



СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ
“СВ. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ”
ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ
КАТЕДРА АТОМНА ФИЗИКА

ДИПЛОМНА РАБОТА

Изследване на конструкцията на камери със
съпротивителна плоскост (RPC) като
детектори за позитрон-емисионна
томография

Иглика Веселинова Лесигярска
Факултетен номер: 10053

Научен ръководител: доц. д-р Леандър Литов

Юни, 2009
София

Съдържание

1	Увод	2
2	Позитрон-емисионна томография	4
3	Камери със съпротивителна плоскост (RPC)	8
3.1	Принципна конструкция на RPC за ПЕТ	8
4	Взаимодействие на гама кванти с вещество	10
4.1	Фотоефект	10
4.2	Комптъново разсейване	11
5	GEANT4	13
5.1	Общо описание	13
5.2	Взаимодействия на гама кванти	16
5.2.1	Фотоефект	16
5.2.2	Комптъново разсейване	17
5.3	Модели при ниски енергии на частиците	17
6	Получени резултати и анализи	18
6.1	Разпространение на фотоните с енергия 511 KeV в модел на човешко тяло	18
6.2	Електронен добив в газа	18
6.3	Конвертиращи материали	20
6.4	Филтър за фотоните с енергии, по-ниски от 511 KeV	25
6.5	Конструкция с изолатор между конвертора и газа	27
6.6	Многопроцепен детектор	32
7	Заклучение	37

Глава 1

Увод

Позитрон-Емисионната Томография (ПЕТ) е метод за диагностициране на различни физиологични състояния и се използва в медицината и в изследователската работа с лабораторни животни. При провеждане на ПЕТ се получават тримерни образи на тъканите и органите, използвайки излъчване от радиоактивен изотоп, приет в организма. Комбинирането на ПЕТ с други техники за образна диагностика като Компютърна Томография и Ядрено-Магнитен Резонанс (ЯМР) позволява получаването на детайлна пространствена картина на анатомичните структури и тяхното функционално състояние.

Основен недостатък на ПЕТ е високата цена на сцинтилационните кристали, използвани като детектори. Това затруднява конструиране на детектори с голямо геометрично поле (field of view), поради което не може да се сканират едновременно големи области от тялото, а също така се налагат по-високи дози на радиоизотопа в организма. Освен това, тъй като в конструкцията на детекторите за ПЕТ има фотумножителни, които не могат да работят в силни магнитни полета, ПЕТ не може да се провежда едновременно с ЯМР.

Тези затруднения мотивират търсенето на нови детектори за ПЕТ. Като такива са предложени камери със съпротивителна плоскост (RPC). Те имат по-ниска цена и предоставят възможност за конструиране на детектори с по-голямо геометрично поле. RPC могат да работят в магнитно поле и позволяват комбинирането на ПЕТ с ЯМР. При тях се търси и по-висока разделителна способност по време в сравнение с детекторите, базирани на сцинтилационни кристали, което ще доведе и до по-добра пространствена разделителна способност. В резултат ще се намали и дозата на радиоизотопа, приеман в организма.

В настоящата дипломна работа е представено изследване на различни конструкции на RPC като детектори за ПЕТ. Изследването е направено чрез компютърно моделиране на детектор с помощта на програмната среда Geant4 за симулиране на взаимодействия на частици с вещество. Ефективността на различните детекторни конструкции е изследвана чрез определяне на електронните добиви в газовата среда на RPC.

Дипломната работа се състои от увод, пет глави и заключение. След настоящата Глава 1 – “Увод”, следват четири глави, в които са представени необходимите теоретични основи на работата. В Глава 2 е описана Позитрон-Емисионната Томография

и са представени някои от проблемите при получаването на ПЕТ образите. В Глава 3 накратко са представени характеристиките на RPC, които имат отношение към изследването в дипломната работа. Тъй като за изграждане на образа при ПЕТ е необходимо детектиране на гама кванти, в Глава 4 са описани процесите на взаимодействие на гама кванти с веществото. Глава 5 описва програмната среда Geant4.

Получените резултати от компютърните симулации и анализ на тези резултати са представени в шест секции в Глава 6. Седма глава съдържа заключенията от работата.

Глава 2

Позитрон-емисионна томография

Позитрон-Емисионната Томография е метод за образна диагностика в ядрената медицина, чрез който се получават тримерни образи, отразяващи функционалната активност на различни тъкани при човека и животните. За целта в организма се вкарва радиоактивен изотоп, който се разпада чрез β^+ разпад. Радиоизотопът се свързва към структурата на носител, представляващ биологично-активна молекула, участваща в изследвания биологичен процес. Носителят се вкарва в организма и се разпределя в изследваните тъкани заедно със свързания към него радиоизотоп. Излъченият позитрон изминава минимално разстояние и анихилира с електрон от околните атоми, излъчвайки два гама кванта (с най-голяма вероятност), разлитащи се в противоположни посоки. Фотоните са с енергия 511 KeV , равна на енергията на електрона на покой. Те се детектират най-често със сцинтилационни кристали. Точката на излъчване на фотоните се намира на линията, свързваща двете точки, в които са отчетени фотоните. Чрез пресечните области на линиите от много такива събития се определя разпределението на радиоизотопа в тялото, а оттам и разпределението на биологично-активната молекула носител, от което се съди за функционалното състояние на изследваните тъкани.

ПЕТ започва с инжектиране или инхалиране на носителя на радиоизотопа. Сканирането започва след секунди или минути, за да се осигури време за транспорт и разпределение в изследвания орган. Пациентът е заобиколен от цилиндричен пръстен от детектори с типични размери $80\text{-}100 \text{ cm}$ в диаметър и $10\text{-}20 \text{ cm}$ дължина. Детекторите са защитени от външна радиация чрез оловни слоеве. Повечето ПЕТ детектори работят или в двумерен режим, при което сканирането се извършва от тънки пръстени от детектора, т.е. в успоредни напречни равнини (надлъжния образ се получава от събирането на информацията от двумерното сканиране), или в триизмерен режим, при който се събират съвпадения на сигнали на фотони във всички възможни направления.

Кинетиката на съединението-носител може да се моделира като линейна динамична система с входни параметри кръвната концентрация на радиоизотопа и изходни параметри измерванията от ПЕТ [1]. Променливите, описващи състоянието на системата, са концентрациите в различните тъканни компартменти - кръвта, вътреклетъчното и междуклетъчното пространство, органите. Параметрите на модела са скоростите на обмен между компартментите. Серия от образи след вкарването на носителя

дават информация за развитието във времето на концентрациите във всеки компар-
тмент, което се използва за оценка на параметрите на модела. Въз основа на тези
параметри след това се изчисляват изследваните физиологични характеристики, като
кръвен поток, глюкозен метаболизъм, характеристики на рецепторно свързване и др.

Пример за молекула-носител е флорозезоксиглюкоза (fluorodeoxyglucose, FDG,
2-fluoro-2-deoxy-D-glucose). Тя е аналог на глюкозата и се използва за сканиране на
метаболитната активност в тъканите, тъй като се разпределя в тъкани с по-големи
метаболитни нужди. Използва се при сканиране за туморни тъкани.

В Табл. 2.1 са представени най-често използваните радиоизотопи при ПЕТ и
техните свойства.

Радиоизотоп	Време на полуразпад (min)	Дъщерно ядро	% $\beta+$	Максимална енергия (MeV)	Среден пробег (mm)
^{11}C	20.4	^{11}B	99	0.96	0.3
^{13}N	10.0	^{13}C	100	1.19	1.4
^{15}O	2.1	^{15}N	100	1.72	1.5
^{18}F	110.0	^{18}O	97	0.64	0.2
^{68}Ga	68.0	^{68}Zn	88	1.89	1.9
^{81}Rb	1.3	^{81}Kr	96	3.35	2.6

Таблица 2.1: Радиоизотопи, използвани при ПЕТ (взета от [2]).

При $\beta+$ разпад протон се превръща в неутрон, позитрон ($e+$) и неутрино (ν).
Тъй като масата на протона е по-малка от масата на неутрона, този разпад не може
да се извърши в свободно състояние.

Излъчените позитрони са с непрекъснат спектър на кинетичната енергия от ну-
ла до максималната възможна енергия (равна на разликата в масите на началното
ядро и крайното ядро, минус удвоената маса на електрона в покой). Излъченият по-
зитрон взаимодейства с атомите в човешкото тяло, губейки енергия. Когато неговата
кинетична енергия е близка до нула, той анихилира с електрон. Анихилацията става с
излъчване на два, три (и с много по-малка вероятност и повече) фотона, като сечени-
ята за анихилация при увеличаване на броя на фотоните намаляват пропорционално
на константата на тънката структура ($\alpha = 1/137$), т.е. процесът на анихилация с из-
лъчване на два фотона е по-вероятен с два порядъка от анихилацията до три фотона.
При него двата фотона са с енергия 511 KeV и се разпространяват по почти успоред-
ни траектории, като степента на неколинеарност зависи от импулсите на позитрона
и електрона в момента на анихилация. Степента на неколинеарност е от порядъка
на един градус или по-малко и обикновено се пренебрегва [3]. Разстоянието, което
позитронът изминава преди анихилацията, се нарича позитронен пробег. Големината
му зависи от енергията на позитрона, която варира в зависимост от изотопа. Сред-
ните стойности на позитронния пробег за различните изотопи са даден в Табл. 2.1.
Пробегът е по-голям в тъканите с по-малка плътност, напр. белите дробове [3]. Тъй
като позитронният пробег е много по-малък от разделителната способност на повечето
детектори, той обикновено се пренебрегва при конструиране на образа.

При най-често използваните детектори за ПЕТ няколко правоъгълни сцинтилационни кристала, събрани в блок, са свързани оптично с фотоумножители. Като сцинтилатори се използват натриев йодид (NaI), бисмутов германат (bismuth germanate, BGO), лутециев оксиортосиликат (lutetium oxyorthosilicate, LSO) и др. [4]. Те се различават по ефективността си на взаимодействие с фотони с енергия 511 KeV , времето на релаксация, светлинния добив (броя на сцинтилационните фотони) за 1 KeV от падащия фотон и разделителната способност по енергии. Ефективността на взаимодействие с гама кванти се оценява с линейния коефициент на отслабване на потока фотони (виж Глава 4 “Взаимодействие на гама кванти с вещество”), той е най-голям за BGO (0.96 cm^{-1}) и LSO (0.87 cm^{-1}), т.е. тези сцинтилатори имат най-голяма ефективност на взаимодействие с фотони с енергия 511 KeV . Натриевият йодид и LSO имат най-висок светлинен добив (съответно 38 и 29 фотона за 1 KeV от падащия фотон). Времената на релаксация варират от 40 ns при LSO до 300 ns при BGO, разделителната способност по енергии при 511 KeV е между 6% и 20% [4].

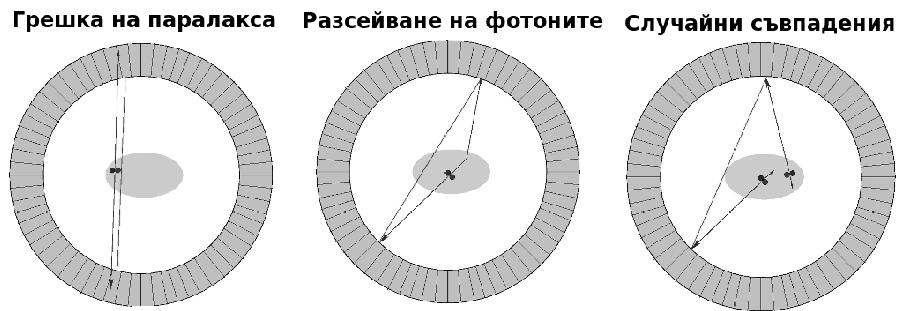
Пространствената разделителна способност на детектора зависи от размера на кристалите - появява се т.нар. грешка на паралакса (Фиг. 2.1), дължаща се на неопределеност в точката на отчитане на фотона поради крайния размер на кристала. Допълнително влошаване на разделителната способност се дължи на факта, че фотонът отдава енергията си в кристала чрез едно или две комптънови разсейвания и фотоелектронна абсорбция, при което изминава определен път в детектора и може да бъде отчетен в два съседни кристала [1].

Въпреки, че съвременните детектори за ПЕТ имат вътрешна разделителна способност по-малка от 5 mm , крайната разделителна способност обикновено е по-голяма от 8 mm . Влошаването се дължи на алгоритмите за реконструиране на образа. Тъй като качеството на реконструирането зависи от броя на отчетените фотони, разделителната способност се определя от дозата на радиоизотопа, продължителността на сканирането и ефективността на детектора.

При разпространението си в човешкото тяло фотоните взаимодействат с тъканите и губят част от енергията си и променят траекторията си. Повечето разсеяни фотони излизат от полето на детектора. Така потокът от фотони намалява и това трябва да се вземе предвид при моделирането на отклика при ПЕТ [1].

Когато единият или и двата фотона са разсеяни, но все пак попадат в полето на детектора и се отчитат, тяхната изходна точка се определя неправилно и в резултат образът не се конструира коректно (Фиг. 2.1). При двумерното сканиране фракцията на отчетените разсеяни фотони е ниска, около 15-20% от общия брой отчетени фотони, докато при тримерното сканиране фракцията на разсеяните фотони нараства до 30-40% от всички отчетени фотони [5]. Тъй като разсеяните фотони имат енергии, по-ниски от 511 KeV , избягването на този ефект става с постигане на добра разделителна способност по енергии на детектора. Повечето съвременни детектори за ПЕТ отчитат енергии на фотоните в рамките на $350\text{-}650 \text{ KeV}$ [4].

Друг проблем при реконструиране на образа представляват случайните съвпадения при отчитането на фотоните (Фиг. 2.1). Ако два фотона от различни анихилации се отчетат в един и същи времеви прозорец, те ще бъдат приети за излизащи от една анихилация, което ще доведе до грешно определяне на тяхната изходна точка. Броят на случайните съвпадения е пропорционален на удвоения времеви прозорец на детек-



Фигура 2.1: Източници на грешки при реконструиране на образа при ПЕТ.

тора (т.е. интервалът от време, в който при отчитане на два фотона, те ще бъдат сметнати за идващи от една аниhilация). За избягване на случайните съвпадения детекторът трябва да има добра разделителна способност по време.

Глава 3

Камери със съпротивителна плоскост (RPC)

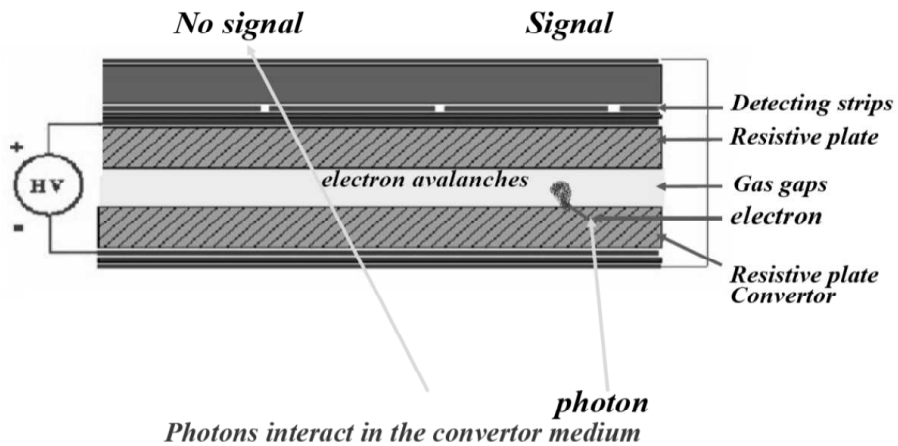
3.1 Принцилна конструкция на RPC за ПЕТ

RPC [6] са газови детектори, състоящи се от две успоредни плоскости, поне едната от които има голямо специфично съпротивление ($10^{10} - 10^{11} \Omega cm$), разположени на разстояние от порядъка на милиметър. Прощетът между двете плоскости е запълнен с газ. Външните повърхности на плоскостите са покрити с тънък слой графит. Съпротивителните плоскости представляват електродите на детектора, на които се подава високо напрежение. Върху графитното покритие е нанесен изолационен слой. Сигналът от детектора се получава от проводящи ленти (стрипове), залепени върху изолационния слой на анода. Електродите създават голямо електрично поле в газа ($50 - 100 KeV/cm$). Под действието на електричното поле в газа се получава локализиран газов разряд в областта на преминаване на йонизиращата частица (стримерен режим на работа на детектора). При по-слабо електрично поле в газовия обем газовото усиление е достатъчно голямо за протичането на лавинен процес и достатъчно малко за да не се получи газов разряд (лавинен режим на работа на детектора).

RPC са предложени като потенциални детектори на фотони при ПЕТ [7]. Схематичната конструкция на RPC като детектори за ПЕТ е показана на Фиг. 3.1. Гама квантите взаимодействат с конверторната среда и избитият електрон преминава в газа. В газовата среда електронът йонизира и образува електронни лавини, които формират сигнала на детектора.

Обикновено се правят конструкции с много газови процеди, което повишава ефективността на детектора и подобрява разделителната способност по време.

Основното предимство на RPC е ниската цена в сравнение със сцинтилационните кристали, позволяваща конструиране на детектори с голямо геометрично поле. Друго предимство е, че могат да работят в силни магнитни полета, което позволява едновременно провеждане на ПЕТ и Ядрено-Магнитен Резонанс. Разработват се конструкции на детектора с висока пространствена разделителна способност чрез отстраняване на грешката на паралакса [8], [9] и постигане на висока разделителна способност по време – от порядъка на десетки или стотици ps [10], [11], [12], [13] в сравнение със сцинтила-



Фигура 3.1: Схематична конструкция на RPC като детектори за ПЕТ.

ционните кристали, при които разделителната способност е ns . Добрата разделителна способност по време ще доведе до отстраняване на случайните съвпадения при отчитане на фотоните като източник на грешка при ПЕТ. Освен това, добрата разделителна способност по време ще позволи намиране на разликата във времената на полет на двата отчетени в съвпадение фотона и оттам, директно изчисляване на точката на аниhilация. Така образът при ПЕТ ще може да се построи не само по пресичането на натрупаните линии, свързващи местата на отчитане на два фотона в съвпадение, но и директно чрез точките на аниhilация. Това ще подобри значително пространствената разделителна способност при ПЕТ.

За подобряване на пространствената разделителна способност също така трябва да се постигне намаляване на чувствителността на RPC към разсеяните в човешкото тяло фотони с енергии, по-малки то 511 KeV . Изследване в тази насока с използване на различни конвертиращи материали (стъкло, оловно стъкло и олово) и различен брой газова процепка, е публикувано в [6], [14], [15]. Авторите показват постигане на чувствителност към фотони с енергии 300 KeV между един и половина и два пъти по-малка при около и над 100 газова процепка, спрямо фотоните с енергия 511 KeV .

По-голямото геометрично поле и по-добрата пространствена разделителна способност ще способстват и за намаляване на дозата на радиоактивния изотоп.

Глава 4

Взаимодействие на гама кванти с вещество

При преминаването на поток фотони с интензивност I_0 през слой вещество с дебелина x , интензивността на потока намалява по следната зависимост:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (4.1)$$

където μ е линеен коефициент на отслабване с размерност (дължина)⁻¹. Той е свързан със сечението на взаимодействие σ с израза:

$$\mu = \frac{N_0 \rho}{A} \sigma \quad (4.2)$$

където N_0 е числото на Авогадро, ρ – плътността на веществото, A – атомната маса, $\frac{N_0 \rho}{A}$ представлява броя атоми от веществото в единица обем.

Гама квантите взаимодействат с материята чрез три процеса: фотоефект, комптъново разсейване и образуване на електрон-позитронна двойка. Образуването на електрон-позитронна двойка става при енергии на фотоните, по-големи от 1022 KeV и затова няма значение при ПЕТ.

Сеченията на взаимодействие при трите процеса за олово и сумарното сечение на взаимодействие като резултат от трите процеса, са показани на Фиг. 4.1.

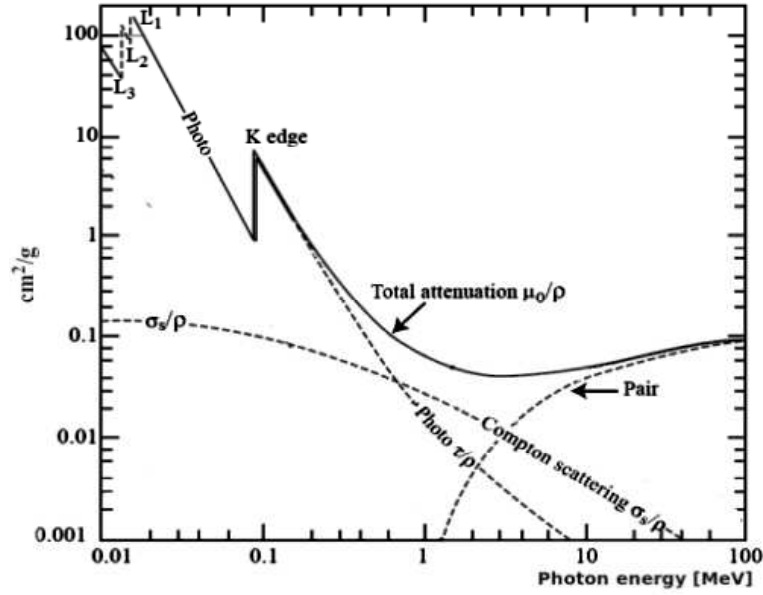
Сеченията на взаимодействие могат да се апроксимират със съотношения, които са функции на приведената енергия ϵ на гама кванта [16]:

$$\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad (4.3)$$

където E_γ е енергията на гама кванта, m_e е масата на електрона в покой, c е скоростта на светлината във вакуум.

4.1 Фотоефект

При фотоефекта гама квантът отдава цялата си енергия на електрон от най-вътрешния слой на електронната обвивка на атомите и електронът преминава в свободно състояние. Сечението на взаимодействие σ е [16]:



Фигура 4.1: Сечения на взаимодействие на гама кванти в олово (взета от [16]).

$$\sigma = \frac{32\pi}{3} \sqrt{2} Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\epsilon^{7/2}} r_e^2, \quad \epsilon_K < \epsilon < 1 \quad (4.4)$$

$$\sigma = 4\pi r_e^2 Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\epsilon}, \quad \epsilon > 1 \quad (4.5)$$

където Z е атомния номер, α е константата на тънката структура, $r_e = 2.8 fm$ е класическия радиус на електрона, ϵ_K е приведената енергия на свързване в К-слоя.

Сечението на взаимодействие нараства с петата степен на атомния номер Z и намалява с увеличаване енергията на фотоните.

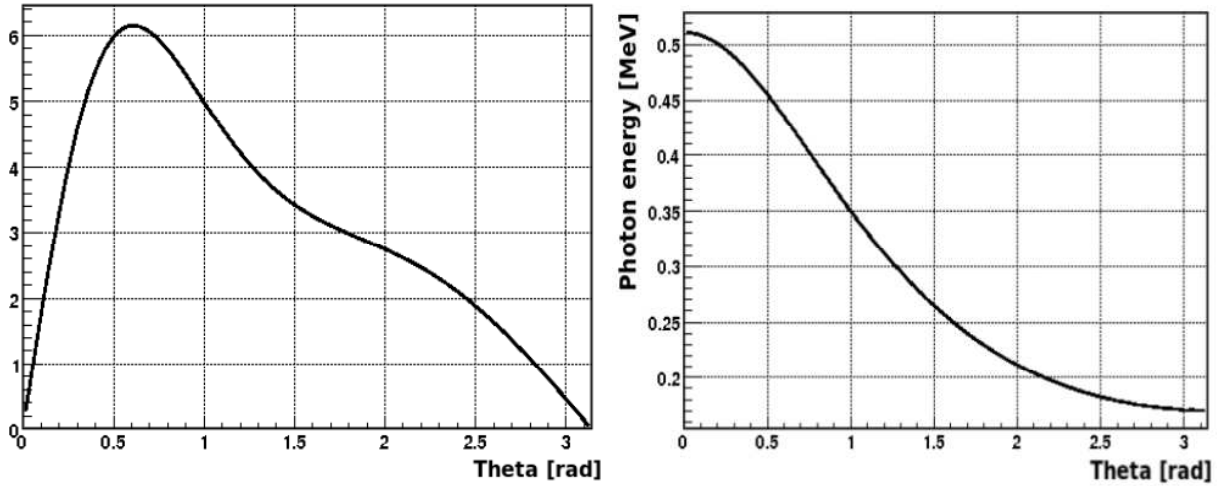
4.2 Комптъново разсейване

Комптъновото разсейване е разсейване от електронната обвивка на атомите, при което енергията на електрон от обвивката нараства и той може да премине в свободно състояние. Сечението на разсейване от един електрон σ се описва с формулата на Клейн-Нишина-Там, получена чрез квантовомеханични изчисления [16]:

$$\sigma = 2\pi r_e^2 \left[\left(\frac{1+\epsilon}{\epsilon^2} \right) \left\{ \left(\frac{2(1+\epsilon)}{1+2\epsilon} \right) - \frac{1}{\epsilon} \ln(1+2\epsilon) \right\} + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1+2\epsilon) - \frac{1+3\epsilon}{(1+2\epsilon)^2} \right] \quad (4.6)$$

При много ниски енергии на фотоните, при които $\epsilon \ll 1$, формулата се свежда до класическата формула на Томпсън [16]:

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0.665 \text{ barn} \quad (4.7)$$



Фигура 4.2: Ъгловото разпределение на разсеяните фотони $d\sigma/d\Omega$ (ляво) и разпределение на енергията в зависимост от ъгъла на разсейване (дясно) при комптъново разсейване за начална енергия на фотоните 511 KeV .

При разсейването на Томпсън ъгловото разпределение на разсеяните гама кванти е симетрично относно ос, перпендикулярна на посоката на движение на фотоните:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}r_e^2(1 + \cos^2\theta) \quad (4.8)$$

При високи енергии на гама квантите ъгловото разпределение не е симетрично, а има пик в направлението на движение на фотоните.

На Фиг. 4.2 са представени ъгловото разпределение на разсеяните фотони ($d\sigma/d\Omega$) и разпределението на енергията в зависимост от ъгъла на разсейване, за фотони с начална енергия 511 KeV . Ъгловото разпределение има пик около ъгъл на разсейване 30 градуса, съответстващ на енергия на разсеяните фотони 450 KeV . Фотоните, разсеяни на най-големи ъгли, имат най-голяма загуба в енергията си. Отчитането на тези фотони при ПЕТ ще доведе до силно влошаване качеството на образа, ето защо при детекторите за ПЕТ трябва да се постигне добра разделителна способност по енергии.

Глава 5

GEANT4

5.1 Общо описание

Geant4 [17], [18] е програмна среда за симулиране на взаимодействието на частици с вещество. Написана е на програмния език C++ и е със свободен достъп. При изследването, описано в дипломната работа, е използвана версия 9.2 [19].

При симулацията потребителят определя геометрията на системата, включените материали и наличието на електромагнитно поле, частиците, навлизащи в системата и тяхната кинетична енергия и посока на импулса, физическите процеси на взаимодействие, данните за траекториите, които да се съхраняват.

В Geant4 са заложени следните библиотеки и класове, които се използват от потребителя за определяне на горепосочените условия на симулацията, придвижването на частиците и физическите процеси на взаимодействие:

- система от единици, константи и работата със случайни числа;
- материалите и техните физични свойства;
- частиците и техните физични свойства;
- библиотеки за описание на геометричната структура на средата;
- библиотеки за описание на траекториите на частиците и стъпките на придвижване;
- библиотека на физическите процеси, която съдържа моделите на физичните взаимодействия: процес на транспортиране на частицата, електромагнитни взаимодействия при фотони, лептони, адрони и йони и адронни взаимодействия;
- библиотека, която извиква различните физически процеси в хода на придвижване на частицата и управлява еволюцията на траекторията на частицата;
- библиотеки, които свързват Geant4 с външни програми и дават възможност за визуализация.

В Geant4 има дефинирани повече от 100 типа частици. Потребителят също може да дефинира частици. Определят се свойства като маса, електричен заряд, спин, изоспин, четност, магнитен момент, кварково съдържание, време на живот и канали на разпадане.

Частиците се групират в следните категории:

- глюони, кварки;
- лептони;
- мезони;
- бариони;
- йони;
- други.

В процеса на реализиране на конкретна симулация потребителят трябва да посочи какви частици могат да участват в нея и за всеки тип частица да посочи физическите процеси на взаимодействие.

Всяка частица задължително участва в процес на “транспортване”. Процесът на транспортване е отговорен за определяне на геометричните ограничения на стъпката на придвижване. Той изчислява дължината на стъпката, с която частица ще премине в съседен обем на детектора. Транспортването също така изчислява времето на полет на частицата.

Ако частицата е заредена и в средата има електромагнитно поле, процесът на транспортване е отговорен за придвижването на частицата в полето. Частицата се придвижва според уравнение на движението, заложено в Geant4 или определено от потребителя. Извитата траектория, следвана от заредената частица, се разделя на „хордови сегменти”. Хордата представлява права линия между две точки от траекторията. Хордите се изчисляват, използвайки критерий за максималното разстояние между точка от кривата и хордата, определен от потребителя. В последващите симулации в дипломата работа това разстояние е 0.1 nm .

За симулиране на процесите на електромагнитно взаимодействие в Geant4 има заложени две групи физически модели:

“Стандартните” електромагнитни процеси включват:

- процеси при фотони - комптъново разсейване, конверсия на гама-кванти (образуване на електрон/позитронна двойка), фотоефект, образуване на мюон/антимюонна двойка;
- взаимодействия на електрони и позитрони - йонизация и възникване на делта-електрони, спирано излъчване, многократно разсейване, аниhilация до два гама-кванта, аниhilация до мюон/антимюонна двойка, аниhilация до адрони;
- взаимодействия на мюони - спирано излъчване, йонизация и възникване на делта-електрони, многократно разсейване, образуване на двойка електрон/позитрон;

- взаимодействия на адрони и йони - спиращо излъчване, йонизация, образуване на двойка електрон/позитрон, многократно разсейване;
- многократно разсейване (електростатично) на различни частици;
- процеси при поляризирани електрони и гама-снопове;
- процеси на излъчване на рентгенови и оптични фотони от заредени частици - синхротронно излъчване, Черенково излъчване, сцинтилации.

Процеси, които описват по-точно взаимодействията при ниски енергии на частиците:

- процеси при фотони - комптъново разсейване, поляризирано комптъново разсейване, релеево разсейване, конверсия на гама-кванти (образуване на електрон/позитронна двойка), фотоефект;
- взаимодействия на електрони и позитрони - йонизация и възникване на делта-електрони, спиращо излъчване;
- взаимодействия на адрони и йони - йонизация.

При придвижване на дадена частица в процеса на симулация се проверяват всички процеси на взаимодействие (включително транспортиране), в които тя може да участва. За всеки процес се изчислява дължината на стъпката, която частицата би трябвало да измине, за да участва в него. Избира се частицата да взаимодейства в този процес, при който дължината на стъпката е минимална. Стъпката, която частицата изминава за да взаимодейства в даден процес, се изчислява въз основа на средния свободен пробег на частицата за процеса.

Средният свободен пробег (средната дължина на взаимодействие) на частица се определя по следния начин:

В материал, съставен от няколко химични елемента, броят на атомите от i -тия елемент в единица обем е $n_i = \frac{N \cdot \rho \cdot \omega_i}{A_i}$, където N е числото на Авогадро, ρ е плътността на средата, ω_i е масовата част на i -тия елемент, A_i е моларната маса на i -тия елемент.

Средният свободен пробег λ се изчислява въз основа на сечението на взаимодействие:

$$\lambda(E) = (\Sigma[n_i * \sigma(Z_i, E)])^{-1} \quad (5.1)$$

където $\sigma(Z_i, E)$ е сечението на взаимодействие за даден процес и даден елемент, сумирането е по всички елементи, участващи в материала.

$\Sigma[n_i * \sigma(Z_i, E)]$ се нарича още макроскопично сечение на взаимодействие, свободният пробег е равен на единица върху макроскопичното сечение на взаимодействие.

Сеченията на взаимодействие и средният свободен пробег се табулират по време на инициализиране на симулацията.

Точката на взаимодействие на частицата се определя така:

Общият брой дължини на взаимодействие n_λ , които частицата ще измине преди да достигне точка на взаимодействие, се определя в началото на траекторията като

$n_\lambda = -\log(\eta)$, където η е случайно число с равномерно разпределение в границите (0, 1).

n_λ се преизчислява на всяка стъпка Δx по формулата:

$$n'_\lambda = n_\lambda - \frac{\Delta x}{\lambda(x)} \quad (5.2)$$

Извършва се този процес на взаимодействие, за който стъпката $n_\lambda * \lambda(x)$ е най-малка в сравнение със стъпките за другите процеси.

Това представлява диференциален подход за симулиране на придвижването на частицата. При него освен процесите на взаимодействие, граница върху размера на стъпката се поставя и от непрекъснатата загуба на енергия, тъй като сеченията на взаимодействие зависят от енергията на частицата. Предполага се, че стъпката е достатъчно малка и сечението на взаимодействие остава постоянно при нея. За целта трябва да се използват много малки стъпки, за да се осигурят коректни изчисления, но времето за изчисление нараства.

При последващите симулации в дипломната работа е наложена максимална стъпка от $1 \mu m$.

Крайното състояние на продуктите от процесите на взаимодействие се генерира чрез определяне на съответните физически характеристики като енергии и ъглово разпределение на вторичните частици (частиците, образувани в процесите на взаимодействие), чрез разпределения, получени от теоретични модели и параметризирани данни.

За определяне дали траекторията на една вторична частица (електрон, позитрон, или гама квант) да бъде проследявана до край, или да бъде отчетена само загубата на енергия на първоначалната частица, се въвежда гранична стойност по дължина. Не се проследяват всички вторични частици заради удълженото време на симулация. В началото на всяка конкретна симулация става превръщане от граница по дължина към граница по енергия, чрез използване на модели за загуба на енергия при придвижването на частицата в дадено вещество. Проследяват се само вторични частици с енергии на образуване, по-големи от съответната гранична стойност. Гранична стойност по дължина може да се въведе за дадена област от детектора или за целия детектор. Използва се гранична стойност по дължина вместо по енергия, за да има единен подход за различните частици и материали.

При последващите симулации в дипломната работа е използвана гранична стойност по дължина $1 nm$, при която съответната граница по енергия е минималната зададена в Geant4 граница по енергия за проследяване на вторичните електрони и гама кванти – $1 eV$.

5.2 Взаимодействия на гама кванти

5.2.1 Фотоефект

При фотоефекта се избива електрон от атомната обвивка, при което фотона се поглъща.

В Geant4 сечението на взаимодействие се определя от следния израз, предложен от Бигс и сътр. [20].

$$\sigma(Z, E_\gamma) = \frac{a(Z, E_\gamma)}{E_\gamma} + \frac{b(Z, E_\gamma)}{E_\gamma^2} + \frac{c(Z, E_\gamma)}{E_\gamma^3} + \frac{d(Z, E_\gamma)}{E_\gamma^4} \quad (5.3)$$

Параметрите a , b , c и d са намерени за няколко енергетични интервала чрез апроксимация на експериментални данни по метода на най-малките квадрати. Като правило, границите на тези интервали са равни на съответните фотоабсорбционни пикове.

Процесът се симулира чрез използване на параметризираните сечения на взаимодействие за определяне на средния свободен пробег, на данни за електронните обвивки на атомите за определяне на енергията на избитите електрони и на данни за ъгловото разпределение на К-слоя на атомната обвивка за определяне на посоката на излитане на електроните.

5.2.2 Комптърново разсейване

При симулация на комптърновото разсейване се използва емпирична формула за сечението на взаимодействие, която е валидна за енергии над 10 KeV :

$$\sigma(Z, E_\gamma) = P_1(Z) \frac{1 + 2X}{X} + \frac{P_2(Z) + P_3(Z)X + P_4(Z)X^2}{1 + aX + bX^2 + cX^3} \quad (5.4)$$

където Z е атомния номер на елемента, E_γ е енергията на фотона, X е приведената енергия на гама кванта $= E_\gamma/mc^2$, m е масата на електрона, $P_i(Z)$ е функция на Z във вида $Z(d_i + e_i Z + f_i Z^2)$, d_i, e_i, f_i са параметри.

Стойностите на параметрите са определени чрез използване на повече от 511 точки в интервала $1 \leq Z \leq 100$ и $10 \text{ KeV} \leq E_\gamma \leq 100 \text{ GeV}$ [21], [22]

5.3 Модели при ниски енергии на частиците

Тези модели на електромагнитни взаимодействия на фотони, електрони, адрони и йони са въведени, за да се разшири възможността за симулация на взаимодействията до по-ниски енергии, отколкото тези в “стандартните” електромагнитни процеси. Тези модели са валидни при енергии над 250 eV (и могат да се използват до енергии 100 GeV) и елементи с атомни номера от 1 до 99. Тъй като структурата на атомните обвивки е по-важна при ниски енергии, процесите при ниски енергии директно използват данни за сечения на взаимодействия с различни атомни обвивки, докато “стандартните” процеси, които са оптимизирани за приложения при по-високи енергии, разчитат на параметризиране на тези данни. Процесите при ниски енергии включват фотоефект, комптърново разсейване, релеево разсейване, образуване на електрон/позитронна двойка, спиращо излъчване, йонизация и флуоресценция от възбудени атоми.

Глава 6

Получени резултати и анализи

6.1 Разпространение на фотоните с енергия 511 KeV в модел на човешко тяло

За да се получи информация за степента на разсейване на фотоните с енергия 511 KeV в човешко тяло, беше симулирано тяхното разпространение в модел на тяло (Фиг. 6.1). Тялото е моделирано като паралелепипед с размер 40 cm, 40 cm, 150 cm, плътност 1010 kg/m³ и следното съдържание: O - 61.4%; C - 22.9%; H - 10.0%; N - 2.6%; Ca - 1.4%; P - 1.1%; K - 0.2%; S - 0.2%; Na - 0.1%; Cl - 0.1%. Фотоните се разпространяват в паралелепипеда, излитайки от центъра му.

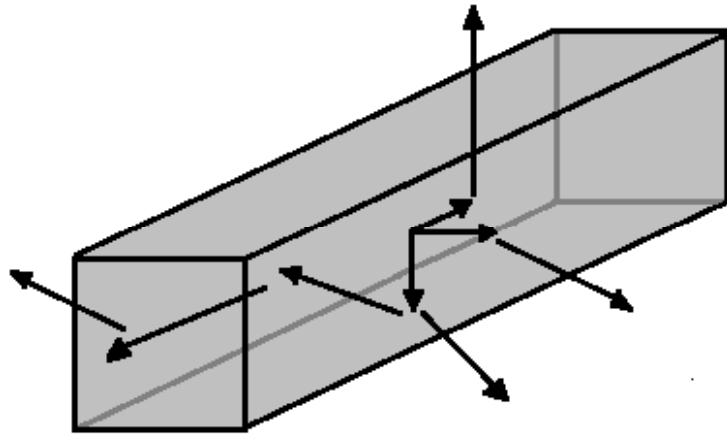
Около 38% от фотоните се поглъщат от тялото при симулацията. Полученият изходен енергетичен спектър на фотоните, който е и входен спектър за детектора, е показан на Фиг. 6.2. Приблизително 51% от началния брой фотони и приблизително 82% от фотоните, излезли от тялото, са разсеяни и имат енергии, по-ниски от 511 KeV. Отчитането на тези фотони в ПЕТ ще доведе до некоректно конструиране на образа, затова чувствителността на детектора към тези фотони с по-ниски енергии трябва да бъде сведена до минимум.

Разсеяните фотони с енергии около и по-ниски от 307 KeV представляват повече от 3/4 от всички разсеяни фотони (около 76%). Грешката при ПЕТ ще намалее значително, ако детекторът е ниско-чувствителен към тези фотони.

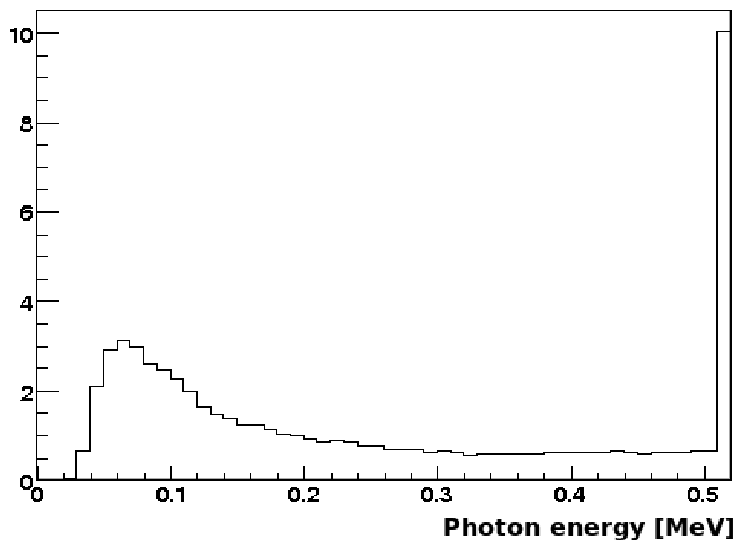
6.2 Електронен добив в газа

За да се постигне висока ефективност на RPC към фотони с енергии 511 KeV е необходим висок електронен добив в газа. Електронният добив в газа представлява броя на фотоните, за които поне един електрон е избит в конвертора и достига до газа, за да индуцира сигнал в детектора.

Теоретично разглеждане на електронния добив в газа може да се направи по следния начин. Електронният добив в газа зависи от два процеса – взаимодействието на фотоните с конвертиращата среда и разпространението на избитите електрони през конвертора до газа. Ако N е броя на електроните при дадена дълбочина x на



Фигура 6.1: Модел на човешко тяло, паралелепипед с размер 40 cm , 40 cm , 150 cm .



Фигура 6.2: Изходен енергетичен спектър на фотоните от модела на човешко тяло.

конвертора, промяната в броя на електроните с увеличаване на x , dN/dx , може да се представи като:

$$\frac{dN}{dx} = kN_\gamma - sN \quad (6.1)$$

където

- членът kN_γ отчита избиването на електрони на дълбочина x ; k представлява коефициент на взаимодействие на фотоните, N_γ е броя на фотоните на дълбочина x ;
- членът sN отчита електронните взаимодействия на дълбочина x в конвертора; s представлява коефициент на взаимодействие на електроните.

За малки дебелини на конвертора x , при които N_γ може да се смята за постоянно при преминаване на фотонния поток през конвертора (отслабването на потока може да се пренебрегне), решението на уравнение 6.1 е:

$$N = a(1 - e^{-x/b}) \quad (6.2)$$

където

- a е максималния брой електрони, които могат да достигнат до газа, т.е. това е максималния електронен добив в газа ($a = N_0k/s$, N_0 е началния брой фотони);
- b е дебелината на конвертора, при която електронният добив е равен на $(1-e)$ от максималния ($b = 1/s$).

Електронният добив нараства с увеличаване дебелината на конвертора x и достига максимум.

При по-големи дебелини на конвертора N_γ намалява с x (фотонният поток отслабва) по зависимостта (уравнение 4.1):

$$N_\gamma = N_0e^{-x/c}$$

където c е дебелината на конвертора, при която снопът отслабва e пъти.

В този случай решението на диференциалното уравнение 6.1 е следното:

$$N = a(e^{-x/c} - e^{-x/b}) \quad (6.3)$$

където

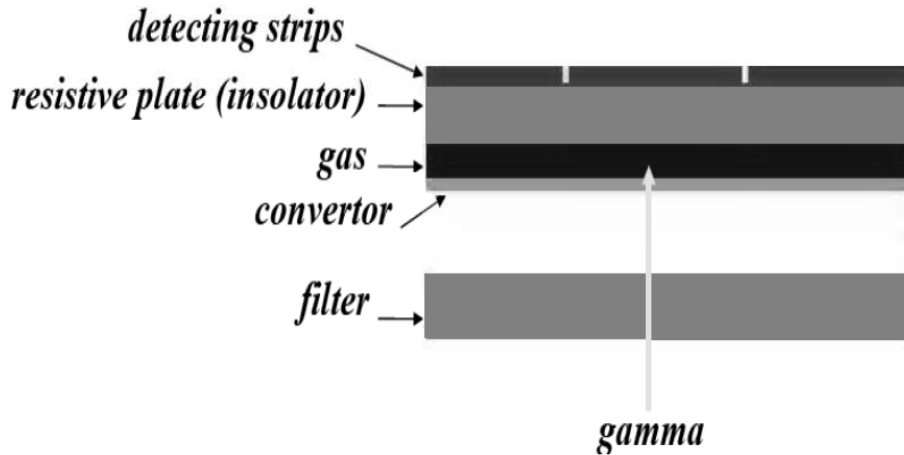
- a е максималния електронен добив в газа ($a = N_0k/(s - 1/c)$)

В този случай електронният добив намалява с x след достигане на максимум.

6.3 Конвертиращи материали

Сечението на взаимодействие за фотоефект на фотоните нараства с петата степен на атомния номер Z . Ето защо за получаване на висок електронен добив в газа като конвертиращи среди бяха опитани материали с голям атомен номер. Бяха избрани волфрам (W), платина (Pt), злато (Au), олово (Pb) и бисмут (Bi) – стабилни елементи със Z от 74 до 83.

С цел получаване на максимален електронен добив в газа първоначално беше изследвана структура на детектора, при която конвертиращият метал е в директен контакт с газовата среда, без изолаторен материал по между им. Изследваната структура е показана на Фиг. 6.3. Газовата среда е $300 \mu m$, съставена от 85% $C_2H_2F_4$, 5%



Фигура 6.3: Изследвана конструкция на RPC за ПЕТ

$i - C_4H_{10}$ и 10% SF_6 ; изолаторният материал е съставен от 2 mm стъкло. Приложено е електрично поле от 100 kV/cm.

Беше изследвана зависимостта на електронния добив в газа от вида и дебелината на конвертора.

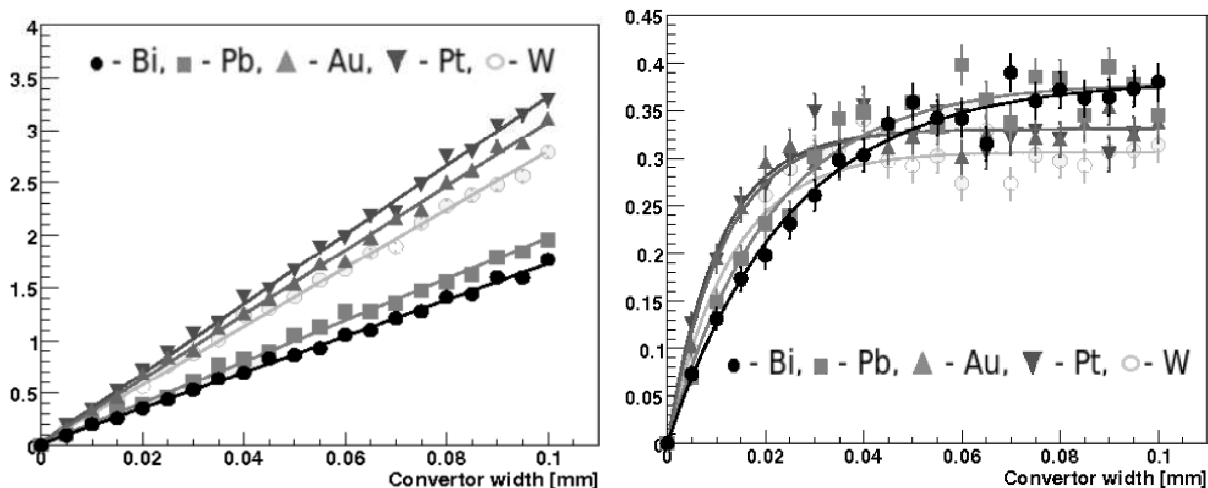
Тъй като при малки дебелини на конвертора електронните добиви в газа се стремят асимптотично към максимум (уравнение 6.2) и не може да се определи дебелината на конвертора, при която се постига максимума, за да се сравнят дебелините на конверторите от различни материали в дипломната работа е използвана дебелината, при която се достига 95% от максимума на електронния добив.

Всички данни за избитите електрони и електронните добиви са дадени като проценти от началния брой на фотоните. Разсейването на тези величини около средната стойност е изчислено на базата на биномиално разпределение, при предположение за достатъчно голям размер на извадката, позволяващ апроксимация към нормално разпределение: стандартно отклонение $\sqrt{np(1-p)}$, където n е размера на извадката, p е вероятността за успех при един опит. В дипломната работа размерът на извадката е 100000 събития, вероятността за успех при един опит е взета като отношение на успешните събития към общия брой събития. При апроксимация към нормално разпределение измерваните величини ще попаднат с вероятност 68% в рамките на (средната стойност \pm един път стандартното отклонение).

Апроксимирането на теоретичните функции към резултатите за електронните добиви от симулациите е направено с CINT/ROOT интерпретатор за C/C++ версия 5.16.13 [23].

На Фиг. 6.4 са показани зависимостите на избитите в конвертора електрони и на електронните добиви в газа от дебелината на конвертора за петте изследвани материала (пресметнати с моделите при ниски енергии в Geant4). Вижда се, че има добро съвпадение на получените електронни добиви с теоретичната зависимост 6.2.

Максималните електронни добиви (получени като параметър a на теоретичната зависимост 6.2) и дебелините, при които се постига 95% от максимума за петте изследвани конвертиращи материала, пресметнати с двете групи модели за електро-



Фигура 6.4: Избити електрони (% , ляво) и електронни добиви (% , дясно) за петте изследвани материала като функция на дебелината на конвертора (пресметнати с моделите при ниски енергии).

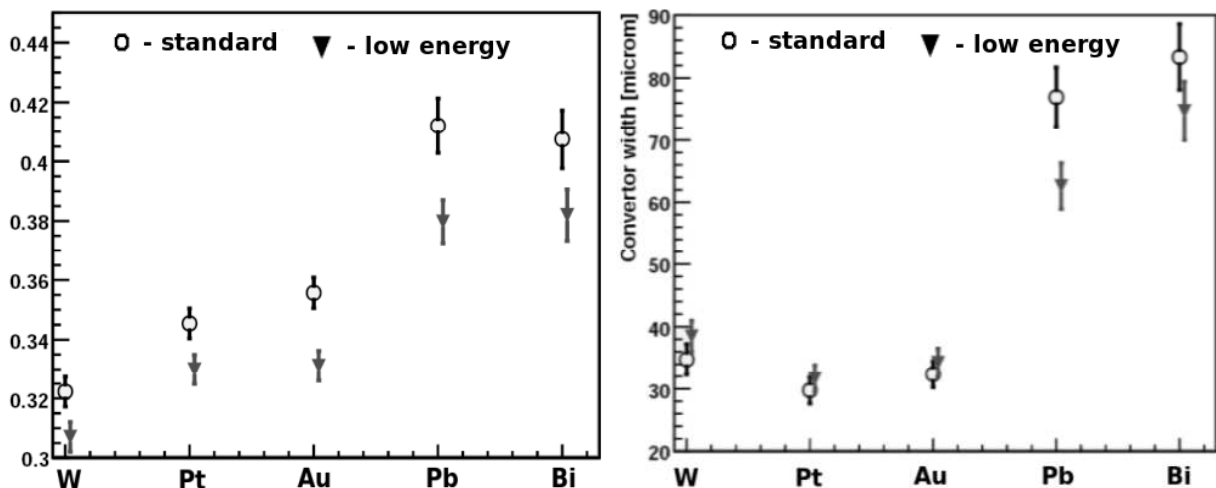
магнитните процеси в Geant4 – “стандартни” и при ниски енергии, са показани на Фиг. 6.5. Няма разлика между пресмятанята на дебелините на конвертора с двете групи модели, в рамките на грешката. Пресмятанята с моделите при ниски енергии показват по-ниски електронни добиви с абсолютна стойност около 0.02%. Най-големи добиви има при Bi и Pb (елементите с най-голям Z сред изследваните материали), въпреки, че при тях се избиват най-малко електрони за фиксирана дебелина на конвертора (Фиг. 6.4). Това може да се обясни с по-ниската им плътност (около два пъти по-малка от плътността на другите материали), което благоприятства достигането на електроните до газа.

Максималните електронни добиви и дебелините, при които се достига 95% от максимума (пресметнати с моделите при ниски енергии) са показани в Табл 6.1. Електронните добиви варират от 0.30% до 0.38%.

Материал	максимален електронен добив (%)	дебелини на ниво 95% (μm)
W	0.307 ± 0.005	38.5 ± 2.5
Pt	0.330 ± 0.005	31.6 ± 2.2
Au	0.331 ± 0.005	34.2 ± 2.3
Pb	0.380 ± 0.007	62.6 ± 3.7
Bi	0.382 ± 0.009	74.7 ± 4.7

Таблица 6.1: Максимални електронни добиви и дебелини на конвертора, при които се достига 95% от максималния добив за петте изследвани конвертиращи материала.

Следващите разглеждания са направени за Bi като конвертираща среда, тъй като при този материал има най-голям електронен добив.

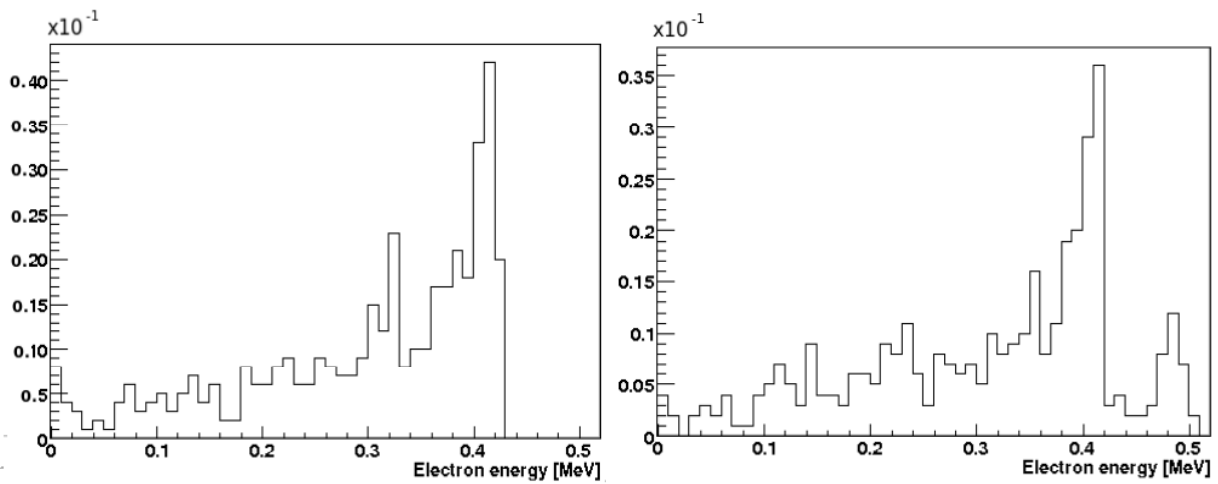


Фигура 6.5: Максимални електронни добиви (% , ляво) и дебелини на конвертора, при които се достига 95% от максимума, за петте изследвани конвертиращи материала, пресметнати с двете групи модели за електромагнитните процеси - “стандартни” и при ниски енергии.

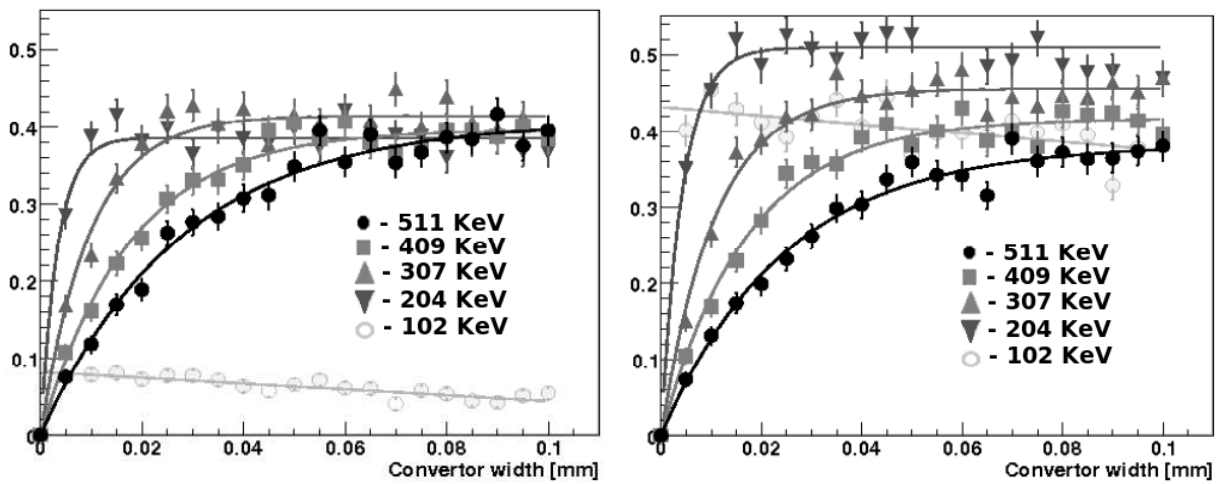
На Фиг. 6.6 е показано енергетичното разпределение на електроните, достигнали до газа при дебелина на Bi, при която има 95% електронен добив, пресметнати със “стандартните” (Bi 85 μm) модели и с моделите при ниски енергии (Bi 75 μm). При моделите за ниски енергии се избиват електрони с енергии до 511 KeV, докато при “стандартните” модели границата на избиване на електрони е 420 KeV (част от енергията на фотона е отишла за отделяне на електрона от най-вътрешния слой на електронната обвивка). Това показва, че при изчисленията с моделите при ниски енергии се излъчват електрони и от най-външните слоеве на електронната обвивка и цялата енергия на фотона се превръща в кинетична енергия на електрона.

За да се изследва чувствителността на детектора спрямо фотони с енергии по-ниски от 511 KeV, бяха пресметнати електронните добиви в резултат на преминаване през конвертора на такива фотони. Електронните добиви за пет начални енергии на фотоните като функция на дебелината на конвертора (Bi), пресметнати със “стандартните” и при ниски енергии модели за електромагнитните процеси, са показани на Фиг. 6.7. Пресмятанятията с моделите при ниски енергии дават по-високи електронни добиви при по-ниско енергетичните фотони.

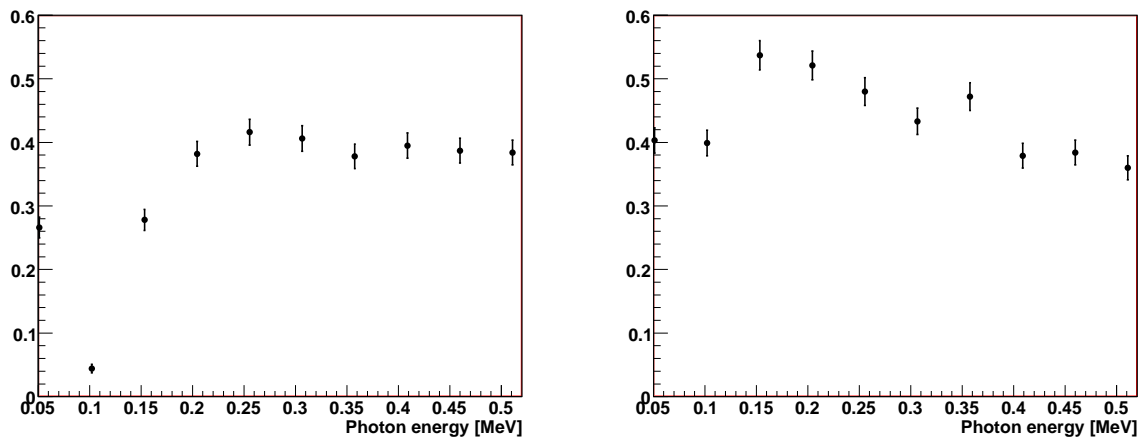
На Фиг. 6.8 са показани електронните добиви за Bi (стойностите, получени при симулациите, а не изчислени от теоретичната зависимост 6.2) като функция на началната енергия на фотоните, отново получени със “стандартните” и при ниски енергии модели за електромагнитните процеси (при дебелина на конвертора, при която се постига 95% от електронния добив за 511 KeV фотони, съответно 85 μm за “стандартните” модели и 75 μm за моделите при ниски енергии). И при двата метода на пресмятане електронните добиви за енергии на фотоните около и по-ниски от 300 KeV са по-високи от тези за фотоните с енергия 511 KeV, т.е. предложената конструкция на детектора ще регистрира с по-голяма ефективност фотоните, разсеяни в човешкото



Фигура 6.6: Енергетични разпределения (%) на електроните, достигнали до газа при дебелина на Bi , при която има 95% електронен добив, пресметнати със “стандартните” (ляво, Bi 85 μm) и с моделите при ниски енергии (дясно, Bi 75 μm).



Фигура 6.7: Електронни добиви (%) за пет начални енергии на фотоните като функция на дебелината на конвертора (Bi), пресметнати със “стандартните” (ляво) и при ниски енергии модели (дясно) за електромагнитните процеси.



Фигура 6.8: Електронни добиви (%) за Bi като функция на началната енергия на фотоните, получени със “стандартните” (ляво) и при ниски енергии модели (дясно) за електромагнитните процеси (при дебелина на конвертора, при която се постига 95% от електронния добив за 511 KeV фотони, съответно $85 \mu\text{m}$ за “стандартните” модели и $75 \mu\text{m}$ за моделите при ниски енергии).

тяло, което ще доведе до ниско качество на образа при ПЕТ.

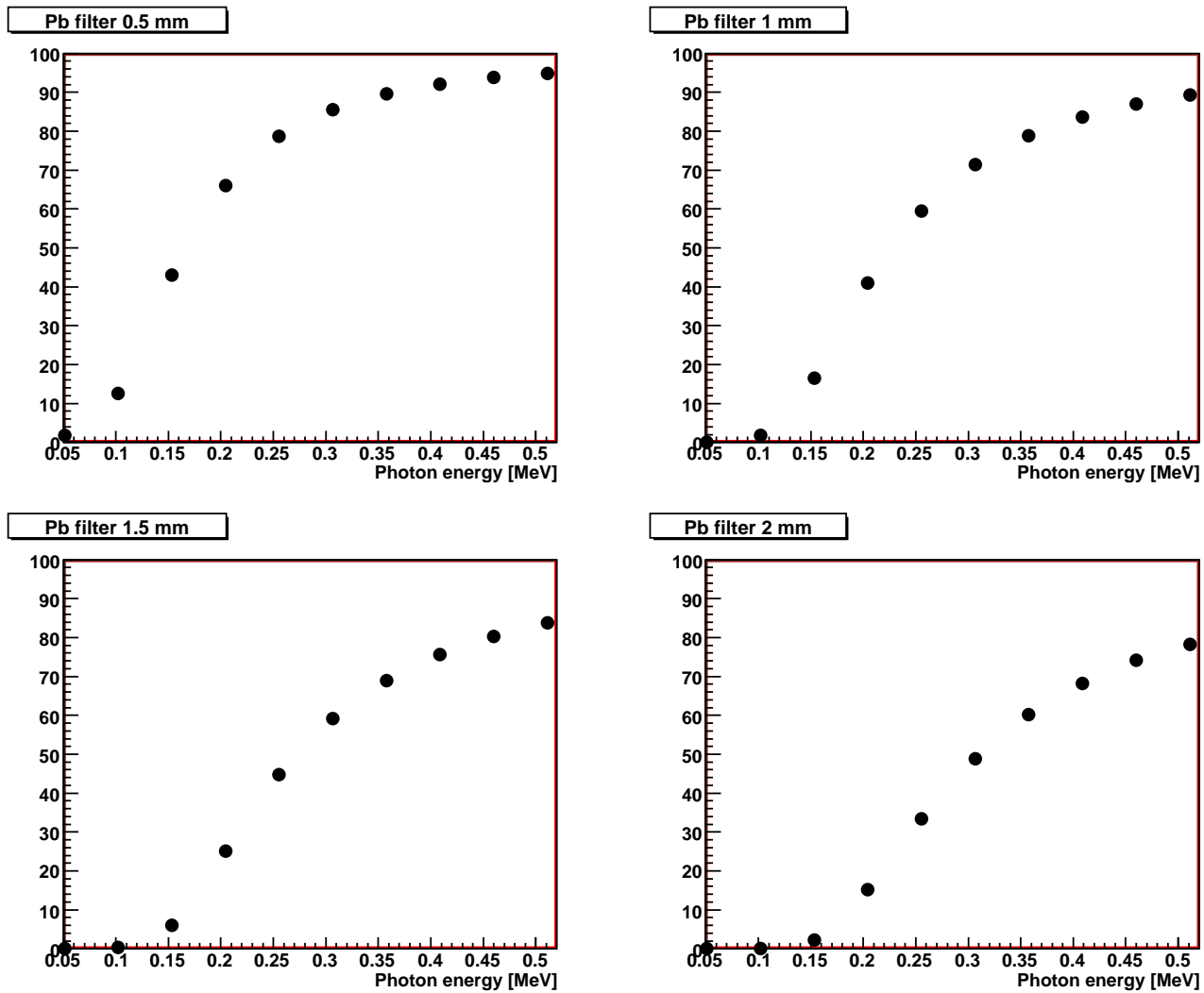
6.4 Филтър за фотоните с енергии, по-ниски от 511 KeV

За да се намали чувствителността на детектора спрямо разсеяни фотони с по-ниски енергии беше поставен филтър пред конвертиращата среда (Фиг. 6.3). Сечението на взаимодействие на фотоните нараства с намаляване на тяхната енергия, ето защо се очакваше, че фотоните с по-ниски енергии ще се поглъщат от филтъра в по-голяма степен. Като филтър беше избрана оловна пластинка, бяха опитани различни дебелини на филтъра от 0.5 до 2 mm .

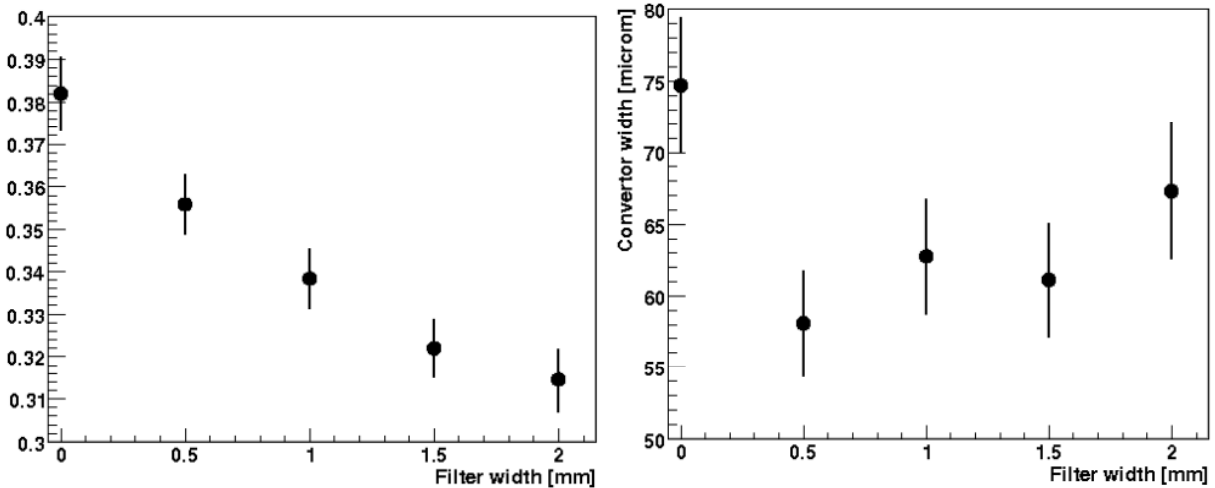
Около 10% от фотоните с начална енергия 511 KeV се разсейват във филтър с дебелина 2 mm и достигат до конвертора. За да се избегне неточното определянето на първоначалната посока на излъчване на тези фотони, филтърът трябва да бъде позициониран непосредствено преди конвертиращата среда.

Процентът фотони, преминали след филтъра, като функция на началната им енергия, за различни дебелини на филтъра, е показан на Фиг. 6.9 (получени с моделите при ниски енергии). Процентът на преминали фотони с начална енергия 511 KeV пада до 78% при увеличаване дебелината на филтъра до 2 mm , докато този процент за фотоните с енергия 307 KeV е 48%. Очаква се и подобно намаляване в електронния добив в сравнение със структурата без филтър, което се вижда от следващите фигури и дискусия.

На Фиг. 6.10 са показани максималните електронни добиви за фотони с енергия



Фигура 6.9: Процент преминали фотони след филтъра като функция на началната им енергия, за различни дебелини на филтъра.



Фигура 6.10: Максимални електронни добиви (%) за фотони с енергия 511 KeV с увеличаване на дебелината на филтъра (ляво) и дебелини на конвертора, при които се достига 95% от максималния електронен добив (дясно) (конвертор Vi , пресмятания с моделите при ниски енергии).

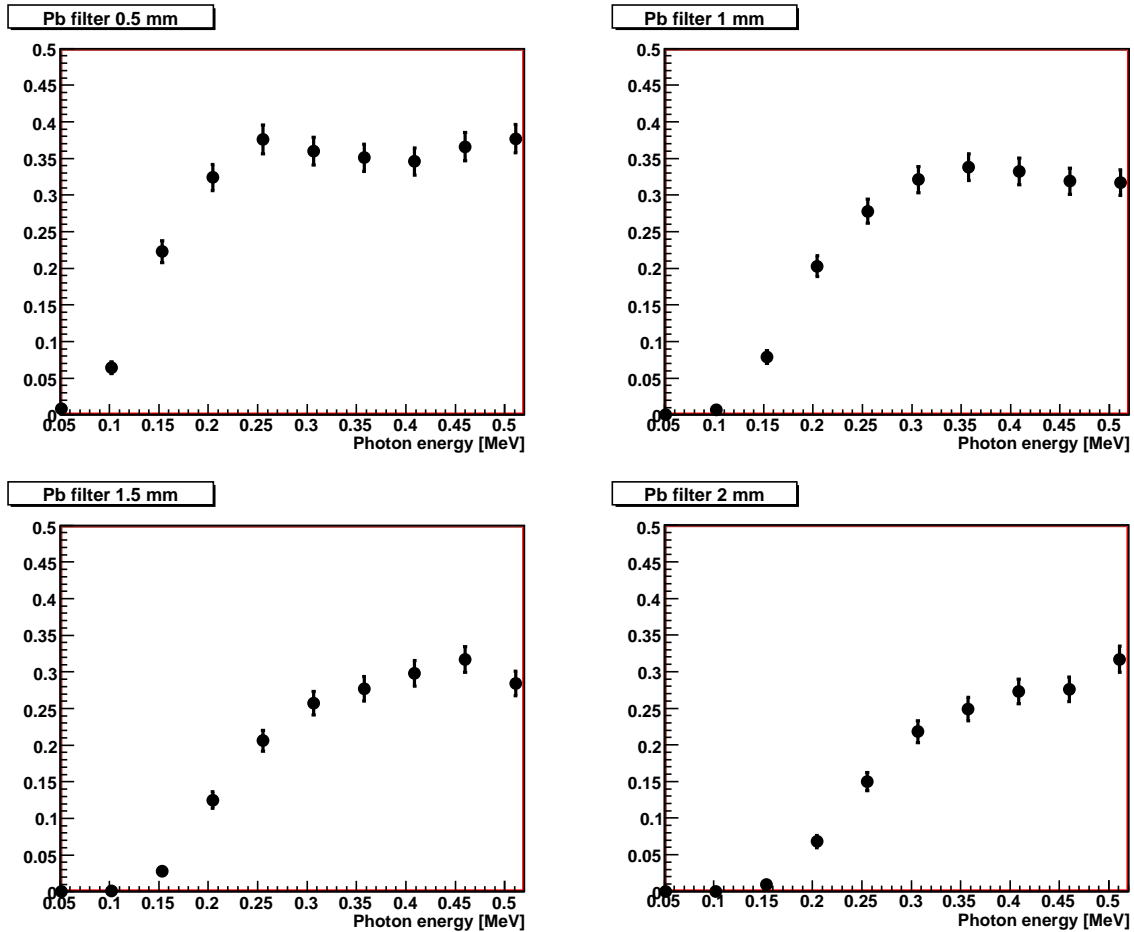
511 KeV с увеличаване на дебелината на филтъра (конвертор Vi) и дебелината на конвертора, при които се достига 95% от максималния електронен добив (пресметнати с моделите при ниски енергии). Дебелината на конвертора не се променя значително с увеличаване на дебелината на филтъра, в рамките на грешката.

На Фиг 6.11 са показани електронните добиви като функция на началната енергия на фотоните за различни дебелини на филтъра (пресмятания с моделите при ниски енергии, конвертор Vi с дебелини $60 \mu\text{m}$ за филтри 0.5 mm , 1 mm , 1.5 mm и конвертор с дебелина $65 \mu\text{m}$ за филтър 2 mm).

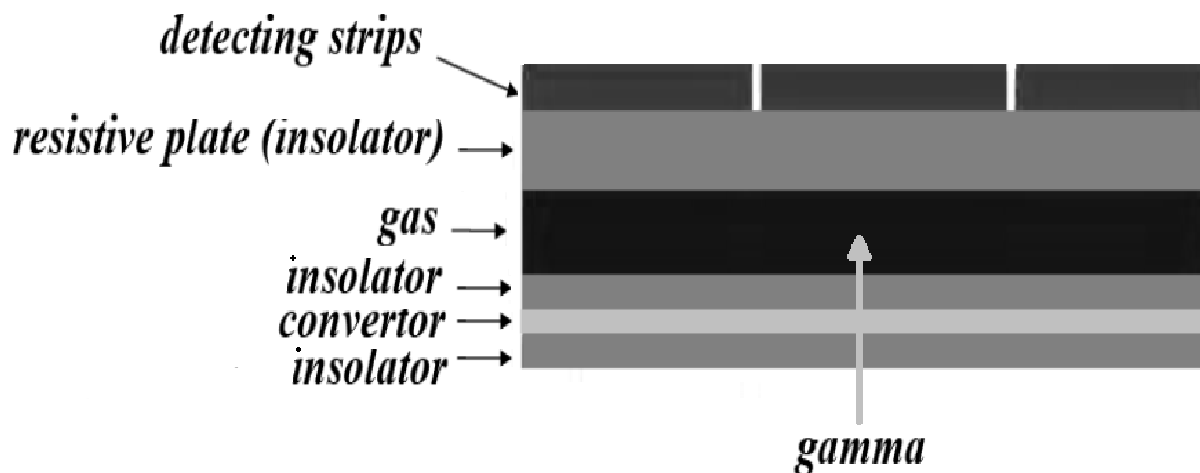
За фотоните с енергия 511 KeV има намаление в максималния електронен добив до $(0.314 \pm 0.007)\%$ при 2 mm филтър, т.е. има намаление от около 18% в сравнение със структурата без филтър, което отговаря на намаления брой фотони с около 22%. Електронният добив за фотоните с 307 KeV намалява с 49% ($(0.456 \pm 0.006)\%$ без филтър и $(0.223 \pm 0.004)\%$ с филтър 2 mm), което също отговаря на намаления брой фотони с около 52%. Без филтър детекторът е с около 19% по-чувствителен към фотони с енергия 307 KeV , отколкото към фотони с енергия 511 KeV (съответно 0.456% и 0.382% електронни добиви), докато с 2 mm филтър детекторът е с около 30% по-малко чувствителен към фотони с енергия 307 KeV , в сравнение с 511 KeV фотони (съответно 0.223% и 0.314% електронни добиви).

6.5 Конструкция с изолатор между конвертора и газа

При директен контакт на металния конвертор с газа може да възникне вторична електронна емисия и искров газов разряд поради ниската енергия, необходима за избиване на електрон от металната решетка. Вторичната електронна емисия възниква под дейс-



Фигура 6.11: Електронен добив (%) като функция на началната енергия на фотоните, за различни дебелини на филтъра (пресмятания с моделите при ниски енергии, конвертор V_i с дебелини $60 \mu m$ за филтри $0.5 mm$, $1 mm$, $1.5 mm$ и конвертор с дебелина $65 \mu m$ за филтър $2 mm$).



Фигура 6.12: RPC конструкция с изолатор между конвертора и газа.

твие на ултравиолетовото лъчение в газа, дължащо се на процеси на рекомбинация на електрони или на релаксация на възбудени йони.

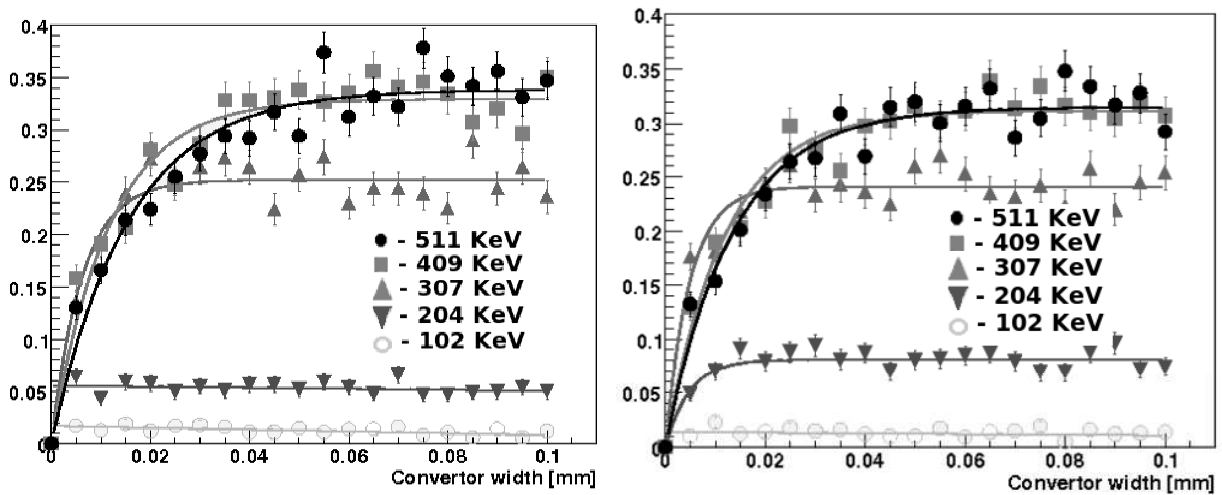
За избягване на тези явления беше опитана конструкция с изолатор между металния конвертор и газа (Фиг. 6.12). Конверторът се намира между два слоя изолатор, съставени от $50 \mu m$ стъкло.

При тази конструкция максималният електронен добив за Bi , пресметнат със “стандартните” модели е $(0.339 \pm 0.006)\%$, 95% от добива се достига при $(46.8 \pm 3.4) \mu m$, максималният електронен добив, пресметнат с моделите при ниски енергии е $(0.315 \pm 0.005)\%$, 95% от него се достига при $(40.7 \pm 3.0) \mu m$. Отново има по-нисък електронен добив при пресмятанята с моделите при ниски енергии с абсолютна стойност около 0.02%. Поради наличието на изолатор електронният добив е намалал с около 0.17% и при двата метода на пресмятане, но се достига при по-малка дебелина на конвертора.

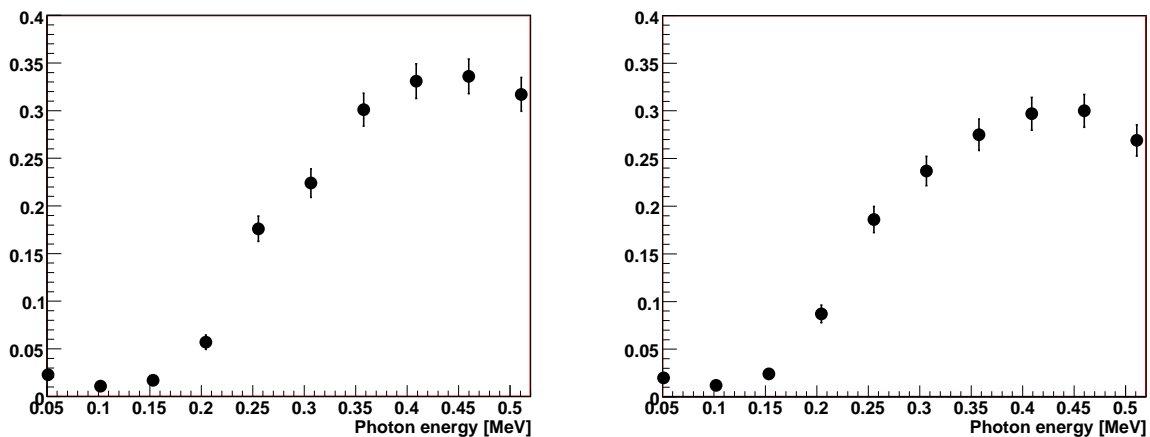
Електронните добиви за пет енергии на фотоните като функция на дебелината на Bi , получени със “стандартните” модели и моделите при ниски енергии за електромагнитните процеси, са показани на Фиг. 6.13. Вижда се, че при наличието на изолатор енергетичните добиви за фотоните с по-ниски енергии не са по-високи от тези за фотоните с енергия $511 KeV$. Това се дължи на поглъщането на ниско енергетичните електрони от изолатора.

На Фиг. 6.14 са показани електронните добиви за Bi като функция на началната енергия на фотоните при дебелина на конвертора, при която се постига 95% от електронния добив за $511 KeV$, отново получени със “стандартните” ($Bi 45 \mu m$) и при ниски енергии ($Bi 40 \mu m$) модели за електромагнитните процеси. Поради наличието на изолатор при тази конструкция детекторът е най-ефективен за фотони с енергии по-големи от $350 KeV$.

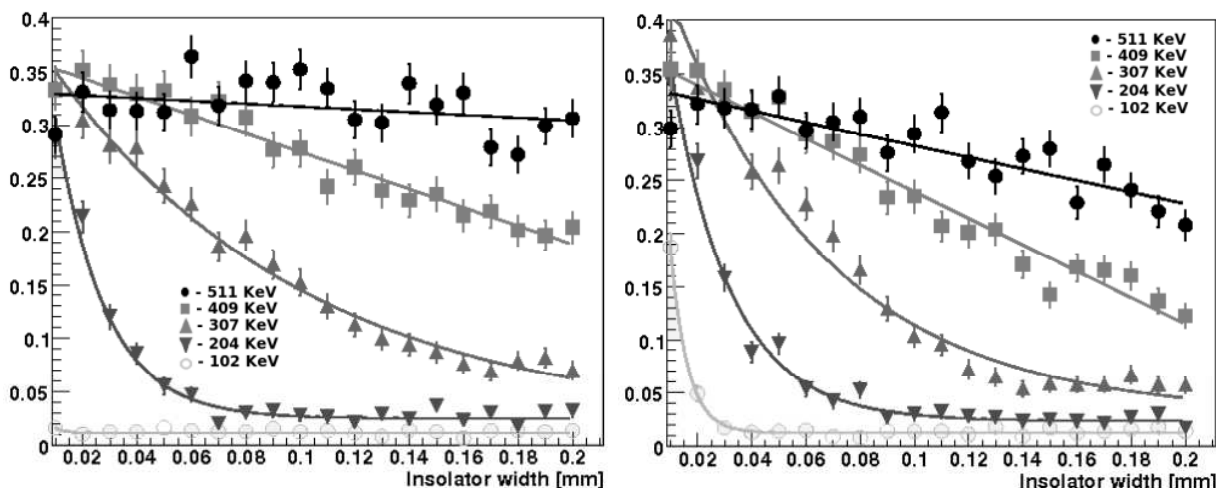
Тъй като при наличието на изолатор между конвертора и газа детекторът е по-ниско чувствителен към ниско енергетичните фотони, беше изследвана зависимостта на електронните добиви, получени при различни начални енергии на фотоните, от дебелината на изолатора. Дебелината на конвертора Bi беше взета $50 \mu m$, което е малко



Фигура 6.13: Електронни добиви (%) за пет енергии на фотоните като функция на дебелината на Bi , пресметнати със “стандартните” (ляво) и при ниски енергии модели (дясно) за електромагнитните процеси (изолатор $50 \mu\text{m}$).



Фигура 6.14: Електронни добиви (%) за Bi като функция на началната енергия на фотоните при дебелина на конвертора, при която се постига 95% от електронния добив за 511 KeV , получени със “стандартните” (ляво, $\text{Bi } 45 \mu\text{m}$) и при ниски енергии (дясно, $\text{Bi } 40 \mu\text{m}$) модели за електромагнитните процеси (изолатор $50 \mu\text{m}$).



Фигура 6.15: Електронни добиви (%) за пет начални енергии на фотоните като функция на дебелината на изолатора (конвертор $\text{Bi } 50 \mu\text{m}$), пресметнати със “стандартните” (ляво) и при ниски енергии (дясно) модели за електромагнитните процеси.

по-голямо от дебелината, при които се достига 95% от максимума на електронния добив. На Фиг. 6.15 са показани електронните добиви за пет начални енергии на фотоните като функция на дебелината на изолатора, пресметнати със “стандартните” и при ниски енергии модели за електромагнитните процеси.

За фотони с енергии 511 KeV намаляването на електронния добив с увеличаване на дебелината на изолатора е линейно:

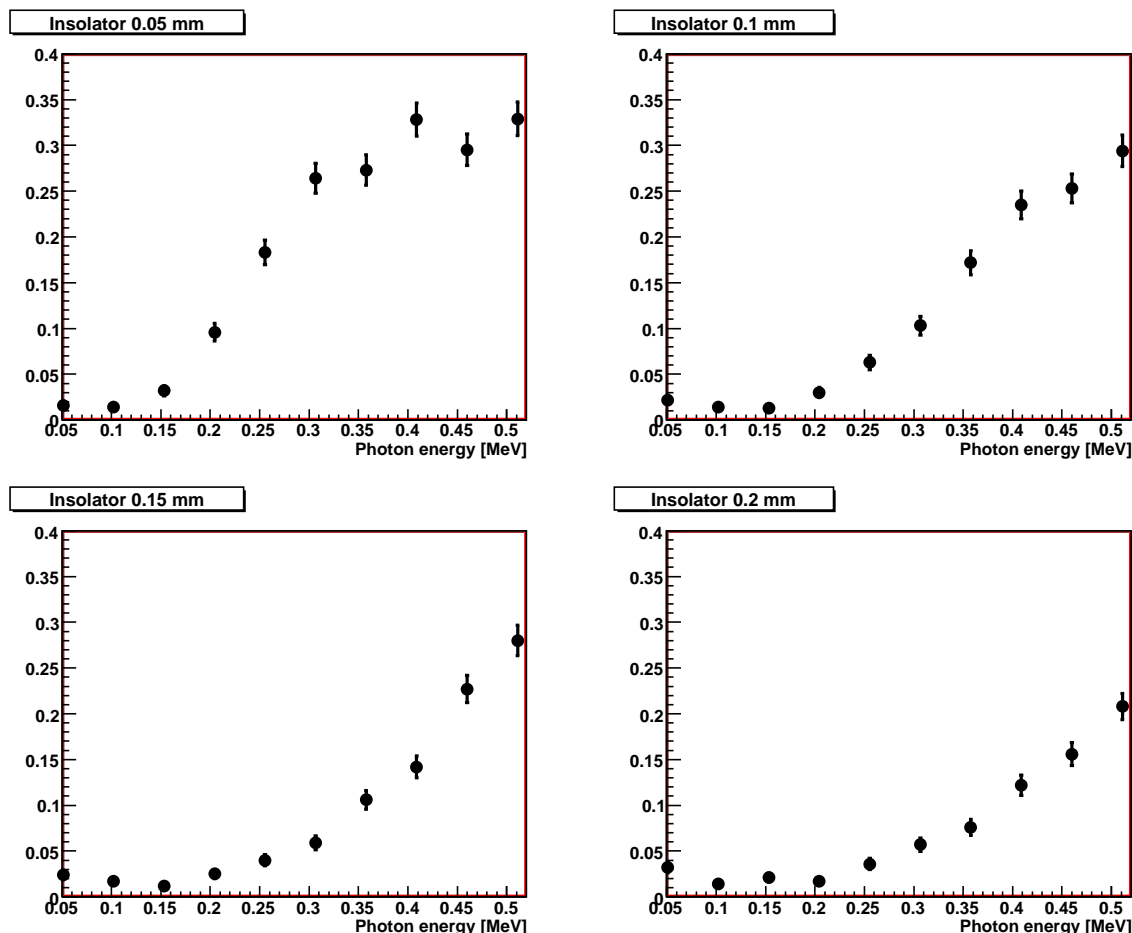
$$N = a - bx \tag{6.4}$$

със следните параметри:

- “стандартни” модели: $a = (0.330 \pm 0.008)\%$, $b = (0.131 \pm 0.068) \text{ mm}$
- модели при ниски енергии: $a = (0.337 \pm 0.008)\%$, $b = (0.547 \pm 0.064) \text{ mm}$

Отрицателният наклон е по-голям при изчисленията с моделите при ниски енергии, т.е. според тези модели с увеличаване на дебелината на изолатора електронния добив пада по-силно. Това може да се дължи на по-силното поглъщане на електроните с по-ниски енергии в по-дебел изолатор.

На Фиг. 6.16 са представени електронните добиви като функция на началната енергия на фотоните (получени с моделите при ниски енергии) за четири различни дебелини на изолатора между конвертора и газа (конвертор $\text{Bi } 50 \mu\text{m}$). За фотоните с енергия 511 KeV има намаление в електронния добив до $(0.228 \pm 0.020)\%$ при 0.2 mm изолатор, т.е. има намаление от около 40% в сравнение със структурата без изолатор. От друга страна, електронният добив за фотоните с енергия 307 KeV намалява с около 90% ($(0.456 \pm 0.005)\%$ без изолатор и $(0.045 \pm 0.008)\%$ с изолатор 0.2 mm), т.е. при 0.2 mm изолатор детекторът е пет пъти по-чувствителен към фотони с енергия



Фигура 6.16: Електронни добиви (%) като функция на началната енергия на фотоните (получени с моделите при ниски енергии) за четири различни дебелини на изолатора между конвертора и газа (конвертор $\text{Bi } 50 \mu\text{m}$).

511 KeV , отколкото към 307 KeV фотони. От фигурите се вижда, че при дебелина на изолатора 0.1 mm електронният добив за фотони с енергия 307 KeV намалява под 0.15%, докато добивът за 511 KeV фотони е двойно по-голям – 0.28%. Наличието на изолатор намалява чувствителността на детектора към разсеяните в човешкото тяло фотони, с което благоприятства получаването на коректен ПЕТ образ.

6.6 Многопроцепен детектор

Тъй като ефективността на детектора се увеличава при увеличаване броя на газовите процепи, беше изследвана конструкция с няколко газова процепа.

Теоретично разглеждане на зависимостта на електронния добив от дебелината на конвертора и броя на процепите може да се направи по следния начин:

Електронният добив за всеки процеп се описва с уравнение 6.3, като разликата за

различните процеди е единствено в началния брой фотони, достигнали до тях. Началният брой фотони участва в параметъра a на уравнение 6.3 и отслабва по зависимостта 4.1, т.е. за i -тия процес може да се напише:

$$a = a_0 e^{-(i-1)x/c} \quad (6.5)$$

където a_0 е параметъра a (уравнение 6.3) за първия газов процес, x е дебелината на конвертора на един процес, c има същия смисъл като в уравнение 6.3.

Електронният добив N при n процеди е сума от електронните добиви, получени във всеки процес:

$$N = \sum_i a_0 e^{-(i-1)x/c} (e^{-x/c} - e^{-x/b}) \quad (6.6)$$

$$N = a_0 (e^{-x/c} - e^{-x/b}) * \sum_i e^{-(i-1)x/c} \quad (6.7)$$

или

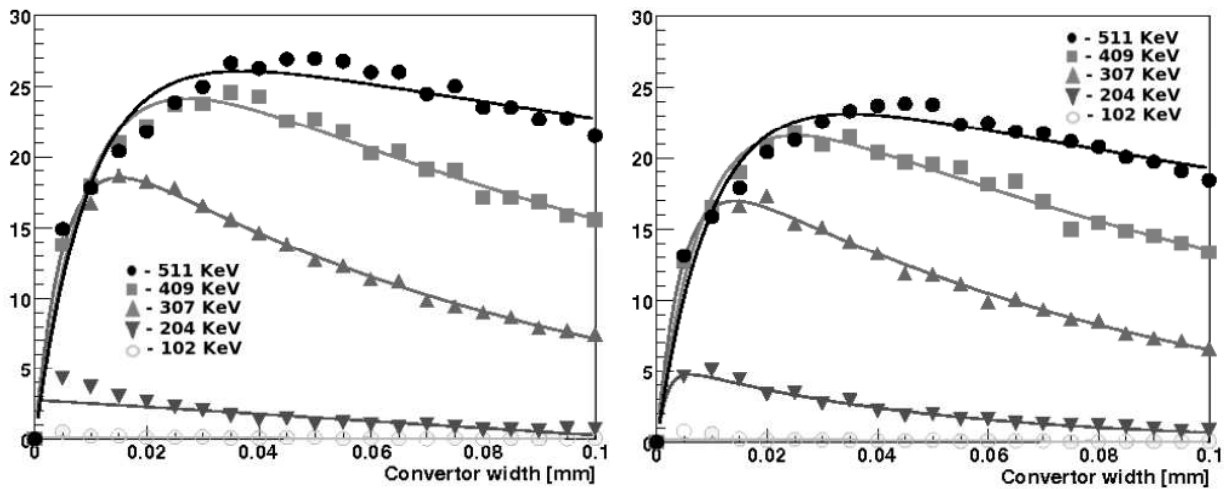
$$N = a_0 (e^{-x/c} - e^{-x/b}) \frac{1 - e^{-(n-1)x/c}}{1 - e^{-x/c}} \quad (6.8)$$

На Фиг. 6.17 са показани зависимостите на електронните добиви за пет начални енергии на фотоните от дебелината на конвертора (Vi) при 100 процеди, пресметнати със “стандартните” модели и моделите при ниски енергии (дебелина на изолятора $50 \mu m$). Вижда се, че максимумът на електроните добиви се достига при дебелина на конвертора около $50 \mu m$, като пресмятанията със “стандартните” модели дават по-високи електронни добиви. Електронният добив при дебелина на конвертора $50 \mu m$ при пресмятанията със “стандартните” модели е $(27.0 \pm 0.4)\%$, при пресмятанията с моделите за ниски енергии е $(23.8 \pm 0.4)\%$.

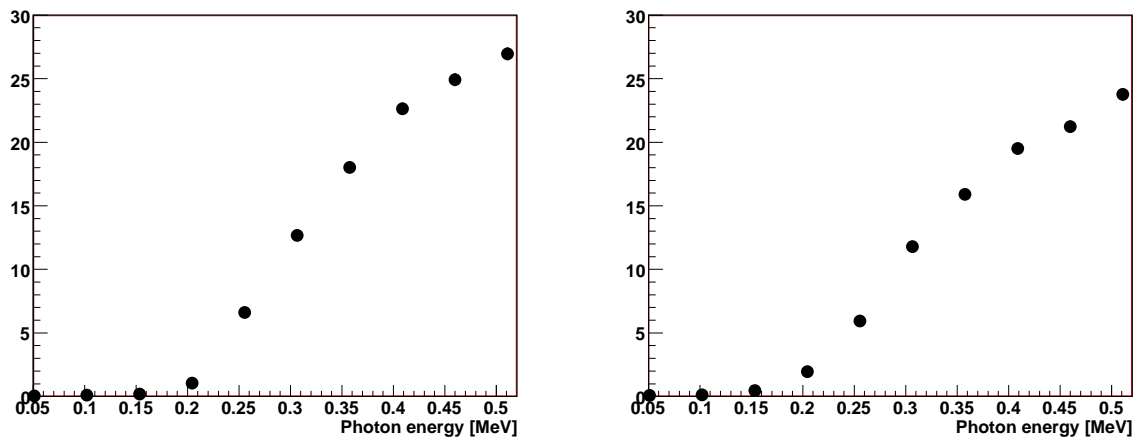
На Фиг. 6.18 са показани електронните добиви при 100 процеди (конвертор Vi $50 \mu m$, изолятор $50 \mu m$) като функция на началната енергия на фотоните (отново пресметнати със “стандартните” и при ниски енергии модели за електромагнитните процеси). Вижда се, че детекторът е най-чувствителен към фотоните с енергия $511 KeV$, чувствителността за фотони с енергия $307 KeV$ е около два пъти по-малка (и при двата метода на пресмятане).

При изследване на отклика на детектора за различни енергии на фотоните трябва да се вземе предвид енергетичния спектър на фотоните, излизащи от човешкото тяло и входни за детектора (Фиг. 6.2). Електронният добив при преминаване на фотони с такова енергетично разпределение през конвертора (пресметнат с моделите при ниски енергии) при 100 процеди (конвертор Vi $50 \mu m$, изолятор $50 \mu m$), е представен на Фиг. 6.19. Този добив е получен чрез умножаване на резултатите за електронните добиви за десетте енергии на фотоните, представени на Фиг. 6.18, със съответния брой начални фотони (с енергии в интервали от $0.051 KeV$, центрирани около съответните енергии от Фиг. 6.18, стойността от $0.051 KeV$ за енергетичните интервали е избрана така, че да се получат 10 интервала за енергии от 0 до $511 KeV$). Съответният брой начални фотони с енергии в тези интервали са изчислени от хистограмата на Фиг. 6.2.

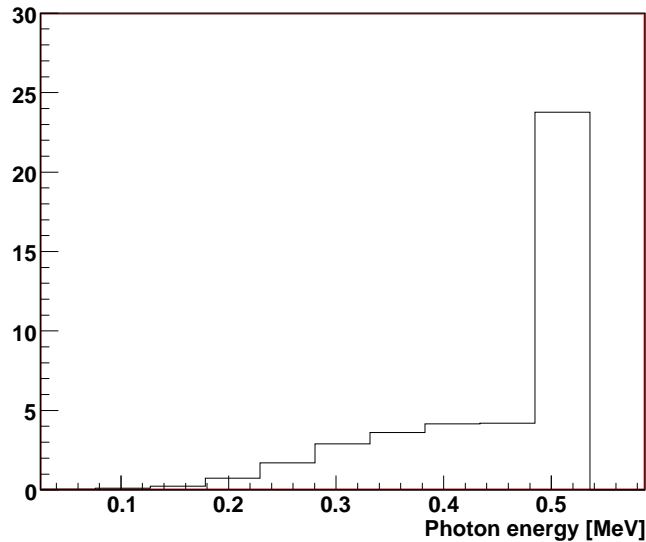
Интегралът на електронните добиви за енергии на началните фотони, по-малки от $383 KeV$, е приблизително 14% от общия електронен добив, т.е. при тази конструкция 86% от регистрираните фотони ще са с енергии, по-големи от $383 KeV$.



Фигура 6.17: Електронни добиви (%) за пет начални енергии на фотоните като функция на дебелината на конвертора (Vi) при 100 процена, пресметнати със “стандартните” модели (ляво) и моделите при ниски енергии (дясно) (дебелина на изолатора 50 μm).



Фигура 6.18: Електронен добив (%) при 100 процена като функция началната енергия на фотоните, пресметнати със “стандартните” модели (ляво) и моделите при ниски енергии (дясно) (конвертор Vi 50 μm, изолатор 50 μm).



Фигура 6.19: Електронен добив (%) при преминаване на фотони с енергетично разпределение, съответстващо на изходните фотони от модела на човешко тяло (пресметнат с моделите при ниски енергии) при 100 процепа (конвертор $\text{Bi } 50 \mu\text{m}$, изолатор $50 \mu\text{m}$).

На Фиг 6.20 са показани електронните добиви за пет начални енергии на фотоните като функция на броя на процепите (конвертор $\text{Bi } 50 \mu\text{m}$, изолатор $50 \mu\text{m}$).

Данните се апроксимират със зависимостта:

$$N = a(1 - e^{-n/b}) \quad (6.9)$$

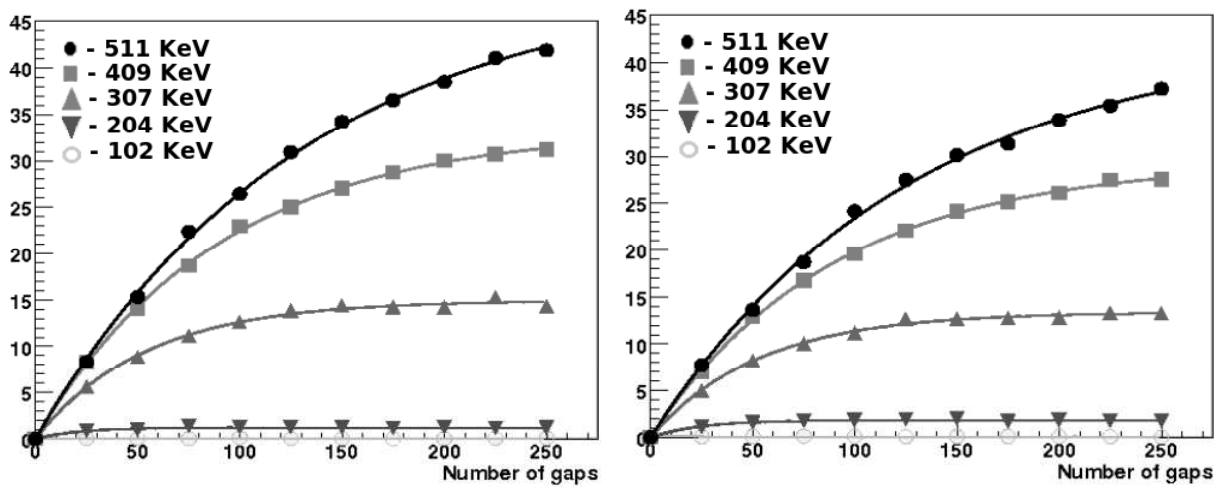
където n е броя на процепите.

За фотони с енергия 511 KeV :

- “стандартни” модели: $a = (49.6 \pm 0.8)\%$, $b = 130 \pm 4$
- модели при ниски енергии: $a = (43.0 \pm 0.8)\%$, $b = 137 \pm 4$

Тази зависимост може да се обясни с помощта на уравнение 6.8 при фиксирана дебелина x на конвертора на един процеп.

Зависимостта показва, че максималният възможен електронен добив с увеличаване броя на процепите при конструкция с конвертор $\text{Bi } 50 \mu\text{m}$ и изолатор стъкло $50 \mu\text{m}$, пресметнат със “стандартните” модели е 50%, 95% от него се достига при 392 ± 12 процепа, при пресмятанията с моделите за ниски енергии максималният добив е по-нисък - 43%, 95% от него се достига при 381 ± 13 процепа. С увеличаване на броя на процепите нараства и разликата в чувствителността на детектора към фотоните с енергия 511 KeV и към по-ниско енергетичните фотони, което благоприятства качеството на образа при ПЕТ.



Фигура 6.20: Електронни добиви (%) за пет начални енергии на фотоните като функция на броя на процепите, пресметнати със “стандартните” модели (ляво) и моделите при ниски енергии (дясно) (конвертор Vi $50 \mu\text{m}$, изолатор $50 \mu\text{m}$).

Глава 7

Заклучение

Изследвани са пет различни материала (волфрам (W), платина (Pt), злато (Au), олово (Pb) и бисмут (Bi)) като конвертиращи среди за RPC за ПЕТ. Най-високи електронни добиви в газа се получават с Bi и Pb, поради най-високия им атомен номер и ниската им плътност, благоприятстваща придвижването на избитите електрони. Максималните електронни добиви за фотони с енергия 511 KeV при един газов процес са от порядъка на 0.38 %.

Изследвана е чувствителността на детектора към разсеяните в човешкото тяло фотони с по-ниски енергии от 511 KeV . При конструкция на детектора, при която конвертиращият метал е в непосредствен контакт с газа, детекторът е по-чувствителен към разсеяните фотони, отколкото към фотоните с енергия 511 KeV . За постигане на по-ниска чувствителност на детектора към разсеяните фотони е опитано поставяне на филтър пред конвертора. При този метод се намалява началния брой фотони, които достигат до конвертора. При поставяне на 2 mm оловен филтър електронният добив при фотони с енергия 511 KeV е около 0.32% (има спад с около 18% поради наличието на филтъра), но детекторът е с 30% по-малко чувствителен към 307 KeV фотони.

По-добро намаляване на чувствителността на детектора към по-ниско енергетичните фотони се постига с конструкции, в които има изолатор между конвертора и газа, който спира по-ниско енергетичните електрони. При конструкция с изолатор $50\ \mu\text{m}$ детекторът е най-чувствителен за фотони с енергии, около и по-големи от 350 KeV . Поставянето на $1\ \mu\text{m}$ изолатор намалява електронния добив за фотони с енергия 511 KeV до 0.28% (има спад с около 26% в сравнение с конструкцията без изолатор), но чувствителността на детектора към фотони с енергии 307 KeV е два пъти по-малка. Наличието на 2 mm изолатор намалява чувствителността на детектора към фотони с енергии 511 KeV с 41% (електронен добив от 0.23%), но чувствителността към фотони с енергия 307 KeV е пет пъти по-малка.

Изследван е многопроцепен детектор. При 100 процепи, конвертор Bi $50\ \mu\text{m}$ и изолатор стъкло $50\ \mu\text{m}$, електронният добив в газа е около 24%. При увеличаване броя на процесите разликата в чувствителността на детектора към ниско енергетични фотони и към фотоните с енергия 511 KeV нараства - при 100 процепи тази разлика е около два пъти за фотони с енергия 307 KeV . При тази конструкция около 86% от регистрираните фотони, излизащи от човешкото тяло, са с енергии, по-големи от 380 KeV .

Благодарности

Изказвам своите искрени благодарности на дипломния си ръководител доц. д-р Леандър Литов за подкрепата и наставленията, както и за отличните условия за работа, които ми предостави.

Бих искала да благодаря и на д-р Венелин Кожухаров и д-р Борислав Павлов за техните съвети и съдействие при изработване на работата.

Благодаря за финасовата подкрепа на Физически Факултет към Софийски Университет по договор No 228 и подкрепата на Министерство на Образованието и Науката, Република България, по договор No DO 02-183/16.12.2008.

Библиографія

- [1] Ollinger J.M. and Fessler J.A., “Positron Emission Tomography”, *IEEE Signal Processing Magazine*, 1997, **14**, 43-55.
- [2] Delbeke W.M., Patton J.A., Sandler M.P., Coleman R.E., *Practical FDG imaging: a teaching file, Chapter 2*, 2002, Springer NY.
- [3] Jadvar H. and Parker J.A., *Clinical PET and PET/CT, Section 1*, 2005, Springer NY.
- [4] Saha G.B., *Basics of PET imaging: Physics, Chemistry and Regulations, Chapter 2*, 2005, Springer NY.
- [5] Kak A.C. and Slaney M., *Principles of Computerized Tomographic Imaging*, 1988, IEEE Press.
- [6] Santonico R. and Cardarelli R., “Development of Resistive Plate Counters”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1981 **187**, 377-380.
- [7] Blanco A., Chepel V., Ferreira-Marques R., Fonte P., Lopes M.I., Peskov V., Policarpo A., “Perspectives for positron emission tomography with RPCs”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2003 **508**, 88-93.
- [8] Blanco A., Carolino N., Correia C.M.B.A., Ferreira Marques R., Fonte P., Gonzalez-Diaz D., Lindote A., Lopes M.I., Macedo M.P., Policarpo A. “An RPC-PET prototype with high spatial resolution”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2004, **533**, 139-143.
- [9] Blanco A., Carolino N., Correia C.M.B.A., Fazendeiro L., Ferreira N.C., Ferreira Marques M.F., Ferreira Marques R., Fonte P., Gil C., Macedo M.P., “Very high position resolution gamma imaging with resistive plate chambers”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2006, **567**, 96-99.
- [10] Fonte P., Smirnitski A., Williams M.C.S., “A new high-resolution TOF technology”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2000, **443**, 201-204.
- [11] Riegler W., Lippmann C., Veenhof R., “Detector Physics and Simulation of Resistive Plate Chambers”, European Organization For Nuclear Research CERN-EP, 2002-046.

- [12] Blanco A., Ferreira-Marques R., Finck Ch., Fonte P., Gobbi A., Policarpo A., “Single-gap timing RPCs with bidimensional position-sensitive readout for very accurate TOF systems”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2003, **508**, 70-74.
- [13] C. Lippmann, H. Vincke and W. Riegler, “Simulation of RPC performance for 511 keV photon detection”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **602**, 2009, 735-739.
- [14] Couceiro M., Blanco A., Ferreira N.C., Ferreira Marques R., Fonte P., Lopes, L., “RPC-PET: Status and perspectives”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2007, **580**, 915-918.
- [15] Blanco A., Couceiro M., Crespo P., Ferreira N.C., Ferreira Marques R., Fonte P., Lopes L., Neves J.A. “Efficiency of RPC detectors for whole-body human TOF-PET”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2009, **602**, 780-783.
- [16] Kleinknecht K., *In: Detektoren fuer Teilchenstrahlung, Chapter 1*, 1987, B. G. Teubner Stuttgart.
- [17] Allison et al., “Geant4 — a simulation toolkit”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2003 **506**, 250-303.
- [18] Allison et al., “Geant4 developments and applications”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2006, **53**, 270-278.
- [19] <http://www.geant4.org/geant4/>
- [20] Biggs F. and Lighthill R., “Analytical approximation for. X-ray cross sections III”, *Sandia National Laboratory Report SAND87-0070*, 1990.
- [21] Hubbell J.H., Gimm H.A., Overbo I., “Pair, triplet, and total atomic cross sections (and mass attenuation coefficients) for 1 MeV-100 GeV photons in elements Z=1 to 100”, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1980, **9**, 1023-1147.
- [22] Storm H. and Israel H.I., “Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements Z = 1 to Z = 100”, *Nuclear Data Tables A*, 1970, **7**, 565-681.
- [23] <http://root.cern.ch/drupal/content/cint>