, τότε η προβολική του εικόνα θα χαρακτηρίζεται από κυκλικές περιοχές με μεγάλο αριθμό ανιχνεύσιμων φωτονίων αλλά και από κυκλικές περιοχές με ελάχιστο αριθμό ανιχνεύσιμων φωτονίων. Ο αριθμητικός προσδιορισμός του μεγέθους των περιοχών αυτών οδηγεί στον πειραματικό προσδιορισμό των χαρακτηριστικών του αντικειμένου που απεικονίζεται, με διαφορετικές ωστόσο μεθόδους ανάλογα της σχέσης μεταξύ δείκτη διάθλασης μέσου και ομοιώματος (μεγαλύτερος, ίσος ή μικρότερος).

Εκτενέστερη μελέτη της οπτικής υπολογιστικής τομογραφίας μέσω του προγράμματος PhoSim απαιτεί πολυπλοκότερες διατάξεις αντικειμένων στον χώρο με ταυτόχρονη προσθήκη περισσότερων παραγόντων που μπορούν να επηρεάσουν την απόδοση της απεικονιστικής μεθόδου. Το πρόγραμμα αυτό συνεχίζει να αναπτύσσεται παράγοντας καλύτερα αποτελέσματα και αποδεικνύοντας την επιτυχία της οπτικής υπολογιστικής τομογραφίας ως μέθοδος απεικόνισης βιολογικού ιστού.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Κόττου Σοφία, "Φυσική της απεικόνισης στην Ιατρική" , 1-10 , Ιατρική Σχολή – Εργαστήριο Ιατρικής Φυσικής, ΕΚΠΑ 2007
- Λ. Τραχανάς Στέφανος, "Κβαντομηχανική Ι " Κεφάλαιο 1 , 3-40 ,Ηράκλειο 2013
- Rice University, "College Physics", Chapter 29, 1145-1155, Houston, Texas 2016
- David Halliday, Robert Resnick, Jearl Walker, "Fundamentals of Physics Extended, 8th Edition", Chapter 34, 1105-1108 (2008)
- Mark E. Brezinski, "Optical Coherence Tomography: Principles and Applications", Chapter 2 (1956)
- Steven L. Jacques, "Optical properties of biological tissues: a review" (2013)
- Tuan Vo-Dinh, "Biomedical Photonics: Handbook" (2003)
- Rei Kitamura, Laurent Pilon and Miroslaw Jonasz, "Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature", Appl. Opt. 2007 Nov 20;46(33):8118-33
- Dr. Simon A. Carn, "scattering lecture slides", GE4250, Department of Geological and Mining Engineering and Sciences, Michigan Technological University
- Henyey, L. G., Greenstein J. L., "Diffuse radiation in the Galaxy", Astrophysical Journal, vol. 93, (1941),70-83
- Rebecca Richards-Kortum, Eva Sevick-Muraca, "Quantitative Optical Spectroscopy for Tissue Diagnosis", Annu. Rev. Phys. Chem. 1996. 47:555–606
- T. Binzoni, T. S. Leung, A. H. Gandjbakhche, D. Rüfenacht and D. T. Delpy, "The use of the Henyey–Greenstein phase function in Monte Carlo simulations in biomedical optics", Phys. Med. Biol. 51 (2006) N313–N322
- Scott Alan Prahl, "Light Transport in Tissue", The University of Texas at Austin (1988)
- A.N. Yaroslavsky, I.V. Yaroslavsky, T. Goldbach, H.-J. Schwarzmaier, "The optical properties of blood in the near infrared spectral range", Department of Laser Medicine, Heinrich-Heine University, Dusseldorf Germany (2013)
- Richards, Alien Vision*:* Exploring the Electromagnetic Spectrum with Imaging Technology, SPIE Optical Engineering Press, 2001