



**You have downloaded a document from
RE-BUŚ
repository of the University of Silesia in Katowice**

Title: Optymalizacja parametrów działania układu do radioterapii
śródooperacyjnej - igły fotonowej

Author: Piotr Szaflik

Citation style: Szaflik Piotr. (2013). Optymalizacja parametrów działania
układu do radioterapii śródooperacyjnej - igły fotonowej. Praca doktorska.
Katowice : Uniwersytet Śląski

© Korzystanie z tego materiału jest możliwe zgodnie z właściwymi przepisami o dozwolonym użytku
lub o innych wyjątkach przewidzianych w przepisach prawa, a korzystanie w szerszym zakresie
wymaga uzyskania zgody uprawnionego.



UNIwersytet ŚLĄSKI
W KATOWICACH



Biblioteka
Uniwersytetu Śląskiego



Ministerstwo Nauki
i Szkolnictwa Wyższego

Uniwersytet Śląski w Katowicach
Wydział Matematyki, Fizyki i Chemii
Instytut Fizyki im. Augusta Chełkowskiego
Zakład Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań



„Optymalizacja parametrów działania układu do radioterapii śródoperacyjnej – igły fotonowej”

mgr Piotr Szaflik

**Promotor
Prof. dr hab. Wiktor Zipper**

Katowice 2013



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STATYSTYKA POLSKA

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



*Autor niniejszej rozprawy był stypendystą programu
„DOKTORis – program stypendialny na rzecz innowacyjnego
Śląska”.*



Dr BG 3423

Podziękowania:

Pragnę podziękować mojemu promotorowi, prof. dr hab. Wiktorowi Zipperowi za nieocenione wsparcie merytoryczne, poświęcony mi czas oraz za wszystkie rady i wskazówki, dzięki którym ta rozprawa ma taki kształt jaki ma. Bez Pana pomocy nie dałbym zapewne rady dokonać tego wszystkiego o czym przeczytać można na następnych stronach. Dziękuję za cierpliwe wysłuchiwanie i zaopiniowanie wszystkich moich pomysłów. Pańskie doświadczenie, wyrozumiałość oraz wrodzona dobroć sprawiły, że okres doktoratu, a Pana w szczególności, będę zawsze wspominał z radością. Dziękuję za wszystko co Pan dla mnie zrobił, a było tego naprawdę wiele.

Podziękowania należą się również Panu dr hab. Adamowi Konefałowi. To m. in dzięki Panu doskonalilem się w zagadnieniach fizyki jądrowej w medycynie. To dzięki Panu zainteresowałem się symulacjami komputerowymi. To wreszcie dzięki Panu poznałem narzędzia, dzięki którym powstanie tej pracy było w ogóle możliwe. Również Panu serdecznie dziękuję za wysłuchiwanie wszystkich moich rozterek i problemów oraz za wszystkie porady zarówno dotyczące życia zawodowego jak i prywatnego.

Serdeczne podziękowania kieruję również do profesora Mirosława Słapy oraz jego zespołu z Narodowego Centrum Badań Jądrowych w Świerku. Dzięki współpracy z Państwem możliwe stało się dla mnie poznanie szczegółów budowy i działania igły fotonowej. Dzięki Państwu również mogłem pracować w niezwykle życzliwej grupie specjalistów co zaowocowało zdobyciem doświadczenia, którego w żaden inny sposób zdobyć bym nie mógł.

Dziękuję również swoim najbliższym: moim cudownym rodzicom Barbarze i Janowi, wspaniałej babci Anieli oraz mojej wyjątkowej dziewczynie Katarzynie. Dziękuję wam moi drodzy za niesamowite wsparcie jakiego mi udzieliliście na mojej drodze do tytułu doktora, i nie tylko na niej ale też w każdym momencie mojego życia. Dziękuję wam, że cierpliwie znosiliście wszelkie opowieści dotyczące mojej pracy, moje dobre i złe nastroje, dziękuję wam, że dzieliliście ze mną radości i smutki, i że zawsze byliście dokładnie tam gdzie was potrzebowałem i dokładnie wtedy kiedy was potrzebowałem.

DZIĘKUJĘ!

Spis treści

1. ODDZIAŁYWANIE PROMIENIOWANIA Z MATERIAŁ	1
1.1. CZYM JEST PROMIENIOWANIE JONIZUJĄCE	1
1.2. ODDZIAŁYWANIE CZĄSTEK Z MATERIAŁ: CZĘŚĆ OGÓLNA	4
1.3. ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁ	5
1.3.1. Całkowity i różniczkowy przekrój czynny	5
1.3.2. Rozpraszanie na elektronach swobodnych	7
1.3.3. Rozpraszanie na elektronach związanych	10
1.3.4. Efekt fotoelektryczny	12
1.3.5. Tworzenie par i trypletów oraz fotoefekt jądrowy	14
1.3.6. Współczynnik osłabienia, współczynniki transmisji i absorpcji energii	15
1.3.7. Podsumowanie	17
1.4. ODDZIAŁYWANIE ELEKTRONÓW Z MATERIAŁ	18
1.4.1. Oddziaływanie kulombowskie	18
1.4.2. Współczynnik collision mass stopping power	19
1.4.3. Współczynniki radiative mass stopping power i total mass stopping power	24
1.4.4. Rozpraszanie elastyczne na jądrach atomowych	25
1.4.5. Losowość procesów oddziaływania elektronów z materiałem	26
1.4.6. Podsumowanie	28
2. DOZYMETRIA PROMIENIOWANIA JONIZUJĄCEGO	29
2.1. WPROWADZENIE	29
2.2. PODSTAWOWE POJĘCIA DOZYMETRYCZNE	29
2.2.1. Dawka, kerma i fluencja	29
2.2.2. Równowaga elektronów wtórnych	32
2.2.3. Wzajemna relacja fluencji, kermy i dawki zaabsorbowanej	34
2.3. WPROWADZENIE DO TEORII DETEKTORA	36
2.3.1. Główna idea teorii detektora	36
2.3.2. Teoria Bragga-Graya i poprawki Spencera-Attixa. Twierdzenie Fano	37
3. UKŁAD DO RADIOTERAPII ŚRÓDOPERACYJNEJ	42
3.1. WSTĘP	42
3.2. OPIS URZĄDZENIA	43
3.3. DODATKOWE AKCESORIA	47
4. METODY MONTE CARLO I PAKIET GEANT4	51
4.1. PODSTAWY TEORETYCZNE	51
4.2. WERYFIKACJA MODELI FIZYCZNYCH PAKIETU GEANT4	54
4.2.1. Współczynniki stopping-power	55
4.2.2. Przekroje czynne na oddziaływanie fotonów z materiałem	59
4.2.3. Masowe współczynniki osłabienia μ/ρ fotonów	63
4.2.4. Podsumowanie	64
5. OPTYMALIZACJA PARAMETRÓW DZIAŁANIA IGŁY FOTONOWEJ	65
5.1. Wstępne wyniki pomiarów wykonanych na rzeczywistych urządzeniach	65
5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej	69
5.2.1. Badanie wpływu szerokości wiązki elektronów na funkcjonowanie urządzenia	69
5.2.2. Wstępne testy potencjalnych kandydatów na materiał tarczy konwersji	77
5.2.3. Szczegółowe testy potencjalnych kandydatów na materiał tarczy konwersji	86
5.2.4. Testy różnych kształtów tarczy konwersji: tarcze paraboloidalne	108
5.2.5. Testy różnych kształtów tarczy konwersji: tarcze płaskie i wklęsłe	115
6. PODSUMOWANIE I WNIOSKI	124

WSTĘP

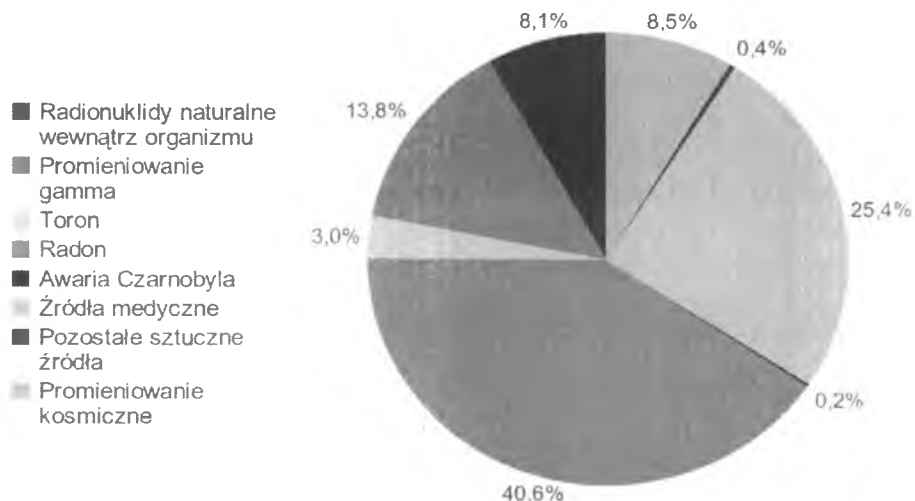
1. ODDZIAŁYWANIE PROMIENIOWANIA Z MATERIAŁ.

1.1. CZYM JEST PROMIENIOWANIE JONIZUJĄCE.

Jednym z najważniejszych z punktu widzenia dozymetrii klinicznej zagadnień jest oddziaływanie promieniowania jonizującego z materiałem. Pod tym pojęciem rozumieć należy ogół procesów w czasie których przechodząc przez ośrodek materialny przekazuje mu swoją energię. W najogólniejszym ujęciu promieniowaniem jonizującym nazywany jest każdy rodzaj promieniowania niosącego energię wystarczającą do wybitcia jednego lub kilku elektronów atomowych z ich orbity a więc do zjonizowania atomu. Tego typu procesy zostaną szczegółowo opisane poniżej, ze względu na ich olbrzymie znaczenie dla opracowywanego układu do radioterapii śródoperacyjnej tzn. igły fotonowej. W wyjątkowych przypadkach, jeśli dostatecznie duża energia przekazana zostanie nie elektronowi ale jądro atomowemu, może dojść do wybitcia jednego z nukleonów. Reakcje takie wymagają jednak energii rzędu kilka MeV (megaelektronowoltów), która znacznie przekracza wielkość energii uzyskiwanej w czasie pracy igły fotonowej i w związku z tym ich znaczenie dla modelu igły jest znikome a ich istnienie zostanie w niniejszej pracy jedynie zasygnalizowane bez szczegółowego opisu.

Ze względu na źródło pochodzenia wyróżnić można promieniowanie jonizujące pochodzenia naturalnego oraz wygenerowane sztucznie przez człowieka. Do pierwszej grupy zaliczają się źródła takie jak naturalnie występujące pierwiastki promieniotwórcze (dające największy wkład do naturalnego promieniowania tła) oraz promieniowanie kosmiczne, którego głównym źródłem są wysokoenergetyczne cząstki naładowane emitowane przez Słońce (tzw. wiatr słoneczny). Dodatkowym źródłem promieniowania kosmicznego – choć o dużo mniejszym znaczeniu niż wiatr słoneczny – są cząstki wytwarzane w naturalnych procesach mających miejsce we Wszechświecie, takich jak rozbłyski gamma, akceleracja cząstek naładowanych w silnych polach magnetycznych towarzyszących np. magnetarom i pulsarom, czy też akrecja materii na czarną dziurę powodująca generację promieniowania rentgenowskiego w szerokim zakresie widma. Średnia dawka skuteczna otrzymywana przez mieszkańca Polski pochodząca od źródeł naturalnych nie przekracza 1.6 mSv/rok (milisiwerta na rok) [1]. Z punktu widzenia dozymetrii klinicznej jej wpływ można jednak całkowicie zaniedbać. O wiele większe znaczenie mają tutaj sztuczne źródła stworzone przez człowieka. Zaliczają się do nich na przykład odpady pochodzące z elektrowni jądrowych czy też sztucznie wytworzone izotopy promieniotwórcze. W tej grupie największą rolę odgrywa jednak aparatura medyczna – zarówno terapeutyczna jak i diagnostyczna. Okazuje się, że ponad 96% z ogólnej dawki skutecznej 0.86 mSv/rok pochodzącej od źródeł stworzonych przez człowieka przypada właśnie na źródła wykorzystywane w medycynie do których zaliczają się przede wszystkim aparaty rentgenowskie, tomografy komputerowe, bomby kobaltowe oraz wszelkiego rodzaju urządzenia radioterapeutyczne, w tym akceleratory biomedyczne [2]. Do ostatniej z wymienionych grup zaliczają się klasyczne

1.1.CZYM JEST PROMIENIOWANIE JONIZUJĄCE.



Rysunek 1: Wkład różnych źródeł promieniowania do średniej rocznej dawki skutecznej na terenie Polski w 2007 roku.

akceleratory biomedyczne oraz nowsze układy takie jak CyberKnife oraz opisywana w niniejszej pracy igła fotonowa. Procentowy udział różnych źródeł promieniowania w średniej rocznej dawce skutecznej na terenie Polski przedstawiony został na rysunku 1.

W dozymetrii i ochronie radiologicznej wyróżnia się dwa rodzaje promieniowania jonizującego ze względu na odmienną procesów przekazywania energii ośrodkowi, przez który promieniowanie przechodzi. Elektryony, protony oraz wszystkie cięższe jony, a także antyprotony i miony (których wykorzystanie w terapii nowotworów traktuje się coraz poważniej) zalicza się do promieniowania jonizującego bezpośrednio. Cechą wspólną wszystkich wymienionych cząstek jest fakt posiadania przez nie ładunku elektrycznego. Mimo nieustannie rosnącej popularności terapii ciężkojonowej (w tym protonowej) większość ośrodków radioterapeutycznych wciąż w swoich działaniach wykorzystuje akceleratory elektronów. Z tego też względu w dalszej części pracy, jeśli nie zostanie zaznaczone inaczej, wszędzie gdzie mowa będzie o wiązkach promieniowania jonizującego bezpośrednio chodzić będzie o wiązki elektronów. Cząstki te wchodzi w interakcję z otoczeniem za sprawą oddziaływania kulombowskiego oraz promieniowania hamowania (z niemieckiego *bremsstrahlung*) przy czym główną rolę odgrywają siły elektrostatyczne. Niemal wszystkie podstawowe pojęcia dozymetrii klinicznej wiązek elektronowych związane są w mniejszym lub większym stopniu z przekazami energii w wyniku oddziaływania kulombowskiego. Sprawę komplikuje fakt, iż próby dokonania opisu interakcji elektronów z materią wyłącznie w oparciu o klasyczne rozumienie oddziaływania elektrostatycznego doprowadzają do błędnych wyników. Co więcej elektrony rozpędzane do znacznych energii osiągają niejednokrotnie prędkości zbliżone do prędkości światła. Sprawia to iż poprawny opis rozpatrywanych zjawisk dać może jedynie relatywistyczna mechanika kwantowa.

W radioterapii klasycznej równie często jak elektrony wykorzystywane są fotony czyli kwanty promieniowania elektromagnetycznego. Cząstki te nie posiadają ładunku elektrycznego i obok neutronów zaliczane są do promieniowania jonizującego pośrednio, zwanego czasem zwodniczo promieniowaniem niejonizującym. Jeśli chodzi o neutrony to nowoczesna terapia nowotworów w coraz większym stopniu odchodzi od metod, w któ-

1.1.CZYM JEST PROMIENIOWANIE JONIZUJĄCE.

rych pełnią one rolę cząstek pierwotnych, takich jak terapia boronowa. Podstawowym problemem związanym z tego rodzaju technikami jest brak możliwości precyzyjnego sterowania energią neutronów ze względu na brak ładunku elektrycznego. Mankament ten sprawia, że jedynym sposobem wykorzystania neutronów w terapii jest zastosowanie wprowadzanych do wnętrza guza pierwiastków łatwo wychwytyjących neutrony np. boru. W wyniku tego procesu powstaje niestabilne jądro, emitujące cząstkę alfa, która jako posiadająca ładunek elektryczny może jonizować otoczenie w sposób bezpośredni. Techniki te są jednak bardzo kłopotliwe w zastosowaniu i dlatego nie są zbyt popularne. Neutrony mają jednak duże znaczenie ze względu na możliwość wywoływania wtórnych reakcji jądrowych w ścianach bunkrów medycznych, w których prowadzi się radioterapię wiązkami elektronowymi i fotonowymi. Przy dostatecznie dużej energii fotonów lub elektronów może bowiem dojść do reakcji foto- lub elektrojądrowej w wyniku, której z jądra atomowego wybijany jest jeden z nukleonów. Jeśli tym nukleonem jest neutron może on otrzymać energię dostatecznie dużą by dotrzeć do ścian bunkra. W ich wnętrzu może następnie dojść do wtórnych reakcji jądrowych, które w efekcie prowadzić mogą do pojawienia się wtórnego promieniowania. Ma ono wprawdzie relatywnie niskie natężenie i dla pacjenta nie stanowi bezpośredniego zagrożenia jednak w dłuższych przedziałach czasu może negatywnie wpływać na stan zdrowia personelu medycznego obsługującego aparaturę terapeutyczną.

Znaczenie o wiele większe niż neutrony ma w radioterapii promieniowanie elektromagnetyczne. W ujęciu klasycznym jest ono złożeniem drgań wektorów pól elektrycznego i magnetycznego. Wektory te są zawsze wzajemnie prostopadłe do siebie i do kierunku rozchodzenia się fali. Fala elektromagnetyczna jest zatem falą poprzeczną, a prędkość jej rozchodzenia się w próżni wynosi c i równa jest 299792458 m/s [3]. Niestety – podobnie jak w przypadku elektronów - proste, klasyczne rozumowanie nie nadaje się do prawidłowego i pełnego opisu oddziaływania fali elektromagnetycznej z materią gdzie kluczową rolę zaczyna odgrywać mechanika kwantowa, która falę taką traktuje jako zbiór cząstek, fotonów. Należy w tym miejscu podkreślić, iż nie każda wiązka fotonów może być traktowana jako promieniowanie jonizujące. Jak już wspomniano pod tym pojęciem kryją się wyłącznie te cząstki, które mają dostatecznie dużą energię do zjonizowania atomu. Energia ta musi być rzędu kilku elektronowoltów a taką mają jedynie fotony promieniowania ultrafioletowego, rentgenowskiego i gamma.

Igła fotonowa w najprostszy sposób jest zminiaturyzowanym akceleratorem generującym niskoenergetyczną wiązkę elektronów konwertowanych następnie na promieniowanie rentgenowskie. Z tego też powodu poznanie szczegółów oddziaływania obu typów cząstek z materią jest kluczowe dla zaprojektowania urządzenia funkcjonującego zgodnie z założeniami modelu. Zamieszczony poniżej opis będzie w pełni zgodny z relatywistyczną mechaniką kwantową. Tam gdzie będzie to zasadne opis zostanie również uproszczony w celu ukazania rozbieżności wyników uzyskiwanych na gruncie teorii klasycznej i kwantowej. Pewien zakres zagadnień związanych z oddziaływaniem elektronów i fotonów ze środowiskiem jest wspólny dla obu tych typów cząstek. W opisie szczegółowym pojawiają się jednak ogromne różnice w ich właściwościach dlatego też zostanie on przeprowadzony niezależnie dla każdej z nich.

1.1.CZYM JEST PROMIENIOWANIE JONIZUJĄCE.

1.2. ODDZIAŁYWANIE CZĄSTEK Z MATERIAŁ: CZĘŚĆ OGÓLNA.

W dozymetrii klinicznej każdą cząstkę emitowaną z akceleratora biomedycznego i dokonującą jonizacji ośrodka, przez który przechodzi nazywa się cząstką pierwotną (z ang. *primary particle*). Każde jej oddziaływanie z otoczeniem, niezależnie od tego czy posiada ona ładunek elektryczny czy też nie, prowadzi do powstania tzw. cząstek wtórnych (z ang. *secondary particles*). Pod tym pojęciem kryją się zazwyczaj elektrony lub fotony, choć jak zaznaczono powyżej w szczególnych okolicznościach mogą to być również nukleony lub nawet większe fragmenty jądra atomowego. Dalszy opis dotyczyć będzie wyłącznie elektronów i fotonów ponieważ w przypadku projektowanego układu igły fotonowej jedynie te cząstki odgrywają rolę.

Elektrony, jak też wszystkie inne wtórne cząstki naładowane większość swojej energii deponują zazwyczaj relatywnie blisko miejsca swojego powstania (wyjątek mogą stanowić elektrony wybite z orbit przez wysokoenergetyczne fotony) podczas gdy fotony mogą przebyć znaczny dystans zanim dojdzie między nimi a ośrodkiem do jakiegokolwiek oddziaływania. Średnia droga swobodna, rozumiana jako typowy dystans przebywany przez daną cząstkę pomiędzy oddziaływaniami jest zatem mała dla elektronów i duża dla fotonów. Oznacza to, iż znacząca część energii może zostać uniesiona przez fotony daleko poza obszar oddziaływania wiązki cząstek pierwotnych. Efekt ten ma niebagatelny wpływ na rozkład dawki zdeponowanej wewnątrz ciała pacjenta oraz na cały proces planowania leczenia. Niewielki zasięg elektronów wtórnych wiąże się z kolei ściśle z pojęciem równowagi elektronowej, które jest jednym z najważniejszych pojęć w dozymetrii. Zagadnienia te poruszone zostaną w rozdziale 2.2 niniejszej pracy.

Znaczenie wtórnych fotonów ściśle zależy od energii wiązki fotonów pierwotnych. W przedziale od około 50 keV do 200 keV (kiloelektronowoltów) główne znaczenie dla dawki zdeponowanej w ciele pacjenta mają fotony wtórne. W tym bowiem zakresie energii dochodzi najczęściej do wielokrotnych niekoherentnych rozprożeń fotonów, w wyniku których fotony pierwotne usuwane są z wiązki a pojawiające się w ich miejsce fotony wtórne rozpraszane są pod różnymi kątami. Z kolei w zakresie od kilku do kilkunastu MeV główny przyczynek do dawki mają fotony pierwotne. W tym zakresie energii bardzo prawdopodobny jest proces tworzenia par elektron-pozyton i trypletów elektron-pozyton-elektron, które następnie dokonują bezpośredniej jonizacji swojego otoczenia. Sytuacja przedstawia się podobnie w zakresie energii do ok 50 keV gdzie podstawowym procesem, któremu podlegają fotony jest absorpcja fotoelektryczna. W czasie tego procesu foton pierwotny jest całkowicie pochłaniany przez ośrodek materialny a w jego miejsce pojawia się fotoelektron, który jako cząstka naładowana jonizuje otoczenie w swoim bezpośrednim sąsiedztwie. Z punktu widzenia układu do radioterapii śródoperacyjnej najistotniejszy jest zakres energii do mniej więcej 40 keV ponieważ średnia energia fotonów emitowanych przez to urządzenie nie przekracza tej wartości. Maksymalna energia fotonów uzyskiwanych w czasie pracy urządzenia zależy naturalnie od parametrów układu i jest jedną z badanych w tej pracy zmiennych. W większości wykorzystywanych aktualnie komercyjnych modeli nie przekracza ona 50 keV. Oznacza to, że główny wpływ na rozkłady dawek generowanych przez badany układ będą miały wygenerowane przez niego fotony pierwotne.

Oddziaływania cząstek są zjawiskami czysto stochastycznymi, zależnymi od wielu

1.2. ODDZIAŁYWANIE CZĄSTEK Z MATERIAŁ: CZĘŚĆ OGÓLNA.

parametrów takich jak energia wiązki, jej polaryzacja czy też kierunek padania. Z każdym jego rodzajem wiąże się określone prawdopodobieństwo jego zaistnienia. Pojedynczy foton podlegać może kolejno jednemu lub kilku (niekoniecznie różnym) interakcjom. Taka sytuacja nie jest możliwa w przypadku elektronów. Każdy z nich może bowiem ulec wyłącznie pojedynczemu aktowi oddziaływania po czym zostaje trwale usunięty z wiązki pierwotnej.

Aby określić ilościowo prawdopodobieństwo zajścia danego zjawiska wykorzystuje się pojęcie przekroju czynnego (z ang. *cross-section*) oznaczanego grecką literą σ . Aby zrozumieć sens tego pojęcia należy wyobrazić sobie pewną jednostkową powierzchnią, na którą pada wiązka promieniowania. Zawiera ona w sobie cele (z ang. *target*), z którymi wiązka ta może wchodzić w interakcję. Targetem takim może być elektron, jądro atomowe a nawet cały atom lub cząsteczka. Jeśli efektywna powierzchnia wszystkich targetów stanowi ułamek p całej rozpatrywanej powierzchni jednostkowej, to prawdopodobieństwo uderzenia jednej wybranej cząstki wchodzącej w skład padającej wiązki w którykolwiek target wynosi właśnie p . Naturalnie wartość tego ułamka zawiera się przedziale obustronnie domkniętym $\langle 0, 1 \rangle$ co wynika z samej jego definicji. Ułamek ten jest liczbowo równy przekrojowi czynnemu na konkretne oddziaływanie. Jednostką przekroju czynnego jest metr kwadratowy. Ze względu na niezmiernie małe rozmiary atomów i elektronów prawdopodobieństwo interakcji pojedynczej cząstki z konkretnym targetem jest bardzo małe i dlatego też wprowadzono jednostkę pomocniczą przekroju czynnego a mianowicie barn. Jeden barn równy jest 10^{-28} m^2 .

1.3. ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁ.

1.3.1. Całkowity i różniczkowy przekrój czynny.

W najogólniejszym ujęciu foton może podlegać dwóm typom oddziaływań: pochłanianiu oraz rozpraszaniu. W pierwszym przypadku cała energia fotonu przekazana zostaje ośrodkowi. Sam foton znika a zamiast niego pojawiają cząstki wtórne. W procesie rozpraszania z kolei foton przekazuje otoczeniu jedynie część swojej energii. Sam foton nie zostaje usunięty z wiązki jednak mogą zmienić się jego energia (pęd) oraz kierunek lotu. Zmiany te określone są ściśle przez prawa kinematyki relatywistycznej. Również i w tym przypadku bardzo często pojawiają się cząstki wtórne – najczęściej elektrony. Najważniejszymi procesami przyczyniającymi się do pochłaniania fotonów w ośrodku są efekt fotoelektryczny, tworzenie par i trypletów oraz fotoefekt jądrowy. Rozpraszanie z kolei podzielić można na rozpraszanie koherentne, w czasie którego nie dochodzi do zmiany energii fotonu oraz rozpraszanie niekoherentne, mające wpływ zarówno na kierunek jak i energię padającego kwantu. W tym ostatnim przypadku warto wyróżnić rozpraszanie niekoherentne na elektronach swobodnych zwane też rozpraszaniem comptonowskim (a w granicy niskoenergetycznej rozpraszaniem Thomsona) oraz rozpraszanie niekoherentne na elektronach związanych. Z każdym z powyższych typów oddziaływania związany jest odpowiadający mu przekrój czynny. Całkowity przekrój czynny na interakcję kwantu promieniowania elektromagnetycznego z materią wyrazić można zatem wzorem:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{pe} + \sigma_{phn} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip} + \sigma_{incoh} + \sigma_{coh} , \quad (1.1)$$

1.3. ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁ.

1.3.1. Całkowity i różniczkowy przekrój czynny.

gdzie kolejne wyrazy oznaczają odpowiednio przekrój czynny na efekt fotoelektryczny, fotoefekt jądrowy, tworzenie par, tworzenie trypletów, rozpraszanie niekoherentne oraz rozpraszanie koherentne. Przedostatni wyraz można dodatkowo zapisać jako:

$$\sigma_{incoh} = \sigma_{free} + \sigma_{bound} , \quad (1.2)$$

gdzie pierwszy wyraz po prawej stronie oznacza przekrój czynny na rozpraszanie niekoherentne na elektronach swobodnych (rozpraszanie Comptonowskie) natomiast drugi opisuje rozpraszanie na elektronach związanych.

Jak zaznaczono powyżej foton oddziaływać może zarówno z pojedynczym elektronem jak i z całym atomem. Istotne jest zatem odróżnienie przekroju czynnego na oddziaływanie z atomem jako całością od przekroju czynnego na oddziaływanie z jednym elektronem. Ten drugi rodzaj przekrojów czynnych przyjęło się oznaczać we wzorach małym indeksem e po lewej stronie litery σ . Jeśli natomiast mowa jest o przekroju czynnym związanym z całym atomem to pojawia się w tym miejscu litera a . Związek pomiędzy oboma wielkościami przedstawić można za pomocą wzoru:

$$\sigma_a = Z \cdot \sigma_e , \quad (1.3)$$

gdzie Z oznacza liczbę atomową danego pierwiastka (lub przypadku cząsteczki efektywną liczbę atomową).

Okazuje się, iż prawdopodobieństwo wystąpienia konkretnego procesu nie jest stałe i zmieniać się może wraz ze zmianą niektórych parametrów wiązki fotonów. Efekt ten jest szczególnie wyraźny w przypadku zjawiska rozpraszania fotonów, gdzie wartość przekroju czynnego zależy od kąta bryłowego, w który emitowany jest foton wtórny oraz od energii fotonu pierwotnego. Dodatkowo w przypadku rozpraszania na elektronach związanych na ostateczny rezultat procesu wpływ mają takie czynniki jak rodzaj atomu, na którym foton się rozprasza. W opisie tych zależności pomocne jest pojęcie różniczkowego przekroju czynnego. Różniczkowy przekrój czynny określa prawdopodobieństwo zajścia konkretnego procesu pod warunkiem spełnienia dodatkowych założeń. Na przykład w przypadku rozpraszania fotonów wyznaczyć można prawdopodobieństwo emisji wtórnego fotonu w określony kąt bryłowy. W takim ujęciu opisana wyżej wielkość σ nazywana jest całkowitym przekrojem czynnym i związana jest z przekrojem czynnym różniczkowym relacją:

$$\sigma = \int_{4\pi} \frac{d\sigma(\theta, \phi)}{d\Omega} d\Omega , \quad (1.4)$$

gdzie θ jest kątem biegunowym, ϕ to kąt azymutalny natomiast Ω jest kątem bryłowym, w który emitowany jest foton rozproszony. Często zdarza się, iż przekrój czynny nie zależy od kąta azymutalnego (ze względu na symetrię układu). Wtedy przy założeniu, że:

$$d\Omega = d(\cos(\theta))d\phi = \sin(\theta)d\theta d\phi \quad (1.5)$$

wzór na różniczkowy przekrój czynny zapisać można następująco:

1.3. ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁ.

1.3.1. Całkowity i różniczkowy przekrój czynny.

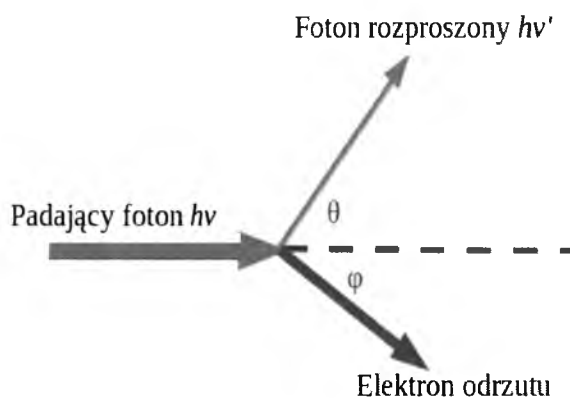
$$\sigma = \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} 2\pi \sin(\theta) d\theta = \int_0^\pi \frac{d\sigma(\theta)}{d\theta} d\theta \quad (1.6)$$

Jeśli dodatkowo przekrój czynny nie zależy również od kąta azymutalnego wtedy wartość $2\pi \cdot d\sigma/d\Omega$ jest wartością stałą i można ją wyciągnąć przed całkę. Całka z funkcji sinus w granicach od 0 do π wynosi 2 i wtedy relacja pomiędzy przekrojem różniczkowym i całkowitym przyjmuje prostą postać:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \quad (1.7)$$

1.3.2. Rozpraszanie na elektronach swobodnych.

Teoria rozpraszania fotonów na elektronach swobodnych po raz pierwszy opisana została przez Arthura Comptona w 1923r. W rozpraszaniu comptonowskim zakłada się, iż energia padającego fotonu jest znacznie większa od energii wiązania elektronu. W takich przypadkach elektron traktować można jak cząstkę swobodną, która znajduje się w momencie oddziaływania z fotonem w spoczynku. W wyniku rozproszenia foton traci część swojej energii oraz zmienia kierunek lotu. Dodatkowo elektron uczestniczący w oddziaływaniu jest wybijany ze swojej orbity. Relacje energetyczne oraz kątowe między rozproszonym fotonem a elektronem spełniają ściśle zasady kinematyki relatywistycznej.



Rysunek 2: Ilustracja rozpraszania Comptona.

Niech foton posiadający energię $h\nu$ rozproszony zostanie na swobodnym elektronie pod kątem θ w stosunku do prostej wyznaczonej przez kierunek wiązki pierwotnej. W efekcie tego oddziaływania pojawią się foton o energii $h\nu'$ oraz wybity pod kątem φ elektron, zwany elektronem odrzutu. Wszystkie te wielkości obrazuje rysunek 2. Energia rozproszonego fotony określona jest wzorem:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos(\theta))} \quad (1.8)$$

1.3. ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁĄ.

1.3.2. Rozpraszanie na elektronach swobodnych.

natomiast kąt odrzutu elektronu wyrażony jest zależnością:

$$\cot(\phi) = \left(1 - \frac{h\nu}{m_e c^2}\right) \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = (1 - \alpha) \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) . \quad (1.9)$$

W powyższych wzorach α jest równe energii fotonu padającego podzielonej przez masę spoczynkową elektronu wyrażoną w jednostkach energii natomiast m_e oznacza masę spoczynkową elektronu i wynosi ok. $9.1 \cdot 10^{-31}$ kg [3]. Pierwszy z powyższych wzorów wskazuje na to, iż foton rozproszony pod kątem 0° nie traci energii - $\cos(\theta)$ wynosi wtedy 1 i mianownik przyjmuje wartość minimalną równą 1. Maksymalna strata energii ma miejsce w przypadku rozproszenia w tył, pod kątem 180° . Mianownik przyjmuje wtedy wartość maksymalną równą $1 + 2\alpha$. Wraz z rosnącą energią fotonów zwiększa się energia rozproszonego fotonu. Okazuje się jednak, iż nie może ona osiągać dowolnie dużych wartości. W przypadku rozproszenia w tył przy rosnącej energii fotonu pierwotnego ułamek po prawej stronie wzoru 1.8 dąży do wartości $m_e c^2/2$ czyli do 256 keV. W przypadku rozpraszania pod kątem prostym analogiczne rozumowanie prowadzi do wartości maksymalnej energii fotonu wtórnego równej 511 keV. Ograniczenia takie oznaczają, iż wraz ze wzrostem energii fotonów pierwotnych rośnie również procentowa wartość ich energii jaką przekazują elektronom odrzutu. W przypadku energii porównywalnych z tymi, które osiągnąć można w czasie pracy z igłą fotonową wartość ta nie przekracza 10% pierwotnej energii wiązki.

Rozpraszanie Comptona nie jest procesem izotropowym. Prawdopodobieństwo emisji fotonu wtórnego pod określonym kątem zależy od energii fotonu pierwotnego. Zależność opisuje różniczkowy przekrój czynny, którego postać po raz pierwszy wyprowadzili Klein i Nishina. Można ją przedstawić następująco:

$$\frac{d_e \sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{h\nu'}{h\nu}\right)^2 \left(\frac{h\nu'}{h\nu} + \frac{h\nu}{h\nu'} - \sin^2(\theta)\right) , \quad (1.10)$$

gdzie r_e to klasyczny promień elektronu równy ok. $2.8179 \cdot 10^{-15}$ m [3]. W przypadku energii fotonów zmierzających do zera powyższy wzór można znacznie uprościć. W takim przypadku stosunek energii fotonu padającego do energii fotonu rozproszonego dąży do jedynki i wzór 1.10 można zapisać w postaci:

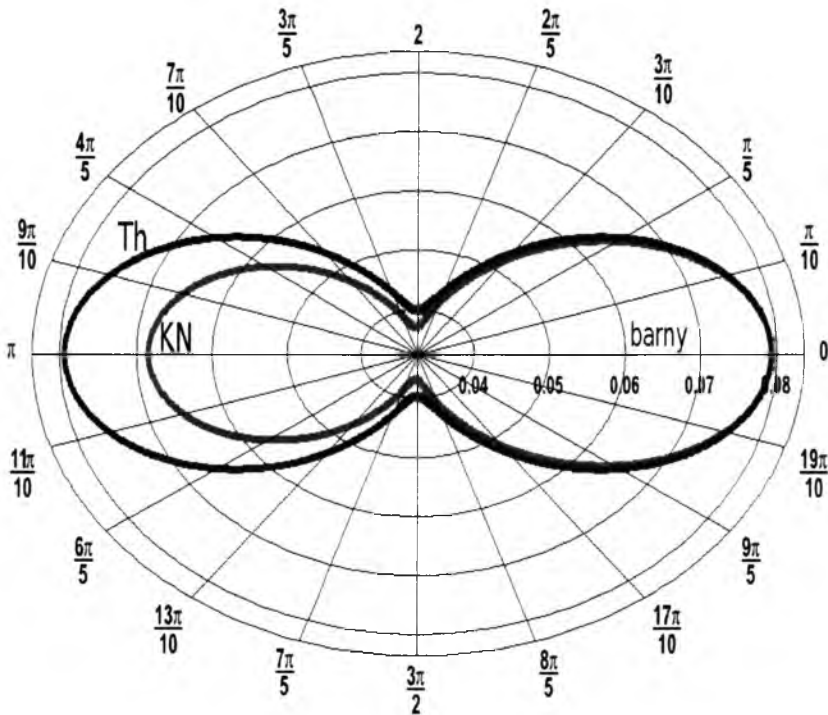
$$\frac{d_e \sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2(\theta)) . \quad (1.11)$$

Postać ta nazywana jest często różniczkowym przekrojem czynnym Thomsona na rozpraszanie. W zakresie energii fotonów emitowanych przez igłę fotonową, która osiąga średnią wartość pomiędzy 15 keV a 25 keV powyższe zależności osiągają bardzo dobrą zgodność w przypadku rozprożeń do przodu. Niestety pojawiają pewne różnice w wartościach przekrojów czynnych dla kątów bliskich 180° . Może to mieć duże znaczenie dla projektowanego układu ponieważ celem niniejszej pracy jest opracowanie takich rozwiązań konstrukcyjnych, które zapewniałyby równomierną emisję fotonów w każdym kierunku. Przybliżenie Thomsona może zatem doprowadzić do niepoprawnych wyników w związku z czym należy zachować szczególną ostrożność w czasie jego stosowania. Problem ten zostanie poru-

1.3. ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁ.

1.3.2. Rozpraszanie na elektronach swobodnych.

szony ponownie w czasie omawiania konstrukcji igły fotonowej. Rozbieżności pomiędzy różniczkowym przekrojem czynnym Kleina-Nishiny a przekrojem Thomsona dla fotonów padających o energii 20 keV pokazuje rysunek 3. Wartości przekroju czynnego dla danego kąta rozproszenia θ równe są długości promienia wodzącego pokazanych krzywych poprowadzonego z początku układu współrzędnych pod kątem θ . Przybliżenie Thomsona odpowiada sytuacji gdy energia fotonu padającego równa jest zero. Widać zatem, że dla małych energii fotonów rozpraszanie jest niemal symetryczne względem kąta 90° podczas gdy wraz ze wzrostem energii rośnie prawdopodobieństwo rozproszenia fotonu w przód. Do tego samego wniosku dojść można po dokładnej analizie wzoru 1.10. Efekt ten jest jeszcze bardziej widoczny na rysunek 4 gdzie porównano wartości różniczkowych przekrojów czynnych Kleina-Nishiny dla fotonów o energiach 20 keV, 40 keV oraz 50 keV. Wybór ten jest nieprzypadkowy ponieważ są to typowe energie fotonów z jakimi można się spotkać w czasie pracy z igłą fotonową (40 keV i 50 keV to energie maksymalne natomiast 20 keV to energia średnia).



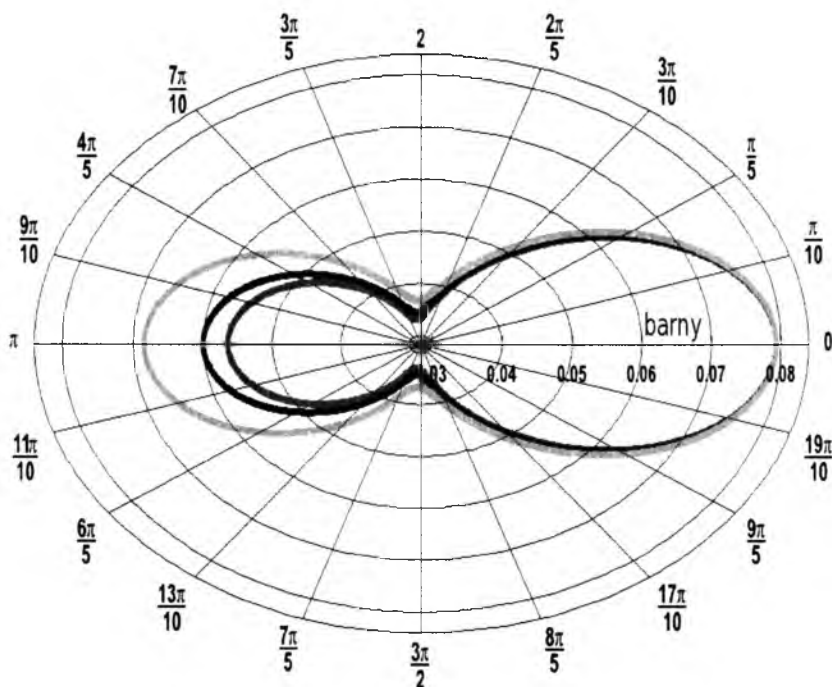
Rysunek 3: Porównanie różniczkowych przekrojów czynnych Kleina-Nishiny dla fotonów o energii 20 keV (czzerwony) i przybliżenia Thomsona (niebieski).

Całkowity przekrój czynny na rozproszenie niekoherentne na swobodnych elektronach wyznaczyć można poprzez scałkowanie wzorów 1.10 i 1.11 po pełnym kącie bryłowym. W efekcie wzór Kleina-Nishiny przyjmuje postać:

$$e \sigma_{KN}(0) = 2 \pi r_e^2 \left(\frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \ln \left(\frac{1+2\alpha}{\alpha} \right) \right] + \ln \left(\frac{1+2\alpha}{2\alpha} \right) - \frac{1+3\alpha}{1+2\alpha^2} \right), \quad (1.12)$$

1.3. ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁĄ.

1.3.2. Rozpraszanie na elektronach swobodnych.



Rysunek 4: Porównanie różniczkowych przekrojów czynnych Kleina-Nishiny dla fotonów o energii 20 keV (zielony), 40 keV (niebieski) i 50 keV (czerwony).

Wzór Thomsona natomiast po prostych obliczeniach przedstawić można jako:

$$\sigma_{th}(0) = \int_0^{\pi} \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2(\theta)) \cdot 2\pi \sin(\theta) d\theta = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = 0.665 \text{ barna} \quad (1.13)$$

Całkowity przekrój czynny na rozpraszanie Thomsona jest jak zatem wielkością stałą.

1.3.3. Rozpraszanie na elektronach związanych.

W rzeczywistych sytuacjach w dozymetrii praktycznie nie spotyka się materiałów, w których elektrony są swobodne. Podane wyżej przekroje czynne na rozpraszanie fotonów muszą zostać zatem zmodyfikowane tak aby uwzględniona została energia wiązania elektronu. Jeśli foton padający na atom jest kolektywnie rozpraszany przez wszystkie elektrony jednocześnie to mówić można o rozpraszaniu koherentnym. W takim przypadku foton przekazuje całemu atomowi niewielką część swojego pędu. Nie dochodzi jednak przy tym do transferu energii. Kwant promieniowania ulega dyfrakcji na elektronach a kierunek jego rozproszenia określony jest przez rozkład maksimum i minimum wzoru dyfrakcyjnego, który jest charakterystyczny dla każdego pierwiastka.

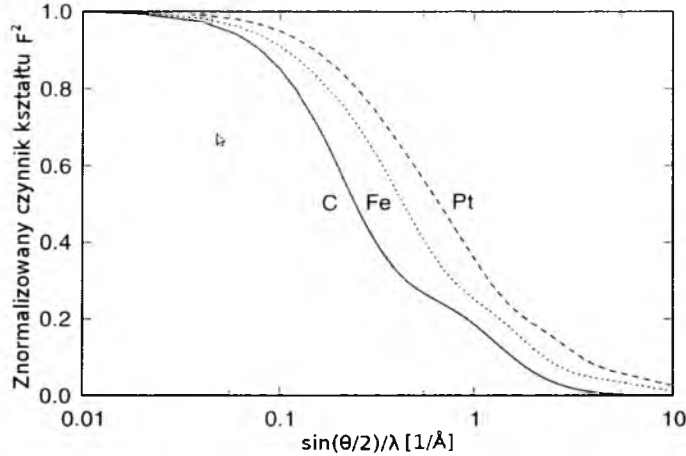
Różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie koherentne na elektronach związanych otrzymać można w sposób bezpośredni ze wzoru 1.10 mnożąc go przez tzw. atomowy czynnik kształtu (z ang. *atomic form factor*):

1.3. ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁĄ.

1.3.3. Rozpraszanie na elektronach związanych.

$$\frac{d_a \sigma_{coh}(0)}{d\Omega} = \frac{d_e \sigma_{KN}(0)}{d\Omega} \cdot F^2 \left(\frac{\sin(\theta/2)}{\lambda} = x, Z \right) . \quad (1.14)$$

Atomowy czynnik kształtu F^2 jest funkcją liczby atomowej pierwiastka Z oraz wielkości $\sin(\theta/2)/\lambda$ oznaczanej przeważnie literą x , która związana jest z wielkością transferu pędu. Widać z jej definicji, że wraz ze wzrostem energii padającego fotonu rośnie wartość x .



Rysunek 5: Znormalizowany ze względu na liczbę atomową Z atomowy czynnik kształtu.

Funkcja F^2 dla atomu wodoru jest wielkością tablicową, natomiast sposób jej obliczania dla pozostałych materiałów podają Hubbell, Øverbø oraz inni [4][5]. Jej przebieg (znormalizowany ze względu na Z) dla węgla, żelaza i platyny przedstawia rysunek 5. Jak widać wraz ze wzrostem przekazu pędu spada wartość F^2 . Spowodowane jest to faktem, że przy dużych transferach momentów mało prawdopodobne jest, że elektronom nie zostanie przekazana żadna energia. Warto jednak zauważyć iż wraz ze wzrostem liczby atomowej Z rośnie również wartość atomowego czynnika kształtu.

Dla niskich wartości energii fotonów, kiedy przekaz pędu związanemu elektronowi jest relatywnie mały, znaczenia nabiera rozpraszanie niekoherentne. W tym przypadku foton traci część swojej energii. Różniczkowy przekrój czynny w tym przypadku uzyskać można poprzez modyfikację wzoru 1.10 funkcją rozpraszania niekoherentnego $S(x, Z)$:

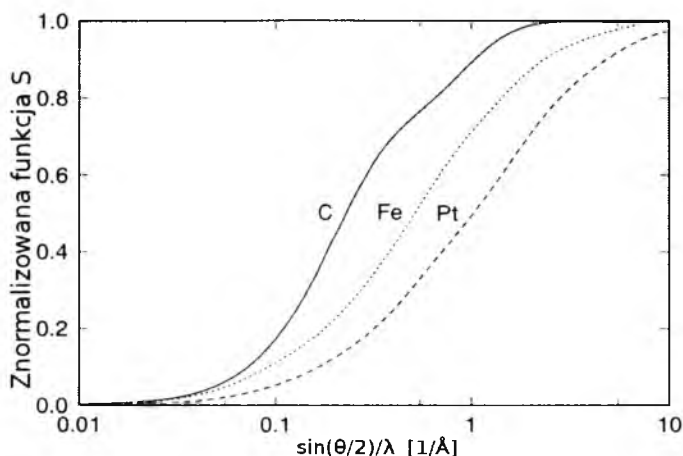
$$\frac{d_a \sigma_{incoh}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d_e \sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega} \cdot S \left(\frac{\sin(\theta/2)}{\lambda}, Z \right) . \quad (1.15)$$

Podobnie jak w przypadku atomowego czynnika kształtu zależy ona od liczby atomowej Z oraz od związanej z przekazem pędu wielkości x . W przeciwieństwie jednak do funkcji F^2 wraz ze wzrostem przekazu pędu funkcja S rośnie, natomiast wraz ze zwiększaniem się liczby atomowej wartość S maleje. W tym przypadku różniczkowy przekrój czynny. Podobnie jak atomowy czynnik kształtu jest to wielkość tablicowa wyznaczona doświadczalnie dla atomu wodoru. Sposób jej obliczania dla innych wartości Z podali między innymi Hubbell, Trehan i Øverbø [5][6][7]. Przebieg funkcji S znormalizowanej ze względu na

1.3. ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁEM.

1.3.3. Rozpraszanie na elektronach związanych.

Z dla węgla, żelaza i platyny przedstawiony jest na rysunku 6:



Rysunek 6: Znormalizowana ze względu na liczbę atomową Z funkcja rozpraszania niekoherentnego.

Warto zaznaczyć, iż zarówno w przypadku rozpraszania koherentnego jak i niekoherentnego różniczkowy przekrój czynny odnosi się do całego atomu a nie do pojedynczego elektronu. Zarówno funkcja S jak i F^2 przyjmują wartości maksymalne równe liczbie atomowej Z . Wzór 1.14 dla fotonów o niskich energiach przechodzi wtedy we wzór Kleina-Nishiny. To samo dzieje się ze wzorem 1.15 w przypadku fotonów wysokoenergetycznych. Warto również zauważyć, iż w przypadku atomu wodoru zachodzi równość $S(x, 1) + F^2(x, 1) = 1$ dla każdej wartości x . Spadek wartości atomowego czynnika kształtu jest więc dokładnie rekompensowany przez wzrost wartości funkcji S . Dla większych wartości liczby atomowej Z i małych wartości x wzrost S jest szybszy niż spadek F^2 . Zachodzi wtedy zależność $S(x, 1) + F^2(x, 1) > 1$. Jak zostanie to później podkreślone zagadnienia rozpraszania fotonów na elektronach zarówno związanych jak i swobodnych są niezwykle istotne dla prawidłowej konstrukcji modelu igły fotonowej.

1.3.4. Efekt fotoelektryczny.

Najważniejszym obok rozpraszania procesem, którym podlegają fotony biegnące przez ośrodek materialny jest zjawisko fotoelektryczne. Foton uderzając w jeden z elektronów powoduje jego wybitcie z orbity. W przeciwieństwie jednak do rozpraszania Comptona przekazuje mu on całą swoją energię i w związku z tym znika. Energia kwantu zostaje zużyta na wyrwanie elektronu z jego orbity oraz na nadanie mu początkowej energii kinetycznej T :

$$T = h\nu - E_w, \quad (1.16)$$

gdzie $h\nu$ jest energią padającego fotonu natomiast E_w to energia wiązania elektronu na danej orbicie. Proces ten wymaga jednak obecności jądra atomowego. Przekrój czynny na zjawisko fotoelektryczne wyrazić można przybliżonym wzorem:

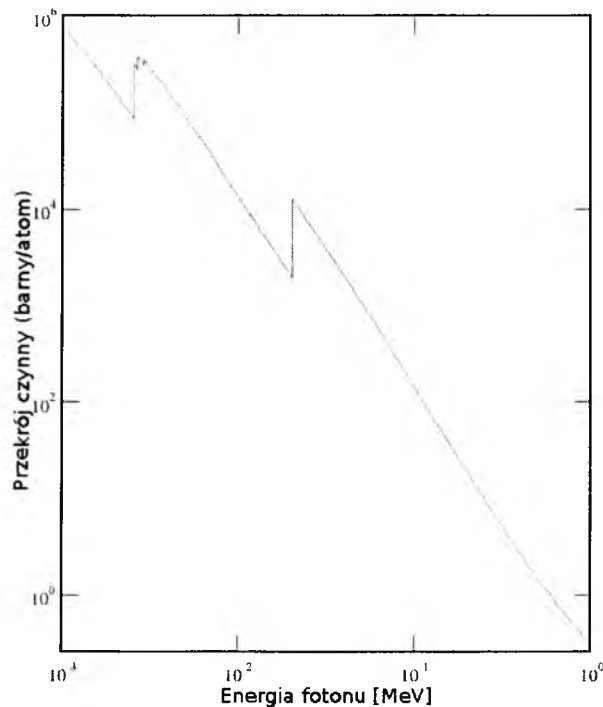
1.3. ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁ.

1.3.4. Efekt fotoelektryczny.

$$e \sigma_{ph} \approx \frac{kZ^3}{(h\nu)^3} \quad (1.17)$$

Jak widać efekt fotoelektryczny silnie zależy zarówno od energii padającego fotonu jak też od liczby atomowej Z ośrodka. Im wyższa jest energia tym mniej prawdopodobne jest, że dojdzie do zjawiska fotoelektrycznego. Z punktu widzenia niniejszej pracy jest to zależność niezwykle istotna ponieważ igła fotonowa generuje fotony o relatywnie niskich energiach w związku z czym podejrzewać można, iż głównym oddziaływaniem jakim będą one podlegać będzie efekt fotoelektryczny.

Przekrój czynny na zjawisko fotoelektryczne w molibdenie (składnik obudowy igły fotonowej w jednej z wersji urządzenia) przedstawiony jest na rysunku 7 [8]:



Rysunek 7: Przekrój czynny na efekt fotoelektryczny w molibdenie.

Na powyższym wykresie widoczne są znacznej wielkości nieciągłości. Są to tak zwane progi albo krawędzie absorpcji i związane są z energią wiązania elektronów na orbitach. Fotony posiadające energie tuż poniżej progu absorpcji nie są w stanie wybić elektronu. Nie są w związku z tym absorbowane. Jeśli natomiast energia kwantu przekracza próg absorpcji dochodzi do gwałtownego skoku w wartości przekroju czynnego ponieważ znacznie rośnie prawdopodobieństwo uwolnienia elektronu i liczba cząstek mogących oddziaływać w ten sposób z fotonami znacząco rośnie. W przypadku molibdenu widoczne są dwa główne progi absorpcji: dla powłok K i L. Powłoka K ma tylko jedną podpówłokę. Wartość krawędzi absorpcji wynosi w tym przypadku 20keV. Powłoka L składa się natomiast z 3 podpówłok, z których każda ma nieco inną energię wiązania elektronu. W związku z tym próg absorpcji dla linii L składa się z trzech mniejszych progów, leżących bardzo blisko siebie: 2.52keV, 2.62keV oraz 2.86keV [8].

1.3. ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁEM.

1.3.4. Efekt fotoelektryczny.

Niezwykle istotne jest to co dzieje się po wybiciu elektronu przez foton pierwotny. Na orbicie, na której się on znajdował jest teraz wolne miejsce (wakancja), które może zostać zajęte przez inny elektron spadający z wyższej powłoki. Zgodnie z regułami mechaniki kwantowej towarzyszy temu emisja fotonu wtórnego o energii równej różnicy energii wiązania pomiędzy tymi dwoma powłokami. Najczęściej dochodzi do przejść z powłoki L na powłokę K. Promieniowanie emitowane przez atom przy takich przejściach nazywane jest promieniowaniem charakterystycznym ponieważ energie emitowanych fotonów są charakterystyczne dla każdego rodzaju atomu. Na podstawie analizy widma promieniowania charakterystycznego ustalić można więc na przykład skład próbki, które je wyemitowało. Jednym z etapów projektowania modelu igły fotonowej będzie badanie widma promieniowania charakterystycznego emitowanego przez urządzenie. Istnieje bowiem podejrzenie, iż może ono mieć znaczący wpływ na rozkład dawki generowanej wokół układu.

Foton promieniowania charakterystycznego może jednak nie opuścić atomu. Zamiast tego może zostać rozproszony lub też zaabsorbowany w wyniku zjawiska fotoelektrycznego przez inny elektron, który w wyniku tego zostaje wyrzucony z atomu. Jest to tzw. elektron Augera. Najczęściej wybijany jest elektron z powłoki L. Energia kinetyczna tak powstałej cząstki jest równa energii kwantu charakterystycznego pomniejszonej o energię wiązania drugiego elektronu a więc $T = E_K - 2E_L$ gdzie E_x oznacza energię wiązania na odpowiedniej orbicie. Zarówno fotony charakterystyczne jak i elektrony Augera emitowane są izotropowo w każdym kierunku. Istnieją jednak różnice jeśli chodzi o stosunek prawdopodobieństwa wyemitowania obu typów cząstek. W dozymetrii prawdopodobieństwo wyemitowania kwantu charakterystycznego oznacza się grecką literą ω i nazywa się je wydajnością fluorescencji (z ang. *fluorescence yield*). W takim ujęciu możliwość wyemitowania elektronu Augera wynosi $1 - \omega$. Jak pokazali Trehan i Singh wydajność fluorescencji wzrasta wraz z rosnącą liczbą atomową pierwiastka oraz malejącym numerem powłoki, zawierającej zapełnianą wakancję. Oznacza to, iż prawdopodobieństwo emisji fotonu charakterystycznego jest największe dla powłoki K w ciężkich materiałach natomiast dla lekkich materiałów o wiele bardziej prawdopodobne jest pojawienie się elektronu Augera. Co więcej wartość ω jest znacząco mniejsza dla powłok L i M niż dla powłoki K [7].

Warto zaznaczyć na zakończenie tego podrozdziału, iż w wyniku efektu fotoelektrycznego może dojść do kilku procesów jonizacji tego samego atomu. Elektrony Augera pozostawiają bowiem po sobie kolejne wakancje, które mogą być zapełniane przez elektron z wyższych powłok. Powstaje swego rodzaju kaskada fotonowo-elektronowa, która w efekcie może doprowadzić atom do stanu bardzo silnego zjonizowania.

1.3.5. Tworzenie par i trypletów oraz fotoefekt jądrowy.

Dla fotonów o wysokiej energii możliwe jest zajście procesów tworzenia par (lub trypletów) oraz fotoefektu jądrowego. Jak już jednak wcześniej zaznaczono zakres energii, w których te procesy odgrywają decydującą rolę znacznie przekracza ten, z którym można się spotkać przy pracy z igłą fotonową dlatego też zostaną one opisane bardzo ogólnie.

Zgodnie ze znanym równaniem Einsteina masa równoważna jest energii. Oznacza to, iż możliwy jest proces zmiany fotonu promieniowania elektromagnetycznego w parę elektron-pozyton (powstanie pozytonu oprócz elektronu jest wymagane przez zasadę zachowania liczby leptonowej). Proces ten wymaga obecności jądra atomowego ze względu

na zasadę zachowania pędu. Energia fotonu zostaje zużyta na wytworzenie pary cząstka-antycząstka oraz nadanie obu energii kinetycznej, której sumaryczna wartość wynosi $E_K = hv - 2m_0c^2$ jest więc równa energii fotonu pomniejszonej o energię równoważną masie spoczynkowej powstałej pary czyli 1.022 MeV. Elektron i pozyton emitowane są głównie w kierunku lotu fotonu pierwotnego i dzielą się energią kinetyczną niemal po równo. Jak więc widać próg energetyczny, poniżej którego proces tworzenia par nie może zachodzić jest wartość 1.022 MeV a więc podwojona energia spoczynkowa elektronu. W pewnych przypadkach do zjawiska zamiany energii fotonu w cząstki materialne może dojść w polu elektrycznym pojedynczego elektronu. W takim wypadku nie można już pominąć przekazu pędu do obiektu będącego źródłem pola elektrycznego (co było możliwe w przypadku jądra atomowego ze względu na jego masę). Istnieje duże prawdopodobieństwo, że elektron atomowy uczestniczący w procesie zostanie wybity z orbity. W efekcie po absorpcji fotonu pojawiają się dwa elektrony i jeden pozyton, a więc trzy cząstki. Z tego też powodu proces nazywany jest tworzeniem trypletów. Proóg energetyczny wynosi jednak w tym przypadku 2.044 MeV ze względu na konieczność uwzględnienia energii unoszonej przez dodatkowy elektron. Warto zaznaczyć w tym miejscu, że powyżej progów energetycznych przekroje czynne są proporcjonalne do liczby atomowej Z przy tworzeniu trypletów oraz do jej kwadratu Z^2 w przypadku tworzenia par.

Jeśli energia fotonu osiąga dostatecznie dużą wartość może dojść do wybicia jednego lub kilku nukleonów z jądra czyli do tzw. fotoefektu jądrowego. Przekrój czynny na ten efekt zależy zarówno od energii fotonu padającego, liczby atomowej Z jak i od liczby masywnej A . Foton wybijający nukleon może doprowadzić do niestabilności jądra atomowego a w konsekwencji do jego rozpadu na mniejsze fragmenty. Takiej deekstacji jądra towarzyszyć może wyemitowanie wtórnych fotonów, które następnie podlegają będą jednemu z opisanych powyżej procesów. Podobnie jak tworzenie par i trypletów fotoefekt jądrowy posiada próg energetyczny, poniżej którego nie może on zachodzić. Progiem tym jest naturalnie energia wiązania pojedynczego nukleonu charakterystyczna dla każdego pierwiastka, a mówiąc ściślej nawet dla każdego izotopu. Drobne zmiany w składzie nukleonowym jądra mogą bowiem prowadzić do różnych energii wiązania. Stąd właśnie zależność przekroju czynnego na fotoefekt jądrowy od liczby A . W zależności od izotopu wartość progów energetycznych waha się od 5 MeV do 40 MeV.

1.3.6. Współczynnik osłabienia, współczynniki transmisji i absorpcji energii.

Powyzsze opisy rozpatrywane były w kategoriach pojedynczych fotonów. W dozymetrii klinicznej przydatne jest jednak wprowadzenie wielkości pozwalających na opisanie wiązki fotonów jako całości. Trudne jest bowiem rozpatrywanie pojedynczych kwantów w wiązках, których intensywność przekracza nieraz 10^9 fotonów/s.

Niech dany będzie absorbent o grubości d wykonany z materiału o gęstości ρ i średniej liczbie masywnej A oraz padająca na niego wiązka fotonów o intensywności Φ_0 . Każdy z fotonów wiązki ma takie same szanse na bycie pochłoniętym wewnątrz absorbentu. Liczbę fotonów $d\Phi$, które zostały pochłonięte przez warstwę absorbentu o infinitezymalnej grubości dt wyznaczyć można ze wzoru:

$$d\Phi = -\mu\Phi dt \quad . \quad (1.18)$$

1.3.ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁEM.

1.3.6. Współczynnik osłabienia, współczynniki transmisji i absorpcji energii.

Znak minus przed wyrażeniem po lewej stronie równości podkreśla, że mowa jest o usuwaniu fotonów z wiązki. Rozdzielenie zmiennych oraz przeprowadzenie całkowania po grubości absorbentu w granicach od 0 do d prowadzi do otrzymania wzoru na liczbę fotonów, które przeszły bez oddziaływania przez cały absorbent:

$$\Phi(d) = \Phi_0 e^{-\mu d} \quad (1.19)$$

Występujący we wzorze współczynnik μ nazywany jest liniowym współczynnikiem osłabienia. Często określa się go jako prawdopodobieństwo interakcji fotonu z materiałem ośrodka przypadające na jednostkową drogę. W takim ujęciu można go wyrazić poprzez całkowity przekrój czynny przy pomocy zależności:

$$\mu = \frac{N_A}{A} \rho \sigma_{tot} \quad (1.20)$$

gdzie N_A to liczba Avogadro równa $6.022 \cdot 10^{23}$ atomów/mol [3], A to liczba masowa materiału absorbentu natomiast ρ to jego gęstość. Często wykorzystywaną wielkością jest również masowy współczynnik osłabienia, który otrzymuje się poprzez podzielenie współczynnika osłabienia przez gęstość ośrodka i oznacza się go jako μ/ρ . Wzory powyższe prawdziwe są jednak jedynie dla absorbentów zbudowanych z czystych pierwiastków. W przypadku mieszanin takich jak woda, które są o wiele bardziej interesujące z punktu widzenia dozymetrii wzór powyższy należy zmodyfikować uwzględniając skład pierwiastkowy badanej substancji. Masowy współczynnik osłabienia wyraża się w takim przypadku wzorem:

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i w_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i \quad (1.21)$$

gdzie w_i to ułamek całkowitej masy mieszaniny jaką stanowi i -ty pierwiastek. Warto również zaznaczyć w tym miejscu, iż ze współczynnikiem osłabienia wiąże się pojęcie średniej drogi swobodnej fotonów określanej jako typowy dystans jaki przebywa kwant promieniowania pomiędzy oddziaływaniami. Średnia droga swobodna równa jest odwrotności współczynnika osłabienia.

Pojęciami blisko związanymi z masowym współczynnikiem osłabienia są masowe współczynniki transmisji i absorpcji energii. Są to wielkości niezwykle istotne z punktu widzenia dozymetrii ponieważ to właśnie przy ich pomocy określić można jak duża część energii fotonu pierwotnego została faktycznie zdeponowana w danej objętości i przyczyniła się do wzrostu dawki. Masowy współczynnik transmisji energii wyraża się wzorem:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \sum_i f_i \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i \quad (1.22)$$

gdzie współczynniki f_i określają wielkość wkładu i -tego rodzaju oddziaływania do współ-

1.3. ODDZIAŁYWANIE FOTONÓW Z MATERIAŁEM.

1.3.6. Współczynnik osłabienia, współczynniki transmisji i absorpcji energii.

czynnika osłabienia. Szczegółowe wzory na każdy z tych współczynników podaje Seltzer [9]. Wielkość μ_{tr}/ρ określa jak duża część pierwotnej energii fotonu została przekazana elektronom. Okazuje się jednak, iż nie cała ta energia zostaje następnie zużyta przez elektrony na jonizację otoczenia. Pewna jej część g zostaje zużyta na inne procesy, takie jak na przykład promieniowanie hamowania. Wielkość energii, która faktycznie została zdeponowana w ośrodku określona może być przy pomocy masowego współczynnika absorpcji energii, który wyraża się wzorem:

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = (1 - g) \frac{\mu_{tr}}{\rho} . \quad (1.23)$$

Szczegółowe obliczenia wartości współczynników μ_{tr}/ρ oraz μ_{en}/ρ podaje Seltzer [9]. Z uzyskanych przez niego danych wynika, iż w zakresie energii fotonów emitowanych przez igłę fotonową niemal współczynnik μ_{en}/ρ jest praktycznie równy masowemu współczynnikowi osłabienia co oznacza, iż niemal cała energia pierwotnego fotonu deponowana jest w ośrodku, przez który on przechodzi.

1.3.7. Podsumowanie.

Wiedza na temat zależności materiałowych i energetycznych przekrojów czynnych na opisane powyżej zjawiska jest niezwykle istotna z punktu widzenia funkcjonowania igły fotonowej. Ideą urządzenia jest bowiem generowanie wiązki kwantów promieniowania rentgenowskiego. Zły dobór materiałów lub też parametrów działania układu sprawić może iż uzyskiwane wiązki będą miały właściwości niekorzystne z punktu widzenia pacjenta. Dla przykładu dobranie nieodpowiednich materiałów tarczy konwersji lub obudowy igły spowodować może iż nieodpowiednia ilość fotonów opuści wnętrze urządzenia. Zbyt duża ilość elektronów Augera z kolei znacząco zaniżać będzie wydajność igły ponieważ najprawdopodobniej nie byłyby one w stanie opuścić jej wnętrza a przez to nie dostarczałyby dawki do naświetlanego guza. Innym efektem takiego błędu może być uzyskanie niejednorodnego rozkładu emitowanych kwantów w przestrzeni co również jest niekorzystne. Zjawiska takie zaniżają znacząco skuteczność urządzenia w leczeniu nowotworów.

1.4. ODDZIAŁYWANIE ELEKTRONÓW Z MATERIAŁ.

1.4.1. Oddziaływanie kulombowskie.

Jak już zaznaczono wcześniej głównym elementem igły fotonowej jest akcelerator elektronów, przyspieszający je do energii kilkudziesięciu keV. Elektrony następnie uderzają w tarczę konwertującą je na promieniowanie rentgenowskie. Oczywistym jest więc zatem, że zrozumienie funkcjonowania igły wymaga poznania szczegółów oddziaływania elektronów z tarczą konwersji. Co więcej znajomości procesów, którym podlegają elektrony w czasie swojej wędrówki przez materię wymagać będą również próby wyeliminowania wad, którymi niestety wciąż obarczone są obecnie konstruowane układy, co jest głównym celem niniejszej pracy. Dodatkowym argumentem przemawiającym za koniecznością szczegółowego poznania oddziaływania elektronów z ośrodkiem materialnym jest fakt, iż dla dozymetrii klinicznej to właśnie ta wiedza jest kluczowa. Niezależnie bowiem od tego jakiego typu cząstki pierwotne emitowane były ze źródła promieniowania w ostateczności to właśnie elektrony stają się główną przyczyną wzrostu deponowanej dawki. Większość podstawowych pojęć dozymetrycznych odnosi się w jakiś sposób do wiązki elektronów.

W zakresie energii ważnych dla modelu igły fotonowej elektron może przekazywać otoczeniu energię w dwojaki sposób: poprzez oddziaływanie kulombowskie oraz promieniowanie hamowania. W wielu przypadkach dochodzi też do elastycznego rozpraszania na jądrach atomowych jednak w tym przypadku nie zachodzi transfer energii. Zjawisko to jest jednak niezwykle istotne ponieważ powoduje dekolimację wiązki elektronów co często jest efektem bardzo niepożądanym ponieważ przyczynia się do wzrostu dawki poza polem napromieniania. Rolę pierwszoplanową odgrywają jednak oddziaływania kulombowskie. Elektron przemieszczając się przez ośrodek może oddziaływać zarówno z pojedynczymi elektronami związanymi jak również z atomem jako całością. W pierwszym przypadku mowa jest o tzw. zderzeniach twardych (z ang. *hard collisions*). Dochodzi do nich kiedy parametr zderzenia, definiowany jako najmniejsza odległość na jaką do atomu zbliża się elektron i oznaczany literą b , jest mniejszy lub najwyżej równy promieniowi atomu. W takich przypadkach elektron pierwotny w wyniku elektrostatycznego oddziaływania przekazuje całość lub część swojej energii jednemu z elektronów atomowych. Jeśli przekaz energii jest dostatecznie duży może dojść do zjonizowania atomu i pojawienia się elektronu wtórnego zwanego elektronem delta, który sam następnie może dokonywać jonizacji ośrodka. Jeśli elektron delta pochodzi z głębokich powłok atomowych to jego wybicia może doprowadzić do pojawienia się promieniowania charakterystycznego lub elektronów Augera w wyniku opisanych w poprzednim rozdziale procesów. Tego typu zderzenia są jednak relatywnie rzadkie ze względu na bardzo małe rozmiary atomów. Towarzyszą im jednak znacznej wielkości przekazy energii. Znacznie częstsze są zderzenia gdzie parametr b jest duży. Mowa jest w tym momencie o zderzeniu miękkim (z ang. *soft collision*). W takich przypadkach elektron pierwotny oddziałuje z chmurą elektronową atomu zaburzając rozkład jej ładunku. Transfer energii w tym przypadku jest bardzo niewielki. Tego rodzaju interakcje są jednak bardzo często co sprawia, że sumaryczny wkład do zdeponowanej energii od zderzeń miękkich i twardych jest porównywalny. Więcej na temat oddziaływania elektronów z materią można znaleźć w pracach Evansa i Bohra [10][11].

W ujęciu mechaniki klasycznej przekrój czynny na przekaz energii pomiędzy elektronem a cząstką naładowaną (w szczególności może nią być inny elektron) wyraża się

1.4. ODDZIAŁYWANIE ELEKTRONÓW Z MATERIAŁ.

1.4.1. Oddziaływanie kulombowskie.

wzorem wyprowadzonym przez Bohra:

$$\frac{d\sigma}{dQ} = \frac{2\pi k^2 z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{1}{Q^2}, \quad (1.24)$$

gdzie Q to wielkość przekazu energii, e to ładunek elektronu równy $1.602 \cdot 10^{-19}$ C, m_e to jego masa, k to stała Kulomba wynosząca $8,9875 \cdot 10^9$ Nm²C⁻² [3], z to ładunek cząstki pierwotnej w jednostkach ładunku elementarnego natomiast v to jej prędkość. Wynik ten prowadzi jednak do znacznych rozbieżności w zakresie małych przekazów energii. Pełny kwantowo-relatywistyczny wzór wyprowadzony został przez Møllera i przedstawia się następująco [12]:

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{2\pi k^2 e^4}{T m_e v^2} \left(\frac{1}{\epsilon^2} - \frac{1}{(1-\epsilon)^2} + \left(\frac{\tau}{\tau+1} \right)^2 - \frac{2\tau+1}{(\tau+1)^2} \cdot \frac{1}{\epsilon(1-\epsilon)} \right) \quad (1.25)$$

gdzie T to energia kinetyczna elektronu, τ to energia kinetyczna elektronu wyrażona w jednostkach masy spoczynkowej elektronu ($\tau = T/m_e c^2$) natomiast ϵ to przekaz energii wyrażony poprzez energię kinetyczną elektronu ($\epsilon = Q/T$).

1.4.2. Współczynnik *collision mass stopping power*.

Niewielkie straty energii jakim podlega elektron w trakcie swojego lotu przez materię prowadzą w sposób oczywisty do pojęcia masowego kolizyjnego współczynnika zatrzymania (z ang. *mass collision stopping power*). W literaturze polskiej najczęściej jednak używa się przede wszystkim angielskiej nazwy tej wielkości. Współczynnik ten zdefiniowany jest jako strata energii jakiej doznaje elektron na jednostkowej drodze w trakcie lotu przez ośrodek materialny w wyniku zderzeń z elektronami i jądrami atomowymi. Oznacza on jest on zazwyczaj jako S_{col}/ρ i wyraża się go wzorem:

$$\frac{S_{col}}{\rho} = \frac{1}{\rho} N_A \left\langle \frac{Z}{A} \right\rangle \int_{Q_{min}}^{Q_{max}} Q \frac{d\sigma}{dQ} dQ, \quad (1.26)$$

gdzie ρ to gęstość ośrodka, N_A to liczba Avogadro, Z i A to odpowiednio liczba atomowa i masowa ośrodka natomiast Q_{min} oraz Q_{max} to odpowiednio minimalny i maksymalny możliwy przekaz energii w trakcie jednego zderzenia. Pod znakiem całki znajduje się przekrój czynny na oddziaływanie kulombowskie względem przekazu energii Q , który otrzymać można ze wzoru 1.24. Bardzo często dla ułatwienia rachunków powyższy wzór przekształca się tak aby całkowanie odbywało się względem parametru zderzenia b . W takim przypadku maksymalna wartość przekazu energii odpowiada zderzeniu centralnemu z parametrem $b = 0$. W przypadku zderzenia dwóch elektronów równa jest ona połowie energii kinetycznej padającego elektronu. O wiele większe trudności nastęrcza wyznaczenie wartości Q_{max} ponieważ oddziaływanie kulombowskie ma nieograniczony zasięg w związku z czym całkowanie musiałoby się odbywać aż do parametru $b = \infty$ co dawałoby nieskończone wartości współczynnika S_{col}/ρ . Z problemem tym uporał się Bohr, który wykazał, iż

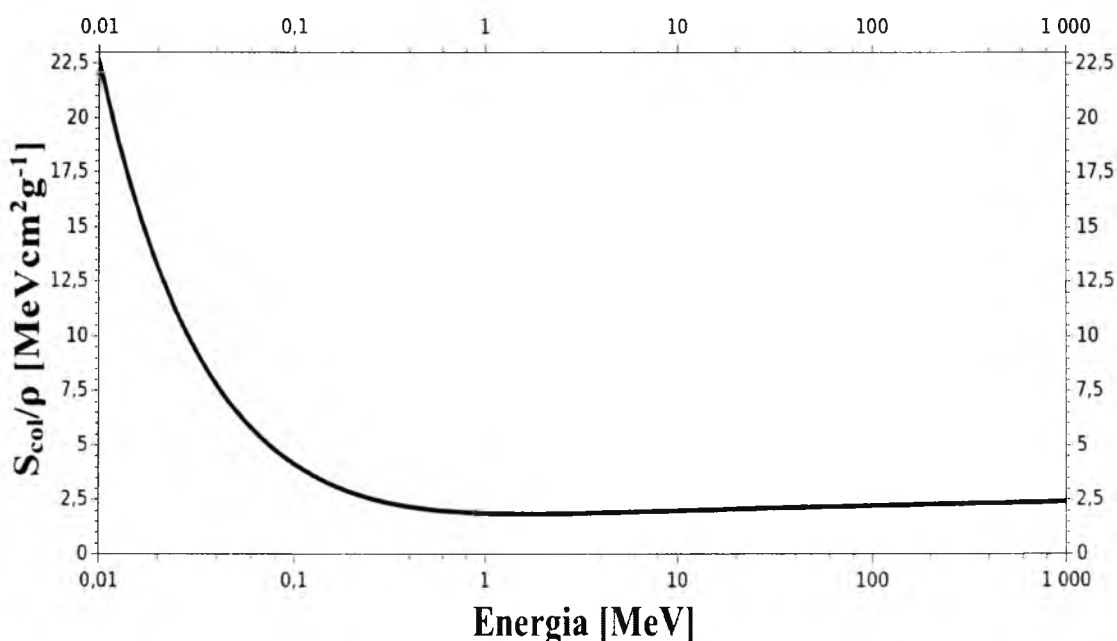
1.4.ODDZIAŁYWANIE ELEKTRONÓW Z MATERIAŁ.

1.4.2. Współczynnik *collision mass stopping power*.

parametr b ma swoją maksymalną wartość [13]. Pełny kwantowo-relatywistyczny wzór na straty energii elektronu na jednostkę drogi zamieszczony w ICRU report 37 przyjmuje postać [14]:

$$\frac{S_{col}}{\rho} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2 N_A \langle \frac{Z}{A} \rangle}{\beta^2} \left(\ln \left[\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} \right] + 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2/8 - \ln 2 \cdot (2\tau+1)}{(\tau+1)^2} - \delta \right), \quad (1.27)$$

gdzie β to prędkość elektronu wyrażona w jednostkach prędkości światła $\beta = v/c$, δ to parametr określający poprawkę na tzw. efekt polaryzacyjny (z ang. *density* lub *polarisation effect*) natomiast I to średni potencjał jonizacji atomu lub molekuly ośrodka. Przebieg krzywej przedstawiającej współczynnik *mass collision stopping power* dla wody pokazuje rysunek 8 [15]:



Rysunek 8: Współczynnik mass collision stopping power S_{col}/ρ dla wody.

Na wykresie widoczny jest bardzo gwałtowny spadek wartości współczynnika S_{col}/ρ wraz ze wzrostem energii elektronu. Dla niskich energii, mniej więcej do wartości 300 keV, współczynnik ten jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalny do kwadratu prędkości elektronu. Oznacza, że im większa jest prędkość elektronu tym mniejsza jest strata energii przypadająca na jednostkę drogi. Spowodowane jest to faktem, iż szybsza cząstka ma mniej czasu na oddziaływanie z otoczeniem przez co przekazuje mu znacznie mniej swojej energii. Dla energii rzędu MeV współczynnik S_{col}/ρ zmienia bardzo nieznacznie jednak mimo to dość wyraźnie widoczne jest zjawisko tzw. wzrostu relatywistycznego. Zostanie ono opisane bardziej szczegółowo w dalszej części pracy.

Średni potencjał jonizacji I zdefiniowany jest następującym wzorem:

1.4.ODDZIAŁYWANIE ELEKTRONÓW Z MATERIAŁ.

1.4.2.Współczynnik collision mass stopping power.

$$Z \ln I = \sum_i f_i \ln E_i, \quad (1.28)$$

gdzie współczynniki wagowe f_i to pewne stałe sprzężenia określające siłę przejścia pomiędzy poziomami energetycznymi o różnicy energii E_i (w szczególności odnoszą się one również do jonizacji atomu) [14]. Wartości I mogą zostać wyznaczone teoretycznie jedynie w przypadku najprostszych atomów ze względu na pojawiające się liczne poprawki w atomach i molekułach o większej liczbie elektronów. Obecnie proponowane wartości wyznaczone są doświadczalnie i można je znaleźć w ICRU Report 37 [14]. Dostępna jest również baza National Institute of Standard and Technology (NIST), z której danych korzysta stworzone w ośrodku CERN oprogramowanie GEANT4 [15], na bazie którego zbudowany będzie program symulacyjny wykorzystywany w niniejszej pracy do stworzenia wirtualnego modelu igły fotonowej. Wartości średniego potencjału jonizacji oraz gęstości dla materiałów o szczególnym znaczeniu z punktu widzenia dozymetrii zawarte są w tabeli 1 [14] [16]:

Materiał	Gęstość [g/cm ³]	I [eV]	Materiał	Gęstość [g/cm ³]	I [eV]
Adenina	1,35	71,4	Tkanka kostna luźna	1,85	106,4
Alanina	1,42	71,9	Tkanka kostna zbita	1,85	91,9
Beryl	1,848	63,7	Tkanka miękka	1,0	74,9
Beton	2,3	135,2	Tkanka mięśniowa szkieletowa	1,04	75,3
BGO	7,13	534,1	Tkanka mózgowa	1,03	73,3
Fluorek cezu	1,03	76,7	Tkanka płuc	1,05	75,3
Grafit	1,7	78	Tkanka skórna	1,1	72,7
Guanina	1,58	75,0	Tkanka tłuszczowa	0,92	63,2
Krew	1,06	75,2	Tlen	0,001331	95
Mocz	1,323	72,8	Tlenek aluminium	3,97	145,2
Molibden	10,22	424	Tlenek ołowiu	9,53	766,7
Ołów	11,35	823	Tlenek żelaza	5,2	227,3
Para wodna	0,00075	71,6	Walina	1,23	67,7
Parafina	0,93	55,9	Węglan wapnia	2,8	136,4
Pirydyna	0,9819	66,2	Woda	1,0	75,0
Powietrze	0,001204	85,7	Wolfram	19,3	727
Soczewki oczu	1,1	73,3	Żelazo	7,874	286

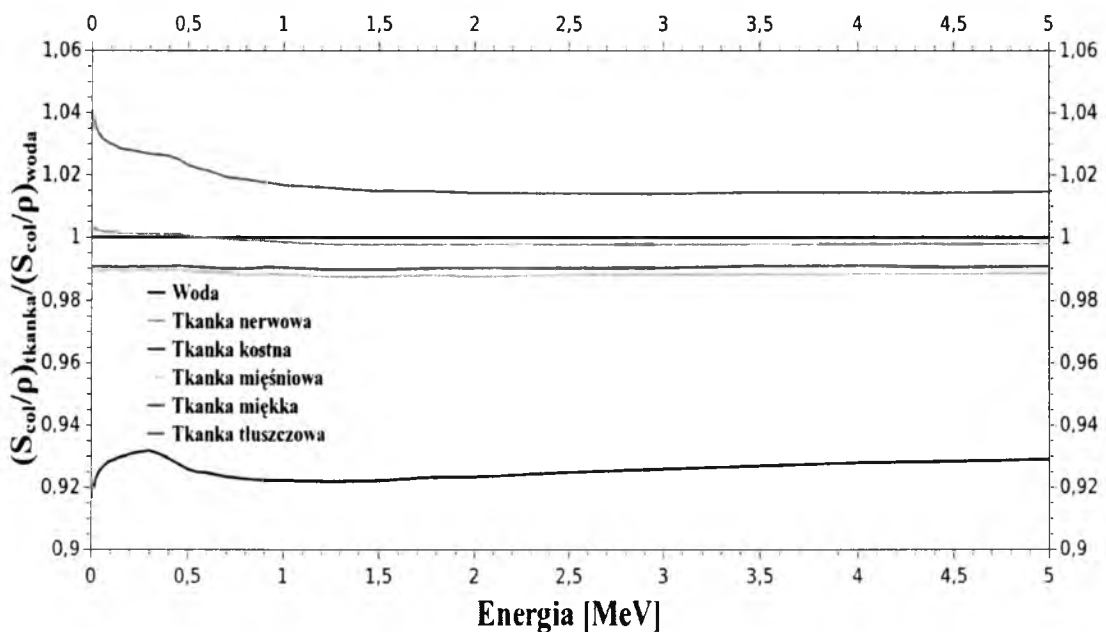
Tabela 1: Gęstość oraz średni potencjał jonizacji niektórych materiałów.

Jak widać z powyższych danych woda oraz niemal wszystkie tkanki organizmu posiadają średni potencjał jonizacji na poziomie między 70 eV a 75 eV. ICRU Report 37 oraz 49 stwierdzają ponadto, iż średni stosunek liczby atomowej do liczba masowej oraz gęstość dla poszczególnych tkanek ludzkich i wody różnią się bardzo niewiele (różnice są rzędu 5%) [14][17]. Gęstość ściśle wiąże się z wielkością poprawki δ na efekt polaryzacyjny a jako, że te trzy wielkości są jedynymi materiałowymi wielkościami mającymi wpływ na współczynnik S_{col}/ρ można więc przypuszczać, iż dla wody i tkanek ludzkich współczynnik ten będzie miał podobne wartości. Rysunek 9 [15] przedstawia stosunek wartości współczynnika S_{col}/ρ dla poszczególnych tkanek w odniesieniu do jego wartości dla wody. Wyjąt-

1.4. ODDZIAŁYWANIE ELEKTRONÓW Z MATERIAŁEM.

1.4.2. Współczynnik collision mass stopping power.

kiem od powyższego stwierdzenia jak widać są jedynie tkanka tłuszczowa ze względu na dużą zawartość wodoru w kwasach tłuszczowych oraz tkanka kostna, zawierająca znaczne ilości wapnia. Wyraźna jest też większa zmienność stosunku $(S_{col/\rho})_{tkanka}/(S_{col/\rho})_{woda}$ dla tych tkanek dla elektronów o energii rzędu kilkudziesięciu keV co może okazać się istotne dla projektowanego modelu igły fotonowej. Zbieżność współczynników *mass collision stopping power* dla poszczególnych tkanek i wody jest niezwykle wygodna ponieważ jak to zostanie podkreślone w następnym rozdziale stosunek $(S_{col/\rho})_{tkanka}/(S_{col/\rho})_{woda}$ jest jednym z ważniejszych parametrów w dozymetrii. Okazuje się bowiem, że w bardzo łatwy sposób pozwala on na przeskalowanie dawek mierzonych w fantomach wodnych na dawki, które mierzone byłyby w tych samych warunkach wewnątrz ciała człowieka. Jest to jedna ze standardowych procedur niezwykle pomocna w testach jakości urządzeń do radioterapii przeprowadzanych w pracowniach dozymetrycznych i w trakcie układania planu napromieniania pacjentów onkologicznych.



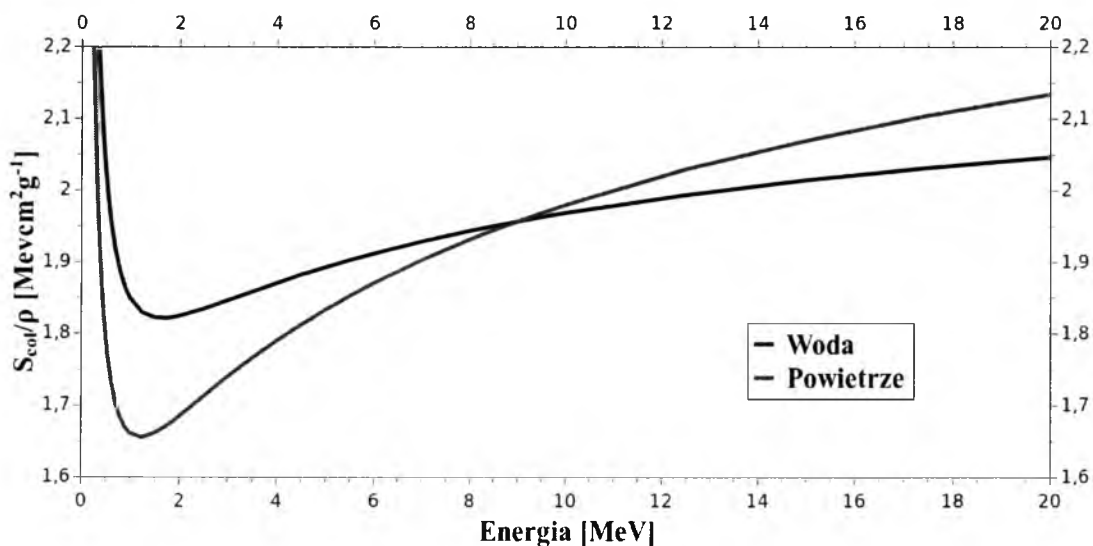
Rysunek 9: Stosunek współczynnika $S_{col/\rho}$ dla wybranych tkanek ludzkiego organizmu w odniesieniu do jego wartości dla wody.

Rysunek 8 uwidacznia pewien niezwykle interesujący efekt a mianowicie wzrost wartości współczynnika $S_{co/\rho}$ w obszarze energii powyżej ok 0.5 MeV. Jest to tzw. wzrost relatywistyczny (z ang. *relativistic rise*). Wyjaśnienie tego efektu wymaga odwołania się do teorii względności Einsteina. Okazuje się bowiem, iż przy takich energiach elektrony poruszają się na tyle szybko, by ich pole elektryczne zostało zaburzone przez efekty relatywistyczne. W kierunku ruchu cząstki pole to zostaje osłabione o czynnik Lorentza γ , natomiast w kierunku prostopadłym zostaje ono wzmocnione o ten sam czynnik. W efekcie elektron z wiązki pierwotnej może oddziaływać z elektronami ośrodka znajdującymi się w większej odległości od toru jego lotu. Jest to równoważne zwiększeniu się maksymalnej wartości parametru zderzenia b a to przekłada się z kolei na większą wartość maksymalnej

1.4. ODDZIAŁYWANIE ELEKTRONÓW Z MATERIAŁĄ.

1.4.2. Współczynnik collision mass stopping power.

go transferu energii Q_{max} i w efekcie współczynnika S_{col}/ρ . Efekt wzrostu relatywistycznego jest tym wyraźniejszy im mniejsza jest gęstość ośrodka, przez który przechodzą elektrony. W ośrodkach o dużej gęstości większe znaczenie ma bowiem tzw. efekt polaryzacyjny (z ang. *polarisation* lub *density effect*). Teoretyczny opis tego zjawiska podał jako pierwszy Fermi a rozwinął ją dalej Sternheimer [18][19]. Zgodnie z ich modelem elektron przechodzący w pobliżu atomu w wyniku oddziaływania z chmurą elektronową powoduje jego chwilową polaryzację i pojawienie się tymczasowych dipoli elektrycznych. Dipole te ekranują pole cząstki pierwotnej przez co elektrony położone dalej od jej toru będą z nią słabiej oddziaływać. Przekłada się to następnie na spadek wartości współczynnika S_{col}/ρ . W ośrodkach o dużej gęstości elektrony pierwotne wytwarzać mogą na swojej drodze więcej dipoli przez co ich pole jest ekranowane silniej a efekt polaryzacyjny bardziej widoczny. Wpływ opisanych powyżej efektów widoczny jest na rysunku 10 [15] przedstawiającym zależność współczynnika S_{col}/ρ od energii dla wody i powietrza. Zarówno w przypadku wody jak



Rysunek 10: Wpływ efektu polaryzacyjnego i wzrostu relatywistycznego na współczynniki S_{col}/ρ dla wody i powietrza.

i powietrza wzrost relatywistyczny przewyższa wpływ efektu polaryzacyjnego. Widać jednak wyraźnie, że dla wody jako ośrodka gęstszego wartość współczynnika S_{col}/ρ rośnie wolniej wraz z energią niż dla powietrza, gdzie efekt polaryzacyjny można niemal całkowicie zaniedbać. Widać zatem, że stosunek wartości tego parametru dla wody do wartości dla powietrza silnie zależy będzie od energii elektronów co nie jest bez znaczenia ponieważ jak zostanie to podkreślone w rozdziale 2 poświęconym dozymetrii stosunek ten wpływać będzie na wyniki pomiarów dawki wykonanych komorami jonizacyjnymi. Znajomość opisanych powyżej efektów jest zatem kluczowa dla wykonania prawidłowej kalibracji komory co w kolejności przekłada się na poprawność otrzymywanych przy jej użyciu wyników. Z punktu widzenia niniejszej pracy prawidłowe funkcjonowanie komory jonizacyjnej jest niezwykle istotne ponieważ jednym z etapów prac będzie porównywanie rozkładów dawek generowanych przez rzeczywistą igłą fotonową z wynikami uzyskanymi na modelu wirtualnym. Nieprawidłowa kalibracja komory może zatem doprowadzić do skonstruowania modelu niespełniającego oczekiwań.

1.4. ODDZIAŁYWANIE ELEKTRONÓW Z MATERIAŁ.

1.4.2. Współczynnik collision mass stopping power.

1.4.3. Współczynniki *radiative mass stopping power* i *total mass stopping power*.

Drugim co do ważności mechanizmem, w ramach którego elektrony mogą tracić energię jest promieniowanie hamowania (z niem. *bremstrahlung*). Ten rodzaj promieniowania emitowany jest przez każdą cząstkę naładowaną podlegającą przyspieszeniu. W przypadku elektronu przemieszczającego się przez ośrodek materialny przyspieszenie to jest efektem oddziaływania jego pola elektrycznego z polem elektrycznym jądra atomowego lub też otaczającej je chmury elektronowej. Jego wartość jest proporcjonalna do ładunku jądra (chmury elektronowej) podzielonego przez masę elektronu Z/m_e . Z elektrodynamiki klasycznej wynika z kolei, iż natężenie promieniowania hamowania jest wprost proporcjonalne do kwadratu przyspieszenia cząstki naładowanej a więc do $(Z/m_e)^2$. W przypadku cząstek cięższych od elektronu w powyższej zależności zamiast masy elektronu występuje masa danej cząstki skąd od razu wynika, iż udział promieniowania hamowania w stratach energii można praktycznie całkowicie zaniedbać dla cząstek cięższych od elektronu. Kierunek emisji kwantów promieniowania hamowania zależy ściśle od energii poruszającej się cząstki, która jest ich źródłem. Dla wysokich energii fotony emitowane są głównie do przodu a średni kąt pomiędzy kierunkiem ich lotu a kierunkiem poruszania się cząstki wynosi w przybliżeniu mc^2/E gdzie E to energia cząstki. Ta zależność prawdziwa jest jednak w przypadku wiązek o energiach rzędu MeV. Dla energii z zakresu keV, charakterystycznych dla igły fotonowej, kwanty promieniowania hamowania emitowane są mniej więcej izotropowo.

Przekrój czynny na emisję promieniowania hamowania w przybliżeniu określony może być wzorem:

$$\frac{d\sigma_{rad}}{dh\nu} \propto \frac{1}{h\nu}, \quad (1.29)$$

gdzie h to stała Plancka równa $6.626 \cdot 10^{-34}$ J·s a ν to częstość fotonu. Widać zatem, iż bardziej prawdopodobne jest wyemitowanie fotonów o małych energiach, a więc posiadających małą średnią drogę swobodną. Fotony takie zazwyczaj deponują swoją energię stosunkowo blisko miejsca powstania i przyczyniają się do wzrostu dawki lokalnej. Podobnie jak w przypadku oddziaływań kulombowskich również i w tym przypadku wprowadzić można współczynnik określający jak dużo energii traci elektron na jednostkę drogi na emisję kwantów promieniowania hamowania. Jest to tzw. radiacyjny masowy współczynnik zatrzymania (z ang. *mass radiative stopping power*) i oznaczany jest jako S_{rad}/ρ . Wyraża się on wzorem:

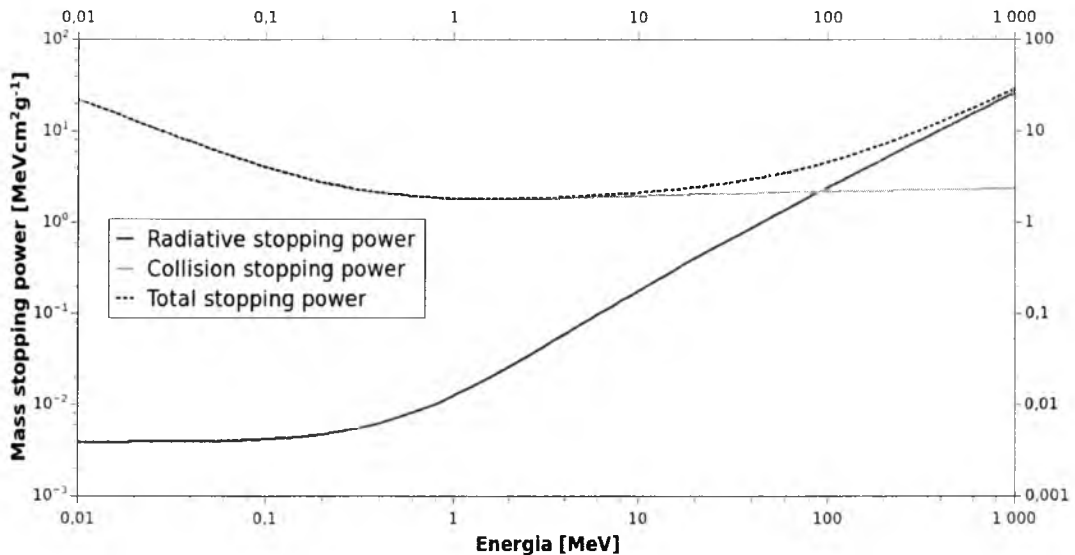
$$\frac{S_{rad}}{\rho} = \frac{4r_e^2 \alpha}{\beta^2} N_A \frac{Z(Z+A)}{M_A} (\tau+1) m_e c^2 \ln(183Z^{-1/3} + 1/18), \quad (1.30)$$

gdzie α to stała struktury subtelnej równa w przybliżeniu $1/137$ [3]. Wzór ten wskazuje na liniową zależność tego współczynnika od energii kinetycznej elektronu oraz od kwadratu liczby atomowej Z ośrodka. Oznacza to, iż wraz ze wzrostem tych wartości współczynnik S_{rad}/ρ rośnie w przeciwieństwie do S_{col}/ρ , który zmniejsza swoją wartość wraz ze wzrostem tych wielkości. Dla energii rzędu kilkunastu MeV może nawet dojść do sytuacji gdzie istnieje większe prawdopodobieństwo wyemitowania kwantu promieniowania hamowania niż oddziaływania kulombowskiego. W zakresie energii do kilkudziesięciu keV, a więc naj-

1.4. ODDZIAŁYWANIE ELEKTRONÓW Z MATERIAŁEM.

1.4.3. Współczynniki *radiative mass stopping power* i *total mass stopping power*.

ważniejszego z punktu widzenia niniejszej pracy, wpływ zjawiska *bremstrahlung* na ogólne straty energii elektronów jest niemal całkowicie zaniedbywalny (współczynnik S_{rad}/ρ jest rzędu $5 \cdot 10^{-3} \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$). Sprawia to, iż dla małych energii całkowity masowy współczynnik zatrzymania (z ang. *mass total stopping power*) oznaczany jako S_{tot}/ρ i zdefiniowany jako suma współczynników radiacyjnego i kolizyjnego jest niemal równy co do wartości współczynnikowi kolizyjnemu S_{col}/ρ . Rysunek 11 przedstawia wzajemne zależności współczynników S_{col}/ρ , S_{rad}/ρ oraz S_{tot}/ρ [15].



Rysunek 11: Wzajemne relacje współczynników S_{col}/ρ , S_{rad}/ρ oraz S_{tot}/ρ .

Wielkością blisko związaną ze współczynnikiem S_{rad}/ρ jest wydajność promieniowania. Zdefiniowana jest ona jako część całkowitej energii elektronu, która przekształcona została na energię kwantów promieniowania hamowania. Na podstawie wydajności promieniowania obliczana jest wielkość g występująca we wzorze 1.23. Określona ona jest wzorem:

$$Y(E_0) = \frac{1}{E_0} \int_0^{E_0} \frac{S_{rad}(E)}{S_{col}(E) + S_{rad}(E)} dE, \quad (1.31)$$

gdzie E_0 to całkowita energia elektronu.

1.4.4. Rozpraszanie elastyczne na jądrach atomowych.

Jak już zaznaczono wyżej elektron pierwotny może oddziaływać nie tylko z polem elektrycznym elektronów atomowych ale również z polem samego jądra. W takich przypadkach zazwyczaj dochodzi do znacznej zmiany kierunku lotu cząstki. Transfer energii przy tym jest znikomo mały i rozpraszanie jest przeważnie traktowane jako elastyczne elastyczne. W ogólności przekrój czynny na elastyczne rozpraszanie elektronów na jądrach atomowych opisywany jest relacją Rutheforda:

1.4. ODDZIAŁYWANIE ELEKTRONÓW Z MATERIAŁĄ.

1.4.4. Rozpraszanie elastyczne na jądrach atomowych.

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{\pi e^4 Z^2 (1-\beta^2)}{2m_e^2 v^4} \frac{\sin(\theta)}{\sin^4(\theta/2)} \quad (1.32)$$

Dokładniejsze relacje uwzględniające efekty ekranowania ładunku jądra przez chmurę elektronową oraz spin elektronu podali Mott oraz Berger i Wang [20]. Prawdopodobieństwo znalezienia elektronu pomiędzy kątami θ i $\theta+d\theta$ po rozproszeniu określa wzór wyprowadzony przez Rossiego [21]. Wzór jest wyprowadzony został w oparciu o uproszczoną teorię rozpraszania wielokrotnego (z ang. *multiple scattering*):

$$P(\theta)d\theta = \frac{2}{sT} e^{\frac{-\theta^2}{sT}} d\theta \quad (1.33)$$

gdzie s to grubość materiału, przez który przechodzą elektrony natomiast T to tzw. współczynnik zdolności rozpraszania (z ang. *mass scattering power*). Teorie wykorzystujące podejście holistyczne do rozpraszania elektronów są niezwykle istotne ponieważ nawet w małej objętości absorbenta może dochodzić do setek a nawet tysięcy procesów rozpraszania, zwłaszcza dla elektronów o stosunkowo niskich energiach. Mimo, iż przekazy energii w pojedynczych aktach oddziaływania są znikomo małe to sumaryczna strata energii w wyniku zajścia tysięcy takich zjawisk może mieć już znaczącą wartość, zwłaszcza dla elektronów i niewielkich energiach rzędu kilku keV. Większość modeli oprogramowania GEANT4 symulujących oddziaływanie elektronów z materiałem wykorzystuje teorie rozpraszania wielokrotnego w celu przyspieszenia obliczeń. Wymieniony powyżej współczynnik T (lub T/ρ) definiowany jest analogicznie jak współczynniki S_{col}/ρ oraz S_{rad}/ρ jako zdolność ośrodka do rozproszenia elektronu na jednostkowej drodze. Zdefiniowany jest on wzorem:

$$\frac{T}{\rho} = 16\pi N_0 \frac{Z^2}{A} r_0^2 \left(\frac{mc^2}{pc\beta} \right)^2 \ln(196(Z/A)^{1/6} Z^{-1/3}) \quad (1.34)$$

gdzie p to pęd elektronu. Analiza powyższego wzoru wskazuje, iż współczynnik ten zależy silnie wprost proporcjonalnie od liczby atomowej absorbentu oraz odwrotnie proporcjonalnie od energii elektronu. Oznacza to, że dla elektronów niskoenergetycznych istnieje dużo większe prawdopodobieństwo ich rozproszenia. Możliwe, iż efekt ten trzeba będzie uwzględnić w projektowany modelu igły fotonowej. Wartości współczynnika T/ρ zostały tabelaryzowane w ICRU Report 37 [14].

1.4.5. Losowość procesów oddziaływania elektronów z materiałem.

Podobnie jak w przypadku fotonów wszelkie oddziaływania elektronów z materiałem są procesami losowymi zależnymi od wielu parametrów. W przeciwieństwie jednak do fotonów elektrony mają określony zasięg średni. Jest to spowodowane faktem, iż wszelkie straty energii są zjawiskami quasi-ciągłymi co oznacza, że istnieją minimalne transfery energii jakim mogą podlegać elektrony. W efekcie elektron tracąc stopniowo energię coraz bardziej spowalnia, aż do jego zatrzymania. Losowość oddziaływań sprawia, iż zasadne jest wyznaczenie średniego zasięgu elektronu w ośrodku materialnym, rozumianego jako średnia długość na jakiej elektron zostaje całkowicie zatrzymany w tym ośrodku. Podejście

1.4. ODDZIAŁYWANIE ELEKTRONÓW Z MATERIAŁEM.

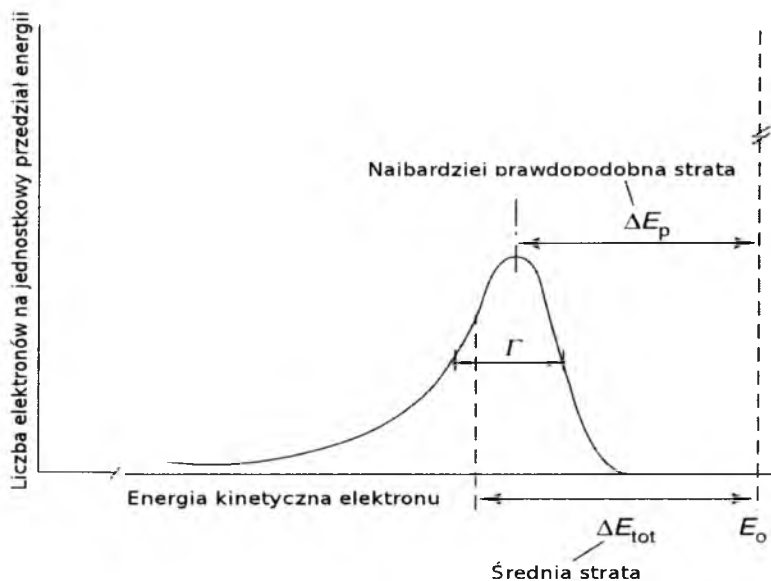
1.4.5. Losowość procesów oddziaływania elektronów z materiałem.

takie nazywane jest CSDA od angielskiego *Continuous Slowing Down Approximation* czyli przybliżenie spowalniania ciągłego. Średni zasięg r_0 elektronów wyznaczony w oparciu o teorię CSDA określony jest wzorem:

$$r_0 = \int_0^{E_0} \frac{1}{S_{col}(E) + S_{rad}(E)} dE \quad (1.35)$$

Należy jednak zaznaczyć, iż może się on różnić od tzw. typowej głębokości penetracji rozumianej jako średnia głębokość w materiale, na którą są w stanie dotrzeć elektrony o energii E_0 . Ta druga wielkość jest zazwyczaj mniejsza co spowodowane jest głównie procesami rozpraszania (zasięg CSDA liczony jest wzdłuż toru lotu elektronu niezależnie od tego pod jakim kątem do wiązki pierwotnej elektrony są rozpraszane).

Warto również zaznaczyć w tym miejscu iż samo pojęcie masowego współczynnika zatrzymania (czy to radiacyjnego czy kolizyjnego) jest pojęciem opierającym się na losowości. Tak naprawdę współczynnik S_{tot}/ρ określa średnią stratę energii na jednostkę drogi. Oznacza to, że w praktyce dwa elektrony o tej samej energii początkowej i kierunku po przebyciu takiej samej drogi wewnątrz absorbentu mogą doznać różnych strat energii. Efekt ten określany jest jako rozrzut strat energii (z ang. *energy loss straggling*). Wyśmienicie obrazuje go rysunek zamieszczony w pracy Nahuma (spolszczony na potrzeby niniejszej pracy) [22]:



Rysunek 12: Rozkład energii kinetycznych elektronów o energii początkowej E_0 po przejściu przez cienką warstwę absorbentu.

Na wykresie tym widać, że elektrony o energii początkowej E_0 przechodzące przez absorbent o grubości s nie tracą na ogół energii równej $s \cdot S_{tot}/\rho$. Tej wielkości strata jest stratą uśrednioną po wszystkich aktach transferu energii. Okazuje się, że najbardziej prawdopodobna wielkość straty energii elektronu jest zawsze wyższa niż wartość obliczona na pod-

1.4. ODDZIAŁYWANIE ELEKTRONÓW Z MATERIAŁEM.

1.4.5. Losowość procesów oddziaływania elektronów z materiałem.

stawie współczynnika S_{lov}/ρ . Długi ogon krzywej widoczny po lewej stronie wykresu sugeruje, iż największy wpływ na wielkość rozrzutu strat energii oraz na wielkość różnicy między najbardziej prawdopodobną a średnią stratą mają zdarzenia, w których elektron przekazuje otoczeniu znaczną część swojej pierwotnej energii.

1.4.6. Podsumowanie.

Jednym z najistotniejszych elementów igły fotonowej jest tarcza konwertująca padające na nie elektrony o niskiej energii na promieniowanie rentgenowskie. Wiedza na temat oddziaływania elektronów z materiałem jest zatem niezwykle istotna dla skonstruowania poprawnego modelu urządzenia spełniającego wszystkie oczekiwania. Dobranie odpowiednich parametrów materiałowych tarczy konwersji znacząco wpłynąć może na ilość emitowanych kwantów promieniowania hamowania. Te z kolei opuszczając wnętrze igły przyczyniać się będą do wzrostu dawki w naświetlanym obszarze. Dobranie niewłaściwych materiałów spowodować może wygenerowanie fotonów promieniowania hamowania o nieodpowiednim widmie energetycznym co z kolei przekładać się może na niekorzystny rozkład dawki wewnątrz guza. Co więcej dobranie nieodpowiednich parametrów geometrycznych lub parametrów działania układu skutkować może ucieczką elektronów z wnętrza urządzenia do ciała pacjenta czego należy szczególnie unikać.

2. DOZYMETRIA PROMIENIOWANIA JONIZUJĄCEGO.

2.1. WPROWADZENIE.

Jednym z najważniejszych zadań fizyka medycznego pracującego w ośrodku onkologicznym jest zapewnienie jak najlepszej jakości procesu naświetlania pacjentów. Podstawową czynnością mającą zapewnić osiągnięcie tego celu jest wyznaczenie rozkładu dawki zaabsorbowanej w ciele pacjenta w czasie sesji terapeutycznej oraz sprawdzenie jego zgodności z rozkładem wyznaczonym w trakcie planowania leczenia. Procedura ta jest niezwykle istotna ze względu na silną zależność odpowiedzi guza od ilości energii zdeponowanej przez promieniowanie w jego obrębie. Wystarczy bowiem różnica zaledwie kilku procent pomiędzy wartością zaplanowaną a rzeczywistą aby nie osiągnąć zamierzonych efektów terapeutycznych: niedopromienienie guza może skutkować jego późniejszym nawrotem natomiast dostarczenie do tkanek pacjenta dawki zbyt dużej może w efekcie spowodować pojawienie się guzów wtórnych lub wywołać znaczne uszkodzenia w obrębie zdrowych tkanek zmniejszające komfort życia pacjenta. Warto zaznaczyć w tym miejscu, iż ciąg czynności, których celem jest wyznaczenie rozkładu dawki zdeponowanej przez promieniowanie w trakcie sesji terapeutycznej w ciele pacjenta składa się z wielu kroków: począwszy od kalibracji wykorzystywanych detektorów poprzez pomiary dokonywane na wyspecjalizowanych fantomach tkankopodobnych i obliczanie skorygowanych na różne efekty fizyczne wartości dawek a na pomiarach *in vivo* kończąc. Tematyką tą zajmuje się dozymetria kliniczna. Niniejszy rozdział traktuje o podstawowych zagadnieniach związanych z tą dziedziną.

2.2. PODSTAWOWE POJĘCIA DOZYMETRYCZNE.

2.2.1. Dawka, kerma i fluencja.

Najbardziej podstawowym pojęciem dozymetrycznym jest pojęcie dawki zaabsorbowanej w wybranym obszarze. Współczesna definicja tego pojęcia zawarta jest w raportach ICRU nr 33 oraz 60 [23][24]. Stwierdza ona, iż dawka D zaabsorbowana w danym obszarze określona jest wzorem:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad , \quad (2.1)$$

gdzie dE to wartość energii zdeponowanej w obszarze zainteresowania, którego masa wynosi dm . Jednostką dawki w układzie SI jest grej [Gy] zdefiniowany jako energia jednego dżula zdeponowana w masie jednego kilograma. Do niedawna jednak popularną jednostką był *rad* (z ang. *radiation absorbed dose*) zdefiniowany jako energia o wartości 100 ergów zdeponowana w masie jednego grama. Jeden grej równy jest 100 radom.

Pojęciem bliskim dawce zaabsorbowanej jest kerma (z ang. *kinetic energy released in matter*). Zdefiniowana jest ona następującym wzorem:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad , \quad (2.2)$$

2.2.PODSTAWOWE POJĘCIA DOZYMETRYCZNE.

2.2.1.Dawka, kerma i fluencja.

gdzie dE_{tr} to suma energii kinetycznych wszystkich wtórnych cząstek naładowanych uwolnionych w danym obszarze ośrodka naświetlanego promieniowaniem niejonizującym, a więc fotonowym lub neutronowym. Jednostką kermy podobnie jak dawki jest grej. Mimo, iż definicje kermy i dawki wydają się podobne to różnica jest kluczowa. W przypadku kermy znaczenie ma jedynie miejsce powstania wtórnej cząstki naładowanej. Jeśli powstaje ona wewnątrz obszaru zainteresowania to jej początkowa energia kinetyczna automatycznie dodaje się do wartości kermy. Dalszy los cząstki nie jest istotny – może ona zarówno zostać pochłonięta w badanym obszarze jak też go opuścić. W przypadku dawki natomiast ważne jest nie miejsce powstania danej cząstki (nie musi to być nawet cząstka naładowana) ale jej los. Tylko część energii zdeponowana przez cząstkę w obrębie badanego obszaru ma znaczenie. Część, która zostaje uniesiona poza jego granice nie jest istotna. Należy sobie w tym miejscu uświadomić, iż pojęcie kermy obejmuje zarówno energię, która w ostatecznym rozrachunku zostanie przekazana otoczeniu w wyniku zderzeń z atomami wchodzącymi w jego skład (a więc tzw. część kolizyjną kermy) jak też energię, którą wtórne cząstki naładowane wyemitują w postaci promieniowania hamowania. Jeśli przez g oznaczyć część energii straconej na promieniowanie hamowania to część kolizyjna kermy K_c może zostać wyrażona wzorem:

$$K_c = K(1 - g) \quad (2.3)$$

Pojęciem pokrewnym kermie jest ekspozycja oznaczana w literaturze jako X . Jest to wielkość coraz rzadziej używana w dzisiejszych czasach dlatego też szczegółowy jej opis zostanie w niniejszej pracy pominięty. Zdefiniowana jest ona jako ilość ładunków elektrostatycznych wytworzonych w danej masie ośrodka przez promieniowanie. Podobnie jak kerma, ekspozycja odnosi się wyłącznie do promieniowania jonizującego niebezbosrednio. Jednostką ekspozycji jest rentgen. Jeden rentgen określa ilość promieniowania, która w 1 cm^3 suchego powietrza w warunkach normalnych (a więc w masie 1.293 mg powietrza) wywołuje powstanie tyłu par jonów, że suma wartości bezwzględnych ich ładunków równa jest jednej jednostce elektrostatycznej ładunku czyli $3.3356 \cdot 10^{-10} \text{ C}$. Jest on równy $2.58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}$.

Wiedząc jaka energia potrzebna jest na wytworzenie jednej pary jonów można w bardzo prosty sposób przejść od ekspozycji do kolizyjnej części kermy:

$$K_c = X \cdot \frac{W}{e} \quad (2.4)$$

gdzie X to wielkość ekspozycji natomiast stosunek W/e to ilość energii niezbędna do wytworzenia jednej pary jonów podzielona przez wartość ładunku elementarnego. Zgodnie z obecną wiedzą wielkość ta jest niezależna od energii promieniowania jonizującego i dla powietrza wynosi 33.97 J/C .

Należy w tym miejscu wyraźnie podkreślić dwa istotne fakty. Przede wszystkim dawka jest wielkością statystyczną. Wynika to z faktu, iż promieniowanie traci swoją energię w ośrodku w trakcie oddziaływań, które ze swej natury są procesami losowymi. Wartość mierzonej dawki zależy zatem będzie od wielkości obszaru zainteresowania. Jeśli jest on dostatecznie duży (większy niż średnia droga swobodna danego promieniowania) wtedy

2.2.PODSTAWOWE POJĘCIA DOZYMETRYCZNE.

2.2.1.Dawka, kerma i fluencja.

wykonanie serii kolejnych pomiarów da zbliżone wyniki ponieważ losowe przekazy energii na jednostkę drogi w ośrodku uśredniają się będą w znacznej objętości. Wraz ze zmniejszaniem się wielkości badanego obszaru do głosu dochodzą będą jednak fluktuacje statystyczne. Na małych odcinkach (znacznie mniejszych niż średnia droga swobodna) promieniowanie deponować energię o różnej wartości. Ze względu jednak na mały rozmiar obszaru różnice te nie będą się uśredniać i kolejne pomiary będą dawały za każdym razem inne wyniki. Należy o tym pamiętać dobierając detektor promieniowania odpowiednio do potrzeb danego pomiaru. Problem ten szczególnie odczuwalny jest w przypadku tzw. mikrodozymetrii a więc dozymetrii obszarów o rozmiarach porównywalnych czasem z rozmiarami komórki.

Drugą istotną kwestią jest określenie czym tak na prawdę jest wielkość dE występująca w wzorze 2.1. Zgodnie z definicją można ją określić wzorem:

$$dE = E_{we} - E_{wy} + \sum Q \quad , \quad (2.5)$$

gdzie E_{we} oraz E_{wy} to odpowiednio suma energii kinetycznych wszystkich cząstek składających się na rozpatrywane promieniowanie wchodzących i wychodzących z badanego obszaru. Trzeci wyraz w powyższym wzorze określa zmianę energii spoczynkowej w tym obszarze. Jeśli energia spoczynkowa maleje (cząstki ulegają anihilacji, dochodzi do deekscytacji stanów wzbudzonych atomów lub ich jąder itp.) to pojawia się dodatkowa energia i znak tego wyrazu jest dodatni. Jeśli natomiast dochodzi do zjawiska tworzenia par (trypletów) czy też dochodzi do wzbudzenia atomów lub jąder atomowych to energia promieniowania jest tracona i trzeci wyraz we wzorze staje się ujemny. Kwestia określenia wielkości dE staje się wyjątkowo złożona dla promieniowania o wysokiej energii mogącego wywoływać wspomniane powyżej zjawiska tworzenia par, wzbudzenia jądrowe lub reakcje elektro- i fotojądrowe. W takich przypadkach należy zachować szczególną ostrożność. W przypadku energii z zakresu, z jakim spotkać się można w czasie pracy z igłą fotonową na trzeci wyraz we wzorze 2.5 składać się będą jedynie niskoenergetyczne wzbudzenia elektronowe.

Kolejnym niezwykle istotnym pojęciem dozymetrycznym jest fluencja ϕ_E cząstek w danym punkcie. Wyrzucić ją można przy pomocy wzoru:

$$\phi_E = \frac{dN(E)}{dA} \quad , \quad (2.6)$$

gdzie $dN(E)$ oznacza liczbę cząstek promieniowania o energii E przechodzącą przez nieskończoną powierzchnię dA otaczającą rozpatrywany punkt i prostopadłą do osi promieniowania. Scałkowanie powyższego wzoru względem energii w granicach od zera do maksymalnej energii cząstek występującej w wiązce promieniowania da w rezultacie całkowitą fluencję ϕ . Jak pokazał Chilton fluencję całkowitą wyrazić można także w innej formie, znacznie wygodniejszej w wielu zagadnieniach a mianowicie:

$$\phi = \frac{\sum \Delta s}{\Delta V} \quad , \quad (2.7)$$

gdzie mianownik przedstawia sumę długości torów cząstek obejmowanych przez infinite-

2.2.PODSTAWOWE POJĘCIA DOZYMETRYCZNE.

2.2.1.Dawka, kerma i fluencja.

zymalną objętość otaczającą punkt, w którym wyznaczana jest fluencja [25].

Wielkością pochodną do całkowitej fluencji jest tzw. fluencja energii. Wyrażana jest ona wzorem:

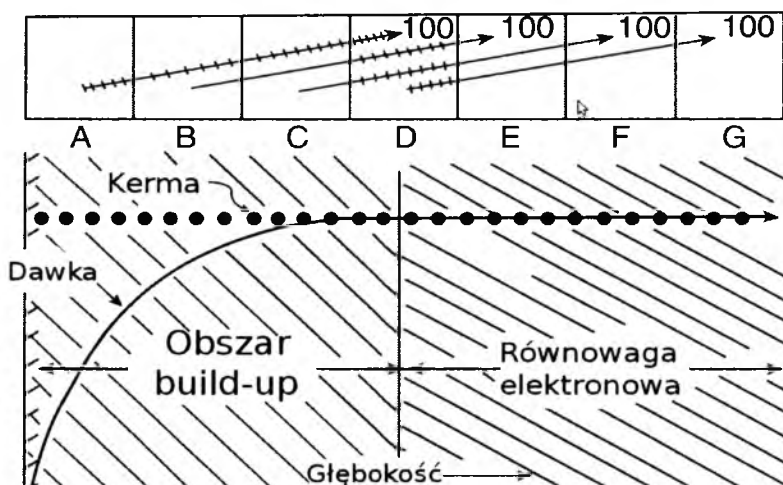
$$\Psi = \frac{dR}{dA} \quad (2.8)$$

gdzie R to całkowita energia niesiona przez wszystkie cząstki przechodzące przez powierzchnię dA .

2.2.2. Równowaga elektronów wtórnych.

Wiele niezwykle istotnych dla dozymetrii rozważań wymaga założenia istnienia w badanym punkcie ośrodka tzw. równowagi wtórnych cząstek naładowanych (z ang. *charged particles equilibrium* lub w skrócie CPE). CPE ma miejsce wtedy, gdy każdej cząstce określonego rodzaju i o określonej energii opuszczającej rozpatrywany obszar odpowiada inna cząstka tego samego typu, o takiej samej energii i poruszająca się w tym samym kierunku wchodząca do tego obszaru. Wysokoenergetyczne wiązki fotonów lub elektronów generować mogą cząstki wtórne w postaci zarówno elektronów jak i hadronów lub pionów jednak dla wiązek kiloelektronowolotowych, a więc również w przypadku igły fotonowej, wtórnymi cząstkami naładowanymi będą wyłącznie elektrony. CPE określana jest wtedy często w skrócie po prostu jako równowaga elektronowa.

Rysunek 13 w uproszczony sposób przedstawia w jaki sposób w ośrodku ustalić się mogą warunki równowagi elektronowej:



Rysunek 13: Ilustracja konsekwencji zaistnienia warunków CPE.

Z definicji CPE wynika jasno, iż taka sama ilość energii opuszcza dany obszar jak do niego wchodzi. Elektron powstający w obszarze A pozostawia w nim jedynie niewielką część swojej energii kinetycznej. Reszta zostaje uniesiona do obszaru B (i dalej). Co więcej nie istnieją elektrony wchodzące do obszaru A, które mogłyby zrównoważyć ten ubytek. Całkowita kerma kolizyjna jest więc większa niż dawka zdeponowana w tym regionie. Podobna sytuacja ma miejsce w obszarach B i C. W każdym z nich kerma kolizyjna jest do-

2.2.PODSTAWOWE POJĘCIA DOZYMETRYCZNE.

2.2.2.Równowaga elektronów wtórnych.

kładnie taka sama jak w obszarze A ponieważ generowane jest w nich po jednym elektronie wtórnym, który następnie opuszcza dany obszar pozostawiając w nim jedynie część swojej energii. Różnica polega jednak na tym, że wraz ze wzrostem głębokości do poszczególnych obszarów zaczyna docierać coraz więcej elektronów wtórych wytworzonych na głębokościach mniejszych (z ang. *upstream*). I tak na przykład w obszarze B część swojej energii zostawia elektron powstały w obszarze A, natomiast w obszarze C do energii deponowanej przez elektron powstający w nim dokłada się część energii elektronów powstałych w obszarach A i B. W efekcie dawka w obszarze C jest większa od dawki w obszarze B, a ta jest większa od dawki w obszarze A. Dochodzi więc do wzrostu dawki deponowanej wraz z rosnącą głębokością. Jest to tzw. zjawisko *build-up*, którego istnienie jest niezwykle istotne z punktu widzenia planowania leczenia ponieważ gradient dawki w tym regionie jest znaczny a naświetlenie tkanek bardzo nierównomierne. W obszarze *build-up* niemożliwe jest spełnienie warunków CPE.

Sytuacja zmienia się na większych głębokościach. W obszarze D na rysunku również powstaje tylko jeden elektron co oznacza, że kerma kolizyjna jest taka sama jak na mniejszych głębokościach. Docierają do niego również elektrony wygenerowane w obszarach A, B i C. Elektron z regionu A zostaje jednak całkowicie zatrzymany co oznacza, że w obszarze D obecne są wszystkie fragmenty toru pojedynczego elektronu. Zakładając, nie bez powodu, że funkcje strat energii poszczególnych elektronów wzdłuż ich drogi są takie same, stwierdzić można, iż dla obszaru D taka sama ilość energii opuszcza go, jak do niego wchodzi – energia uniesiona przez elektron w nim powstający jest uzupełniona przez sumę energii wnoszonych przez elektrony powstałe na mniejszych głębokościach. Jest to równoważna sytuacja, gdy cała energia elektronu powstającego w obszarze D zostaje w nim zdeponowana. Oznacza to, że kerma równa jest dawce zaabsorbowanej. Spełnione są zatem warunki niezbędne do zaistnienia równowagi elektronowej. Podobny schemat powtarza się w obszarach położonych głębiej.

Powyższy opis odpowiada warunkom idealnym. Niestety w rzeczywistości CPE jest zawsze do pewnego stopnia jedynie przybliżeniem stanu faktycznego. Szczególnie w wiązkach fotonowych praktycznie niemożliwe jest osiągnięcie stanu doskonałej równowagi elektronowej. Problemowi warto poświęcić kilka zdań ponieważ jak już wspomniano wcześniej igła fotonowa generuje wiązkę niskoenergetycznych fotonów. Osiągnięcie CPE w takim przypadku utrudnia atenuacja wiązki fotonów. Im większa jest głębokość w badanym ośrodku tym mniej fotonów pierwotnych na nią dociera. Oznacza to, że wraz ze wzrostem głębokości (po przekroczeniu głębokości dawki maksymalnej) zmniejsza się liczba generowanych wtórych elektronów. W rezultacie strumień elektronów wchodzących do określonego obszaru na danej głębokości jest większy niż strumień elektronów opuszczających go. Przekłada się to na fakt, iż dawka zdeponowana w danej objętości jest większa niż kerma kolizyjna. Wielkość atenuacji zależy silnie od energii fotonów – im jest ona większa tym silniej osłabiana jest wiązka fotonów. Dla wysokoenergetycznych wiązek fotonów osłabienie może sięgać nawet kilkunastu procent a grubość warstwy wody konieczna do osiągnięcia przybliżonej CPE (grubość obszaru *build-up*) wynosi nawet 80 mm co w praktyce oznacza niemożność ich osiągnięcia. W przypadku wiązek w zakresie do kilkuset elektronowoltów, a więc szczególnie interesujących z punktu widzenia niniejszej pracy, osłabienie nie przekracza kilku setnych procenta a grubość warstwy wody wystarczającej do osiągnięcia przybliżonej CPE wynosi mniej niż 0.1 mm, a zatem jest bardzo łatwa do osiągnięcia [26]. W takim przypadku mówimy o przejściowej równowadze elektronowej

2.2.PODSTAWOWE POJĘCIA DOZYMETRYCZNE.

2.2.2.Równowaga elektronów wtórych.

(z ang. *transient charged particle equilibrium* lub w skrócie TCPE). Greening wykazał, że w warunkach TCPE zachodzi równość [27]:

$$D = \beta K_c \quad (2.9)$$

Współczynnik proporcjonalności we wzorze zależy od energii wiązki fotonów i nieznacznie przekracza jedność. Przykładowo dla kobaltu-60 jego wartość wynosi 1.005. Greening pokazał również, iż współczynnik ten wyrazić można poprzez średnią drogę swobodną \bar{x}_{sr} jaką przebywają elektrony wtórne w kierunku wiązki pierwotnej oraz współczynnik pochłaniania μ . Zależność tą opisuje wzór:

$$\beta = 1 + \bar{x}_{sr} \mu \quad (2.10)$$

2.2.3. Wzajemna relacja fluencji, kermy i dawki zaabsorbowanej.

Niezwykle istotnym zagadnieniem jest wzajemna zależność opisanych powyżej wielkości ponieważ w prosty sposób pozwala ona przejść od fluencji, którą zmierzyć jest relatywnie łatwo, do wielkości najważniejszej z punktu widzenia radioterapii a więc dawki zaabsorbowanej.

W celu dokonania powyższego przeliczenia w przypadku wiązki fotonów niezbędne jest w pierwszej kolejności wyznaczenie kermy. Niech N fotonów, każdy o energii E pada na absorbent o grubości dl i powierzchni dA . Wtedy energia przekazana przez tą wiązkę materiałowi absorbentu może zostać wyrażona poprzez masowy współczynnik przekazania energii μ_{tr}/ρ opisany w poprzednich rozdziałach. Wyrazić to można wzorem:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho dl} \frac{dE_{tr}}{NE} \quad (2.11)$$

gdzie E_{tr} to energia przekazana ośrodkowi natomiast w mianowniku znajduje się sumaryczna energia wszystkich fotonów wiązce. Po dokonaniu drobnych przekształceń i podzieleniu obu stron równania przez elementarną masę dm , oraz zastąpieniu po lewej stronie wyrazu dm przez ρdV powyższa zależność przyjmie postać:

$$\frac{dE_{tr}}{dm} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} E \left[\frac{Ndl}{dV} \right] \quad (2.12)$$

Wyrażenie po lewej to nic innego jak kerma natomiast wyrażenie w nawiasach kwadratowych równe jest fluencji. Oznacza to, że zależność pomiędzy tymi wielkościami ma postać:

$$K = \frac{\mu_{tr}}{\rho} E \Phi \quad (2.13)$$

Jak do tej pory pod uwagę brano była wyłącznie wiązka monoenergetycznych fotonów jednak w rzeczywistości wiązki takie nie są spotykane. Rozumowanie przedstawione powyżej odnosi się jednakże również do wiązek wykazujących pewne spektrum energii. W celu

2.2.PODSTAWOWE POJĘCIA DOZYMETRYCZNE.

2.2.3.Wzajemna relacja fluencji, kermy i dawki zaabsorbowanej.

uogólnienia powyższego wzoru wiązkę fotonów podzielić można na szereg wiązek, w których energie fotonów będą takie same. Wtedy prawdziwy będzie wzór 2.13. Kerma jest wielkością addytywną co oznacza, że całkowita kerma wygenerowana przez kilka wiązek może zostać przedstawiona jako suma kerm generowanych przez każdą z tych wiązek z osobna. Zatem w przypadku ciągłego widma energetycznego wiązki fotonów wzór 2.13 może zostać przepisany w postaci:

$$K = \int_0^{E_{max}} E \frac{d\Phi(E)}{dE} \left(\frac{\mu_{tr}(E)}{\rho} \right) dE \quad . \quad (2.14)$$

Aby z kerm obliczyć dawkę niezbędne jest również wyznaczenie kermy kolizyjnej jako, że właśnie ta wielkość wiąże się bezpośrednio z dawką zaabsorbowaną. W tym celu wystarczy we wzorze masowy współczynnik transferu energii zastąpić masowym współczynnikiem przekazania energii μ_{en}/ρ , który jak już opisano wcześniej można uzyskać z tego pierwszego poprzez przemnożenie go przez czynnik $(1-g)$ gdzie g to ułamek energii pierwotnych fotonów przekazanej elektronom, który zostaje zamieniony na promieniowanie hamowania. Warto zwrócić uwagę, iż rozumowanie powyższe nie wymagało założenia o istnieniu CPE. Jak jednak pokazano w poprzednim podrozdziale w warunkach CPE zachodzi równość dawki zdeponowanej i kermy. Uwzględniając zatem zamianę współczynnika μ_{tr}/ρ na μ_{en}/ρ w zależności 2.14 zapisać można następującą równość:

$$D = \int_0^{E_{max}} E \frac{d\Phi(E)}{dE} \left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right) dE \quad . \quad (2.15)$$

Podobne rozumowanie przeprowadzić można w celu wyznaczenia zależności pomiędzy dawką zaabsorbowaną dla wiązki elektronów. Stratę energii na jednostkę drogi dla N elektronów wyrazić można wzorem:

$$dE = S_{col} N dl \quad , \quad (2.16)$$

gdzie S_{col} to kolizyjny współczynnik stopping power dla elektronów. Szczegółowe wyprowadzenie poniższej zależności jest analogiczne do wyprowadzenia zależności 2.15 w związku z czym zostanie pominięte. Znaleźć je można w literaturze [4][28]. Po podzieleniu obu stron równania 2.16 przez elementarną masę dm oraz po dokonaniu prostych przekształceń algebraicznych i po uwzględnieniu ciągłego widma energetycznego wiązki elektronów otrzymać można w rezultacie poniższą zależność:

$$D = \int_0^{E_{max}} \frac{d\Phi(E)}{dE} \left(\frac{S_{col}(E)}{\rho} \right) dE \quad . \quad (2.17)$$

Powyższy wzór musi jednak zostać zmodyfikowany w sytuacji, gdy warunki CPE nie są spełnione. W przypadkach takich aby ustalić związek pomiędzy dawką a fluencją dla wy-

2.2.PODSTAWOWE POJĘCIA DOZYMETRYCZNE.

2.2.3.Wzajemna relacja fluencji, kermy i dawki zaabsorbowanej.

gody wybrać można w badanym ośrodku pewien obszar ΔV a następnie ustalić wielkość energii Δ tak, aby elektrony o dokładnie takiej energii miały średni zasięg równy rozmiarom wybranego obszaru. Obszar ten powinien mieć rozmiary dobrane aby dawka nie zmieniała się w nim gwałtownie od punktu do punktu. Elektrony uzyskujące w wyniku oddziaływania z wiązką fotonów energie większe od Δ będą z rozpatrywanego obszaru uciekać – przekaży energii nie będą zatem lokalne. Dawka w obszarze ΔV będzie zatem pochodzić wyłącznie od elektronów wygenerowanych w tym obszarze, którym przekazana została energia mniejsza od Δ oraz częściowo od elektronów powstałych poza nim ale posiadających energie większe niż Δ . Jeśli dodatkowo uwzględnimy elektrony, które już w momencie powstania miały energię mniejszą od Δ lub w wyniku oddziaływania ich energia spadła poniżej tej granicy to można pokazać, że związek między dawką a fluencją przedstawia się następująco:

$$D = \int_{\Delta}^{E_{max}} \frac{d\Phi^{\Delta}}{dE} \left(\frac{L_{\Delta}(E)}{\rho} \right) dE + \left[\Phi(\Delta) \frac{S_{col}(\Delta)}{\rho} \Delta \right], \quad (2.18)$$

gdzie L_{Δ} oznacza współczynnik stopping-power ograniczony do przekazów energii mniejszych od Δ . Występująca pod całką fluencja obejmuje zarówno elektrony pierwotne jak również elektrony wtórne o energiach większych od Δ . Poprawka zapisana w nawiasie kwadratowym określana jest jako *track-end term*. Można pokazać, że im niższa jest wartość energii progowej Δ (mniejsze rozmiary detektora) tym mniejsze znaczenie ma ta poprawka. Jej wartości obliczane są dla wartości energii dokładnie równej Δ . Szczegółowe omówienie tego problemu można znaleźć w pracy Nahuma [31].

2.3. WPROWADZENIE DO TEORII DETEKTORA.

2.3.1. Główna idea teorii detektora.

Pomiarów dozymetrycznych dokonuje się zawsze przy użyciu detektora, którego materiał jest zazwyczaj inny niż materiał ośrodka, w którym został on umieszczony. Odmiennosc ta jest główną przyczyną, dla której mierzona przy pomocy detektora dawka będzie niemal zawsze różnić się od dawki zdeponowanej w tym samym miejscu, w którym został umieszczony detektor ale w jego nieobecności. W praktyce nie jest więc możliwe dokonanie bezpośredniego pomiaru dawki w danym ośrodku. Zamiast tego dokonuje się pomiaru sygnału generowanego przez dany detektor, który jest proporcjonalny (do pewnego stopnia) do dawki zdeponowanej w materiale detektora, a następnie przelicza się go na dawkę zdeponowaną w miejscu detektora po jego usunięciu. Aby tego dokonać konieczne jest określenie współczynnika proporcjonalności f_Q :

$$f_Q = \frac{D_{med,Q}}{D_{det,Q}}, \quad (2.19)$$

gdzie $D_{med,Q}$ i $D_{det,Q}$ to odpowiednio dawki zdeponowane w materiale ośrodka i detektora natomiast indeks Q określa parametr jakości wiązki promieniowania. Sposobami wyzna-

2.3.WPROWADZENIE DO TEORII DETEKTORA.

2.3.1.Główna idea teorii detektora.

czania tego współczynnika zajmuje się dział dozymetrii zwany teorią detektora lub niekiedy teorią komór (z ang. *cavity theory*). Nazwa ta odnosi się do wczesnej historii dozymetrii kiedy to pomiary zdominowane były przez gazowe komory jonizacyjne. Również dziś tego typu detektory stanowią główne źródło informacji dotyczące deponowanych w ciele pacjenta dawek. Biorąc również pod uwagę iż to właśnie komór jonizacyjnych używa się w trakcie większości pomiarów kalibracyjnych igły fotonowej zasadne wydaje się dokładne zapoznanie się z problemami towarzyszącymi pomiarom z ich użyciem.

2.3.2. Teoria Bragga-Graya i poprawki Spencera-Attixa. Twierdzenie Fano.

W ramach teorii detektora rozróżnia się dwa skrajnie odmienne typy detektorów: detektory duże oraz małe. Określenia te nie odnoszą się do faktycznych rozmiarów tych urządzeń ale do ich rozmiarów w porównaniu ze średnim zasięgiem wtórnych elektronów generowanych przez badaną wiązkę.

Jeśli zasięg wtórnych elektronów jest znacznie mniejszy niż typowe rozmiary detektora to ich strumień i widmo energetyczne zależą wyłącznie od materiału, z jakiego wykonana jest wnęka detektora. Oddziaływania wiązki z materią mające miejsce na zewnątrz nie mają na nie żadnego wpływu. W tym przypadku mówimy o dużym detektorze. Wewnątrz jego wnęki (na granicy z materiałem ośrodka) istnieje obszar, w którym dochodzi do zachwiania równowagi wtórnych cząstek naładowanych. Spowodowane jest to tym, że na strumień elektronów w tym obszarze składają się częściowo elektrony powstające na zewnątrz detektora, częściowo w jego ściance a częściowo już w jego wnętrzu. Ze względu jednak na niewielki zasięg tych elektronów obszar ten jest niewielki a głębiej wewnątrz wnęki ustala się nowy stan równowagi elektronowej, odmienny od tego, który istnieje poza nią. W przypadku dużego detektora istotne jest również to aby jego rozmiary nie były większe od średniej drogi swobodnej fotonów nań padających ponieważ w przeciwnym przypadku doszłoby do znaczącego zaburzenia ich fluencji co znacznie skomplikowałoby sytuację. Spełnienie obu warunków jednocześnie jest trudne i w praktyce niewykonalne. W takich sytuacjach konieczne jest zastosowanie odpowiednich współczynników perturbacyjnych uwzględniających to zaburzenie. Szczegółowe rozważania tego problemu znaleźć można w pracy Mobita [29].

Zakładając, że detektor spełnia oba opisane powyżej warunki oraz łącząc zależności 2.15 oraz 2.18 można zapisać:

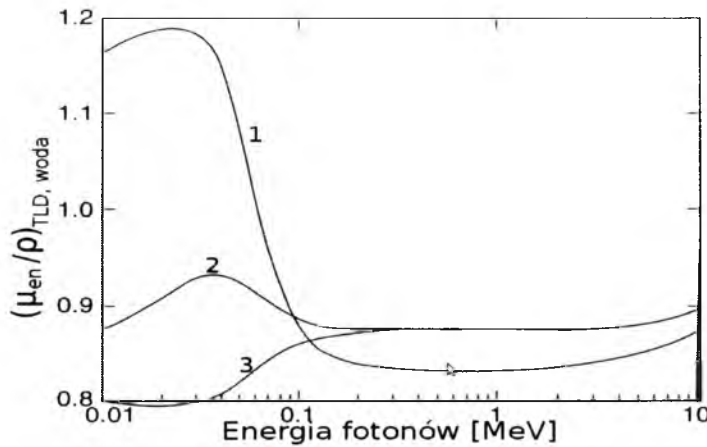
$$f_Q = \frac{\int_0^{E_{max}} E \left(\frac{d\Phi(E)}{dE} \right)_{med} \left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_{med} dE}{\int_0^{E_{max}} E \left(\frac{d\Phi(E)}{dE} \right)_{med} \left(\frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_{det} dE}, \quad (2.20)$$

gdzie licznik i mianownik określają odpowiednio dawki zdeponowane w ośrodku w miejscu, gdzie znajduje się detektor przy jego nieobecności oraz w samym detektorze. Wyrażenie po prawej stronie często zapisuje się w skróconej wersji jako $(\mu_{en}/\rho)_{med,det}$. Jest to wielkość stabilizowana, którą można znaleźć w raportach dozymetrycznych.

2.3.WPROWADZENIE DO TEORII DETEKTORA.

2.3.2.Teoria Bragga-Graya i poprawki Spencera-Attixa. Twierdzenie Fano.

Dobrym przykładem dużego detektora jest detektor termoluminescencyjny TLD wykorzystywany do pomiarów dawek w wiązkach o energii rzędu kilkudziesięciu kiloelektronowoltów. W typowych spiekach TLD zasięg wtórnych elektronów generowanych przez wiązkę nie przekracza 0.5 mm co oznacza, że jest znacznie mniejszy niż rozmiary detektora. Przykład ten jest o tyle istotny z punktu widzenia niniejszej pracy, że w dozymetrii igły fotonowej do pomiarów wiązek kilowoltowych przez nią generowanych wykorzystywane są między innymi detektory TLD. Rysunek 14 przedstawia przykładowy przebieg stosunku $(\mu_{en}/\rho)_{TLD, woda}$ dla różnych spieków TLD [26]. Na wykresie cyfrą 1 oznaczono fluorek litu, dwójka to czysty tetraboran litu $Li_2B_4O_7$ natomiast trójka oznaczono tetraboran litu z domieszką manganu w ilości 0.3% :



Rysunek 14: Przebieg zmienności parametru $(\mu_{en}/\rho)_{TLD, woda}$ dla kilku wybranych spieków TLD.

Powyższe rozumowanie dobrze sprawdza się w przypadku wiązek generowanych przez igłę fotonową ponieważ energia wtórnych elektronów jest tak mała, że ich średni zasięg jest zdecydowanie mniejszy niż rozmiary wykorzystywanych detektorów.

Jeśli średnia droga swobodna wtórnych elektronów jest większa niż rozmiary detektora wtedy w jego wnętrzu nie może dojść do ustalenia się nowego stanu równowagi elektronowej a dawka nie może zostać wyznaczona w opisany powyżej sposób. Jeśli jednak detektor jest na tyle mały, że nie zakłóca fluencji elektronów wtórnych to do wyznaczenia dawki w miejscu detektora można wykorzystać zależność 2.16. Połączenie jej ze wzorem 2.19 daje w rezultacie poniższą zależność:

$$f_Q = \frac{\int_0^{E_{max}} \left(\frac{d\Phi(E)}{dE} \right)_{med} \left(\frac{S_{col}(E)}{\rho} \right)_{med} dE}{\int_0^{E_{max}} \left(\frac{d\Phi(E)}{dE} \right)_{med} \left(\frac{S_{col}(E)}{\rho} \right)_{det} dE}, \quad (2.21)$$

gdzie podobnie jak w przypadku zależności 2.18 licznik i mianownik oznaczają odpowied-

2.3.WPROWADZENIE DO TEORII DETEKTORA.

2.3.2.Teoria Bragga-Graya i poprawki Spencera-Attixa. Twierdzenie Fano.

nio dawki zdeponowane w ośrodku w miejscu, gdzie znajduje się detektor przy jego nieobecności oraz w samym detektorze. Ułamek ten oznacza się często jako $S_{med.det}^{BG}$ [30] [31]. Powszechnie spotykanym materiałem detektora jest powietrze (ze względu na popularność komór jonizacyjnych) natomiast materiałem ośrodka jest najczęściej woda jako substancja będąca ekwiwalentem tkanki miękkiej. W związku z tym szczególnie istotne są współczynniki $(\mu_{en}/\rho)_{water,air}$ jak i $S_{water,air}^{BG}$.

Powyższe rozumowanie po raz pierwszy przedstawili na początku XX wieku Bragg oraz Gray stąd teoria opisująca małe detektory nazwana została teorią Bragga-Graya a oznaczeniu współczynnika pojawia się indeks BG [32][33][34]. Gray pokazał, iż w jednostce objętości stosunek strat energii na jednostkę drogi w materiale ośrodka do strat energii na jednostkę drogi w materiale detektora równy jest właśnie współczynnikowi $S_{med.det}^{BG}$ a następnie zakładając istnienie CPE założył, że również odpowiedni stosunek energii zaabsorbowanych w tej objętości (a więc dawek) jest równy temu samemu współczynnikowi. Jak pokazał później Greening założenie istnienia CPE nie jest konieczne pod warunkiem, iż masowy współczynnik strat energii dla elektronów są dobrze określone dla całego spektrum energii występujących w ich strumieniu (zarówno dla materiału ośrodka jak i materiału detektora). Obecnie przyjmuje się, że detektor spełnia warunki teorii Bragga-Gray gdy zasięg wtórnych elektronów jest większy niż rozmiar detektora. Równoważne jest to stwierdzeniu, iż wiązka pierwotnych fotonów padająca na detektor musi oddziaływać z nim w znikomym stopniu a dawka deponowana w obszarze wnęki detektora musi pochodzić w całości od wtórnych cząstek naładowanych przez nią przechodzących. Dla wysokich energii wiązek niemal każdy detektor z dostatecznie dobrym przybliżeniem jest detektorem małym. Kłopot pojawia się dopiero przy energiach szczególnie istotnych z punktu widzenia niniejszej pracy. Okazuje się bowiem, iż dla energii rzędu 4 MeV dawka deponowana w obszarze detektora a pochodząca z oddziaływania wiązki pierwotnej z jego materiałem, która dla idealnego detektora Bragga-Graya powinna wynosić zero, jest rzędu 0.14% a więc detektor dość dobrze spełnia powyższe założenia. W przypadku wiązek o energiach 50 keV, 150 keV i 240 keV wartości tych dawek wynoszą odpowiednio 18%, 29% i 27% co oznacza, że w tym przypadku detektory nie mogą być traktowane jako detektory Bragga-Graya i konieczne jest zastosowanie odpowiednich poprawek [35].

Po raz pierwszy niezgodność teorii Bragga-Graya z wynikami eksperymentalnymi stwierdzili Spencer oraz Attix [36]. Wykazali oni, że gęstość jonizacji wewnątrz wnęki detektora ściśle zależy od materiału i grubości jego ścianki. Efekt taki nie powinien mieć miejsca gdyby warunki Bragga-Graya były spełnione. Problemem okazała się równowaga wtórnych elektronów drugiej generacji czyli promieni delta. Bragg i Gray założyli z góry, że zarówno wewnątrz wnęki detektora jak i poza nią istnieje równowaga promieni delta co było punktem wyjścia dla ich teorii. Dopiero eksperymenty Spencera i Attixa pokazały, że warunek ten nie jest ściśle spełniony. Zaproponowana przez nich modyfikacja pierwotnej teorii Bragga-Graya zakładała, że strumień elektronów padających na wnękę detektora składa się ze wszystkich elektronów, których energia przekracza pewną arbitralnie dobraną wielkość Δ niezależnie od tego czy są to elektrony pierwotny czy delta. Wartość ta jest tą samą wartością, która pojawiła się we wzorze 2.18. To właśnie Spencer oraz Attix wykorzystując opisane pod koniec podrozdziału 2.2.3 rozumowanie po raz pierwszy wyprowadzili tą zależność. Zmodyfikowany przez nich wzór 2.21 przyjmuje postać:

2.3.WPROWADZENIE DO TEORII DETEKTORA.

2.3.2.Teoria Bragga-Graya i poprawki Spencera-Attixa. Twierdzenie Fano.

$$\frac{D_{med}}{D_{det}} = \frac{\int_{\Delta}^{E_{max}} \left(\frac{d\Phi^{\Delta}(E)}{dE} \right) \left(\frac{L_{\Delta}(E)}{\rho} \right)_{med} dE + \left[\Phi(\Delta) \left(\frac{S_{col}(\Delta)}{\rho} \right)_{med} \Delta \right]}{\int_{\Delta}^{E_{max}} \left(\frac{d\Phi^{\Delta}(E)}{dE} \right) \left(\frac{L_{\Delta}(E)}{\rho} \right)_{det} dE + \left[\Phi(\Delta) \left(\frac{S_{col}(\Delta)}{\rho} \right)_{det} \Delta \right]}, \quad (2.22)$$

gdzie L_{Δ} oznacza współczynnik stoppin-power ograniczony do przekazów energii poniżej wartości Δ natomiast występująca pod znakiem całki fluencja obejmuje zarówno elektrony pierwotne jak i delta. Ułamek występujący po lewej stronie zależności oznaczany jest często jako $s_{water,air}^{SA}$.

Teoria Bragga-Graya zakłada zgodność fluencji elektronów we wnętrzu i w otaczającym ją ośrodku dla każdej energii elektronów podczas gdy Spencer i Attix założyli taką zgodność jedynie dla cząstek o energiach przekraczających wartość Δ . Warunek ten jest o wiele łatwiejszy do spełnienia. Większość obowiązujących obecnie raportów dozymetrycznych sugeruje współczynniki $s_{water,air}^{SA}$ obliczone w oparciu o równanie 2.22 jako metodę przeliczania dawek deponowanych w detektorze na dawkę zdeponowaną w badanym ośrodku. Symulacje Monte Carlo przeprowadzone przez Borga pokazują, że dokładność określenia dawki przy ich wykorzystaniu osiąga 0.5% dla energii fotonów powyżej 300 keV i dla detektorów na tyle małych by nie zaburzały znacząco fluencji elektronów [37]. Niemniej jednak w wielu sytuacjach, zwłaszcza w przypadku pomiarów nieskoenergetycznych wiązek promieniowania rentgenowskiego (a więc tych, które są szczególnie interesujące z punktu widzenia modelu igły fotonowej) zdarza się, że wykorzystywane detektory nie mogą być zaliczone ani do kategorii detektorów dużych ani do kategorii detektorów spełniających ściśle warunki Bragga-Graya (Spencera-Attixa). Jak do tej pory nie udało się niestety opracować ujednoczonej teorii, która opisywałaby wszystkie powyższe przypadki. Pewną próbą jest teoria stworzona przez Burlina i rozwijana następnie przez Horowitz, Attixa i innych [38][39]. Burlin połączył oba podejścia poprzez wprowadzenie dodatkowego parametru d łącząc współczynniki f_Q (μ_{en}/ρ)_{water,air} oraz $S_{med,det}$ wzorem:

$$f_Q = d \cdot s_{det,med} + (1-d) \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{det,med}, \quad (2.23)$$

gdzie parametr d przyjmuje wartości od zera do jedności odpowiednio dla detektorów małych i detektorów dużych. Dokładne wartości tego parametru zazwyczaj wyznaczone są przy pomocy symulacji Monte Carlo.

Nieocenioną pomocą dla konstruktorów detektorów promieniowania jonizującego (a zwłaszcza komór jonizacyjnych) pracujących w zakresach wiązek niskoenergetycznych, na przykład generowanych przez igłę fotonową jest twierdzenie Fano. W takich warunkach, dla wiązek o energiach nieprzekraczających kilkudziesięciu kiloelektronowoltów praktycznie żaden detektor nie będzie spełniać warunków Bragga-Graya ponieważ energia wtórnych elektronów oraz elektronów delta będzie zbyt mała. Jednocześnie energia fotonów wiązki nie będzie wystarczająca by detektor spełniał założenia obowiązujące dla dużego detektora (jak wspomniano powyżej dawka pochodząca od oddziaływania wiązki

2.3.WPROWADZENIE DO TEORII DETEKTORA.

2.3.2.Teoria Bragga-Graya i poprawki Spencera-Attixa. Twierdzenie Fano.

z wnętrza detektora dochodzi do 30% dawki całkowitej co absolutnie uniemożliwia zastosowanie relacji 2.20). Twierdzenie Fano głosi, iż jeśli ośrodek o określonym składzie pierwiastkowym, jednakowym w całej jego objętości, naświetlony zostanie promieniowaniem o jednolitej fluencji to fluencja wygenerowanego w tym ośrodku wtórnego promieniowania elektronowego również będzie jednolita i będzie taka sama w każdym punkcie tego ośrodka niezależnie od jego gęstości. Innymi słowy gęstość ośrodka może zmieniać się od punktu do punktu niemal dowolnie ale dopóki skład pierwiastkowy pozostanie niezmienny, to fluencja wtórnego promieniowania elektronowego pozostanie taka sama. Jest to niezwykle istotna własność z punktu widzenia dozymetrii ponieważ w praktyce oznacza ona, że wystarczy dążyć do tego aby średnia liczba atomowa detektora (oraz wszystkich jego elementów, w szczególności ścianki i wnętrza) była zbliżona do średniej liczby atomowej ośrodka, w którym dokonywany jest pomiar. Z dobrym przybliżeniem można stosować w takim przypadku teorię Bragga-Graya zmodyfikowaną przez Spencera i Attixa i to właśnie niezależnie od rozmiarów samego detektora. Z tego też właśnie powodu dąży się do tego aby detektor miał średnią liczbą atomową Z jak najbardziej zbliżoną do liczby atomowej wody jako że właśnie woda jest materiałem równoważnym tkance miękkiej, w którym wykonuje się większość pomiarów dozymetrycznych.

2.3.WPROWADZENIE DO TEORII DETEKTORA.

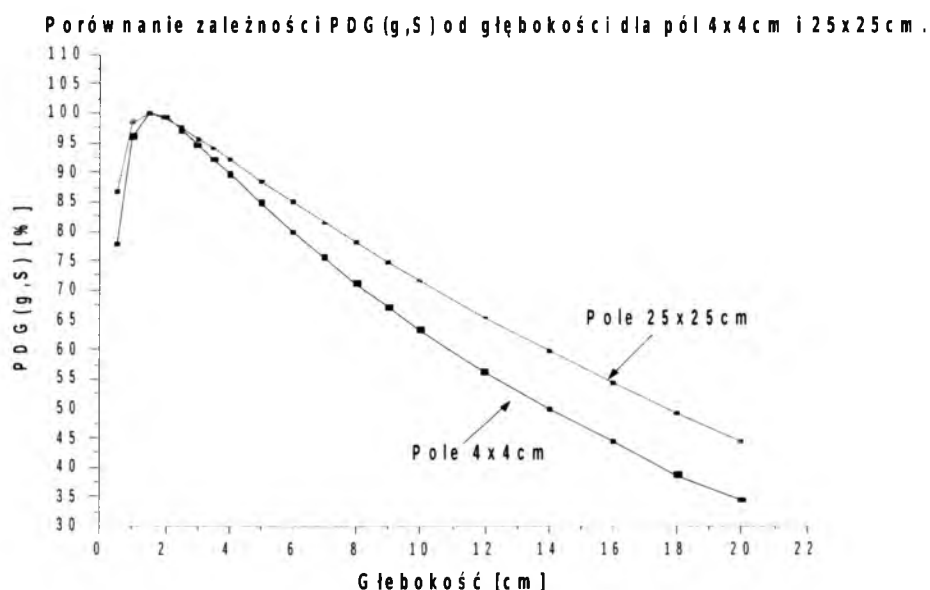
2.3.2.Teoria Bragga-Graya i poprawki Spencera-Attixa. Twierdzenie Fano.

3. UKŁAD DO RADIOTERAPII ŚRÓDOPERACYJNEJ.

3.1. WSTĘP.

Nowotwory złośliwe stanowią w dzisiejszych czasach najczęstszą po chorobach układu krążenia przyczynę śmierci. Zgodnie z raportem Narodowego Instytutu Zdrowia Publicznego i Państwowego Zakładu Higieny z 2008 roku odpowiadają one za 25% wszystkich zgonów z przyczyn innych niż naturalne. Dodatkowo raport ten stwierdza, iż odsetek ten nieznacznie lecz sukcesywnie rośnie [40]. Znalazienie skutecznej, efektywnej i przede wszystkim jak najbardziej bezpiecznej metody leczenia raka jest zatem jak widać sprawą niezwykle istotną. Do najpopularniejszych stosowanych dziś metod zaliczyć należy chemioterapię, interwencję chirurgiczną oraz klasyczną radioterapię. Niestety każda z nich ma wady. Interwencja chirurgiczna polegająca po prostu na wycięciu guza jest operacją niezwykle inwazyjną, często okaleczającą, zmniejszającą (często znacznie) komfort życia pacjenta. Dodatkowo pacjent musi być hospitalizowany co generuje dodatkowe koszty, które nierzadko powiększa długi czas powrotu do zdrowia po operacji. Chemioterapia z kolei wpływa destrukcyjnie nie tylko na komórka samego nowotworu ale na wszystkie wrażliwe komórki organizmu, zwłaszcza te dzielące się szybko. Ich niszczenie prowadzi do najczęściej spotykanych skutków chemioterapii takich jak wymioty, łysienie, uszkodzenia wątroby, nerek, trzustki, układu krwiotwórczego, utraty wzroku oraz wielu innych.

Relatywnie najczęściej wykorzystywana ze względu na niewielką inwazyjność oraz możliwość ograniczenia strat w tkankach zdrowych jest radioterapia klasyczna często utożsamiana z teleradioterapią czyli naświetlaniem pacjenta przy pomocy zewnętrznego źródła



Rysunek 15: Procentowa dawka na głębokości (PDG) dla wiązki elektronów o energii 6MeV [pomiar własny].

3.1.WSTĘP.

promieniowania rentgenowskiego lub elektronowego a ostatnio także coraz częściej protonów, ciężkich jonów oraz mezonów π . Wykorzystuje się tu zdolność promieniowania jonizującego do niszczenia struktury DNA oraz organelli komórkowych naświetlanych komórek co w rezultacie powoduje niekorzystne zmiany w ich metabolizmie prowadzące do śmierci komórki. Należy w tym miejscu wyraźnie podkreślić, iż źródło promieniowania jest umiejscowione poza ciałem pacjenta. Naświetlenie guza położonego w głębi ciała pacjenta wiąże się zatem z naświetleniem wszystkich tkanek zdrowych znajdujących się na drodze promieniowania co naturalnie prowadzi do ich uszkodzenia. Rysunek 15 przedstawia przykładowy profil dawki deponowanej przez wiązkę elektronów o energii 6 MeV, z którego jasno wynika, że największa dawka deponowana jest w początkowych odcinkach drogi elektronów. Jeśli więc guz położony jest głęboko zostanie on naświetlony znacznie słabiej niż poprzedzająca go tkanka zdrowa. Z tego też powodu stosuje się obecnie napromienianie z kilku różnych kierunków lub techniki dynamiczne takie jak Rapid-Arc czy VMAT. Nie eliminują one jednak opisanej niedogodności. Pewnym rozwiązaniem tego problemu jest zastosowanie brachyterapii gdzie źródłem promieniowania jest wysokoaktywny izotop odpowiedniego pierwiastka mający postać pastylki lub pręcika i wprowadzany do wnętrza ciała pacjenta i rozmieszczany w odpowiedni sposób wewnątrz nowotworu lub w jego okolicy. Rozwiązanie to sprawia, że oszczędzane są do pewnego stopnia tkanki zdrowe. Niestety promieniowanie emitowane przez stosowany izotop często ma zasięg większy niż rozmiar guza co powoduje, że zdrowe tkanki mimo wszystko zostają w pewnym stopniu naświetlone. Co więcej samo źródło promieniowania ma bardzo wysoką aktywność i konieczne jest zachowanie specjalnych środków ostrożności przez personel medyczny co niejednokrotnie jest skomplikowane i czasochłonne. Może również prowadzić do niepożądanych komplikacji takich jak nieumyślne przebicie pęcherza moczowego w przypadku naświetlania raka prostaty.

3.2. OPIS URZĄDZENIA.

Nadzieja na rozwiązanie opisanych powyżej problemów pojawiła się w 1992 roku kiedy amerykańska firma Photoelectron Company wypuściła na rynek pierwszy model układu do radioterapii śródoperacyjnej czyli igły fotonowej. Pierwsze testy kliniczne tego urządzenia miały miejsce między grudniem 1992 a grudniem 1993 roku w Massachusetts General Hospital gdzie terapii poddano w tym okresie 14 pacjentów [41]. W połowie poprzedniej dekady prawa do igły fotonowej wykupiła niemiecka firma Carl Zeiss Surgical i od tej pory to właśnie ona jest głównym producentem i dystrybutorem urządzenia.

System rozwijany przez Carl Zeiss Surgical zbudowany jest z kilku elementów. Pierwszym elementem jest układ zasilania składający się z dwóch modułów: niskiego- oraz wysokonapięciowego. Moduł niskiego napięcia (widoczny na rysunku 17) zapewnia zasilanie całego urządzenia. Źródłem zasilania jest niklowo-kadmowa bateria o napięciu nominalnym 9.6V. Jest on połączony z modułem wysokiego napięcia przy pomocy kabla o długości około 6m i średnicy 6mm. Moduł ten zawiera również zapasową baterię, która automatycznie zastępuje baterię główną w razie jej wyładowania. Zapasowa bateria jest w stanie zasilac urządzenie przez około 15 min dzięki czemu personel ma dostatecznie dużo czasu aby dokończyć naświetlanie pacjenta lub wymienić główną baterię na nową.



Rysunek 16: Moduł wysokiego napięcia igły fotonowej [fotografia własna].



Rysunek 17: Moduł niskiego napięcia igły fotonowej [fotografia własna].

Niskie napięcie dostarczane przez opisany powyżej układ jest następnie konwertowane na napięcie zasilające działo elektronowe. Układ ten musi być niewielki, ze względu na małe rozmiary obudowy, w której jest zamknięty, wydajny oraz powinien umożliwiać niezależne sterowanie prądem wiązki oraz napięciem przyspieszającym na elektrodach przyspieszających elektrony. Stosowane obecnie układy elektroniczne spełniają wszystkie powyższe wymagania zapewniając konwersję niskiego napięcia 12 V na napięcie przyspieszające elektrony wahające się między 20 a 50 kilowoltów przy jednoczesnym zachowaniu



Rysunek 18: Działo elektronowe [fotografia własna].

3.2.OPIS URZĄDZENIA.

wydajności na poziomie 50% oraz prąd wiązki z przedziału od 20 do 40 mikroaperów. Przykładowy wygląd modułu wysokiego napięcia przedstawia rysunek 16. W pełni naładowana bateria główna pozwala na zasilanie urządzenia z maksymalnymi wartościami powyższych parametrów przez około 2 godziny.

Kolejnym elementem jest działo elektronowe, widoczne na rysunku 18. Posiada ono katodę wykonaną przeważnie z tlenku baru oraz trzech anod. Prąd wiązki elektronów sterowany jest prądem przepływającym przez tą katodę a więc przez jej temperaturę (katoda pracuje w trybie emisji termicznej). Pierwsza anoda jest anodą ekstrakcyjną. Anody druga i trzecia tworzą wspólnie soczewkę, której zadaniem jest nadanie wiązce elektronów jej nominalnej energii. Napięcie na tych elektrodach sterowane jest przez układ wysokiego napięcia opisany powyżej. Typowa średnica wiązki uzyskiwanej z tak zbudowanego działka wynosi mniej więcej 0.3 mm [42].

Przyspieszona do odpowiedniej energii wiązka elektronów kierowana jest następnie do długiej na 21 cm sondy. Sonda ta wprowadzana jest do wnętrza ciała pacjenta w otwór po igle biopsyjnej w przypadku histopatologicznego potwierdzenia złośliwości guza. Skła-



Rysunek 19: Berylowy stożek z układu konstruowanego w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku [fotografia własna].

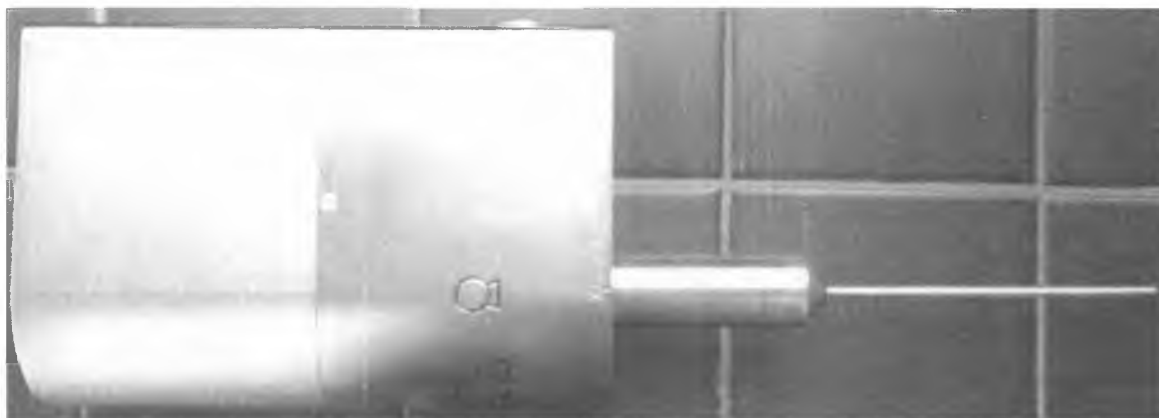
da się ona z dwóch części. Pierwsza z nich ma średnicę wewnętrzną i zewnętrzną równą odpowiednio 6 oraz 3 mm. Fragment ten umieszczony jest pomiędzy elektromagnesami pozwalającymi na nieznaczne odchylenie kierunku lotu elektronów co zapewnia równomierne oświetlenie tarczy konwersji. Druga część sondy ma średnicę zewnętrzną i wewnętrzną równą odpowiednio 3.2 oraz 2 mm i nie podlega już działaniu pola magnetycznego cewek elektromagnesów. Ścianki drugiej

części sondy zbudowane są z kilku warstw. W przypadku urządzenia firmy Carl Zeiss Surgical ścianka sondy składa z się warstwy berylu o grubości 0.5 mm, warstwy niklu o grubości 0.0034 mm oraz warstwy chromoazotu mającej 0.0001 mm grubości. Nikiel zapewnia ekranowanie wiązki elektronów przed zewnętrznym polem magnetycznym zmniejszając jego wartość wewnątrz sondy o dwa rzędy wielkości, chromoazot gwarantuje biokompatybilność z ciałem pacjenta natomiast beryl zapewnia wytrzymałość mechaniczną. W przypadku układu konstruowanego w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku ścianka sondy zbudowana jest z pojedynczej warstwy μ -metal o grubości 0.5 mm. Zastosowany stop składa się w 80.2% z niklu, 4.8% z magnezu oraz z 15% żelaza i zapewnia wytrzymałość mechaniczną jak i ekranowanie pola magnetycznego. Dodatkowo końcówka sondy ma kształt stożka ściętego wykonanego z czystego berylu o długości 25.5 mm i gru-

3.2. OPIS URZĄDZENIA.

bości ścianki 0.5 mm (widoczny jest on na rysunku 19). Promienie wewnętrzne tego stożka wynoszą 2.5 mm w części łączącej się z trzonem sondy oraz 1 mm w części dystalnej. Taka konstrukcja nie jest stosowana w sondzie firmy Carl Zeiss, która na całej długości ma jednolitą średnicę.

Sonda firmy Carls Zeiss zakończona jest półsferyczną tarczą również składającą się z kilku warstw. Najbardziej zewnętrzna jest 0.0026 milimetrowa warstwa chromoazotu mająca podobnie jak powyżej zapewnić biokompatybilność z ciałem pacjenta. Pod nią znajduje się warstwa niklu o grubości 0.0014 mm napyłona na 0.5 milimetrową warstwę berylu. Od wewnątrz beryl napyłony jest cienką warstwą złota o grubości około 1 μm . Warstwa złota pokrywa również od wewnątrz trzon sondy na długości około 2 mm. Jest to tak zwana tarcza konwersji. Elektronów wystrzelone z działa elektronowego uderzają w tą tarczę i w wyniku oddziaływania z jej atomami emitują promieniowanie rentgenowskie. W około 85% jest to promieniowanie hamowania (o widmie ciągłym) natomiast 15% stanowi promieniowania charakterystyczne. W przypadku konstrukcji ze Świerku końcówka sondy również jest półsferyczna jednak warstwa złota (pokrywająca również wspomniany powyżej stożek na długości około 2 mm) ma grubość około 1.5 μm . Nie występują tam również warstwy niklu oraz chromoazotu. Zupełną nowością jest plan zastosowania materiałów tarczy konwersji innych niż złoto, a mianowicie srebra. Wstępne plany przewidują wykorzystanie warstwy srebra o grubości mniej więcej 2 do 3 μm . Chęć zastosowania srebra wynika z pewnych korzyści, na które wskazują wstępne dane symulacyjne i pomiarowe, a które zostaną opisane w dalszych rozdziałach.



Rysunek 20: Obudowa igły fotonowej wraz z sondą [fotografia własna].

Opisane powyżej moduł wysokiego napięcia, działło elektronowe oraz elektromagnesy odchylające wiązkę elektronów zamknięte są w obudowie wykonanej z materiału nieprzewodzącego oraz otoczone akrylowym izolatorem w celu zapewnienia bezpieczeństwa pacjentowi poddawanemu terapii. Kompletny układ widoczny jest na rysunku 20. Izolacja elektryczna zapewnia, że maksymalne napięcie jakie może pojawić się na obudowie urządzenia wynosi 12 V a więc nie zagraża życiu pacjenta w przypadku jakiegokolwiek awarii (np. przebicia). Jest to niezwykle istotne zważywszy na fakt, że igła fotonowa stosowana jest przede wszystkim do naświetlania zmian wewnątrzczaszkowych oraz nowotworów piersi i rdzenia kręgowego [43][44][45].

3.2.OPIS URZĄDZENIA.

3.3. DODATKOWE AKCESORIA.



Rysunek 21: Nakładki PAICH (z lewej) oraz PDA (z prawej) [fotografia własna].

Firma Carl Zeiss Surgicall dostarcza swoje urządzenie wraz z licznymi przystawkami służącymi do bieżącej kalibracji sprzętu oraz do modyfikowania właściwości wiązki w trakcie naświetlania pacjenta. Jednym z dodatków jest nakładka pozwalająca zamocować płaskorównoległą komorę jonizacyjną typu markus, model PTW23342 służącą do przeprowadzenia kalibracji wydajnościowej urządzenia. Komora jonizacyjna wsuwana jest w odpowiedni slot nakładki w taki sposób aby jej okienko było ustawione pod kątem prostym do osi igły. Objętość czynna tej komory wynosi 0.02 cm^3 . W nakładce tej znajduje się również tzw. PAICH służący sprawdzeniu czy sonda igły jest ustawiona prosto. W jego skład wchodzi źródło światła oraz fotodioda. Po nałożeniu nakładki na sondę strumień światła docierający do fotodiody jest przez nią

częściowo przesłaniany. Jeśli sonda ustawiona jest całkowicie prosto wtedy podczas obracania nakładką rejestrowany przez fotodiodę strumień światła nie ulega zmianie. Jeśli jednak występuje skrzywienie, wtedy w różnych fazach obrotu strumień światła będzie się zmieniał a wielkość tych zmian będzie wprost proporcjonalna do odchylenia sondy od prawidłowego kierunku. Jeśli taka sytuacja zostanie wykryta należy naprostować sondę przy pomocy służącego temu celowi układu wbudowanego w nakładkę.

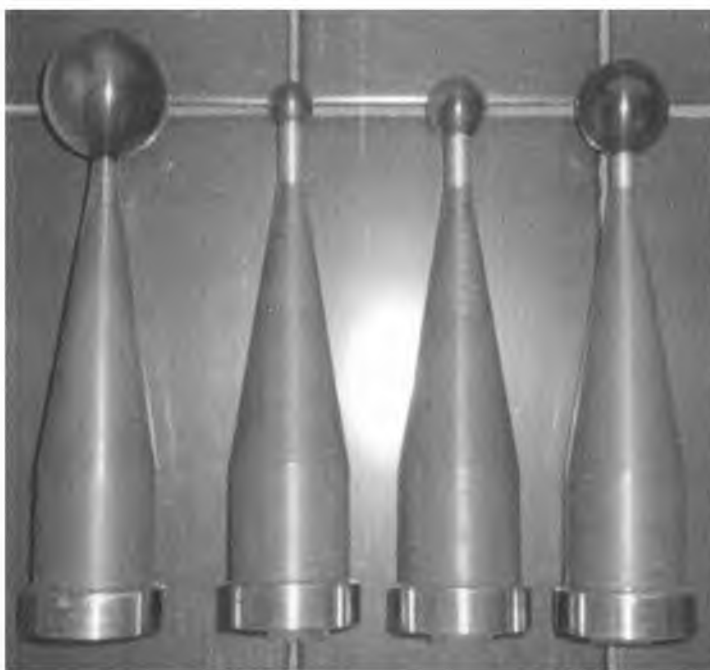
Drugą nakładką jest tzw. PDA (z ang. *photodiode array*) służąca do kalibracji wydajnościowej urządzenia. Wewnątrz tej nakładki znajduje się 5 fotodiod ustawionych w taki



Rysunek 22: Sposób mocowania nakładki PAICH [fotografia własna].

sposób, że jedna z nich znajduje się na osi przedłużeniu osi sondy natomiast cztery pozostałe ułożone są w kształcie krzyża wokół końcówki sondy i tworzą układ ortogonalny wyznaczający płaszczyznę prostopadłą do osi sondy. Po uruchomieniu igły fotonowej sygnał rejestrowany przez fotodiody pozwala określić wydajność urządzenia oraz izotropowość generowanego promieniowania rentgenowskiego. Opisane powyżej nakładki widoczne są na rysunku 21. Widoczny jest wyraźnie slot służący zamontowaniu komory jonizacyjnej. Rysunek 22 przedstawia sposób montowania nakładki PAICH na igłę (identyczny jak sposób montowania nakładki PDA).

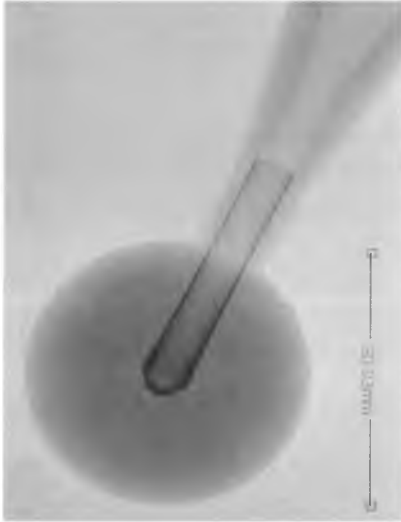
Najważniejszymi z akcesoriów wykorzystywanych razem z igłą fotonową są tzw. aplikatory. Są to wykonane z polimetakrylanu metylu sferyczne nakładki nasuwane na sondę igły, których średnice wahają się od 3 do 50 mm. Wygląd typowego aplikatora przedstawiony jest na rysunku 23. Nakładka montowana jest na sondzie w taki sposób aby czubek sondy, z którego emitowane są fotony konwersji, znajdował się dokładnie w centrum sferycznej części nakładki. Aplikatory stosowane są przede wszystkim w sytuacjach gdy naświetlana jest łoża po wyciętym guzie. W takich przypadkach wykorzystanie igły bez odpowiedniej nakładki doprowadziłoby do niejednorodnego naświetlenia tkanek pacjenta wywołanego nierównomiernym ich rozłożeniem wokół czubka sondy. Aplikator nałożony na końcówkę urządzenia umieszczany jest wewnątrz łoży, wypełniając jej objętość. Jako, że polimetakrylan metylu jest materiałem odpowiadającym tkance miękkiej



Rysunek 23: Aplikatory z PMMA [fotografia własna].

efekt naświetlania łoży wypełnionej aplikatorem jest analogiczny do naświetlania jednolitego bloku tkanek przy pomocy nieosłoniętej końcówki igły. Istnieje jednak dodatkowa korzyść wynikająca z zastosowania aplikatora. Rozkład kątowy emitowanych fotonów konwersji nie jest doskonale jednorodny – więcej fotonów emitowanych zostaje w kierunku wiązki (pod kątem 0°) i do tyłu (pod kątami w okolicy 180°) niż pod kątem prostym. Przyczyny takiego zachowania układu opisane zostaną nieco dokładniej w dalszej części pracy, podczas analizy symulacji komputerowych końcówki igły. Przy pomocy aplikatorów można starać się zminimalizować ten niekorzystny efekt, jeszcze bardziej zwiększając równomierność naświetlania tkanek pacjenta. Efekt niejednorodnego naświetlania można zmniejszyć jeszcze bardziej poprzez zastosowanie najnowszych aplikatorów nowej generacji, które niedawno pojawiły się na rynku [46]. Aplikatory balonikowe firmy Carl Zeiss Surgical wykonane są z cienkiej folii PMMA i po wprowadzeniu do wnętrza ciała pacjenta mogą

3.3.DODATKOWE AKCESORIA.



Rysunek 24: Aplikator nałożony na końcówkę igły [fotografia własna].

W takich przypadkach energia fotonów rzędu 20 czy 30 keV jest zbyt duża ponieważ wnikać mogą one głębiej niż jest to konieczne niszcząc przy tym tkankę zdrową. Rozwiązaniem

być napełnione dowolnym płynem (zazwyczaj napełniane są powietrzem lub solą fizjologiczną) rozszerzając łożę i zapewniając równomierne jej napromienianie. Istnieją również aplikatory o kształtach innych niż sferyczne, np. aplikatory stosowane do naświetlania zmian skórnych mające płaskie okienko wyjściowe a nie sferyczne jak aplikatory standardowe.

Kolejną korzyścią z zastosowania aplikatorów jest możliwość wpływania na kształt widma energetycznego emitowanych fotonów konwersji. W zależności od energii wiązki elektronów oraz materiału, grubości czy nawet kształtu tarczy konwersji igły średnia energia emitowanych fotonów mieści w przedziale od 10 do 30 keV natomiast energie maksymalne zależą przede wszystkim od energii wiązki elektronów i dochodzą nawet do 50 keV. Niejednokrotnie celem terapii jest jedynie doświetlenie tkanek leżących na granicy łoży w celu wyeliminowania mikrorozsiewów i zapobieżeniu nawrotowi choroby. W ta-



Rysunek 25: Zamontowanie aplikatora na korpusie igły fotonowej [fotografia własna].

3.3.DODATKOWE AKCESORIA.

tego problemu jest właśnie zastosowanie aplikatora. Fotony większość swojej energii wytracą w aplikatorze, a te, którym uda się z niego uciec będą miały energię na tyle małą, że nie będą w stanie spenetrować zdrowej tkanki na zbyt dużych głębokościach. Warto w tym miejscu zaznaczyć, że aplikatory różnią się między sobą. Najmniejsze z nich, o średnicy do 5 mm, ze względu na niewielką grubość warstwy PMMA wyposażone są dodatkowo w ciekłą warstewkę aluminium mającą na celu dodatkowe ujednoczenie rozkładu promieniowania oraz zmniejszenie średniej energii fotonów [47]. Warstewka taka nie jest konieczna w przypadku aplikatorów większych. Rysunek 24 przedstawia zdjęcie rentgenowskie wnętrza aplikatora o średnicy 30 mm nałożonego na końcówkę igły fotonowej.

Korpus igły fotonowej montowany jest w czasie zabiegu do odpowiednio zaprogramowanego ramienia robota przemysłowego, które zapewnia dużą stabilność układu w czasie sesji terapeutycznej. Jednocześnie możliwość zdalnego sterowania tym ramieniem zmniejsza znacząco ryzyko radiacyjne dla personelu medycznego. Sposób montowania aplikatorów na korpusie igły fotonowej oraz ramię robota przedstawiają odpowiednio rysunki 25 oraz 26.



Rysunek 26: Ramię robota, do którego mocowany jest korpus igły [fotografia własna].

OPRACOWANIE WYNIKÓW

4. METODY MONTE CARLO I PAKIET GEANT4.

4.1. PODSTAWY TEORETYCZNE.

Kluczowym elementem nowoczesnej radioterapii jest jak najdokładniejsze określenie rozkładów dawek czy to wewnątrz ciała pacjenta czy też w objętości fantomów stosowanych w procedurach kalibracji aparatów do naświetlania. W tym celu wykorzystywane jest specjalistyczne oprogramowanie tzw. system planowania leczenia w radioterapii (z ang. *Radiation Treatment Planning Systems, RTPS*) dostarczane przeważnie przez producenta danego aparatu. Z najpopularniejszych obecnie systemów planowania wymienić można PrecisePLAN firmy Elekta, Eclipse firmy Varian Medical Systems (oraz jego poprzednik CadPlan) czy Theraplan Plus firmy Theratronics. Często system planowania leczenia jest dedykowany jednemu konkretnemu urządzeniu (np. aparatowi GammaKnife firmy Elekta czy też CybeKnife firmy Accuray). Warto w tym miejscu wspomnieć o systemie planowania leczenia ALFARD, który rozwijany jest między innymi przez Centrum Onkologii im Marii Skłodowskiej-Curii w Gliwicach [48]. Do niedawna żaden z systemów planowania leczenia nie traktował wiązki promieniowania jako złożonej z poszczególnych cząstek. Wykorzystywane równania matematyczne traktowały wiązkę jako „całość” a poprzez zastosowanie odpowiednich współczynników wagowych odpowiadających różnym sposobom oddziaływania wiązki z materią możliwe było wyznaczenie rozkładów dawek. Zaletą takiego podejścia są niewątpliwie relatywnie proste obliczenia co w sposób bezpośredni przekłada się na ich szybkość. Biorąc pod uwagę moc obliczeniową współczesnych komputerów opracowanie standardowego planu leczenia nie zajmuje więc niż kilkadziesiąt sekund. Nawet skomplikowane plany leczenia stosujące techniki dynamiczne takie jak RapidARC czy IMRT można opracować w czasie krótszym niż 30 minut. Niestety analityczne rozwiązanie stosowanych równań jest bardzo często niewykonalne w związku z czym konieczne jest stosowanie przybliżeń, które mogą mieć negatywny wpływ na dokładność obliczeń. Jak do tej pory nie wpływały one znacząco na wyniki leczenia ale wraz z rozwojem nowych technik wymagających coraz bardziej precyzyjnego naświetlania zaczynają one stanowić pewien problem. W związku z tym coraz częściej producenci systemów planowania wykorzystują do obliczeń metody Monte Carlo, które pozbawione są tej wady. Każda cząstka wchodząca w skład wiązki (a także cząstki wtórne) traktowana jest w tym przypadku jako niezależny obiekt. Zaletą tego podejścia jest duża dokładność obliczeń. Ponieważ jednak oddziaływania każdej z cząstek rozpatrywane są niezależnie, a liczba cząstek tworzących typową wiązkę sięga 10^{15} , czas potrzebny na wykonanie obliczeń jest znacząco dłuższy niż w poprzednim przypadku. Nawet komputery o dużej mocy obliczeniowej mogą potrzebować kilku godzin na opracowania zadanego planu leczenia. Kompromisem jest stosowanie uproszczonych metod Monte Carlo jednak pamiętać należy, iż wraz ze skróceniem czasu przeznaczanego na obliczenia maleje też ich dokładność.

4.1.PODSTAWY TEORETYCZNE.

Po raz pierwszy metodę zbliżoną do metody Monte Carlo zaproponował Comte de Buffon w roku 1777. Jego eksperyment polegał na losowym rozrzucaniu igieł o długości L na kartce pokrytej liniami odległymi od siebie o d (przy czym $d > L$) oraz obliczaniu prawdopodobieństwa przecięcia się igły z linią. Otrzymany metodami analitycznymi wzór ma następującą postać:

$$p = \frac{2L}{\pi d} \quad (4.1)$$

Eksperyment ten znany dziś pod nazwą igły Buffona i jest jedną z najprostszych metod obliczania wartości liczby π (po raz pierwszy w ten sposób ludolfinę próbował obliczyć Blaise Pascal w 1886 roku).

Najogólniej rzecz ujmując metody Monte Carlo służą do obliczania wartości parametrów fizycznych, których analityczne wyznaczenie jest trudne lub wręcz niewykonalne. Opierają się one na wielokrotnym losowaniu wartości x badanego parametru a następnie na obliczaniu średniej $\langle x \rangle$ tak uzyskanych wyników. Centralne Twierdzenie Graniczne pokazuje, iż wartość średnia $\langle x \rangle$ jest dobrym estymatorem rzeczywistej wartości badanego parametru a rozkład uzyskiwanych wartości średnich $\langle x \rangle$ ma kształt rozkładu Gaussa o wariancji σ_x . Co więcej twierdzenie to pokazuje, że wraz ze wzrostem liczby losowanych wartości x $\sigma_{\langle x \rangle} \rightarrow 0$ co oznacza, że średnia wartość $\langle x \rangle$ dąży do rzeczywistej wartości badanego parametru. Rozkład wartości x można opisać przy pomocy funkcji gęstości prawdopodobieństwa $p(x)$ takiej, że:

$$\int_{x_1}^{x_2} p(x) dx = 1 \quad (4.2)$$

Można następnie określić dystrybuantę tego rozkładu określoną wzorem:

$$F(x) = \int_{x_1}^x p(x') dx' \quad (4.3)$$

kóra jest niemalejącą funkcją określającą prawdopodobieństwo tego, że zmienna x przyjmie dowolną wartość z przedziału $\langle x_1, x \rangle$ i przyjmuje wartości z przedziału $\langle 0, 1 \rangle$. Metody Monte Carlo do losowania wartości zmiennej x wykorzystują funkcję odwrotną F^{-1} do dystrybuanty danego rozkładu. Wartość x badanego parametru wyrażona może zostać wtedy wzorem:

$$x = F^{-1}(a) \quad (4.4)$$

gdzie argument funkcji a przyjmuje wartości z przedziału $\langle 0, 1 \rangle$. Wielokrotne losowanie wartości x sprowadza się zatem do losowania wartości a . Niezwykle istotne jest aby wartości te miały jak najbardziej równomierny rozkład. Dlatego kluczową rolę w metodach

4.1.PODSTAWY TEORETYCZNE.

Monte Carlo odgrywają generatory liczb losowych. Zasadniczo dzielą się one na dwa typy: sprzętowe oraz programowe. Do pierwszej grupy należą wszelkie urządzenia, które na podstawie analizy zachowania jakiegoś stochastycznego procesu fizycznego (np. szumu elektrycznego) są w stanie generować ciągi liczb. Tego typu generatory są szczególnie skuteczne ponieważ przypadkowość realizacji danego procesu fizycznego w określonym przedziale czasu sprawia, że uzyskiwane ciągi liczb są całkowicie nieprzewidywalne i niepowtarzalne. Drugą grupę generatorów tworzą algorytmy komputerowe, które w wyniku serii złożonych operacji matematycznych generują ciągi liczb pseudolosowych. Pseudolosowych ponieważ w przeciwieństwie do generatorów sprzętowych uzyskiwane przy ich pomocy rezultaty nie są do końca przypadkowe i nieprzewidywalne. Generatory programowe są jednak zdecydowanie łatwiejsze w użytkowaniu jako, że wystarczy zwykły komputer (nie jest potrzebne żaden dodatkowy osprzęt). Najlepsze aktualnie generatory liczb pseudolosowych mają powtarzalność (definiowaną jako długość ciągu liczbowego, w którym żaden podciąg liczb się nie powtarza) rzędu 10^{144} co w przypadku zastosowania w obliczeniach radioterapeutycznych jest wartością aż nadto wystarczającą. Taką właśnie powtarzalność ma standardowy generator liczb pseudolosowych pakietu GEANT4 a mianowicie HepJamesRandom zaprojektowany przez Freda Jamesa.

Nazwa GEANT4 jest akronimem słów GEometry And Tracking. Jest on rozprowadzany w postaci pakietu bibliotek napisanych w języku C++. Historia tego pakietu sięga roku 1993 kiedy to dwie grupy badaczy – jedna w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych CERN w pobliżu Genewy a druga w KEK w Japonii – postanowiły niezależnie od siebie skonstruować uniwersalne środowisko komputerowe umożliwiające symulowanie rozmaitych procesów fizycznych. Obie grupy w 1994 roku połączyły siły. Początkowo planowano wykorzystać popularny w tamtym czasie język programowania FORTRAN jednak szybko zmieniono zamiary i postanowiono wykorzystać prostszy i dający dużo większe możliwości język C++. Pierwsza oficjalna wersja GEANT'a została opublikowana w 1998 roku. Obecnie najnowsza jest wersja 10.0 (w fazie testów beta), która – podobnie jak starsze wersje – dostępna jest na serwerach CERNu [49].

Pakiet GEANT4 umożliwia nie tylko symulowanie przeróżnych procesów fizycznych – od prostych oddziaływań elektromagnetycznych po złożone reakcje jądrowe uwzględniające modele kwarkowe budowy nukleonów – ale również tworzenie struktur geometrycznych zbudowanych z definiowanych przez użytkownika materiałów. Możliwe jest określanie takich ich własności jak gęstość, skład pierwiastkowy/izotopowy czy nawet temperatura i ciśnienie (w przypadku gazów). Dodatkowo możliwość przeprowadzania operacji logicznych na tworzonych bryłach daje niezwykle duże możliwości kreowania układów eksperymentalnych, ograniczone jedynie wyobraźnią użytkownika i mocą obliczeniową jego komputera. Dodatkową zaletą GEANT'a są rozbudowane bazy danych zawierające takie informacje jak parametryzacje stosowanych modeli fizycznych (uzyskane w czasie rzeczywistych eksperymentów) czy dane dotyczące własności rozmaitych materiałów (na przykład bazy danych National Institute of Standard and Technology, NIST). Dane te dostępne są w postaci zewnętrznych bibliotek takich jak G4EMLOW (dane o oddziaływaniach elektromagnetycznych) czy G4ELASTIC (rozpraszanie elastyczne). Biblioteki te dostępne są na stronie CERN [49]. Jak do tej pory nie jest możliwe uwzględnienie struktury molekularnej wykorzystywanych materiałów. Oznacza to, iż GEANT4 nie może być wykorzystany do eksperymentów, dla których taka informacja jest kluczowa a więc na

4.1.PODSTAWY TEORETYCZNE.

przykład spektrografii rentgenowskiej. Należy jednak zaznaczyć, iż kod źródłowy GEANT'a jest ogólnodostępny (jest to projekt otwarty) dzięki czemu każdy użytkownik może dokonywać w nim zmian. Jest to niezwykle istotne ponieważ jak każde oprogramowanie o tak znacznym stopniu skomplikowania, GEANT nie jest wolny od błędów. Co więcej jest to projekt niezwykle mocno rozwijany w związku z czym nie jest wykluczone, iż w niedalekiej przyszłości pojawi się również możliwość uwzględniania struktury molekularnej materii.

4.2. WERYFIKACJA MODELI FIZYCZNYCH PAKIETU GEANT4.

Użytkownik chcący wykorzystać możliwości pakietu GEANT4 musi być również zaznajomiony z tworzeniem aplikacji w języku C++. Twórcy GEANT4 nie dostarczają bowiem gotowych rozwiązań (za wyjątkiem dołączanych do każdej kolejnej wersji przykładowych programów) a jedynie pewne moduły, które muszą być dołączone do tworzonego przez użytkownika programu. Najistotniejszymi z tych modułów są naturalnie modele fizyczne, których omawiany pakiet posiada kilka. Niemal wszystkie znane obecnie procesy fizyczne obejmujące przedział energii do kilku(nastu) teraelektronowoltów (TeV) są zaimplementowane w środowisku GEANT4. Niestety komputerowe modele z oczywistych przyczyn działać mogą wyłącznie tak jak zostaną zaprogramowane przez ludzi, a zatem modele fizyczne wykorzystywane przez GEANT4 opisywać będą rzeczywiste zjawiska tak jak je obecnie rozumiemy. Nie oznacza to niestety, że będzie to opis doskonały ponieważ nasze rozumienie praw przyrody mimo, że przez ostatnie kilkaset lat znacznie się poprawiło, wciąż pozostawia nieco do życzenia. Dlatego też jednym z celów niniejszej rozprawy jest weryfikacja podstawowych modeli GEANT4 w celu wybrania tego, który najlepiej nadaje się do dalszego wykorzystania, czyli tego, który jest najbardziej zgodny z rzeczywistością w założonym przedziale energii. Jako, że w zakresie energii, z którymi spotkać się można w trakcie pracy z igłą fotonową wszelkiego rodzaju reakcje jądrowe nie mają prawa zajść (energia jest zdecydowanie za mała) rozpatrywane będą wyłącznie modele fizyczne opisujące zjawiska elektromagnetyczne. Do najważniejszych z nich należą rozpraszanie Comptona (nieelastyczne) i Rayleigha (elastyczne) fotonów na elektronach, zjawisko fotoelektryczne, jonizacja dokonywana przez elektrony oraz promieniowania hamowania. Do procesów elektromagnetycznych zalicza się jeszcze naturalnie konwersja fotonu na parę elektron-pozyton oraz anihilacja pozytonu. Pierwszy proces zachodzi jednak dopiero gdy energia fotonu przekracza 1,022 MeV, a więc jest ponad 40 razy większa niż energia fotonów generowanych przez igłę fotonową. W czasie pracy igły fotonowej nie są również generowane pozytony w związku z czym zjawiska te nie będą analizowane.

GEANT4 wyposażony jest w 3 główne modele opisujące oddziaływania elektromagnetyczne przy niskich energiach. Są to modele Low Energy PENELOPE, Low Energy EEDL/EPDL oraz Standard. Pierwszy z nich, PENELOPE, wykorzystuje dane uzyskane w eksperymencie PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons. Model ten został opracowany specjalnie w celu jego wykorzystania w symulacjach Monte Carlo i sprawdza się w przedziale energetycznym od kilku eV aż do około 1 GeV [50]. Aktualnie dostępne są bazy danych PENELOPE z roku 2001 (wersje GEANT4 do 4.9.3) oraz nowsza z roku 2008. Model EEDL/EPDL, zwany też często skrótowo Livermore, opiera się na

danych zawartych przede wszystkim w bazach Evaluated Electron Data Library (EEDL, [51]) oraz Evaluated Photon Data Library (EPDL97, [52]) a także wielu innych źródłach, z których czerpane są takie informacje jak współczynniki stopping-power czy energie wiązania elektronów na powłokach. Aktualnie zakres zastosowania tego modelu obejmuje przedział energii od 250 eV do około 100 GeV dla pierwiastków o liczbach atomowych od 1 do 99. Trzeci model, model Standard, stworzony został do opisu zjawisk zachodzących przy energiach nieco wyższych niż w przypadku dwóch powyższych. W przeciwieństwie do nich nie wykorzystuje on bezpośrednio przekrojów czynnych na poszczególne zjawiska dla konkretnych powłok elektronowych, choć w sposób niebezpośredni polega na tych danych. W konsekwencji dla najniższych energii, do kilkudziesięciu keV, pojawiają się pewne problemy. Wcześniejsze prace (niezwiązane z niniejszą rozprawą) prowadzone na Zakładzie Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań na Uniwersytecie Śląskim i wykorzystujące symulacje komputerowe z użyciem pakietu GEANT4 pokazały bowiem, iż ma on kłopoty z symulowaniem promieniowania charakterystycznego. Symulacje polegające na ostrzeliwaniu rozmaitych materiałów elektronami a następnie rejestrowaniu widma energetycznego uzyskiwanych fotonów hamowania i fotonów charakterystycznych wykazały, że przy wykorzystaniu modelu Standard w ogóle nie są generowane piki charakterystyczne. Automatycznie dyskwalifikuje to ten model jako kandydata do wykorzystania w czasie symulacji igły fotonowej ponieważ w zakresie energetycznym generowanych przez nią fotonów piki charakterystyczne pochodzące od różnych materiałów są szczególnie efektywnie generowane. W niniejszej rozprawie rozpatrywane były zatem jedynie modele PENELOPE oraz Livermore.

4.2.1. Współczynniki stopping-power.

W przypadku obu tych modeli możliwe jest osobne ich stosowanie do oddziaływań fotonów i elektronów, a więc możliwe jest ich mieszanie w trakcie symulacji (jeden model opisuje oddziaływanie fotonów natomiast drugi elektronów) jednak podejście takie nie było stosowane. Weryfikacja modeli opierała się na kilku elementach. Pierwszym z nich było wyznaczenie współczynników stopping-power dla kilkunastu wybranych materiałów a następnie porównaniu ich z wartościami uzyskanymi w trakcie rzeczywistego eksperymentu, zawartymi w bazie danych NIST. Pierwszą grupą materiałów, dla których tego dokonano była grupa 14 metali będących potencjalnymi kandydatami na budulec tarczy konwersji igły fotonowej - chrom, kobalt, nikiel, miedź, cynk, molibden, srebro, kadm, ind, tantal, wolfram, iryd, platyna oraz złoto. W tabeli 2 zawarte są wszystkie metale, które początkowo były rozważane jako kandydaci na materiał tarczy konwersji wraz z ich właściwościami. Kolorem zaznaczone są materiały, które zakwalifikowały się do dalszej analizy. O wyborze danego materiału decydowała kombinacja takich parametrów jak:

- liczba atomowa: Im jest ona wyższa tym lepiej ze względu na wyższą wydajność konwersji elektronów na promieniowanie hamowania.
- przewodność cieplna: Im jest ona wyższa tym lepiej ponieważ tarcza konwersji bombardowana wiązką elektronów silnie się nagrzewa a dzięki wyższej przewodności cieplnej lepiej odprowadzane jest z niej ciepło.
- gęstość: Im jest ona wyższa tym lepiej ponieważ wiąże się ona podobnie jak liczba atomowa z wydajnością konwersji. Z drugiej jednak strony nie może być ona zbyt duża ponieważ wraz ze wzrostem gęstości rośnie współczynnik osłabienia wiązki

4.2.WERYFIKACJA MODELI FIZYCZNYCH PAKIETU GEANT4.

4.2.1.Współczynniki stopping-power.

fotonów.

- temperatura topnienia: Im wyższa jest temperatura topnienia tym lepiej ponieważ dzięki temu tarcza konwersji nie ulega odparowaniu w wiązce elektronów.
- współczynnik osłabienia fotonów o energii 20 keV: Im jest on mniejszy tym lepiej ponieważ generowane przez igłę fotonową kwanty są słabiej zatrzymywane w tarczy konwersji. Energia 20 keV została arbitralnie dobrana tak aby odpowiadała ona mniej więcej średniej energii fotonów generowanych przez wiązkę elektronów o energii 50 keV.
- grubość równoważna 1 μm złota: Im jest ona mniejsza tym lepiej. Jest to arbitralny parametr określający jaka grubość danego materiału zatrzymuje taką samą ilość fotonów o energii 20 keV jak 1 μm złota. Złoto zostało wybrane jako materiał referencyjny ponieważ jest ono podstawowym materiałem tarczy konwersji w urządzeniu firmy Carl Zeiss oraz jednym z podstawowych materiałów stosowanych w urządzeniu konstruowanym w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku.

Pierwiastek	Liczba atomowa	Przewodność cieplna [W/mK]	Gęstość [g/cm ³]	$\mu/\rho_{20\text{keV}}$ [cm ² /g]	Temperatura topnienia [K]	Grubość równoważna 1pm Au [μm]
Be	4	190	1,848	0,2251	1560	3657,39
Mg	12	160	1,738	2,7630	923	316,82
Al	13	235	2,7	3,4410	933,47	163,76
Sc	21	16	2,985	14,0900	1814	36,17
Ti	22	22	4,507	15,8500	1941	21,30
V	23	31	6,11	17,6800	2183	14,08
Cr	24	94	7,14	20,3800	2180	10,46
Mn	25	7,8	7,47	22,5300	1519	9,04
Fe	26	80	7,874	25,6800	1811	7,52
Co	27	100	8,9	28,0300	1768	6,10
Ni	28	91	8,908	32,2000	1728	5,30
Cu	29	400	8,92	33,7900	1357,77	5,05
Zn	30	120	7,14	37,1900	692,68	5,73
Zr	40	23	6,511	72,3700	2128	3,23
Nb	41	54	8,57	77,1200	2750	2,30
Mo	42	139	10,28	80,5400	2896	1,84
Tc	43	51	11,5	14,1000	2430	9,38
Ag	47	430	10,49	18,3600	1234,93	7,90
Cd	48	97	8,65	19,2000	594,22	9,16
In	49	82	7,31	20,4400	429,22	10,18
Sn	50	67	7,31	21,4600	505,08	9,70
Ta	73	57	16,65	63,3400	3290	1,44
W	74	170	19,25	65,7300	3695	1,20
Ir	77	150	22,65	73,1700	2739	0,92
Pt	78	72	21,09	75,7400	2041,4	0,95
Au	79	320	19,3	78,8300	1337,33	1,00
Pb	82	35	11,34	89,5200	600,61	1,50
Bi	83	8	9,78	86,3600	544,4	1,80

Tabela 2: Potencjalni kandydaci na materiał tarczy konwersji oraz ich najważniejsze właściwości.

4.2.WERYFIKACJA MODELI FIZYCZNYCH PAKIETU GEANT4.

4.2.1.Współczynniki stopping-power.

O odrzuceniu berylu, magnezu, aluminium, skandiu, tytanu i wanadu zdecydowała przede wszystkim mała liczba atomowa oraz wiążąca się z nią pośrednio duża grubość równoważna 1 μm złota. Ponadto trzy ostatnie z wymienionych posiadają zbyt niską przewodność cieplną. Ze względu na niską przewodność cieplną w dalszych obliczeniach nie zostały uwzględnione mangan, cyrkon, niob, technet, cyna, ołów oraz bizmut. Co więcej w przypadku cyny, ołowiu oraz bizmutu parametrem wykluczającym jest zbyt niska temperatura topnienia. Żelazo z kolei odrzucone zostało ze względu na fakt, iż jest to metal silnie ferromagnetyczny a więc jego zastosowanie mogłoby skutkować nieprzewidywanymi zaburzeniami toru wiązki elektronów. Warto w tym miejscu zaznaczyć, iż odchylenie wiązki elektronów przez pole magnetyczne wynosi około 0.06 mm/Gauss w związku z czym jak wspomniano w poprzednim rozdziale sonda igły fotonowej musi być ekranowana [42]. Podkreślenia jednak wymaga fakt, iż zarówno mangan jak i technet mogłyby być dobrymi materiałami na tarczę konwersji (odpowiednio wysoka temperatura topnienia, niski współczynnik pochłaniania fotonów o energii 20 keV) gdyby tylko udało się opracować skuteczny sposób odprowadzania z nich ciepła. W dalszej części pracy zostaną zasugerowane pewne rozwiązania, które w kolejnych wersjach igły fotonowej być może pomogą rozwiązać ten problem. W grupie metali przebadany został również beryl. Nie był on jednak traktowany jako potencjalny materiał na tarczę konwersji. Został przebadany ze względu na to, iż to właśnie z niego skonstruowana jest zewnętrzna warstwa okienka wyjściowego sondy igły fotonowej.

Drugą grupą materiałów sprawdzonych pod kątem wartości współczynników stopping-power były materiały biologiczne o szczególnym znaczeniu dla radioterapii. Należą do nich tkanka tłuszczowa, mózgowa (nerwowa), mięśniowa, kostna oraz krew i woda. Dwie pierwsze mają szczególne znaczenie dla terapii z wykorzystaniem igły fotonowej jako, że urządzenie to jest aktualnie stosowane głównie w leczeniu zmian umiejscowionych w obrębie piersi (zbudowanej w głównej mierze z tkanki tłuszczowej) oraz mózgu. Tkanka kostna (zwłaszcza kości długie i płaskie) oraz krew z kolei są istotne ze względu na fakt, iż promieniowanie jonizujące znacząco może zmieniać skład krwi oraz uszkadza układ krwiotwórczy co jest zjawiskiem wielce niepożądanym. Woda natomiast została przebadana ze względu na to, iż jest ona dozymetrycznym odpowiednikiem tkanki miękkiej. Naturalnie współczynniki stopping-power odnoszą się wyłącznie do fotonów a żaden z nich z założenia nie przenika przez tarczę konwersji do berylowej obudowy okienka czy do tkanek pacjenta jednak ich wyznaczenie dla tych materiałów dało cenne dodatkowe informacje dotyczące poprawności stosowanych przez GEANTA4 modeli fizycznych.

Do uzyskania wartości rozpatrywanych współczynników wykorzystane zostały funkcje i metody klasy G4EmCalculator (z ang. *electromagnetic calculator*) będącej częścią pakietu GEANT4. Dla każdego z wymienionych wyżej materiałów współczynniki stopping-power zostały obliczone dla 49 wartości energii, od 10 keV do 59 keV z krokiem równym 1 keV. Górna granica energetyczna została dobrana tak aby o przynajmniej kilka elektronowoltów przekraczała ona maksymalną energię jaką mogą uzyskać fotony generowane przez igłę fotonową. Dla tych samych 49 wartości energii z bazy danych NIST zostały pobrane dane dotyczące rozpatrywanych współczynników [53]. Następnie przy pomocy testu χ^2 została sprawdzona zgodność obu zestawów danych oraz wyliczone prawdopodobieństwo p , że pochodzą one z tej samej „populacji”. Prawdopodobieństwo to jest obliczane przy użyciu poniższego wzoru:

4.2.WERYFIKACJA MODELI FIZYCZNYCH PAKIETU GEANT4.

4.2.1.Współczynniki stopping-power.

$$p = \frac{\left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{df}{2}} \cdot (\chi^2)^{\frac{df}{2}-1} \cdot e^{-\frac{\chi^2}{2}}}{\Gamma\left(\frac{df}{2}\right)}, \quad (4.5)$$

gdzie df oznacza liczbę stopni swobody dopasowania natomiast w mianowniku znajduje się jedna z funkcji specjalnych, funkcja gamma. W przypadku porównywania dwóch zestawów danych liczących każdy po n pozycji, liczba stopni swobody wynosi $n-1$. W przypadku porównywania dwóch zestawów po 49 energii każdy liczba stopni swobody wynosi zatem 48. Hipotezą zerową H_0 testu jest założenie o braku różnic pomiędzy badanymi zbiorami. Przyjęty poziom ufności wynosił standardowo $p=0.05$ co oznacza, iż w celu jego odrzucenia wartość χ^2 powinna wynosić przynajmniej 66.3386. Tabela 3 zawiera obliczone wartości testów χ^2 dla współczynników stopping-power dla badanych materiałów:

Materiał	Z_{eff}	χ^2	
		Penelope	Livermore
Be	4	0,00004	0,10709
Tkanka tłuszczowa	6.47	0,00731	0,26810
Woda	7.68	0,10209	0,20439
Tkanka mięśniowa	7.72	0,07663	0,21931
Krew	7.74	0,07916	0,21895
Tkanka mózgowa	7.74	0,07317	0,21468
Tkanka kostna	11.87	0,06559	0,34280
Cr	24	0,00200	0,05605
Co	27	0,00941	0,06455
Ni	28	0,01472	0,09395
Cu	29	0,01964	0,03147
Zn	30	0,03263	0,19029
Mo	42	0,02332	0,05927
Ag	47	0,03965	0,11545
Cd	48	0,04249	0,00804
In	49	0,04450	0,00775
Ta	73	0,15936	0,01437
W	74	0,15179	0,12514
Ir	77	0,14350	0,01887
Pt	78	0,15667	0,10205
Au	79	0,15544	0,03713

Tabela 3: Wartości testów χ^2 dla współczynników stopping power dla badanych materiałów.

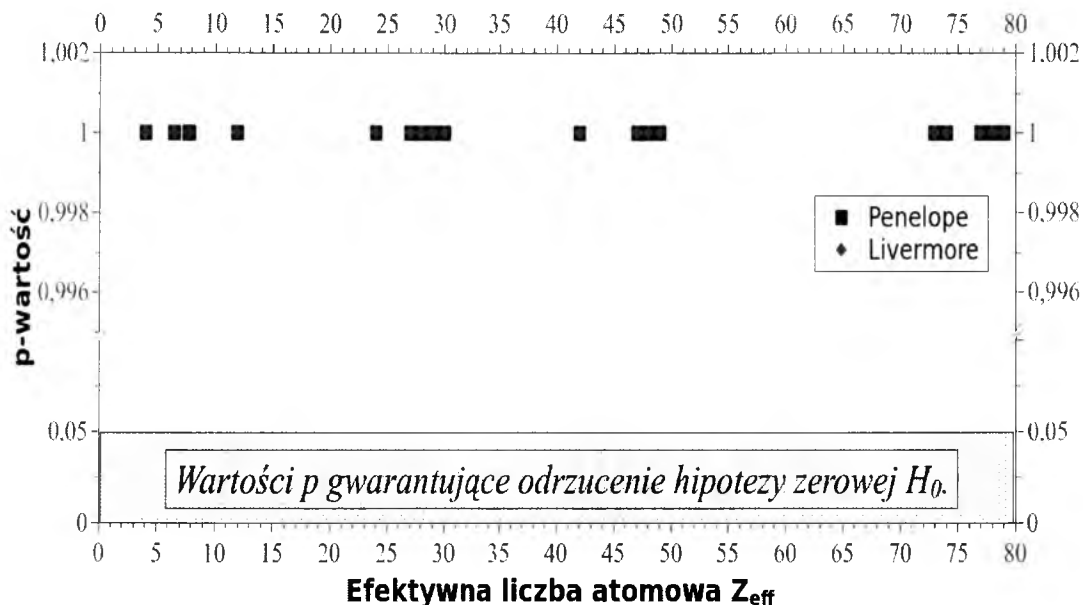
W tabeli w drugiej kolumnie zawarta jest tzw. efektywna liczba atomowa Z_{eff} danego materiału. Zdefiniowana jest ona wzorem:

$$Z_{\text{eff}} = \sqrt[2.93]{\sum_i Z_i^{2.93}}, \quad (4.6)$$

gdzie sumowanie przebiega po wszystkich pierwiastkach wchodzących w skład danego materiału. Oczywiście dla czystych pierwiastków efektywna liczba atomowa jest dokładnie równa liczbie atomowej danego pierwiastka. Jak widać zarówno dla modelu PENELOPE

4.2.WERYFIKACJA MODELI FIZYCZNYCH PAKIETU GEANT4.

4.2.1.Współczynniki stopping-power.



Rysunek 27: Wartości prawdopodobieństwa zgodności badanych danych dotyczących współczynników stopping-power obliczone na podstawie wartości testów χ^2 .

jak i Livermore wartości testów w żadnym przypadku nie przekraczają nawet 0.5. Wykres 27 przedstawia obliczone na podstawie tych testów wartości prawdopodobieństwa p tego, że uzyskane w czasie symulacji dane są zgodne z danymi NIST. Jak widać, nie ma podstaw do odrzucenia zapisanej powyżej hipotezy zerowej w związku z czym należy stwierdzić, iż zarówno model PENELOPE jak i Livermore są zgodne z rzeczywistością. Należy jednak podkreślić fakt, iż wartości testów χ^2 dla modelu PENELOPE są na ogół lepsze niż dla modelu Livermore co oznacza, że lepiej opisuje on stan faktyczny. Na tym etapie oceny modelu bardziej odpowiedni do dalszej pracy wydaje się model PENELOPE.

4.2.2. Przekroje czynne na oddziaływania fotonów z materią

Kolejnym etapem weryfikacji modeli było sprawdzenie zgodności z rzeczywistością przekrojów czynnych na oddziaływanie fotonów z materią. Pod uwagę brane były efekt fotoelektryczny oraz rozpraszanie Comptona i Rayleigha. Jeśli chodzi o rozpraszanie szczególnie istotna jest zgodność przekroju czynnego na rozpraszanie Rayleigha ponieważ w badanych zakresie energii jest on mniej więc 2 rzędy wielkości większy niż przekrój czynny na rozpraszanie Comptona (rozpraszanie elastyczne jest około 100 razy bardziej prawdopodobne niż nieelastyczne). W przypadku przekrojów czynnych badane były jedynie materiały będące potencjalnymi kandydatami na materiał tarczy konwersji. Metoda sprawdzania zgodności przekrojów czynnych z eksperymentem była identyczna jak w przypadku sprawdzania współczynników stopping-power. Do określenia ich wartości została wykorzystana klasa G4EmCalculator. Przekroje czynne zostały obliczone dla 59 wartości energii, w przedziale od 1 keV do 59 keV z krokiem co 1 keV. Tak uzyskane dane zostały następnie porównane przy pomocy testu χ^2 z danymi uzyskanymi z bazy danych

4.2.WERYFIKACJA MODELI FIZYCZNYCH PAKIETU GEANT4.

4.2.2.Przekroje czynne na oddziaływania fotonów z materią

NIST [54]. W tym przypadku liczba stopni swobody wynosiła 58. Poziom ufności podobnie jak poprzednio przyjęty został jako równy $p=0.05$. Hipoteza zerowa H_0 głosi, że zarówno dane uzyskane z modeli GEANTA4 jak i bazy danych NIST są ze sobą zgodne. Dla tych danych wartość testu χ^2 , dla której hipoteza zerowa powinna zostać odrzucona wynosi 77.9305. Tabele 4, 5 oraz 6 zawierają obliczone wartości testów:

Material	Z	χ^2	
		Penelope	Livermore
Be	4	1,57316	0,000199893
Cr	24	0,278772	0,00857857
Co	27	19,2336	0,793706
Ni	28	25,3084	0,0120202
Cu	29	34,6707	0,0119867
Zn	30	40,2062	0,0141298
Mo	42	4,12652	0,132664
Ag	47	19,0579	0,0334396
Cd	48	20,9449	0,0350711
In	49	5,25551	0,0347091
Ta	73	23,0849	0,0971187
W	74	19,8649	0,120513
Ir	77	26,3079	0,121712
Pt	78	30,6677	0,130596
Au	79	33,3116	0,141429

Tabela 4: Wartości testów χ^2 dla przekrojów czynnych na rozpraszanie nieelastyczne dla badanych materiałów.

Material	Z	χ^2	
		Penelope	Livermore
Be	4	0,0138006	0,0139482
Cr	24	12,5407	12,1874
Co	27	4,98633	4,91346
Ni	28	3,73573	3,46552
Cu	29	8,49034	8,22692
Zn	30	1,31408	1,15564
Mo	42	968,75	969,516
Ag	47	6,10948	6,54195
Cd	48	4,41489	4,40349
In	49	7,52893	7,45123
Ta	73	4,23932	4,32886
W	74	4,47953	4,58691
Ir	77	26,0196	25,8647
Pt	78	17,1925	17,4106
Au	79	9,67904	9,98509

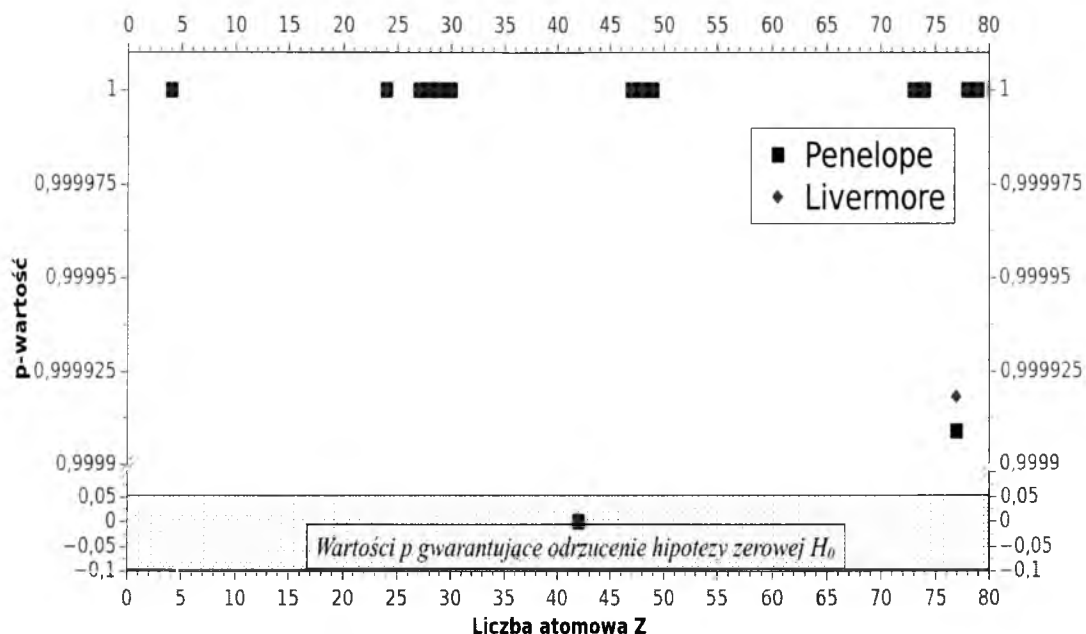
Tabela 5: Wartości testów χ^2 dla przekrojów czynnych na efekt fotoelektryczny dla badanych materiałów.

Material	Z	χ^2	
		Penelope	Livermore
Be	4	0,0052718	0,0981736
Cr	24	0,566484	37,8389
Co	27	1,12648	29,8227
Ni	28	1,19456	72,4767
Cu	29	1,11265	144,434
Zn	30	1,35988	416,829
Mo	42	9,22158	239,66
Ag	47	2,30215	314,285
Cd	48	2,96436	242,933
In	49	4,03437	365,479
Ta	73	20,8342	2093,13
W	74	21,3822	1561,56
Ir	77	23,654	3672,54
Pt	78	24,2622	3199,72
Au	79	25,771	3085,16

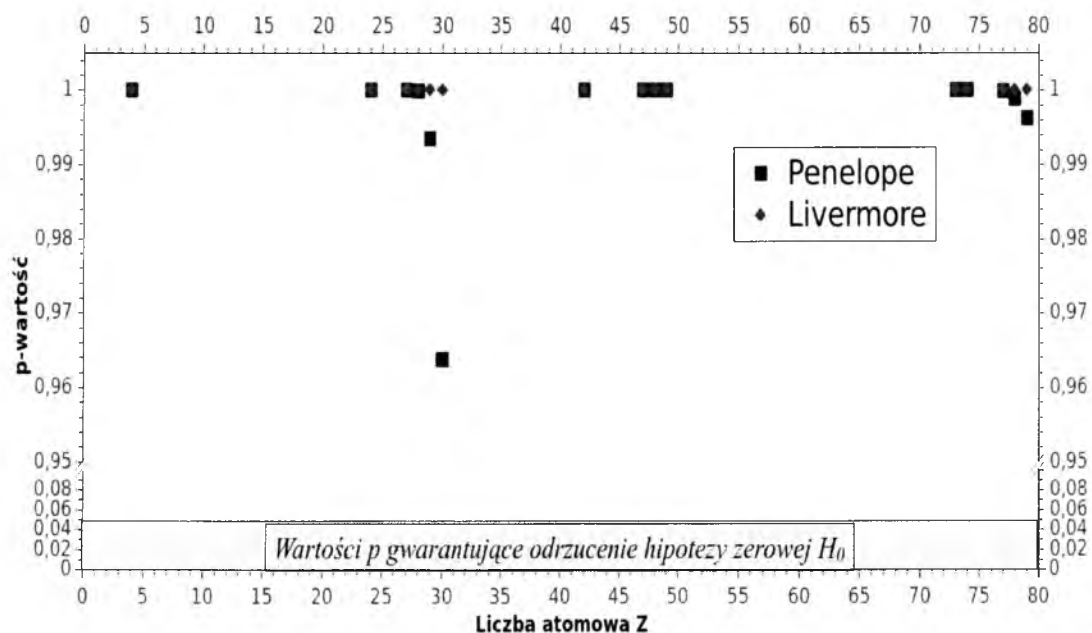
Tabela 6: Wartości testów χ^2 dla przekrojów czynnych na rozpraszanie elastyczne dla badanych materiałów.

4.2.WERYFIKACJA MODELI FIZYCZNYCH PAKIETU GEANT4.

4.2.2.Przekroje czynne na oddziaływania fotonów z materią



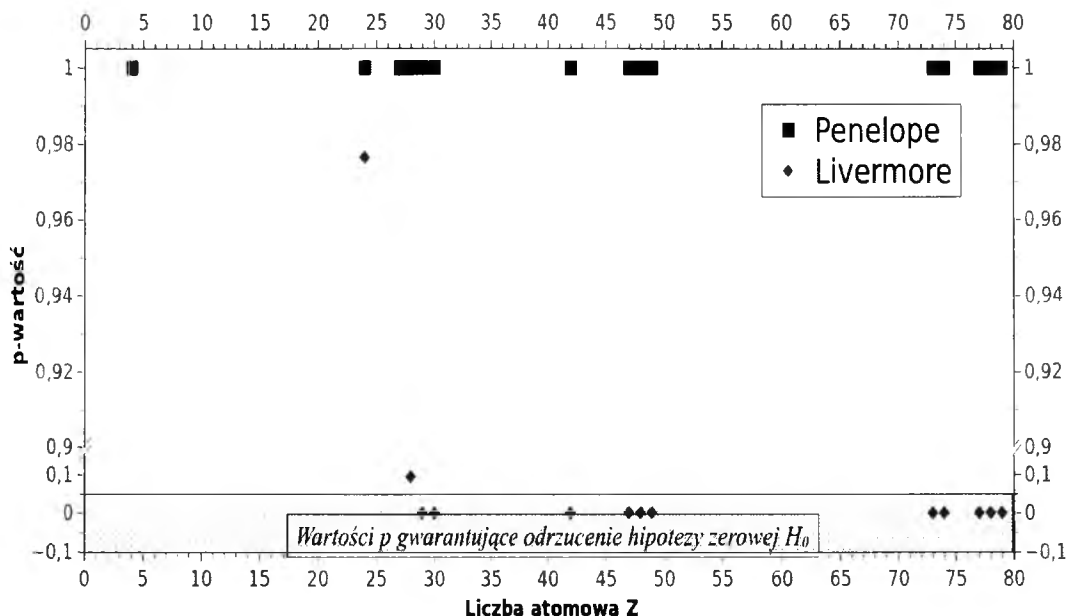
Rysunek 28: Wartości prawdopodobieństwa zgodności badanych danych dotyczących przekrojów czynnych na efekt fotoelektryczny obliczone na podstawie wartości testów χ^2 .



Rysunek 29: Wartości prawdopodobieństwa zgodności badanych danych dotyczących rozpraszania nieelastycznego obliczone na podstawie wartości testów χ^2 .

4.2.WERYFIKACJA MODELI FIZYCZNYCH PAKIETU GEANT4.

4.2.2.Przekroje czynne na oddziaływania fotonów z materią



Rysunek 30: Wartości prawdopodobieństwa zgodności badanych danych dotyczących rozpraszania elastycznego obliczone na podstawie wartości testów χ^2 .

Jak widać w przypadku przekrojów czynnych na efekt fotoelektryczny dla wszystkich materiałów, poza molibdenem, wartości testów są znacznie mniejsze niż ta wymagana do odrzucenia hipotezy zerowej co oznacza, że oba badane modele dobrze opisują rzeczywistość. Jedynie w przypadku molibdenu hipoteza zerowa musi zostać odrzucona. Dokładniejsza analiza danych wykazała, że niezgodność między danymi eksperymentalnymi a symulacjami dotyczy przedziału energii od 20 keV do 30 keV. Poza tym przedziałem zgodność jest bardzo dobra. Nie udało się niestety ustalić przyczyny tych rozbieżności. Pomijając je stwierdzić można, iż nie ma istotnych różnic pomiędzy modelami. Jeśli chodzi o rozpraszanie nieelastyczne oba modele bez wyjątków dobrze opisują stan faktyczny. Podobnie rzecz się ma z rozpraszaniem nieelastycznym. Oba modele sprawdzają porównywalnie dobrze. Należy też podkreślić, iż w tych przypadkach model Livermore jest bardziej zgodny z rzeczywistością niż model PENELOPE. Zupełnie inaczej jest w przypadku przekrojów czynnych na rozpraszanie elastyczne. Model Livermore okazują się tutaj całkowicie błędny niemal dla wszystkich (poza najlżejszymi) materiałów. Jest to fakt bardzo niekorzystny ponieważ jak wspomniano powyżej to właśnie rozpraszanie elastyczne jest w badanym zakresie energii najistotniejsze. Niezgodność ta została również zaobserwowana przez innych autorów jednak przyczyna jej istnienia nie została póki co ustalona [55][56]. Wykresy 28, 29 oraz 30 przedstawiają wartości prawdopodobieństwa tego, że uzyskane w trakcie symulacji dane są zgodne z danymi eksperymentalnymi. Biorąc pod uwagę te dane ponownie okazuje się, iż modelem lepszym do dalszej pracy okazuje się model PENELOPE.

4.2.WERYFIKACJA MODELI FIZYCZNYCH PAKIETU GEANT4.

4.2.2.Przekroje czynne na oddziaływania fotonów z materią

4.2.3. Masowe współczynniki osłabienia μ/ρ fotonów.

Ostatnim etapem testowania modeli GEANT4 była ocena zgodności masowych współczynników osłabienia μ/ρ fotonów z danymi eksperymentalnymi. W tym celu stworzony został wirtualny układ eksperymentalny złożony, ze źródła fotonów o określonej energii oraz płytki o grubości 1 mm wykonanej z badanego materiału ustawionej prostopadłe do wiązki fotonów. W trakcie symulacji w stronę płytki wysyłanych było 10 milionów fotonów. Następnie po przeciwnej do źródła stronie płytki rejestrowano liczbę fotonów, które przeszły przez nią bez żadnego oddziaływania. W tym celu sprawdzano kierunek lotu fotonu wychodzącego z płytki (musiał on być równoległy do kierunku wiązki), jego energię (musiała być równa energii pierwotnej wiązki) oraz czy dany foton był fotonem pierwotnym czy też powstał w wyniku oddziaływań wiązki z materiałem płytki. Dalej obliczany był stosunek liczby fotonów, które przeszły przez płytkę bez oddziaływania N do liczby fotonów pierwotnych N_0 równej 10 milionom. Masowe współczynniki osłabienia obliczane były zgodnie ze wzorem:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\ln \frac{N_0}{N}}{d \cdot \rho}, \quad (4.7)$$

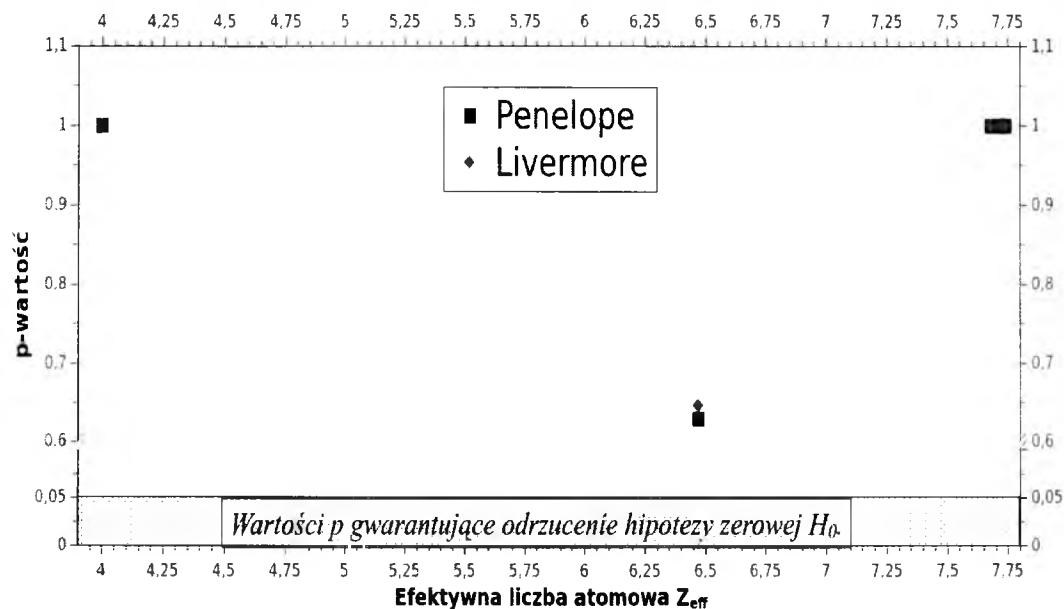
gdzie d oznacza grubość płytki (równą 1 mm) a ρ to gęstość danego materiału. Testowanymi materiałami były woda, jako ekwiwalent tkanki miękkiej, tkanka tłuszczowa, nerwowa (istotne z opisanych wyżej względów) oraz mięśniowa a także beryl jako materiał konstrukcyjny okienka sondy igły fotonowej. Symulowano wiązki fotonów o pięciu różnych energiach: od 10 keV do 50 keV z krokiem co 10 keV. Energie zostały dobrane tak aby pokrywały zakres energii, z którymi spotkać się można w czasie pracy z igłą fotonową. Podobnie jak poprzednio hipoteza zerowa zakłada, że nie ma różnic pomiędzy danymi uzyskanymi z symulacji a danymi eksperymentalnymi zawartymi w bazie danych NIST [54]. Podobnie jak poprzednio zgodność sprawdzana była przy pomocy testu χ^2 . W tym przypadku liczba stopni swobody wynosiła 4 (ponieważ symulowanych było 5 energii) w związku z czym dla poziomu ufności $p=0.05$ wartość testu χ^2 , która powodowałaby konieczność odrzucenia hipotezy zerowej wynosi 9.4877. Tabela 7 zawierają obliczone wartości testów:

Materiał	Z_{eff}	χ^2	
		Penelope	Livermore
Woda	7,68	0,00010	0,00001
Tkanka tłuszczowa	6,47	2,58695	2,48983
Tkanka mózgowa	7,74	0,02204	0,00035
Tkanka mięśniowa	7,72	0,02172	0,00061
Beryl	4	0,00007	0,00001

Tabela 7: Wartości testów χ^2 dla masowych współczynników osłabienia dla badanych materiałów.

4.2.WERYFIKACJA MODELI FIZYCZNYCH PAKIETU GEANT4.

4.2.3.Masowe współczynniki osłabienia μ/ρ fotonów.



Rysunek 31: Wartości prawdopodobieństwa zgodności badanych danych dotyczących masowych współczynników osłabienia obliczone na podstawie wartości testów χ^2 .

Wykres 31 przedstawia wartości prawdopodobieństwa tego, że dane pochodzące z symulacji są zgodne z danymi eksperymentalnymi. Jak widać nie ma podstaw do odrzucenia hipotezy zerowej dla żadnego z modeli a zatem można uznać, że dobrze opisują one rzeczywistość. Jedynie dla tkanki tłuszczowej dane symulacyjne odbiegają nieco od rzeczywistości jednak różnice są wciąż na tyle niewielkie, że nie można odrzucić hipotezy zerowe. Warto zaznaczyć, iż w przypadku masowych współczynników osłabienia fotonów bardziej zgodny z danymi eksperymentalnymi jest model Livermore. Różnice pomiędzy modelami nie są jednak znaczące.

4.2.4. Podsumowanie.

Przedstawiona powyżej metoda postępowania pokazuje, iż zarówno model PENELOPE jak i Livermore dobrze opisują stan faktyczny (za wyjątkiem rozpraszania elastycznego w przypadku modelu Livermore). Dane sugerują jednak, że nieznacznie do dalszego wykorzystania może okazać się model PENELOPE. Czynnikiem decydującym o wyborze modelu okazał się również czas jaki jest potrzebny na wykonanie określonej symulacji. Okazuje się, iż w przypadku modelu PENELOPE czas ten jest od 5 do 8 razy krótszy niż dla modelu Livermore (w zależności od stopnia złożoności symulowanego układu eksperymentalnego). Jako że zbadanie wpływu wszystkich planowanych parametrów wymaga przeprowadzenia dużej ilości symulacji, do dalszych obliczeń został wybrany model PENELOPE. Szczegółowy opis tego modelu, jego parametryzacja, sposoby obliczania poszczególnych wielkości fizycznych oraz metody próbkowania stanów końcowych symulowanych układów można znaleźć w literaturze [50], [57].

4.2.WERYFIKACJA MODELI FIZYCZNYCH PAKIETU GEANT4.

4.2.4.Podsumowanie.

5. OPTYMALIZACJA PARAMETRÓW DZIAŁANIA IGŁY FOTONOWEJ.

5.1. Wstępne wyniki pomiarów wykonanych na rzeczywistych urządzeniach.

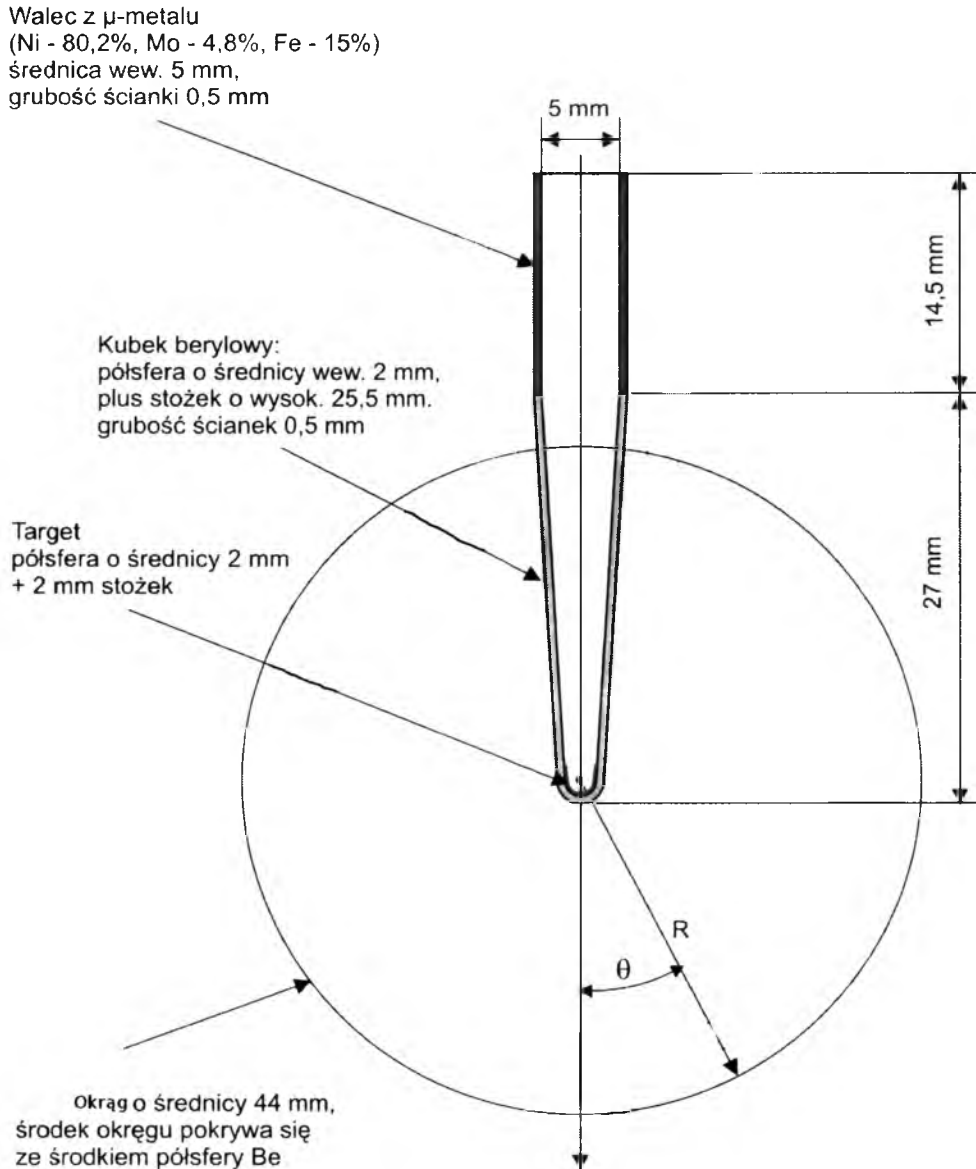
Celem niniejszej rozprawy jest nie tyle dokładne odwzorowanie układu do radioterapii śródoperacyjnej, w który wyposażone jest Centrum Onkologii im Marii Skłodowskiej-Curii w Gliwicach czy też tego, który konstruowany jest w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku ale ukazanie, iż stosowane obecnie rozwiązania mają pewne wady, a następnie zaproponowanie potencjalnych rozwiązań podpartych symulacjami komputerowymi. Na poniższych stronach sprawdzone zostanie znaczenie takich parametrów jak szerokość wiązki elektronów padającej na tarczę konwersji, energia wiązki a także materiał i kształt samej tarczy. W trakcie analizy danych oceniane będą rozkłady kątowe i radialne dawek generowanych przez igłę fotonową oraz widmo emitowanego promieniowania. W przypadku testów różnych materiałów będących potencjalnymi kandydatami na materiał tarczy konwersji sprawdzana będzie również wydajność konwersji elektronów na promieniowanie hamowania.

Wstępne pomiary rozkładów kątowych zostały wykonane na układzie konstruowanym w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku. Pomiar został wykonany w dwóch możliwych konfiguracjach wiązki: dla wiązki szerokiej (o średnicy 1.98 mm) oraz dla wiązki wąskiej (o średnicy 0.3 mm). Eksperyment przeprowadzono w taki sposób, że końcówkę sondy igły fotonowej umieszczano wewnątrz specjalnego aplikatora (przedstawionego na rysunku 32). Następnie na zewnętrzną powierzchnię aplikatora nawijana była folia radiograficzna firmy Gafchromic o szerokości ok. 1 cm. Promień aplikatora wynosił 22 mm. Z tego też względu we wszystkich prowadzonych symulacjach rozkłady kątowe dawek były określane w odległości 22 mm od końcówki sondy wirtualnej igły (mimo, iż odległością referencyjną proponowaną przez niektórych autorów jest odległość 10 mm [58]). Po naświetleniu folia była odczytywana i na podstawie stopnia jej zaczernienia oceniana była moc dawki generowanej przez testowany układ. Niestety wadą takiego podejścia jest fakt, że folia radiograficzna powyżej pewnej wartości dawki ulega „wysyceniu” (nie czernieje bardziej wraz ze wzrostem dawki). Należało zatem uważać aby nie osiągnąć tego stanu ponieważ pomiary byłyby wtedy silnie zafałszowane. W trakcie pomiarów wykorzystany był prototyp igły fotonowej wyposażony



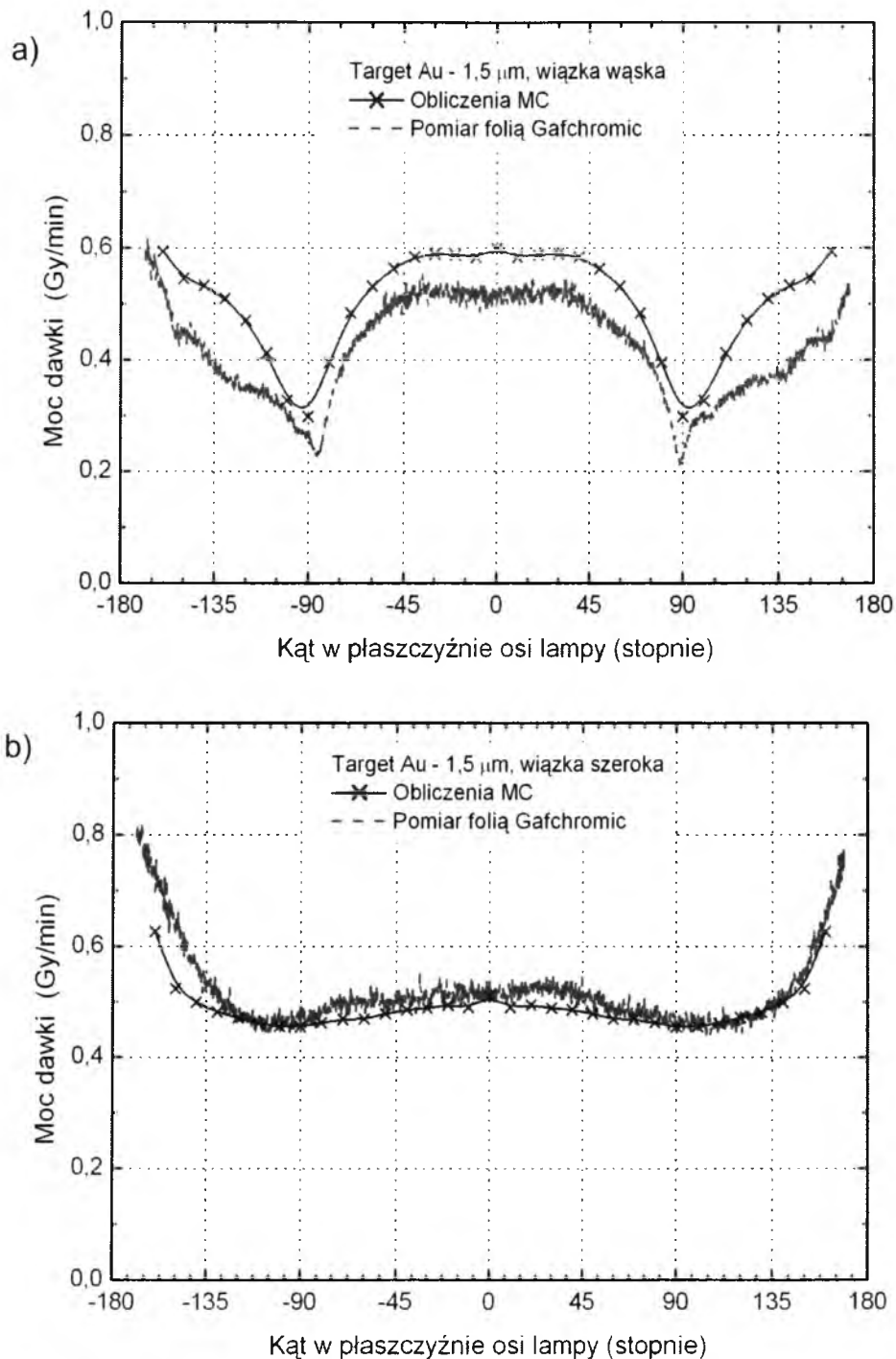
Rysunek 32: Aplikator do pomiarów rozkładów kątowych dawek generowanych przez igłę fotonową.

w tarczę konwersji wykonaną ze złota o grubości 1.5 μm oraz emitujący wiązkę elektronów o energii 40 keV i prądzie wiązki 40 μA , co w przeliczeniu na liczbę cząstek daje mniej więcej $2.5 \cdot 10^{14}$ elektronów na sekundę (przelicznik ten będzie niezbędny w czasie analizy danych pochodzących z symulacji). Podstawowy schemat konstrukcyjny igły fotonowej budowanej w ośrodku w Świerku przedstawia rysunek 33. Wstępne wyniki pomiarów rozkładów dawek kątowych na tym urządzeniu oraz ich porównanie z symulacjami komputerowymi przeprowadzonymi przez zespół z NCBJ przedstawia rysunek 34.



Rysunek 33: Podstawowy schemat konstrukcyjny igły fotonowej budowanej w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku.

5.1. Wstępne wyniki pomiarów wykonanych na rzeczywistych urządzeniach.

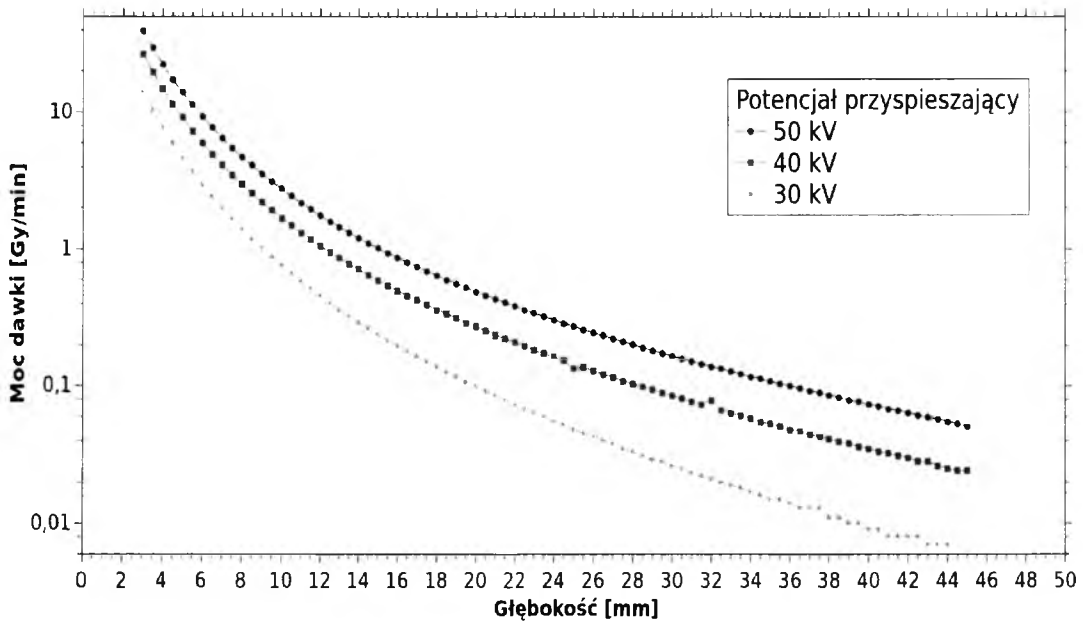


Rysunek 34: Wstępne wyniki pomiarów rozkładów kątowych dawek generowanych przez urządzenie z ośrodka w Świerku. U góry wyniki dla wiązki wąskiej (0.3 mm) a na dole dla wiązki szerokiej (1.98 mm).

5.1. Wstępne wyniki pomiarów wykonanych na rzeczywistych urządzeniach.

Zasadniczym faktem, jest znaczna niejednorodność rozkładów dawek dla wiązki wąskiej. Widoczny jest znaczny spadek mocy dawki dla kierunków prostopadłych do kierunku wiązki co jest zjawiskiem absolutnie niepożądanym ponieważ podstawowym celem radioterapii jest równomierne naświetlanie tkanek. Spadek mocy dawki nazywany jest w żargonie fachowym „wąsami”. Efekt ten jest jak widać niwelowany poprzez poszerzenie wiązki. Mimo to jednak wciąż widoczna jest nieznaczna niejednorodność w rozkładzie mocy dawki. Co więcej moc dawki znacznie rośnie dla dużych kątów θ (rysunek 33). Efekt ten z opisanego powyżej powodu również jest bardzo niepożądany i należy dążyć do jego eliminacji. Jednym z podstawowych celów niniejszej pracy jest znalezienie takich rozwiązań konstrukcyjnych (to jest kształtu i materiału tarczy konwersji) aby rozkład generowanych mocy dawek był jak najbardziej równomierny. Warto zaznaczyć w tym miejscu, iż symulacje komputerowe przeprowadzone przez zespół z NCBJ dość dobrze zgadzają się z przeprowadzonymi tam pomiarami. Symulacje te prowadzone były podobnie jak wszystkie opisane w niniejszej pracy metodami Monte Carlo. Nie zostaną one jednak w tej pracy wykorzystane, a przytoczone zostały jedynie jako dodatkowe potwierdzenie wad wykorzystywanych obecnie urządzeń.

Na opisanym powyżej układzie nie zostały przeprowadzone pomiary rozkładów radialnych dawek. Rozkłady te zostały natomiast wyznaczone przy pomocy urządzenia firmy Carl Zeiss Surgical, w które wyposażone jest Centrum Onkologii im Marii Skłodowskiej-Curii w Gliwicach. Układ igły fotonowej pod względem budowy nieznacznie różni się od urządzenia ze Świerku jednak kluczowe elementy są takie same. Największe różnice dotyczą budowy ścianki sondy, która nie ma wielkiego znaczenia dla rozkładów dawek (na które wpływ ma konstrukcja tarczy konwersji oraz okienka wyjściowego, które praktycznie nie różnią się pomiędzy omawianymi układami). Wyniki pomiarów rozkładów radialnych dawek generowanych przez igłę fotonową prezentuje rysunek 35.



Rysunek 35: Rozkłady radialne dawek generowanych przez igłę fotonową firmy Carl Zeiss Surgical.

5.1. Wstępne wyniki pomiarów wykonanych na rzeczywistych urządzeniach.

Na powyższym wykresie widać wyraźną zależność wartości mocy dawki na określonej głębokości od potencjału przyspieszającego wiązkę elektronów – im potencjał ten jest wyższy, tym wyższa jest moc dawki na danej głębokości. Jest to oczywiście spowodowane faktem, iż bardziej energetyczne elektrony przekazują więcej energii generowanym w tarczy konwersji fotonom a te z kolei, po opuszczeniu sondy igły, przekazują więcej energii otoczeniu. W przypadku rozkładów radialnych dawek im szybszy jest spadek mocy dawki wraz z głębokością tym lepiej. Igła fotonowa stosowana jest bowiem przede wszystkim do leczenia niewielkich zmian lub do naświetlania łóż po już usuniętych guzach w związku z czym istotne jest aby promieniowanie fotonowe nie penetrowało zbyt głęboko tkanek. Jednocześnie cenną zaletą jest wysoka moc dawki w pobliżu końcówki sondy co gwarantuje dużą skuteczność naświetlania zmienionych chorobowo tkanek. Niestety duży gradient dawki wyklucza automatycznie dużą moc dawki na małych głębokościach i odwrotnie – nie można osiągnąć zadowalającego dużego gradientu jeśli moc dawki jest znaczna. Należy zatem znaleźć właściwą kombinację parametrów konstrukcyjnych i operacyjnych igły, które zapewniłyby odpowiedni kompromis. Jest to jednym z celów niniejszej rozprawy.

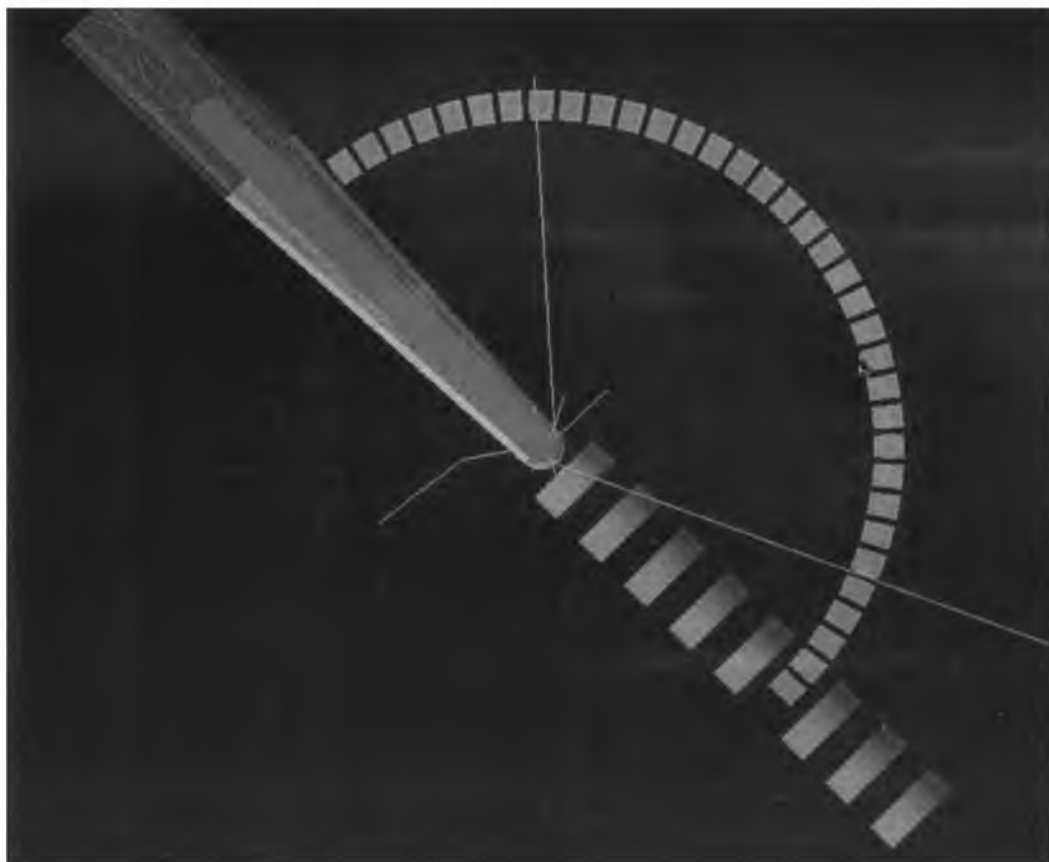
5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

5.2.1. Badanie wpływu szerokości wiązki elektronów na funkcjonowanie urządzenia.

Jak widać wyraźnie na rysunku 34 szerokość wiązki elektronów padających na tarczę konwersji ma duży wpływ na rozkłady dawek generowane przez igłę fotonową. W czasie rzeczywistych pomiarów uzyskano wyniki jedynie dla dwóch wartości szerokości: 0.3 mm oraz 1.98 mm. W trakcie symulacji wykonanych na komputerowym modelu uwzględnione zostały również wartości pośrednie (0.3, 0.5, 1.0, 1.5 oraz 1.9 mm) a także dwie wartości większe (2.1 oraz 2.2 mm). Zamiast wiązki o szerokości 1.98 mm symulowana była wiązka o średnicy 2.0 mm. Na potrzeby tego etapu analiz wybrano tylko jedną energię wiązki elektronów równą 50 keV. Zarówno opisane poniżej detektory jak i środowisko symulacji zbudowane były z wody (jako materiału odpowiadającego tkance miękkiej). Niezmienna była również konstrukcja modelu. Odpowiadała ona opisanemu powyżej urządzeniu budowanemu w NCBJ w Świerku z półsferyczną tarczą konwersji wykonaną ze złota o grubości 1 μm . Arbitralne ustalenie konkretnych wartości parametrów konstrukcyjnych i operacyjnych urządzenia spowodowane było chęcią pokazania wpływu wyłącznie szerokości wiązki elektronów na analizowane wielkości fizyczne bez konieczności uwzględniania innych czynników (takich jak np. materiał tarczy konwersji), których znaczenie analizowane badane będzie w dalszej części rozprawy.

W czasie symulacji badanych było kilka wielkości, których analiza miała pomóc w wyborze optymalnych rozwiązań dla igły fotonowej. Najważniejszymi z nich były kąto- we i radialne rozkłady dawek generowanych przez urządzenie. W celu określenia rozkładów kątowych wokół czubka wirtualnej sondy igły rozmieszczonych zostało 35 detektorów mających kształt wycinków obręczy. Grubość każdego z tych detektorów wynosiła 2 mm, wysokość 10 mm natomiast kąt rozwarcia był równy 4° . Detektory rozmieszczone były równomiernie co 5° począwszy od kąta 0° a na kącie 170° kończąc. Środki tych detek-

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 36: Wygląd wirtualnego układu pomiarowego.

torów znajdowały się na okręgu o promieniu 22 mm i środku pokrywającym się ze środkiem sfery, której część stanowiła tarcza konwersji. Ze względu na symetrię układu dawki rejestrowane były jedynie po jednej stronie układu a następnie już w trakcie analizy danych odbijane były symetrycznie na drugą stronę. W układzie znajdowało się dodatkowo 8 detektorów, których zadaniem było wyznaczenie radialnego rozkładu dawek. Miały one postać walca o promieniu 2.65 mm oraz grubości 2 mm co odpowiada wymiarom objętości czynnej komory Markus. Detektory te ustawione były tak, że ich płaszczyzna podstawy była prostopadła do kierunku pierwotnej wiązki elektronów. Głębokości, na której znajdowały się poszczególne środki detektorów wynosiły 3, 7, 11, 15, 19, 25, 29 oraz 33 mm. Po między 19 a 25 mm nie umieszczono detektora „radialnego” ze względu to, iż znajdują się tam detektory „kątowe”. Wyobrażenie o wyglądzie układu symulacyjnego daje rysunek 36. Na powyższym rysunku kolorem brązowym i zielonym zostały oznaczone odpowiednio detektory służące określeniu rozkładów dawek kątowych i radialnych. Czerwone i zielone linie reprezentują odpowiednio elektrony oraz fotony.

W czasie każdej symulacji wiązka pierwotna elektronów składała się z miliarda elektronów. Wyznaczone dawki musiały zatem zostać przeskalowane ponieważ intensywność wiązki w czasie pracy rzeczywistego urządzenia sięga $2.5 \cdot 10^{14}$ elektronów na sekundę. W tym celu po każdym kolejnym milionie wysymulowanych cząstek dawki zdeponowane w każdym z detektorów zapisywane były do pliku. Jako, że dawka w każdym z detektorów powinna wzrastać liniowo z liczbą cząstek, na podstawie tak zapisanych da-

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

nich możliwe było przy pomocy regresji liniowej określenie szybkości przyrostu dawki w każdym z detektorów a następnie obliczenie dawki odpowiadającej rzeczywistej liczbie elektronów generowanych przez igłę fotonową w określonym czasie. Zwyczajowo w radioterapii moc dawki podaje się w Gy/min dlatego też rejestrowana dawka ekstrapolowana była do liczby elektronów generowanych w czasie jednej minuty pracy igły. Opisana procedura była wykonywana niezależnie dla każdego detektora i dla każdej przeprowadzanej symulacji. Dodatkowo w przypadkach kątowych rozkładów dawek ze względu na niewielką statystykę konieczne było wygładzenie uzyskanych danych poprzez dopasowanie do nich krzywych Béziera [59]. Każdy punkt na wykresie zależności mocy dawki od kąta opisany jest układem równań:

$$(x, y) = \left(\sum_{i=0}^n x_i \binom{n}{i} t^i (1-t)^{n-i}, \sum_{i=0}^n y_i \binom{n}{i} t^i (1-t)^{n-i} \right), \quad (5.1)$$

gdzie x_i oraz y_i oznaczają odpowiednio kolejne wartości kątów oraz odpowiadające im wartości mocy dawek. Parametr t zmienia się w granicach $(0,1)$. Szczegółowy opis procedury dopasowania krzywych Béziera do danych symulacyjnych wykracza poza zakres niniejszej rozprawy. W przypadku rozkładów radialnych do danych dopasowane zostały krzywe wykładnicze określone ogólnym wzorem:

$$D = Ax^B, \quad (5.2)$$

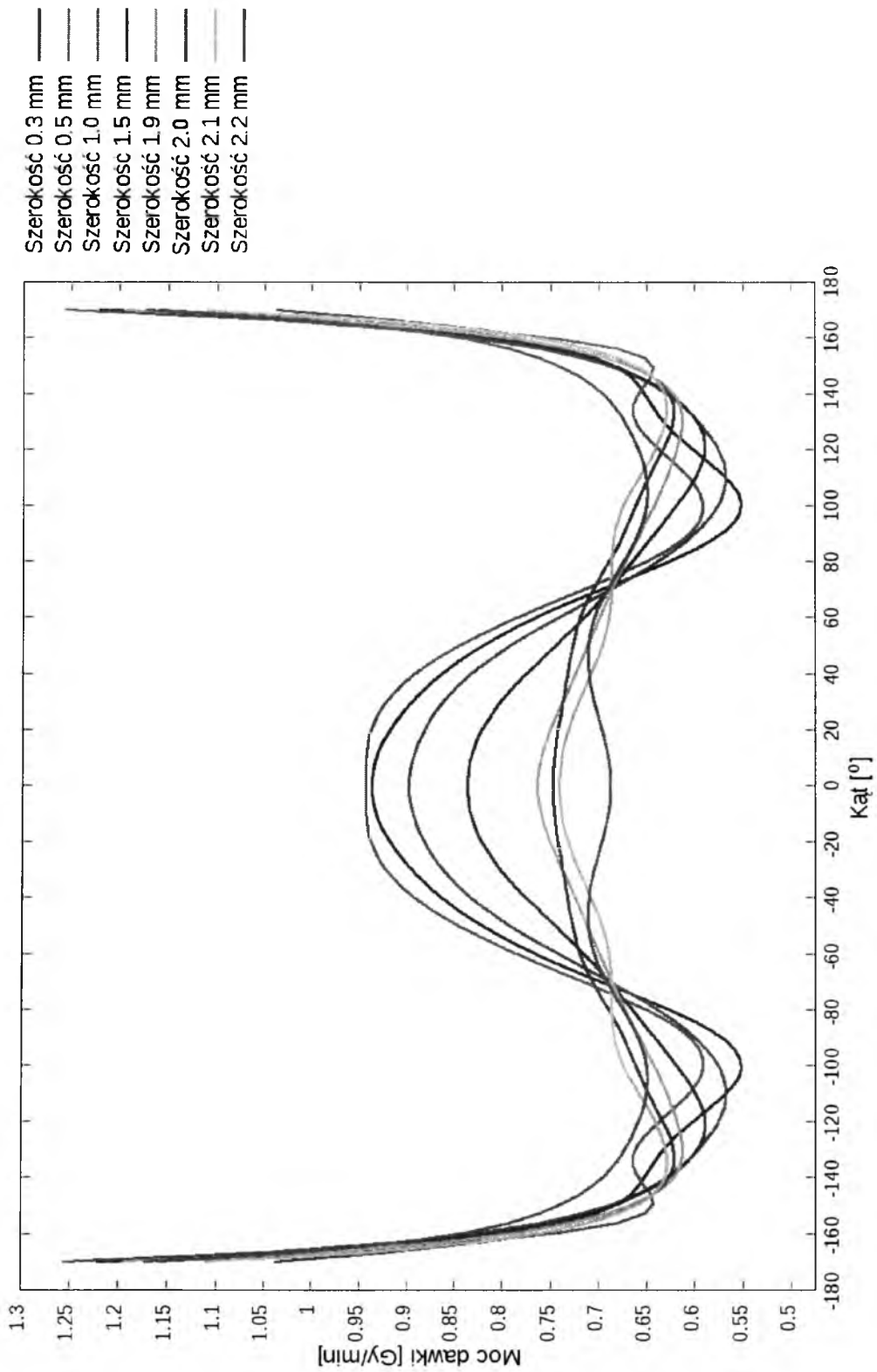
gdzie parametry A i B były dopasowywane przy pomocy oprogramowania GnuPlot metodą najmniejszych kwadratów.

Celem tego etapu symulacji jest znalezienie takiej szerokości wiązki, dla której rozkłady kątowe i radialne mocy dawek są najbardziej korzystne. W przypadku rozkładów kątowych rozkład taki powinien być jak najbardziej płaski co zapewnia równomierne napromienienie guza. Wykres 37 przedstawia zależność rozkładu mocy dawek generowanych przez igłę fotonową w zależności od kąta dla różnych szerokości pierwotnych wiązek elektronów. Już wizualna ocena wykresu 37 pozwala stwierdzić, że im szersza jest wiązka elektronów uderzająca w tarczę konwersji tym bardziej korzystny jest kątowy rozkład mocy dawki. Dla wiązek wąskich widoczny jest znaczny spadek mocy dawki w kierunkach prostopadłych do osi igły (opisane w rozdziale 5.1 „wąsy”), tym większy im mniejsza jest szerokość wiązki elektronów. W celu obiektywnej oceny jakości analizowanych rozkładów wprowadzony został wyrażony w procentach współczynnik płaskości q określony wzorem:

$$q = \left(\frac{D_{max}}{D_{min}} - 1 \right) * 100, \quad (5.3)$$

gdzie D_{min} i D_{max} to odpowiednio minimalna i maksymalna dawka w określonym przedziale kątów. Wzór ten jest stosowany między innymi przez system planowania leczenia MasterPlan firmy Nucletron wykorzystywany przez wiele polskich ośrodków onkologicznych.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 37: Kątowe rozkłady dawek w zależności od szerokości pierwotnej wiązki elektronów.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

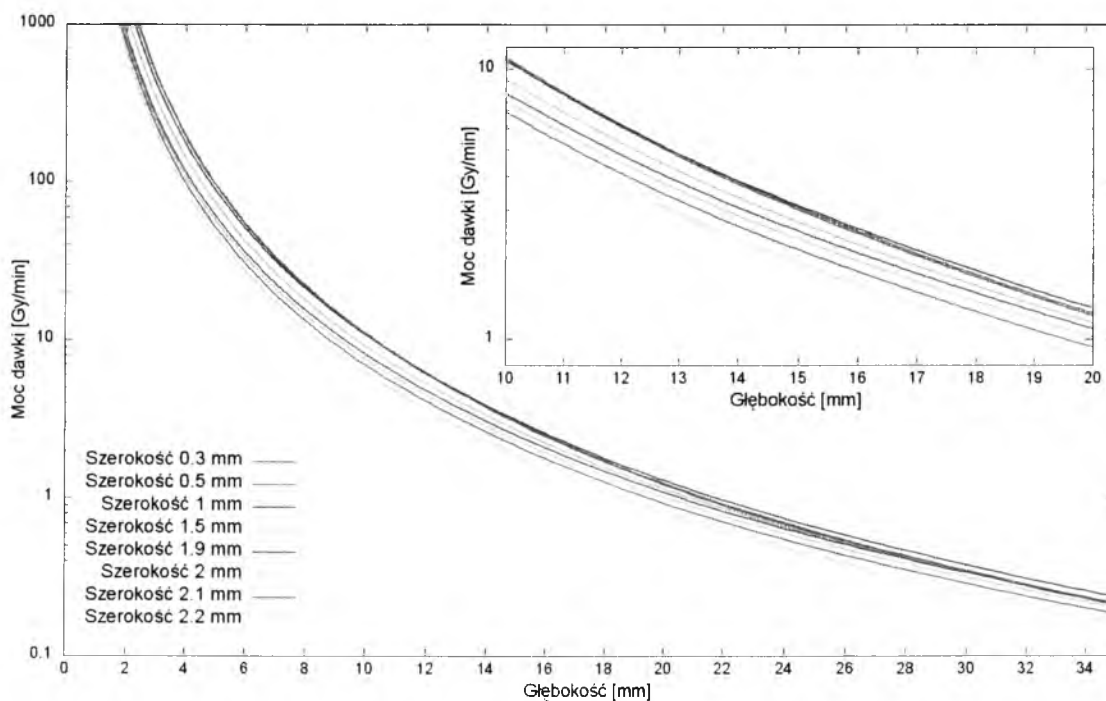
Ze względu na znaczny wzrost mocy dawki dla dużych wartości kątów (wzrost zaczynał się już w okolicach 150°) płaskość rozkładów nie była sprawdzana w pełnym zakresie kątów a jedynie w przedziale $(-150^\circ, 150^\circ)$. Zakres ten jest w zupełności wystarczający ponieważ obejmuje najistotniejszy z punktu widzenia klinicznego obszar. Tabela 8 prezentuje wartości współczynnika płaskości dla wiązek elektronów o różnych szerokościach. Potwierdzają one wcześniejsze podejrzenia, iż najkorzystniejsze jest rozwiązanie wykorzy-

Szerokość wiązki	Płaskość
0,3 mm	69,75%
0,5 mm	59,50%
1,0 mm	58,18%
1,5 mm	41,97%
1,9 mm	24,59%
2,0 mm	20,25%
2,1 mm	17,69%
2,2 mm	14,23%

Tabela 8: Współczynniki płaskości odpowiadające wiązkom pierwotnym o różnej szerokości.

stujące wiązkę o większej szerokości. Dla wiązki o średnicy 2.2 mm płaskość jest niemal pięciokrotnie lepsza niż dla wiązki o średnicy 0.3 mm. Przekłada się to bezpośrednio na jednorodność naświetlania wnętrza guza, a przez to również na skuteczność radioterapii.

Wykres 38 przedstawia radialne rozkłady dawek w zależności od szerokości pierwotnej wiązki elektronów. W przypadku rozkładów kątowych pożądane jest aby spadek



Rysunek 38: Głębokościowe rozkłady dawek w zależności od szerokości pierwotnej wiązki elektronów.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

mocy dawki wraz z głębokością był jak największy a jednocześnie by jej wartość na małych głębokościach (do kilku milimetrów) była jak największa. Ze względu na fakt, iż praktycznie niemożliwe jest osiągnięcie obu celów jednocześnie, w niniejszej pracy główny nacisk położony został na osiągnięcie jak najbardziej korzystnego spadku mocy dawki z głębokością co w praktyce przekłada się na jak najmniejszą jej wartość na większych głębokościach. Za referencyjny wybrany został przedział między 10 a 20 mm. W celu określenia szybkości spadku mocy dawki wprowadzony został współczynnik spadku $R_{20/10}$, który jest odpowiednikiem stosowanego powszechnie w radioterapii współczynnika $TPR_{20/10}$, i zdefiniowany jako stosunek mocy dawki na głębokości 20 mm do mocy dawki na głębokości 10 mm. Im współczynnik ten jest niższy tym lepiej. Warto jednak zaznaczyć, że równie ważne jak wartości współczynnika $R_{20/10}$ są bezwzględne wartości mocy dawek na głębokościach 10 i 20 mm jako, że tak jak podkreślono powyżej istotne jest przede wszystkim to, aby dawka na dużych głębokościach była jak najmniejsza. Naturalnie idealnym rozwiązaniem byłoby znalezienie takiej szerokości wiązki, dla której zarówno wartość $R_{20/10}$ jak i bezwzględna moc dawki z dala od końcówki sondy igły fotonowej były możliwie jak najniższe. Tabela 9 prezentuje wartości współczynnika spadku zestawiona z bezwzględnymi mocami dawek na głębokościach 10 i 20 mm.

Widać, iż najszersza wiązka wypada najkorzystniej jeśli brać pod uwagę wartości mocy dawek na podanych głębokościach. Tabela potwierdza jedynie to co widać już na wykresie

Szerokość wiązki	MD ₂₀ [Gy/min]	MD ₁₀ [Gy/min]	R _{20/10}
0,3 mm	1,241	11,014	0,113
0,5 mm	1,217	10,803	0,113
1,0 mm	1,297	10,741	0,121
1,5 mm	1,145	9,160	0,125
1,9 mm	1,089	8,132	0,134
2,0 mm	1,016	7,584	0,134
2,1 mm	0,929	6,936	0,134
2,2 mm	0,829	6,187	0,134

Tabela 9: Bezwzględne wartości mocy dawki na głębokościach 10 i 20 mm oraz wartość współczynnika $R_{20/10}$ dla wiązek o różnych szerokościach.

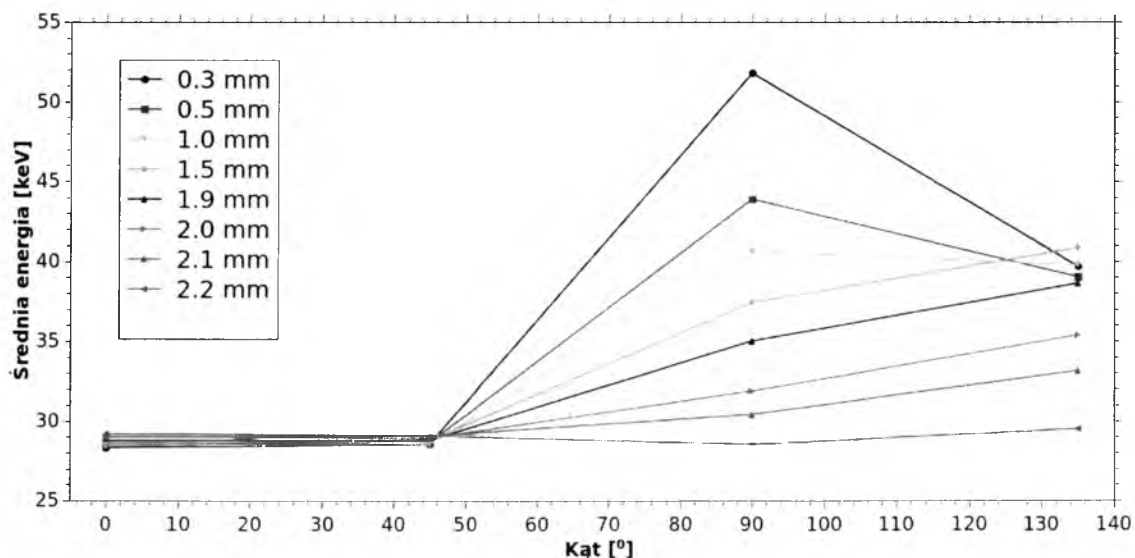
38: moc dawki na dużych głębokościach jest najmniejsza w przypadku wiązki o największej szerokości. Jest to efekt bardzo pożądaný ponieważ pozwala on na oszczędzenie zdrowych tkanek położonych poza obszarem naświetlania obejmującym przeważnie tylko kilka położonych najbliżej igły milimetrów tkanki. Wprawdzie współczynnik spadku dla najszerszej wiązki jest najmniej korzystny jednak różnice pomiędzy poszczególnymi wiązkami są nieznaczne i nie mają większego znaczenia (wynoszą ok. 14%).

Oprócz rozkładów dawek w trakcie symulacji we wszystkich detektorach radialnych oraz w detektorach kątowych położonych w pozycjach 0°, 45°, 90° i 135° rejestrowane było widmo energetyczne fotonów, na podstawie którego obliczona została następnie średnia energia przypadająca na jeden foton. Ze względu na ogromną ilość wygenerowanych w trakcie symulacji histogramów reprezentujących widma energetyczne (ponad tysiąc) w niniejszej pracy prezentowane są jedynie zbiorcze dane dotyczące średniej energii fotonów, które są najistotniejsze z punktu widzenia poruszanych tu zagadnień. Przedstawionych zostanie też kilka poglądowych widm energetycznych. Komplet histogramów umieszczony jest na płycie CD dołączonej do rozprawy.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

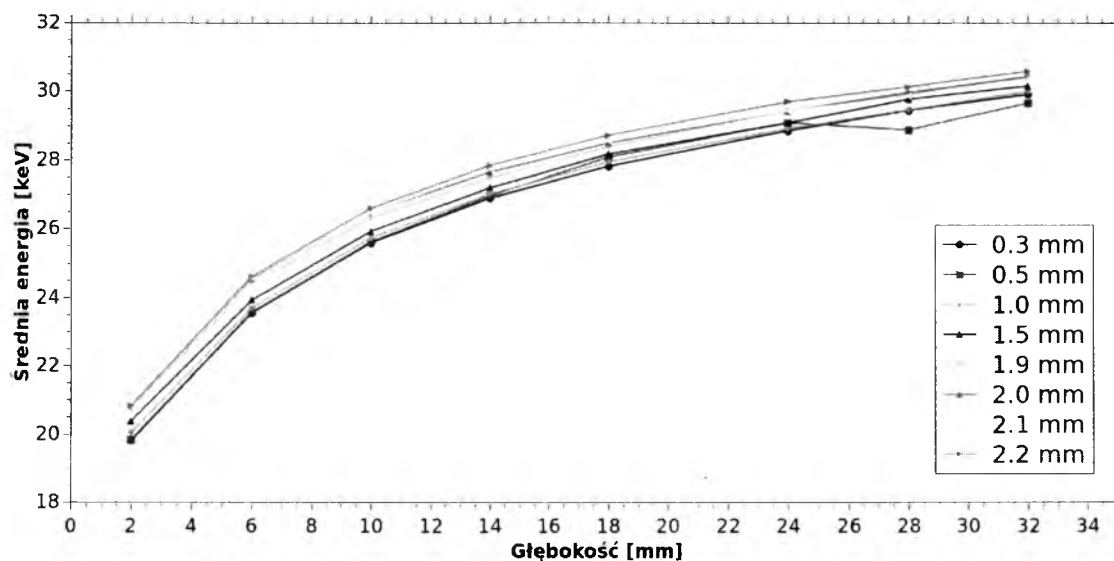
Sytuacją idealną byłaby całkowita niezależność średniej energii i widma energetycznego fotonów zarówno od kąta jak i od głębokości. W sposób znaczący ułatwiłoby to procedury wyznaczania rozkładów deponowanych przez nie dawek ponieważ jak pokazano w rozdziale 2.2.3 znajomość fluencji energii fotonów jest do tego celu niezbędna. O ile jednak niezależność kątową można do pewnego stopnia osiągnąć o tyle zwiększania się średniej energii fotonów i towarzyszących im zmian w widmie energetycznym wraz ze wzrostem głębokości nie sposób uniknąć. Jest to spowodowane przez efekt tzw. twardnienia wiązki. Zjawisko to polega na stopniowym usuwaniu z pierwotnej wiązki fotonów, kwantów o najniższych energiach co spowodowane jest faktem, iż przekrój czynny na efekt fotoelektryczny dla tych kwantów z materią jest większy niż dla fotonów o energiach wyższych (rozdział 1.3). W widmie energetycznym zaczynają zatem dominować fotony o wyższych energiach co pociąga za sobą wzrost średniej ich energii. Efektowi temu nie towarzyszy jednak wzrost deponowanej dawki ponieważ zmniejszająca się w wyniku pochłaniania liczba fotonów sumarycznie niesie mniejszą energię niż pierwotna wiązka. Ze względu na twardnienie wiązki główny nacisk w trakcie analizy danych został położony na zależność średniej energii fotonu od kąta i to ona właśnie decydować będzie o wyborze konkretnego rozwiązania technicznego. Dane dotyczące zmienności średniej energii wraz z głębokością przedstawione zostaną jedynie w celu zobrazowania zjawiska i jako ewentualne potwierdzenie poprawności wyboru danego wariantu konstrukcyjnego igły.

Wykresy 39 i 40 przedstawia odpowiednio kątową i głębokościową zależność średniej energii fotonów dla różnych szerokości wiązek. Na wykresie 40 doskonale widoczne jest opisane powyżej zjawisko twardnienia wiązki. Ponadto stwierdzić można bardzo niewielką zależność zmian średniej energii fotonów od szerokości wiązki. Wszystkie opcje są równie dobre z punktu widzenia niniejszej rozprawy. Diametralnie odmienna jest sytuacja na wykresie 39. Zarysowuje się tu silna zależność średniej energii fotonu od kąta. O ile dla kątów 0° i 45° wartości te są niemal identyczne o tyle już dla kątów 90° i 135° tak nie jest. Dla wiązki o szerokości 0.3 mm średnia energia rejestrowana prostopadłe do osi sondy igły jest niemal dwukrotnie większa od średniej energii rejestrowanej pod kątem 0° . Na wykre-

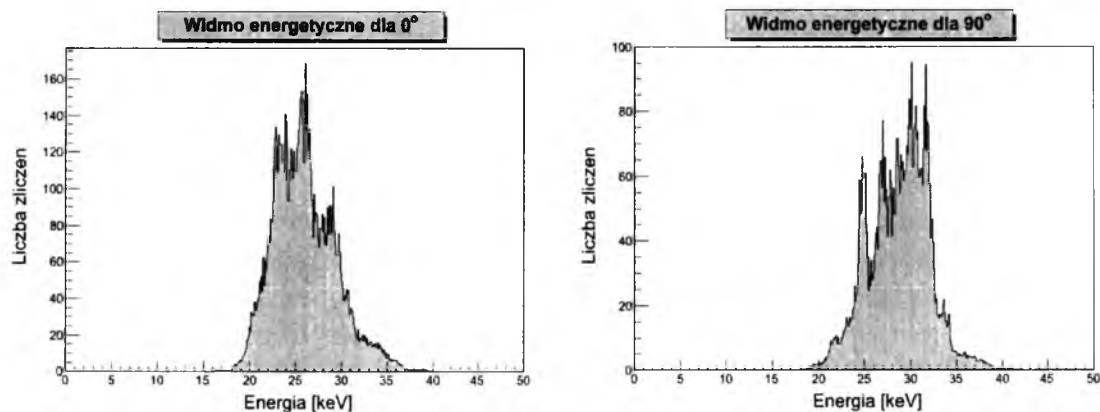


Rysunek 39: Wartość średniej energii fotonów w zależności od kąta dla różnych szerokości wiązek.

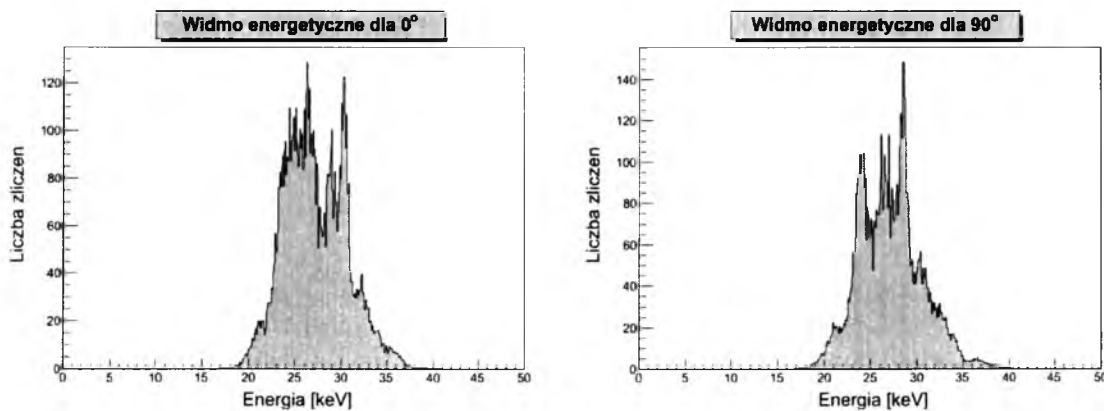
5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 40: Wartość średniej energii fotonów w zależności od głębokości dla różnych szerokości wiązek.



Rysunek 41: Widma energetyczne zarejestrowane dla wiązki 0.3 mm pod kątemi 0° i 90°.



Rysunek 42: Widma energetyczne zarejestrowane dla wiązki 2.2 mm pod kątemi 0° i 90°.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

się widoczne jest również, iż wraz ze zwiększaniem szerokości wiązki zmniejszają się różnice pomiędzy wartościami średnich energii dla kolejnych kątów aż dla najszerszej wiązki wartość energii właściwie nie zależy już od kąta. Warto podkreślić jest fakt, iż dla trzech najwęższych wiązek można zaobserwować początkowo wzrost średniej energii fotonów (aż do kąta 90°) po czym następuje jej spadek podczas gdy dla wiązek szerszych następuje ciągły wzrost średniej energii wraz kątem. Rysunki 41 i 42 przedstawiają widma energetyczne zarejestrowane dla wiązek o szerokościach 0.3 oraz 2.2 mm pod kątami 0° i 90° . Widać, iż widma odpowiadające wiązce wąskiej znacznie różnią się pomiędzy sobą. Następuje wyraźne przesunięcie widma w stronę wyższych energii oraz zmiana jego ogólnego kształtu. Niewielkie zmiany można zaobserwować również w przypadku widma wiązki szerokiej jednak są one nieznaczne. Zarówno ogólny kształt widma jak i jego pozycja w dziedzinie energii nie zmieniają się znacząco. Podobne zależności wykazują pozostałe widma wszystkich wiązek: im większa jest szerokość wiązki tym mniejsze są zmiany w rejestrowanych widmach. W połączeniu z niezależnością wartości średniej energii fotonów od kąta potwierdza to ustalony już wcześniej fakt, iż najkorzystniejsze z klinicznego punktu widzenia jest stosowanie wiązek o możliwie największej średnicy.

Biorąc pod uwagę powyższe rozważania pierwszym ważnym wnioskiem wynikającym z niniejszej rozprawy jest stwierdzenie, iż w celu osiągnięcia jak najlepszych rezultatów leczenia powinno stosować się wiązkę o możliwie największej średnicy. Warto w tym miejscu zaznaczyć, iż dalsze powiększanie średnicy wiązki nie ma sensu ze względu na geometrię tarczy konwersji. Pamiętać należy bowiem, iż sferyczna część tarczy konwersji ma średnicę 2 mm a dodatkowy stożek (rozdział 3.2) sprawia, iż widziana przez wiązkę elektronów tarcza konwersji ma średnicę równą w przybliżeniu właśnie 2.2 mm. Dalsze poszerzanie wiązki sprawiłoby zatem, iż uderzałaby ona w ściankę sondy. Potencjalnym rozwiązaniem mogłoby być powiększenie rozmiarów sondy jednak z całą pewnością miałyby to negatywny wpływ na możliwość stosowania igły w trudno dostępnych lokalizacjach. Biorąc pod uwagę powyższe fakty w trakcie kolejnych symulacji stosowane były jedynie wiązki o szerokości 2.2 mm (z nielicznymi wyjątkami, które zostaną wyraźnie zaznaczone).

5.2.2. Wstępne testy potencjalnych kandydatów na materiał tarczy konwersji.

Zadaniem kolejnego etapu analizy danych jest znalezienie najlepszego materiału, z którego można by skonstruować tarczę konwersji igły fotonowej. Pod uwagę branych było 14 metali opisanych w rozdziale 4.2. Podobnie jak w poprzednim rozdziale głównymi elementami decydującymi o wyborze danego materiału były kątowe i radialne rozkłady dawek, zależność średniej energii fotonów od kąta oraz zmiana parametrów widm energetycznych. Dodatkowym parametrem, który był w tym przypadku brany pod uwagę była wydajność konwersji elektronów na fotony, która na potrzeby niniejszej rozprawy została określona jako liczba fotonów zarejestrowana w detektorze radialnym położonym najbliżej końcówki sondy igły fotonowej. Wszelkie dane konfiguracyjne modelu takie jak położenia i wymiary detektorów, kształt tarczy konwersji oraz energia wiązki elektronów były takie same jak opisane w poprzednim rozdziale. Procedura opracowania danych również jest identyczna z opisaną powyżej. Szerokość wiązki ustalona została na 2.2 mm a jedynymi parametrami, które ulegały w czasie symulacji zmianie był materiał oraz grubość tarczy

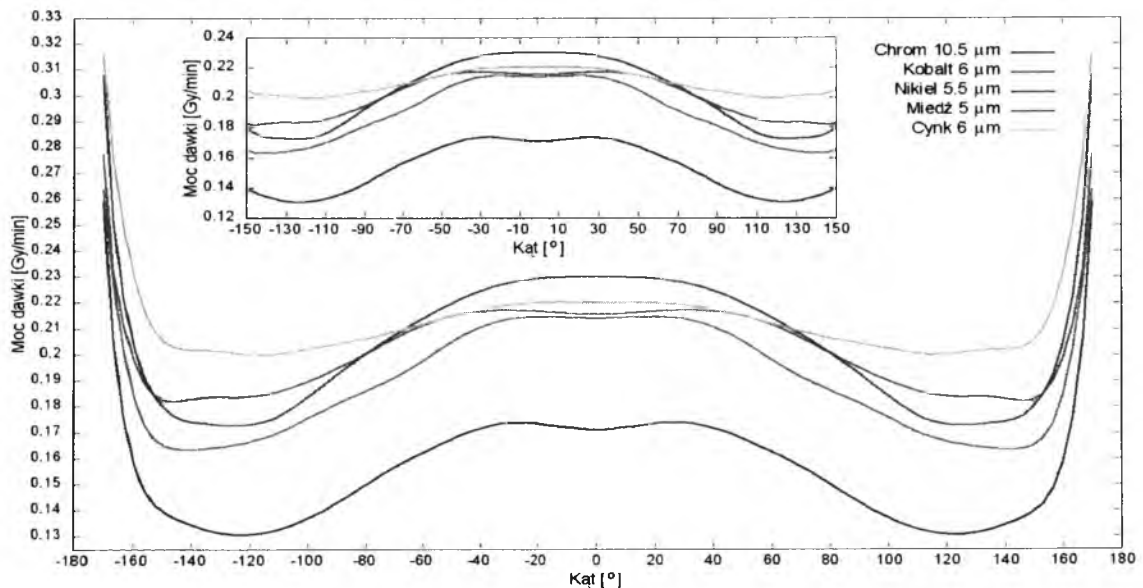
5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

konwersji. Grubości poszczególnych materiałów dobrane były tak aby pochłaniały one taką samą ilość fotonów o energii 20 keV co warstwa złota o grubości 1 μm (przy czym obliczona grubość, którą można znaleźć w tabeli 2, została w każdym przypadku zaokrąglona do najbliższej „połówki” mikrometra). Dokładne wartości grubości stosowanych w czasie symulacji tarcz konwersji znajdują się w tabeli 10.

Pierwiastek	Grubość tarczy konwersji [μm]
Cr	10,50
Co	6,00
Ni	5,50
Cu	5,05
Zn	6,00
Mo	1,84
Ag	8,00
Cd	9,16
In	10,00
Ta	1,44
W	1,00
Ir	1,00
Pt	1,00
Au	1,00

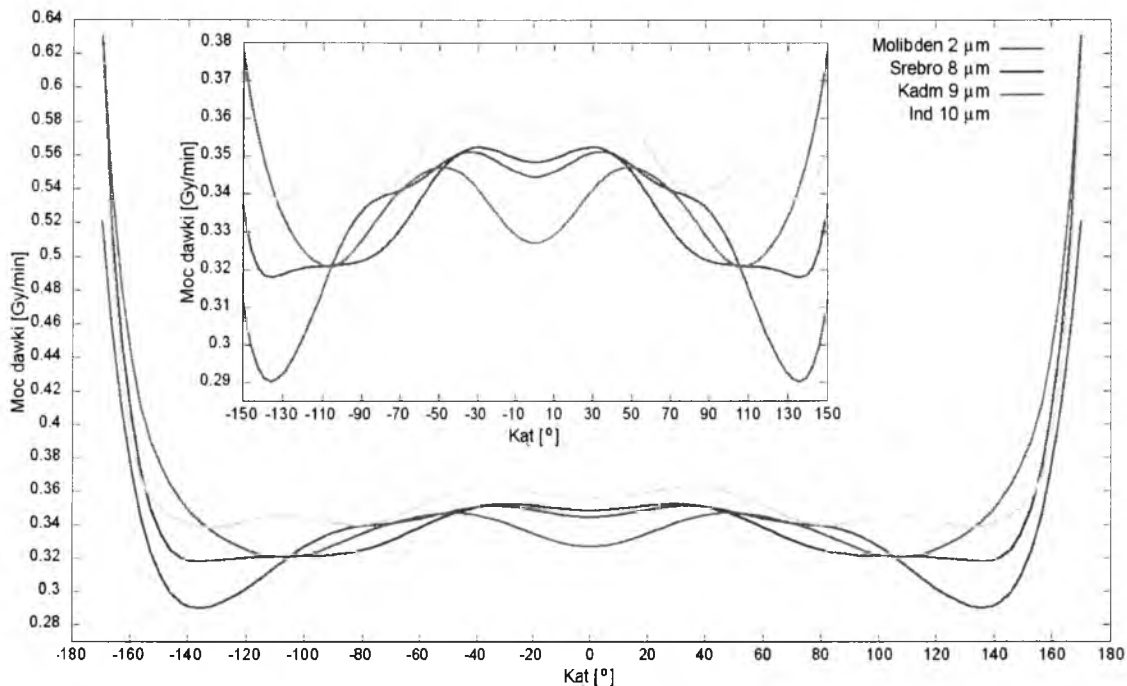
Tabela 10: Grubości tarcz konwersji stosowanych w czasie symulacji.

Wykresy 43, 44 oraz 45 przedstawiają kątowe rozkłady dawek generowanych przez tarcze wykonane z wybranych materiałów odpowiednio czwartego, piątego i szóstego okresu układu okresowego pierwiastków. Wewnątrz wykresów został dodany dodatkowy

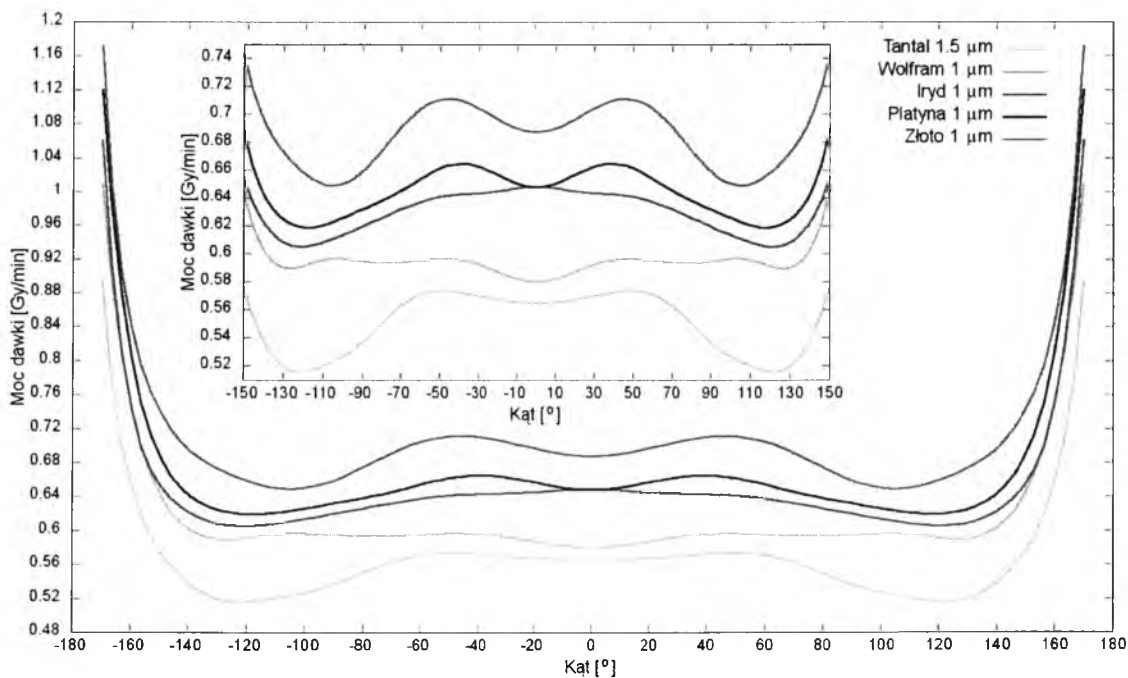


Rysunek 43: Kątowy rozkład mocy dawki dla tarcz konwersji wykonanych z wybranych pierwiastków należących do czwartego okresu układu okresowego pierwiastków.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 44: Kątowy rozkład mocy dawki dla tarcz konwersji wykonanych z wybranych pierwiastków należących do piątego okresu układu okresowego pierwiastków.



Rysunek 45: Kątowy rozkład mocy dawki dla tarcz konwersji wykonanych z wybranych pierwiastków należących do szóstego okresu układu okresowego pierwiastków.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

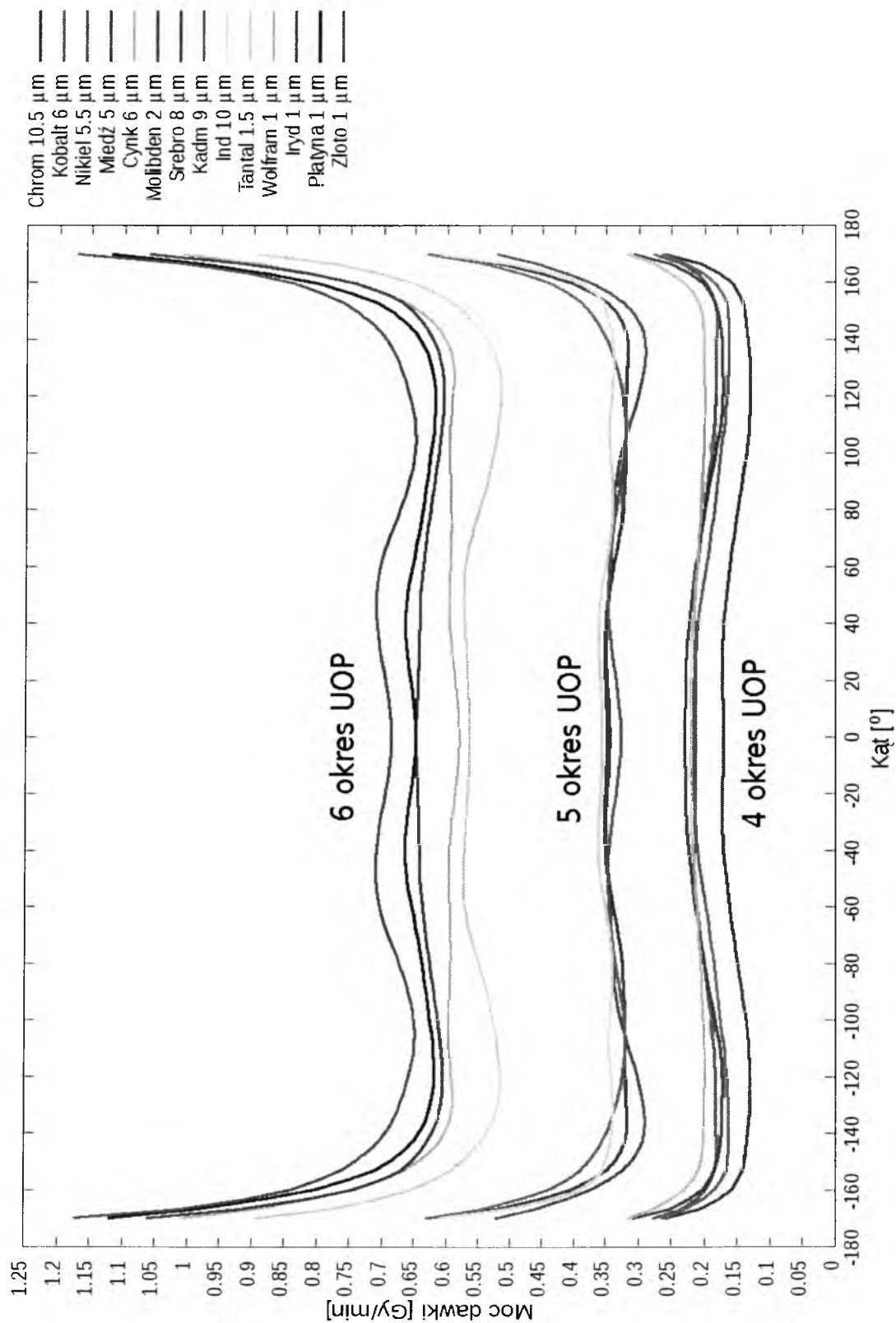
panel przedstawiający w powiększeniu zakres kątów, na podstawie którego obliczana była płaskość rozkładów. Już ocena wizualna pozwala stwierdzić, iż rozkłady dawek generowanych przez tarcze wykonane z metali należących do piątego i szóstego okresu układu okresowego pierwiastków są bardziej jednorodne niż dla metali z okresu czwartego (wyjątkiem jest tutaj cynk). Powyższą obserwację potwierdzają dane zawarte w tabeli 11. Oznacza to, że potencjalnych kandydatów na materiał tarczy konwersji powinno szukać się właśnie

Tarcza	Płaskość
In	7,16%
Ir	8,03%
Zn	10,23%
Ag	10,89%
W	10,98%
Pt	11,11%
Ta	11,61%
Au	14,23%
Cd	17,58%
Ni	19,38%
Mo	21,04%
Co	31,53%
Cr	33,18%
Cu	33,36%

Tabela 11: Współczynniki płaskości odpowiadające różnym materiałom tarczy konwersji.

w tych dwóch grupach. Arbitralna granica współczynnika płaskości, powyżej której pierwiastek jest dyskwalifikowany jako kandydat na tarczę konwersji została określona na 15%. Dodatkowym kryterium decydującym o wyborze danego metalu do dalszej analizy była moc dawki generowana przez igłę fotonową wyposażoną w wykonaną z niego tarczę konwersji. Z wykresów 43, 44 oraz 45 wyraźnie wynika, iż dla pierwiastków z szóstego okresu UOP wartości te są znacznie wyższe niż dla pozostałych metali. Parametr ten jest istotny ponieważ wyższa jego wartość gwarantuje szybsze dostarczenie zaplanowanej dawki do wnętrza guza co z kolei skraca czas przebywania pacjenta w sali zabiegowej. Nie ma to wprawdzie znacznego wpływu na sam proces naświetlania jednak z punktu widzenia wygody pacjenta jest to rzecz niezwykle istotna. Krótszy czas naświetlania oznacza bowiem dla pacjenta mniej stresów związanych z procedurą co z kolei korzystnie wpływać może na wyniki leczenia. Im zatem wyższa moc dawki tym lepiej, co sugeruje ograniczenie wyboru materiału tarczy do pierwiastków szóstego okresu UOP. Warto w tym miejscu uwypuklić interesujące zjawisko, które wyraźnie widoczne staje się po nałożeniu na siebie rozkładów mocy dawek dla wszystkich testowanych metali. Pojawia się wyraźne pogrupowanie krzywych na wykresach na trzy zbiory, z których każdy odpowiada innej grupie UOP. Efekt ten jest spowodowany przede wszystkim różnicami w budowie powłok elektronowych oraz faktem, że promieniowanie hamowania znacznie efektywniej emitowane jest przez elektrony wchodzące w interakcję z atomami o wyższej liczbie atomowej co wynika ze wzoru 1.30. Opisany efekt widoczny jest na wykresie 46. Dodatkowo podkreśla on również duże różnice w generowanych mocach dawek dla różnych grup UOP.

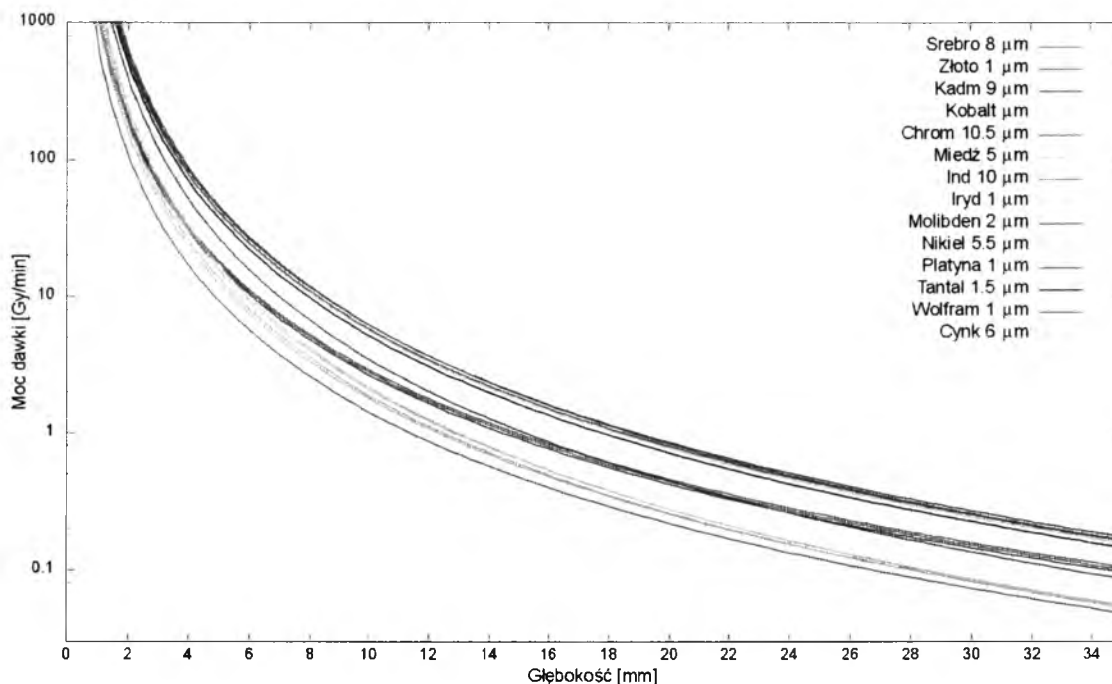
5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 46: Kątowe rozkłady mocy dawek w zależności od materiału tarczy konwersji.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

Podobnie jak w przypadku testów szerokości wiązki również na tym etapie analiz sprawdzane były rozkłady głębokościowe mocy dawek. Ustawienia detektorów były identyczne z tymi opisanymi w poprzednim rozdziale. Wykres 47 przedstawia zależność mocy



Rysunek 47: Głębokościowe rozkłady mocy dawek w zależności od materiału tarczy konwersji.

dawki od głębokości w zależności od materiału, z którego wykonana była tarcza konwersji. Podobnie jak na wykresie 46 zauważyć można grupowanie się krzywych odpowiadających metalom z tej samej grupy UOP. W tym jednak przypadku korzystniej wypadają materiały z grupy trzeciej jako, że dla większych głębokości generują one mniejszą dawkę niż materiały z grup czwartej i piątej. Najmniej korzystnie wypadają te ostatnie. Różnice jednak nie są bardzo duże co potwierdzają dane zawarte w tabeli 12. Co więcej wartości współczynni-

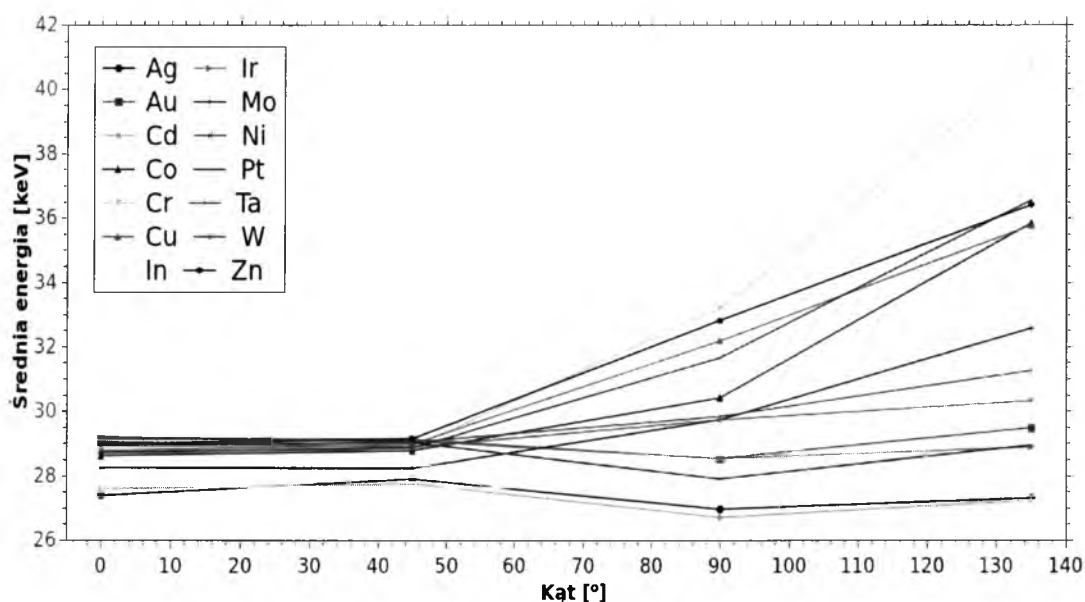
Tarcza	MD ₂₀ [Gy/min]	MD ₁₀ [Gy/min]	R _{20/10}
Ag	0,44	2,76	0,159
Au	0,83	6,19	0,134
Cd	0,42	2,64	0,159
Co	0,26	1,78	0,144
Cr	0,22	1,41	0,154
Cu	0,28	2,07	0,134
In	0,46	2,88	0,159
Ir	0,77	5,54	0,139
Mo	0,44	3,43	0,129
Ni	0,26	1,87	0,139
Pt	0,85	6,13	0,139
Ta	0,71	5,12	0,139
W	0,80	5,74	0,139
Zn	0,28	2,15	0,129

Tabela 12: Bezwzględne wartości mocy dawki na głębokościach 10 i 20 mm oraz wartość współczynnika R_{20/10} dla różnych materiałów tarcz konwersji.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

ka spadku $R_{20/10}$ również wskazują, na niewielkie znaczenie materiału tarczy konwersji dla głębokościowych spadków mocy dawek (występują różnice w granicach 0.03 czyli 18%). Pamiętać przy tym należy ponadto, iż dużo większe znaczenie ma rozkład kątowy mocy dawki zatem, mimo iż dane dotyczące rozkładów głębokościowych sugerowałyby wybór jednego z metali grupy trzeciej UOP to korzyści z tego płynące byłyby mniejsze niż przy wyborze metalu z grupy piątej.

Kolejnym kryterium wyboru materiału tarczy była zależność średniej energii generowanych fotonów hamowania od kąta pod jakim były one rejestrowane. Wykres 48 prezentuje tę zależność dla badanych materiałów. Wyraźnie widoczna jest tu duża zmienność średniej energii dla pierwiastków o niskiej liczbie atomowej takich jak miedź, cynk, nikiel,

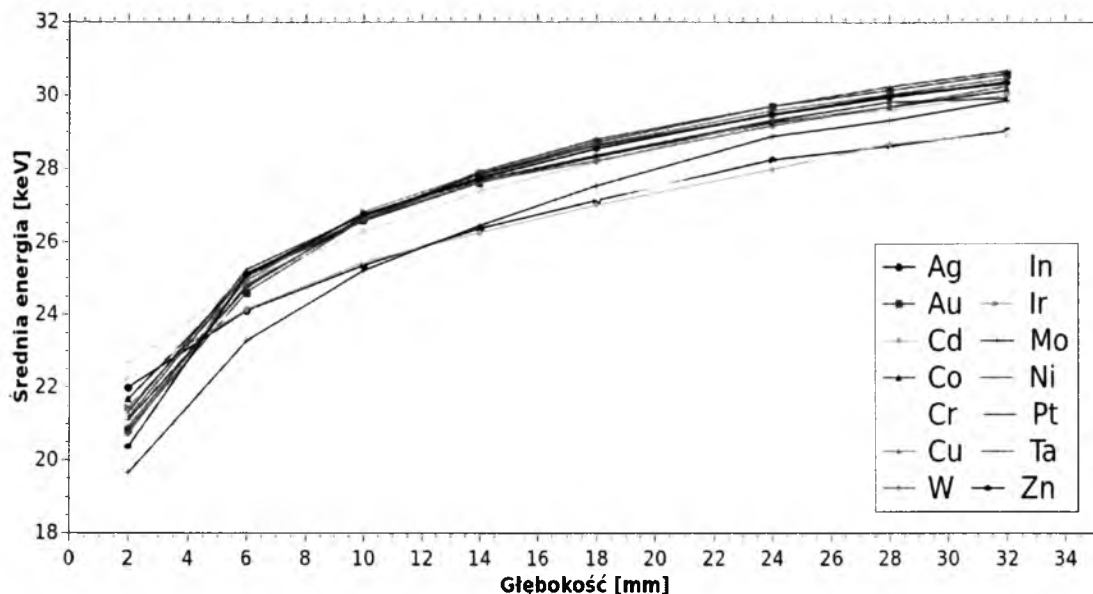


Rysunek 48: Wartość średniej energii fotonów w zależności od kąta dla różnych materiałów tarczy konwersji.

chrom i kobalt. Zarejestrowane zmiany wahają się od 25% (dla kobaltu) do nawet 43% (w przypadku chromu). Jak już zaznaczono wcześniej jest to cecha bardzo niepożądana. Pierwiastki z piątej grupy UOP, których wybór sugerują analizy kątowych rozkładów dawek w tym zestawieniu wypadają tutaj bardzo korzystnie. Zmiany średniej energii fotonów nie przekraczają tutaj 7% (dla platyny) a w pozostałych przypadkach (dla złota, wolframu i irydu) spadają nawet poniżej 5%. Chlubnymi wyjątkami wśród pierwiastków czwartej grupy UOP są srebro i kadm. W ich przypadku różnice średnich energii fotonów w zależności od kąta nie przekraczają 4%.

Podobnie jak na poprzednim etapie symulacji również w przypadku testowania rozmaitych materiałów tarczy konwersji sprawdzany był ich wpływ na zmienność średniej energii fotonów wraz z głębokością. Wykres 49 obrazuje opisane już wcześniej zjawisko twardnienia wiązki. Widać również, iż najkorzystniej w tym zestawieniu wypadają tarcze srebrna, indowa oraz tantalowa jednak w ogólności różnice pomiędzy różnymi materiałami wahają się w okolicach 10% dla małych głębokości i 7% dla głębokości dużych. Nie są

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 49: Wartość średniej energii fotonów w zależności od głębokości dla różnych materiałów tarczy konwersji.

więc one bardzo znaczące, a wzięwszy pod uwagę fakt, iż istotniejsze są zależności katodowe, można przyjąć iż z punktu widzenia niniejszej rozprawy zmienność głębokościowa średniej energii fotonu nie faworyzuje wyraźnie żadnego z badanych materiałów.

Istotnym parametrem z punktu widzenia terapii jest zdolność tarczy konwersji do zamiany elektronów w promieniowanie hamowania czyli tzw. wydajność konwersji. Na potrzeby niniejszej rozprawy wielkość ta zdefiniowana została jako liczba fotonów zarejestrowana w położonym najbliżej sondy igły fotonowej detektorze radialnym przypadająca na jeden elektron wiązki pierwotnej. Jako, że we wszystkich przeprowadzonych symulacjach liczba symulowanych elektronów wynosiła dokładnie miliard więc wydajność konwersji będzie liczbą fotonów rejestrowanych w tym detektorze podzieloną przez miliard.

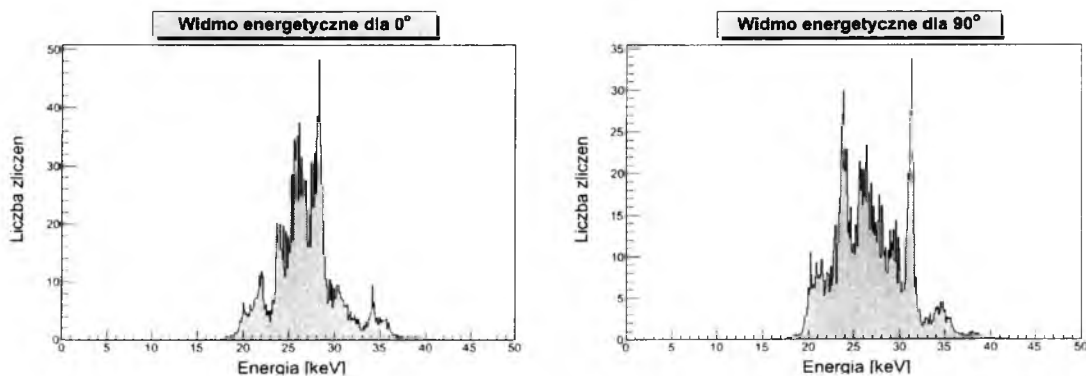
Tarcza	Wydajność konwersji
Cr	0,000326
Co	0,000407
Ni	0,000432
Cu	0,000476
Zn	0,000502
Cd	0,000590
Ag	0,000602
In	0,000632
Mo	0,000817
Ta	0,001168
W	0,001290
Ir	0,001315
Pt	0,001400
Au	0,001466

Tabela 13: Wydajność konwersji dla różnych materiałów.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

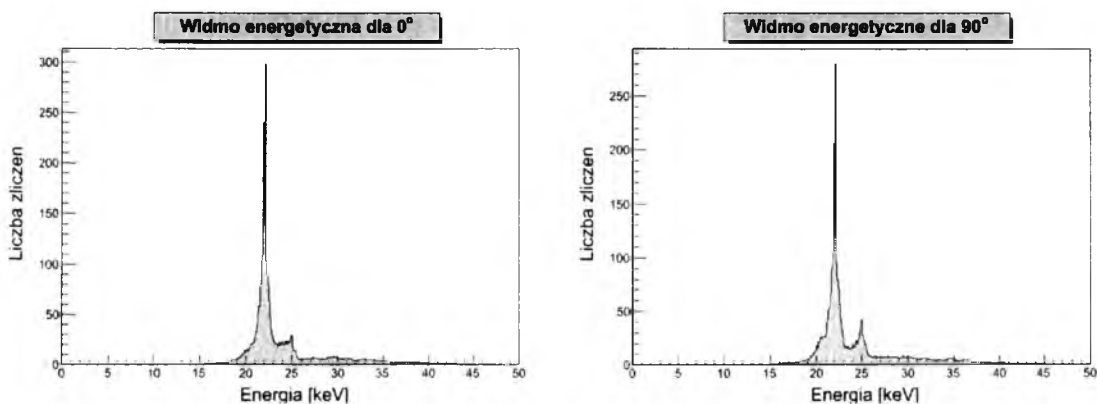
Im większa jest jej wartość tym lepiej. Oznacza to bowiem, że z pojedynczego elektronu padającego na tarczę można uzyskać więcej fotonów. To z kolei powoduje, że potrzebny jest krótszy okres czasu aby dostarczyć do guza zaplanowaną dawkę co z opisanych nieco wcześniej powodów jest bardzo pożądane. Tabela 13 zawiera wartości wydajności konwersji dla testowanych materiałów. Jak widać w zestawieniu tym najkorzystniejsze wyniki osiągnięte zostały dla materiałów z szóstej grupy UOP natomiast najgorsze rezultaty odpowiadają pierwiastkom z grupy czwartej. Jest to między innymi spowodowane faktem, iż wydajność generowania promieniowania hamowania jest zależna od liczby atomowej danego pierwiastka – im jest ona wyższa tym więcej pojawia się fotonów hamowania. W przypadku badanych materiałów różnice są bardzo znaczące. Liczba zarejestrowanych fotonów przypadająca na jeden elektron wiązki pierwotnej jest ponad czterokrotnie większa dla złota niż dla chromu. Z tego też powodu wydajność konwersji zdecydowanie wskazuje na grupę szóstą UOP jako miejsce gdzie należałoby szukać potencjalnego kandydata na materiał tarczy konwersji.

W związku z powyższymi faktami wybór materiału tarczy ograniczony został jedynie do metali z szóstego okresu układu okresowego. Wyjątkiem jest jednak srebro, które mimo przynależności do czwartego okresu zostało zakwalifikowane do dalszych badań. Powodem tego jest nie tylko to, iż wykazuje ono bardzo dobrą płaskość rozkładu ale również fakt, iż to właśnie ten materiał brany jest pod uwagę jako zamiennik dla złota w igle fotonowej konstruowanej w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku. Oprócz srebra zostały wybrane jeszcze złoto (jako materiał referencyjny wykorzystywany w obecnie stosowanych urządzeniach) oraz iryd i wolfram jako pierwiastki charakteryzujące się najlepszymi kombinacjami testowanych parametrów. Dodatkowym potwierdzeniem dokonanego wyboru jest analiza dołączonych na płycie CD do niniejszej rozprawy histogramów przedstawiających widma energetyczne generowanego promieniowania hamowania. Okazuje się, że dla wybranych pierwiastków zmiany w kształcie widma są najmniejsze ze wszystkich testowanych materiałów co oczywiście jest efektem bardzo pożądanym z opisanych wcześniej powodów. Rysunki 50, 51 i 52 przedstawiają przykładowe porównanie widm energetycznych zarejestrowanych pod kątami 0° i 90° dla chromu, srebra i wolframu. Wyraźnie widać na nich, iż w przypadku chromu widma dla obu kątów różnią się dość znacząco podczas gdy dla srebra oraz wolframu różnice są zdecydowanie mniejsze. Widmo tarczy srebrnej jest szczególnie niezmiennie co dodatkowo przemawia za tym, że decyzja ośrodka w Świerku o wyborze tego właśnie materiału jest dobra.

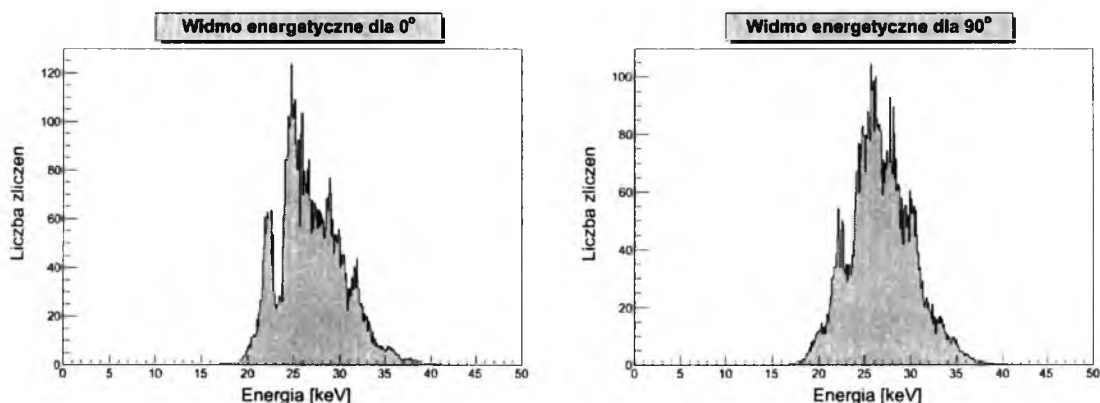


Rysunek 50: Widma energetyczne dla tarczy chromowej zarejestrowane pod kątami 0° i 90° .

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 51: Widma energetyczne dla tarczy srebrnej zarejestrowane pod kątami 0° i 90°.



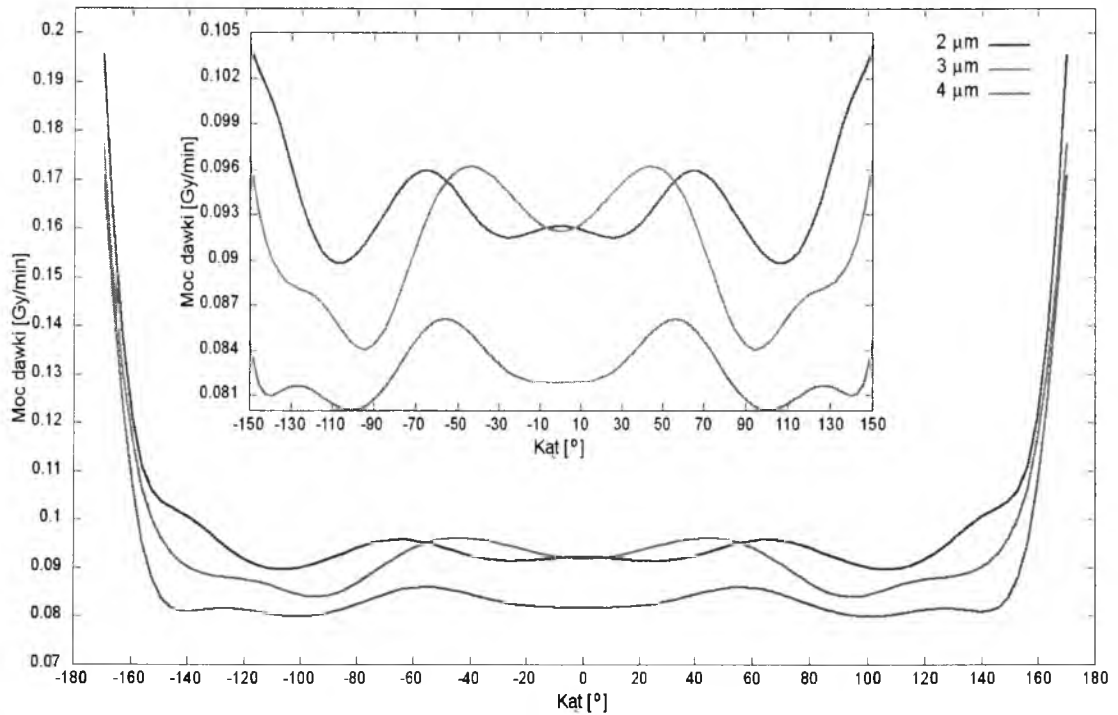
Rysunek 52: Widma energetyczne dla tarczy wolframowej zarejestrowane pod kątami 0° i 90°.

5.2.3. Szczegółowe testy potencjalnych kandydatów na materiał tarczy konwersji.

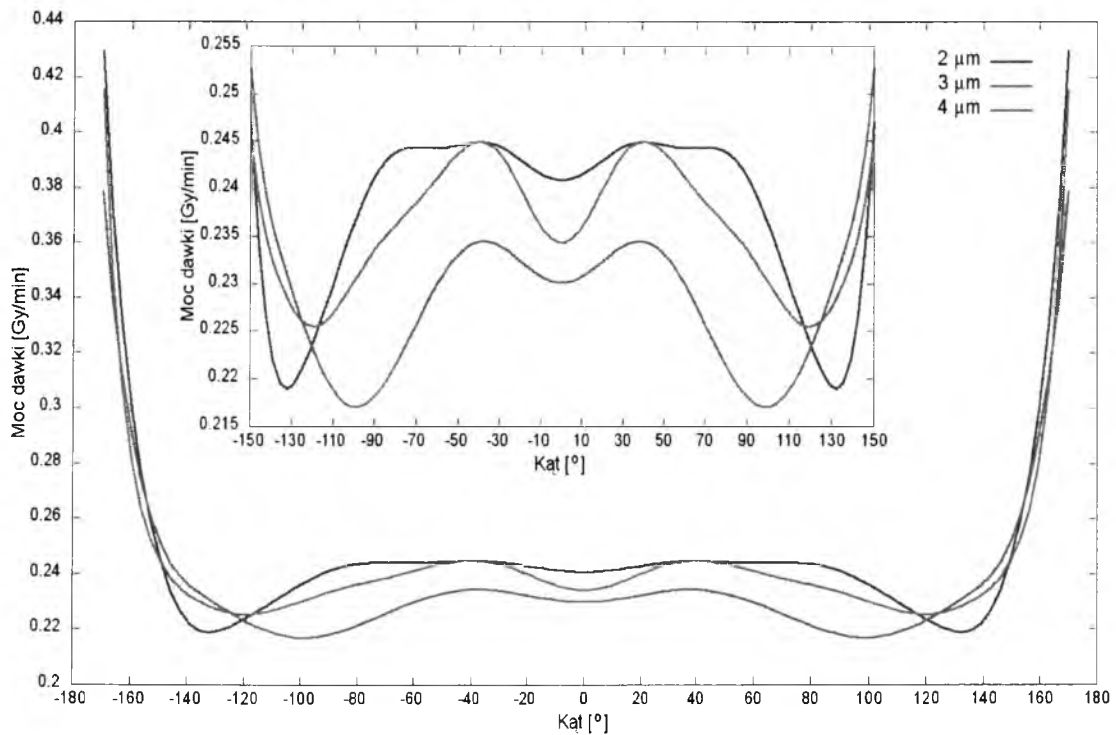
Wybrane w poprzednim etapie symulacji materiały zostały następnie poddane bardziej szczegółowym testom. Dla każdego z nich przeprowadzone zostały symulacje uwzględniające trzy wartości grubości tarczy. W przypadku złota, irydu i wolframu grubości te równe były 1 μm , 1.5 μm oraz 2 μm natomiast tarcze srebrne miały grubość 2 μm , 3 μm oraz 4 μm . Każdą z tarcz bombardowano wiązkami elektronów o 3 różnych energiach, których wartości zostały ustalone na 30 keV, 40 keV oraz 50 keV (wartości te są sugerowane przez firmę Carl Zeiss Surgicall). Daje to w sumie po 9 symulacji na każdy z materiałów. Analiza wyników polegała na znalezieniu takiej kombinacji grubość tarczy – energia wiązki, dla której rozpatrywane parametry były najkorzystniejsze. Tak jak w poprzednich rozdziałach parametrami tymi były kątowe i radialne rozkłady dawek, zależność średniej energii generowanych fotonów od kąta i od głębokości oraz kształt ich widma energetycznego a także wydajność konwersji. Wszelkie procedury stosowane w czasie analizy były identyczne z opisanymi wcześniej.

Wykresy 53 do 64 przedstawiają kątowe rozkłady mocy dawek generowanych

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

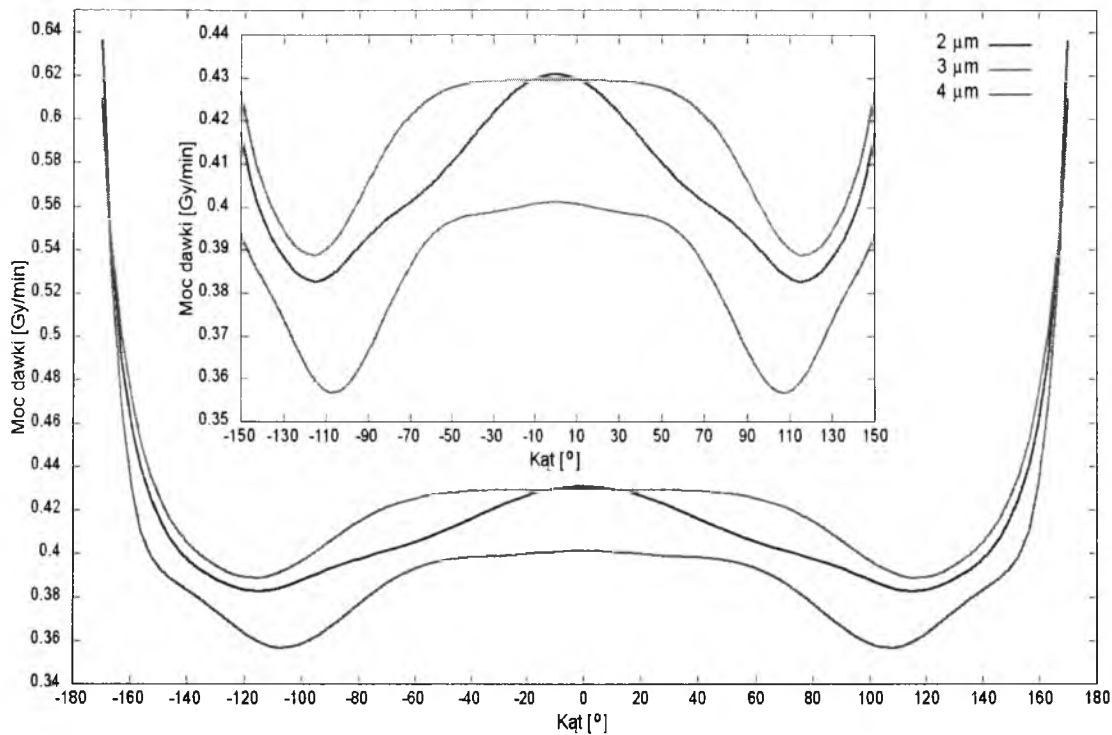


Rysunek 53: Kątowy rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy srebrnej i energii wiązki 30 keV.

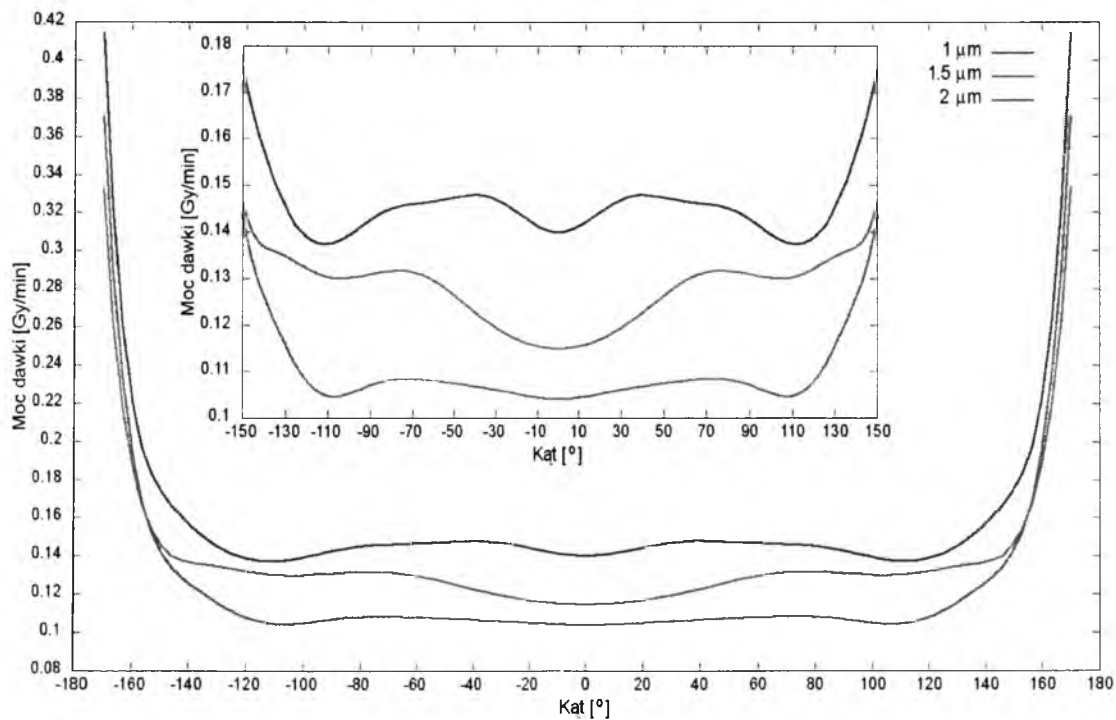


Rysunek 54: Kątowy rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy srebrnej i energii wiązki 40 keV.

5.2.Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

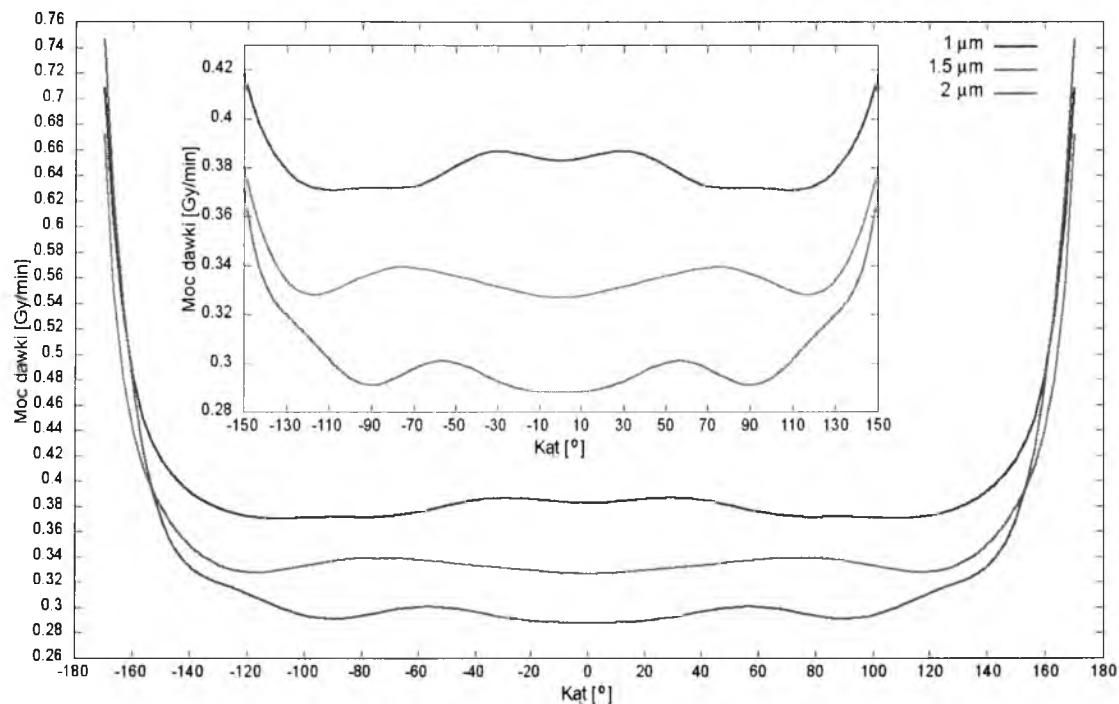


Rysunek 55: Kątowy rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy srebrnej i energii wiązki 50 keV.

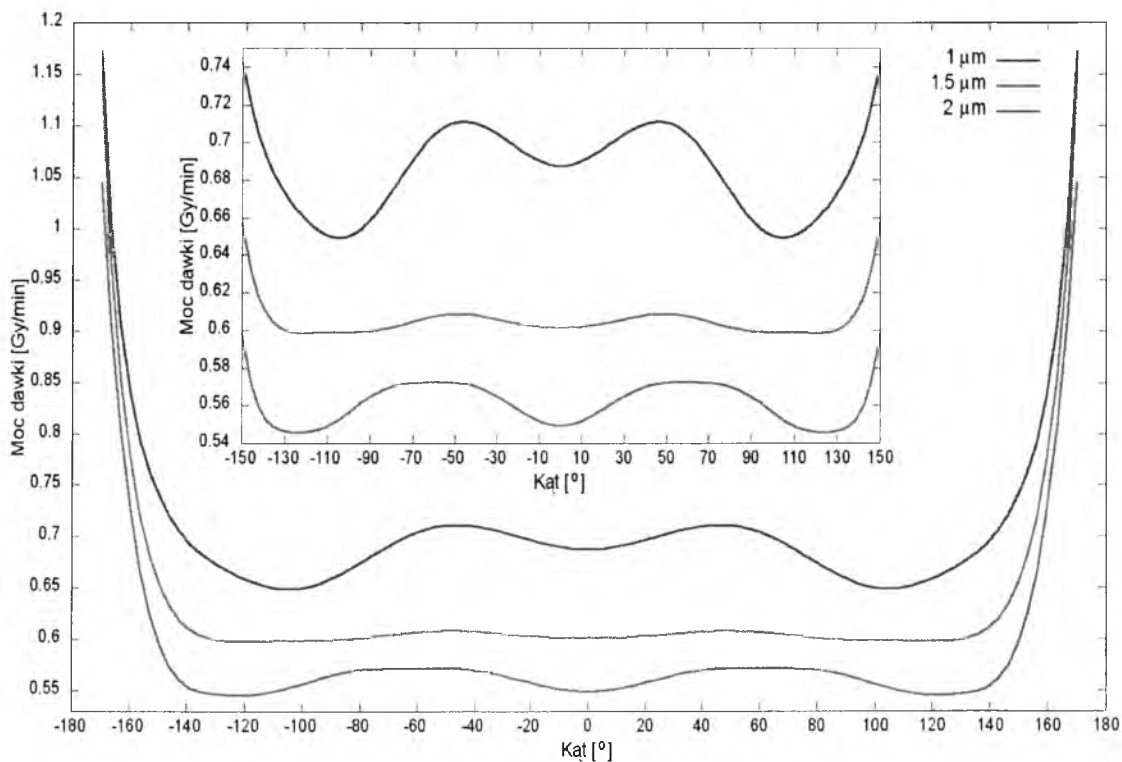


Rysunek 56: Kątowy rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy złotej i energii wiązki 30 keV.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

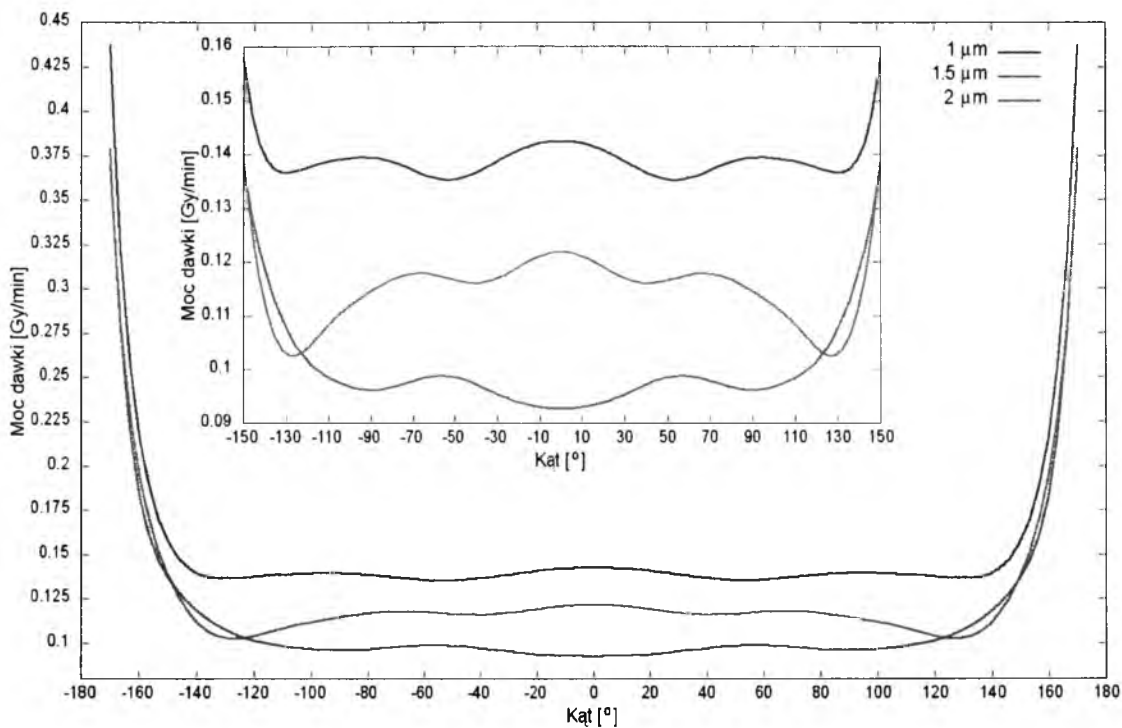


Rysunek 57: Kątowy rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy złotej i energii wiązki 40 keV.

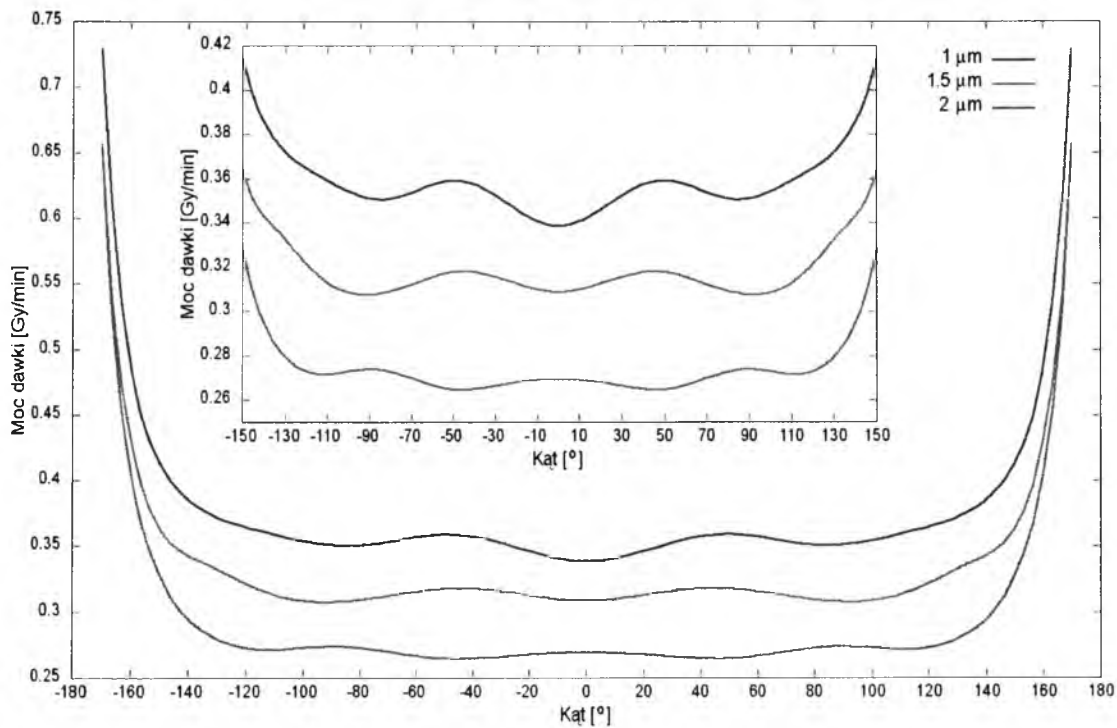


Rysunek 58: Kątowy rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy złotej i energii wiązki 50 keV.

5.2.Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

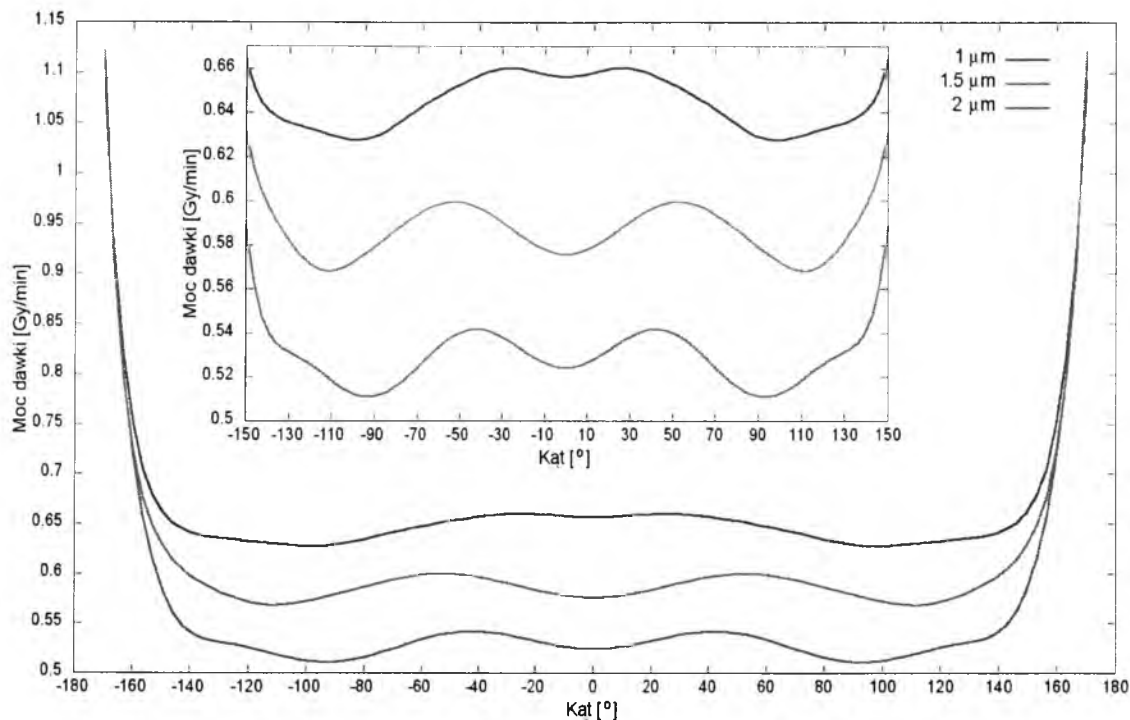


Rysunek 59: Kątowy rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy irydowej i energii wiązki 30 keV.

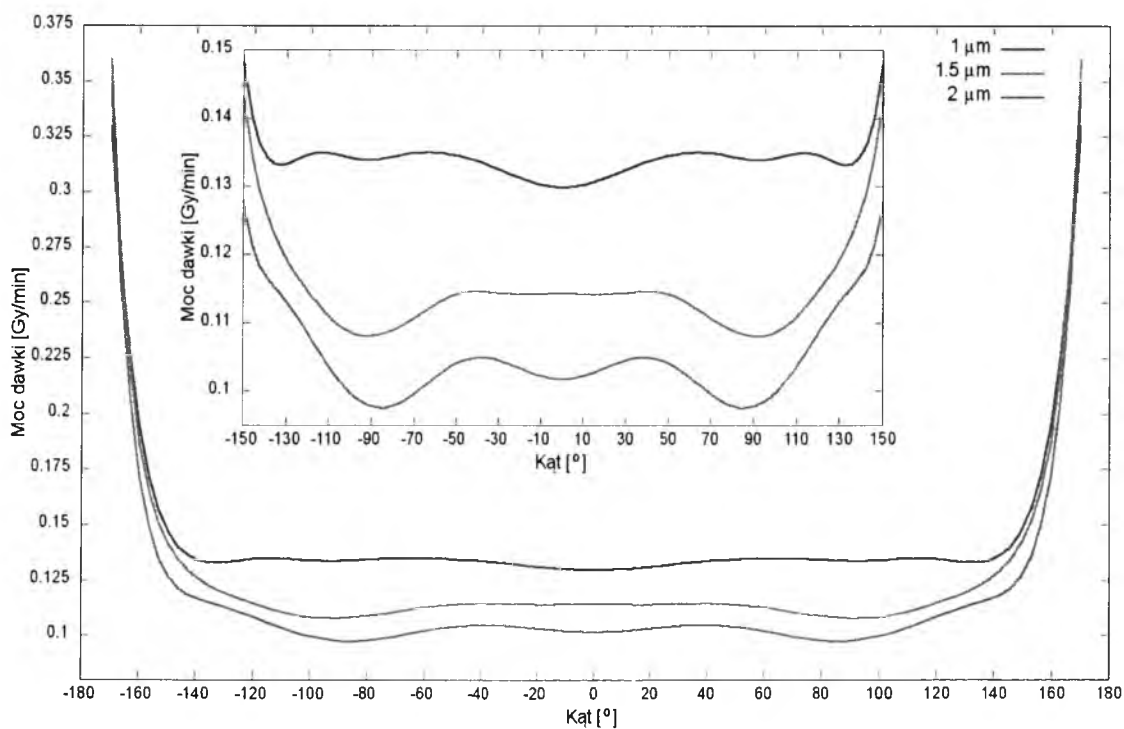


Rysunek 60: Kątowy rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy irydowej i energii wiązki 40 keV.

5.2.Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

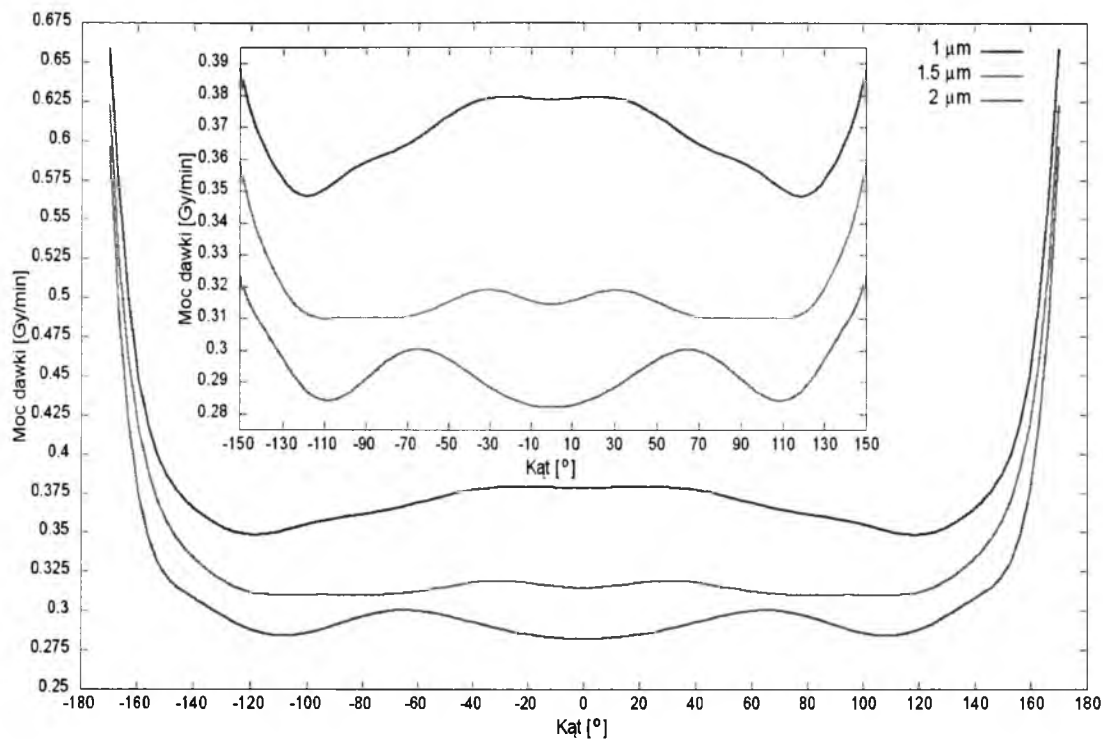


Rysunek 61: Kątowy rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy irydowej i energii wiązki 50 keV.

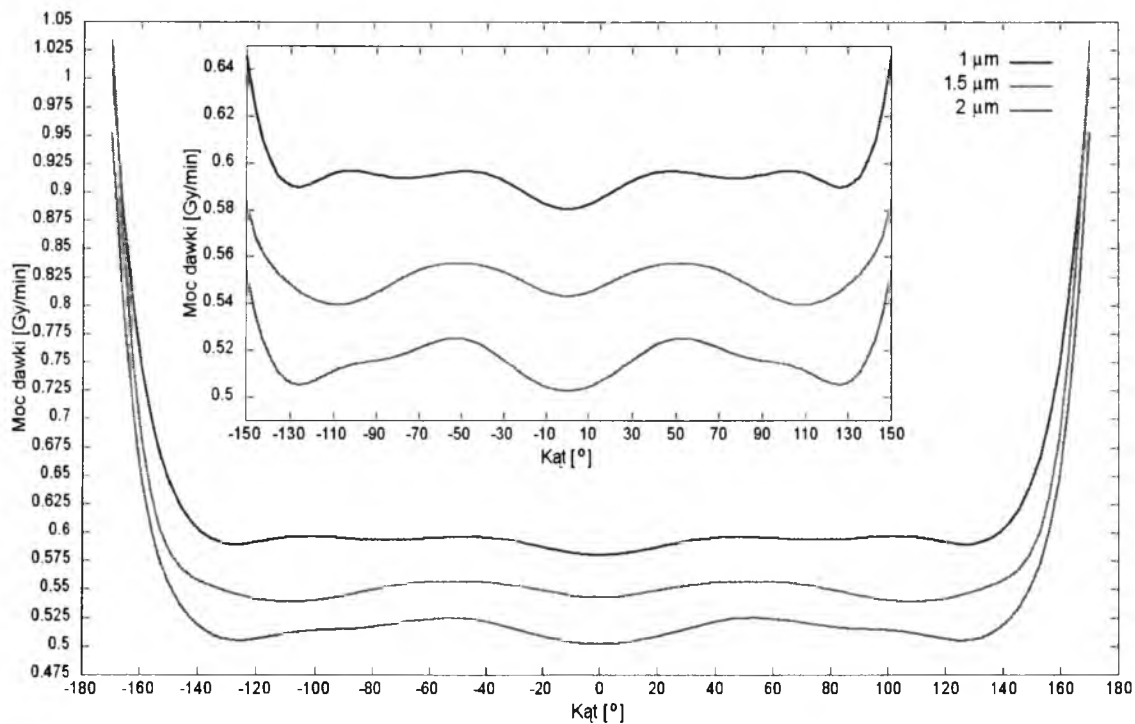


Rysunek 62: Kątowy rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy wolframowej i energii wiązki 30 keV.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 63: Kątowy rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy wolframowej i energii wiązki 40 keV.



Rysunek 64: Kątowy rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy wolframowej i energii wiązki 50 keV.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

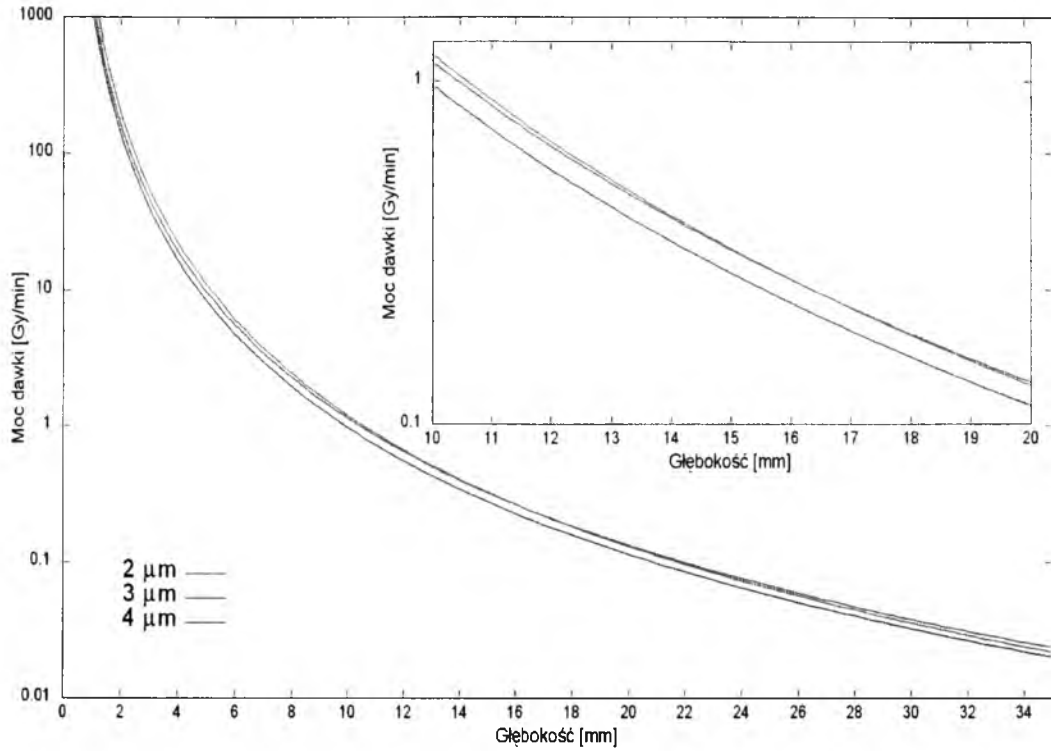
przez testowane tarcze konwersji. W wewnętrznych ramkach pokazane zostały w powiększeniu zakres kątów, w których obliczana była płaskość. Każdy z wykresów przedstawia zbiór krzywych odpowiadających jednej konkretnej energii wiązki elektronów. Takie zestawienie danych umożliwia ocenę wpływu grubości tarczy na rozkład mocy dawki. Pierwszym faktem rzucającym się w oczy jest zależność wartości mocy dawki od grubości tarczy – im jest ona grubsza tym niższa jest rejestrowana moc dawki. Jest to spowodowane naturalnie tym, że zwiększona ilość materiału pochłania więcej promieniowania hamowa-

Tarcza	Płaskość	Tarcza	Płaskość
Ag 2 um 30 keV	15,80%	Ir 1 um 30 keV	16,16%
Ag 3 um 30 keV	14,79%	Ir 1,5 um 30 keV	34,81%
Ag 4 um 30 keV	7,55%	Ir 2 um 30 keV	47,65%
Ag 2 um 40 keV	12,56%	Ir 1 um 40 keV	21,96%
Ag 3 um 40 keV	8,74%	Ir 1,5 um 40 keV	18,00%
Ag 4 um 40 keV	16,18%	Ir 2 um 40 keV	23,73%
Ag 2 um 50 keV	12,58%	Ir 1 um 50 keV	5,66%
Ag 3 um 50 keV	10,48%	Ir 1,5 um 50 keV	10,86%
Ag 4 um 50 keV	12,51%	Ir 2 um 50 keV	14,86%
Au 1 um 30 keV	27,20%	W 1 um 30 keV	13,70%
Au 1,5 um 30 keV	27,30%	W 1,5 um 30 keV	31,84%
Au 2 um 30 keV	37,28%	W 2 um 30 keV	30,70%
Au 1 um 40 keV	12,55%	W 1 um 40 keV	11,24%
Au 1,5 um 40 keV	16,11%	W 1,5 um 40 keV	15,53%
Au 2 um 40 keV	28,45%	W 2 um 40 keV	14,31%
Au 1 um 50 keV	14,23%	W 1 um 50 keV	10,98%
Au 1,5 um 50 keV	9,60%	W 1,5 um 50 keV	8,07%
Au 2 um 50 keV	9,41%	W 2 um 50 keV	10,11%

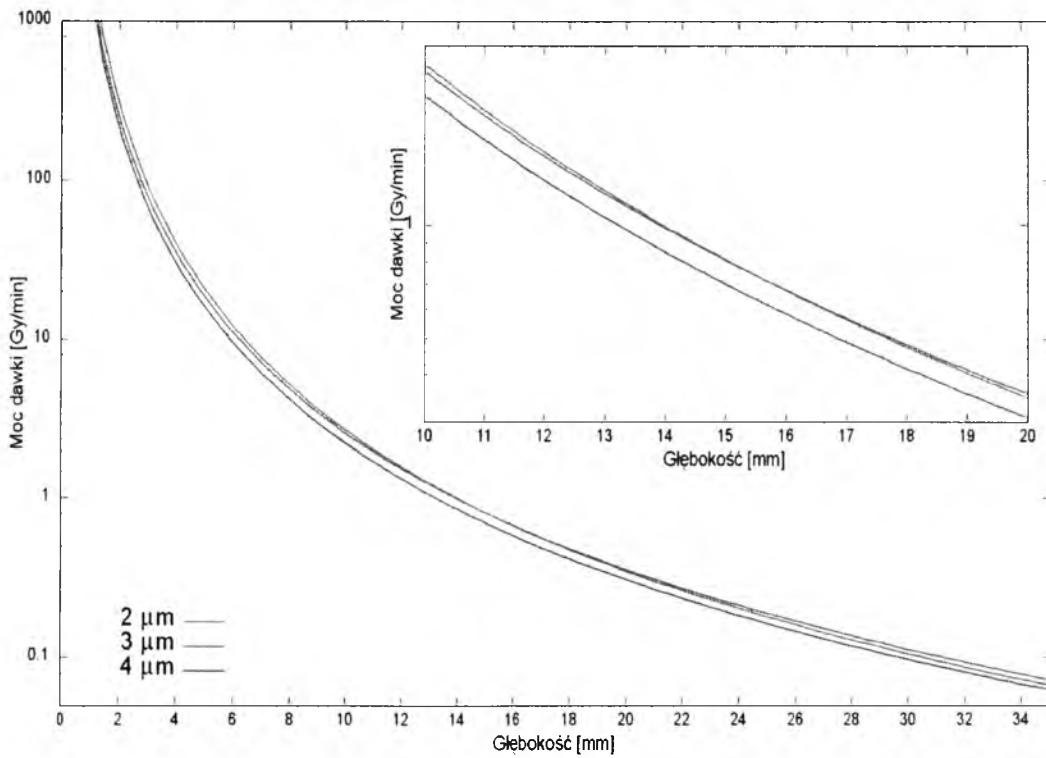
Tabela 14: Współczynniki płaskości dla testowanych tarcz konwersji.

nia. Trudno jest natomiast określić jednoznacznie zależność współczynnika płaskości od grubości tarczy i energii wiązki. Tabela 14 zawiera wartości tego współczynnika dla testowanych tarcz. Dane wskazują iż w przypadku srebra sugerowaną grubością tarczy przy wykorzystywaniu wiązki o energii 30 keV są 4 μm podczas gdy dla wiązek 40 keV oraz 50 keV jest to grubość 3 μm . Tarcza złota bombardowana wiązkami elektronów o energii 30 keV i 40 keV generuje najbardziej płaski rozkład mocy dawki dla warstwy złota o grubości 1 μm natomiast dla wiązki o energii 50 keV najkorzystniejsza jest grubość 1,5 μm . Iryd natomiast w przypadku wiązek o energii 30 keV oraz 50 keV generuje najlepszy rozkład jeśli jego warstwa ma grubość 1 μm a gdy wiązka pierwotna ma energię 40 keV – dla grubości 1,5 μm . Ostatnim analizowanym materiałem był wolfram, dla którego współczynnik płaskości przyjmuje najmniejsze wartości dla grubości 1 μm podczas stosowania wiązek o energiach 30 keV i 40 keV oraz dla grubości 1,5 μm dla wiązki 50 keV. Zaobserwowana zmienność współczynnika płaskości mogłaby zasugerować w przyszłości pewne rozwiązania techniczne pozwalająca na stosowanie wymiennych nakładek zawierających tarcze konwersji o różnej grubości najbardziej odpowiedniej do wykorzystywanej w danym przypadku klinicznym energii wiązki elektronów. Naturalnie niesie to ze sobą nowe trudności takie choćby jak zapewnienie odpowiedniej próżni wewnątrz sondy oraz odpowiedniej trwałości nakładki (tarcze są bardzo delikatne) niemniej jednak korzyści jakie mogą z tego płynąć są nie do przecenienia. Na chwilę obecną jednak nie jest możliwe stosowanie tarcz konwersji o zmiennej grubości w związku z czym w czasie konstruowania urządzenia należy zdecydować się na jedną konkretną wartość. **Na tym etapie analizy danych sugerowane jest stosowanie tarcz srebrnych o grubości 3 μm oraz tarcz złotych, irydowych lub wolframowych o grubości 1 μm .**

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

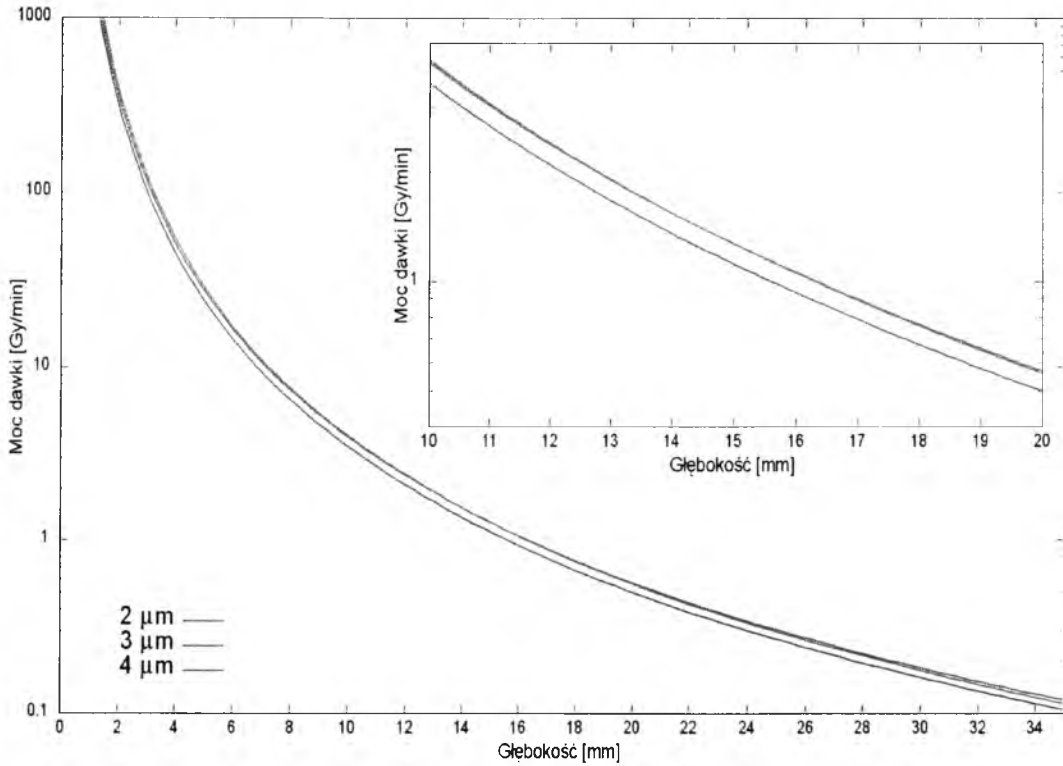


Rysunek 65: Radialny rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy srebrnej i energii wiązki 30 keV.

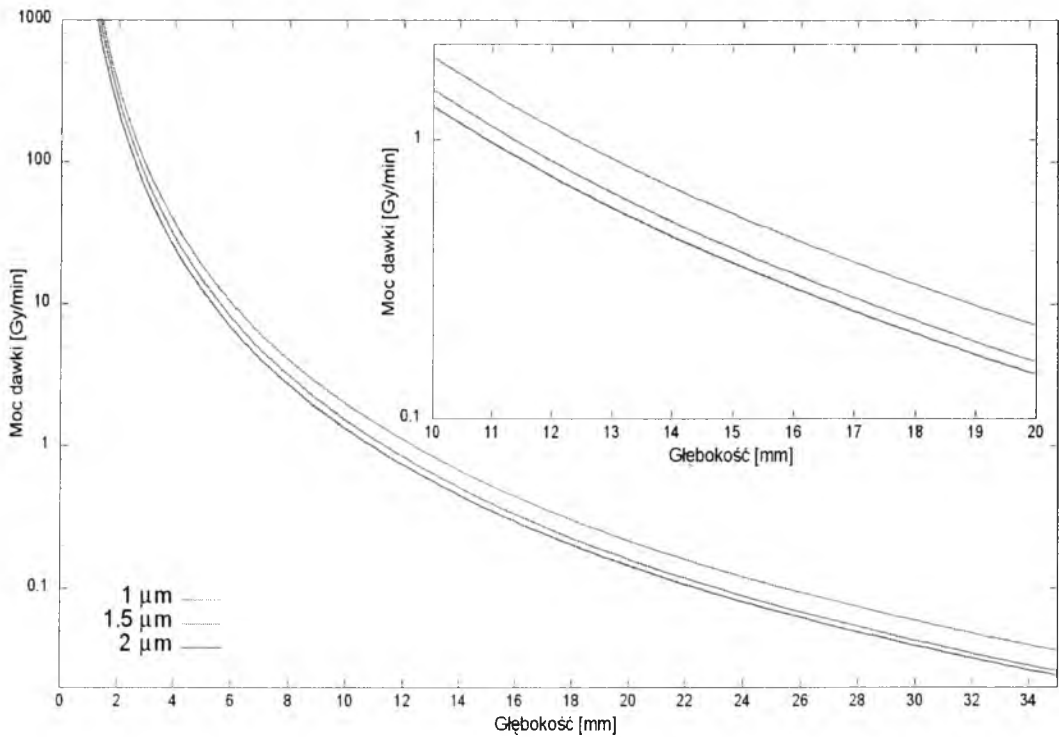


Rysunek 66: Radialny rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy srebrnej i energii wiązki 40 keV.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

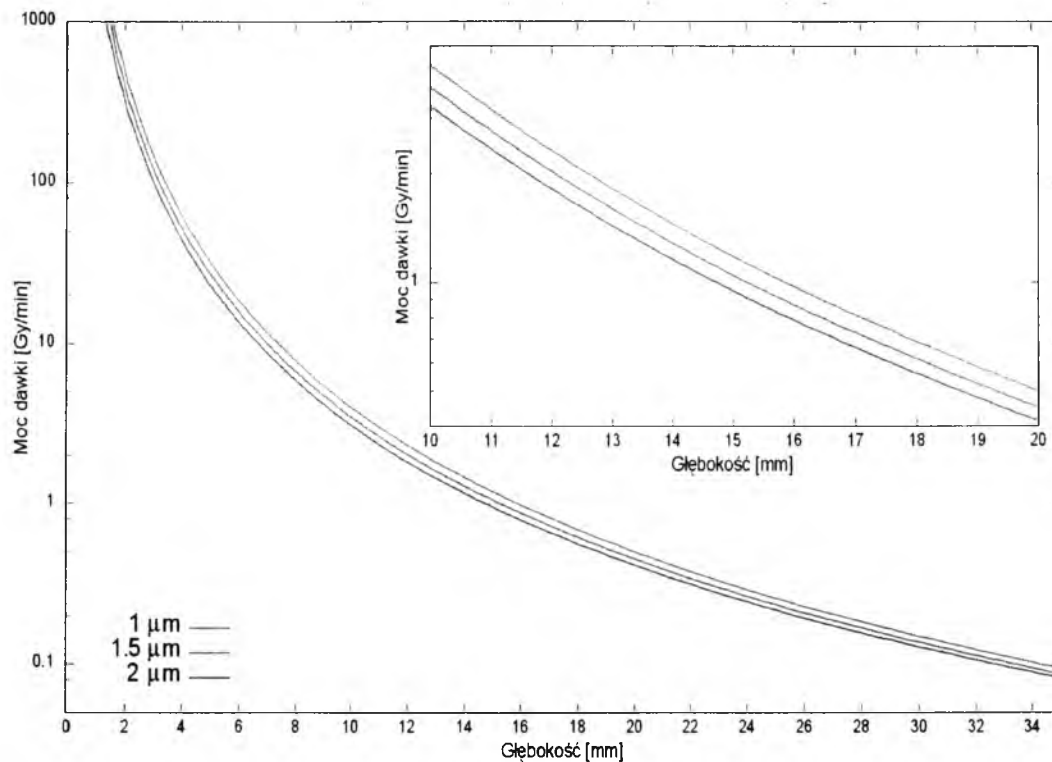


Rysunek 67: Radialny rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy srebrnej i energii wiązki 50 keV.

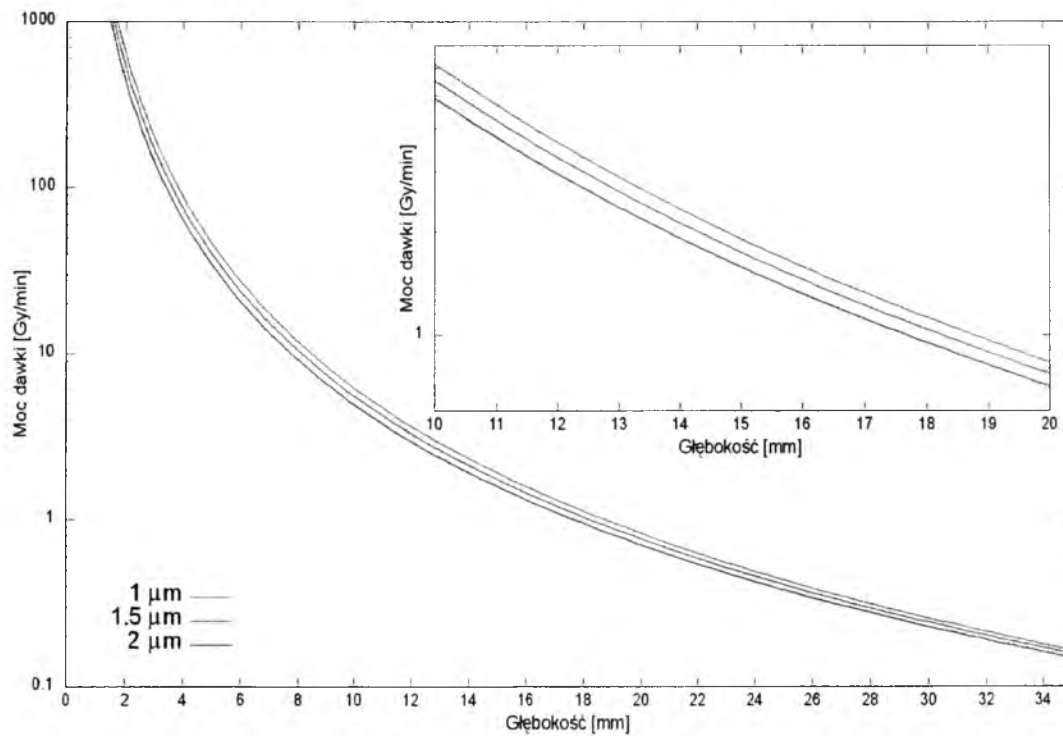


Rysunek 68: Radialny rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy złotej i energii wiązki 30 keV.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

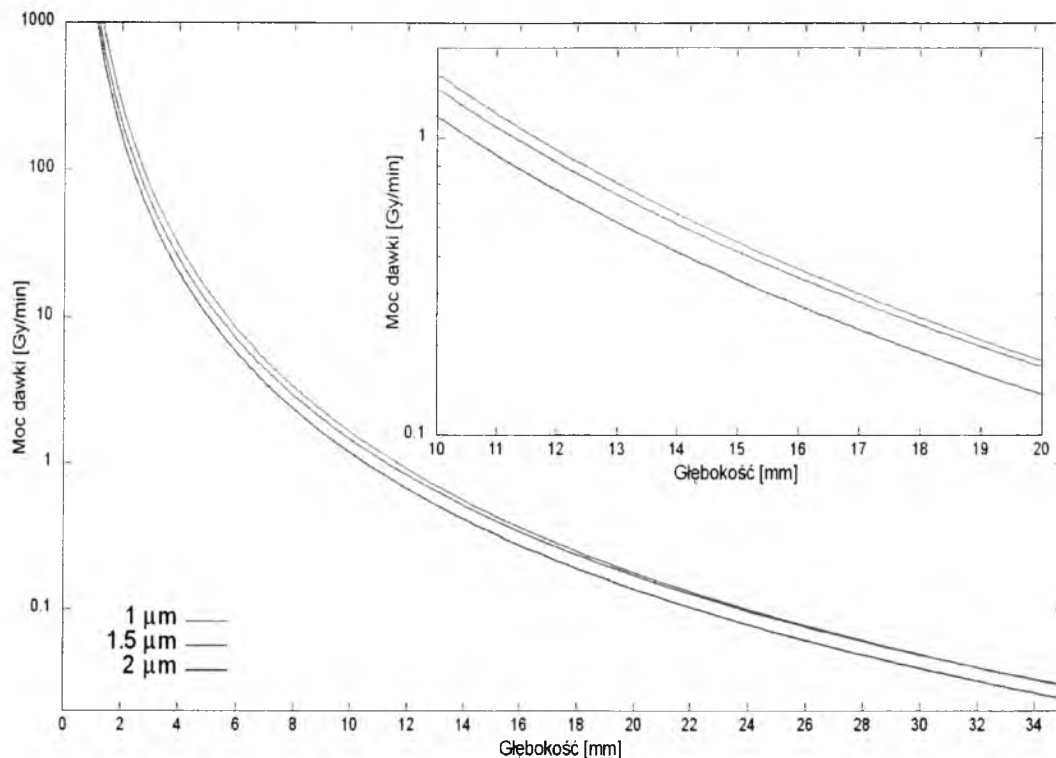


Rysunek 69: Radialny rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy złotej i energii wiązki 40 keV.

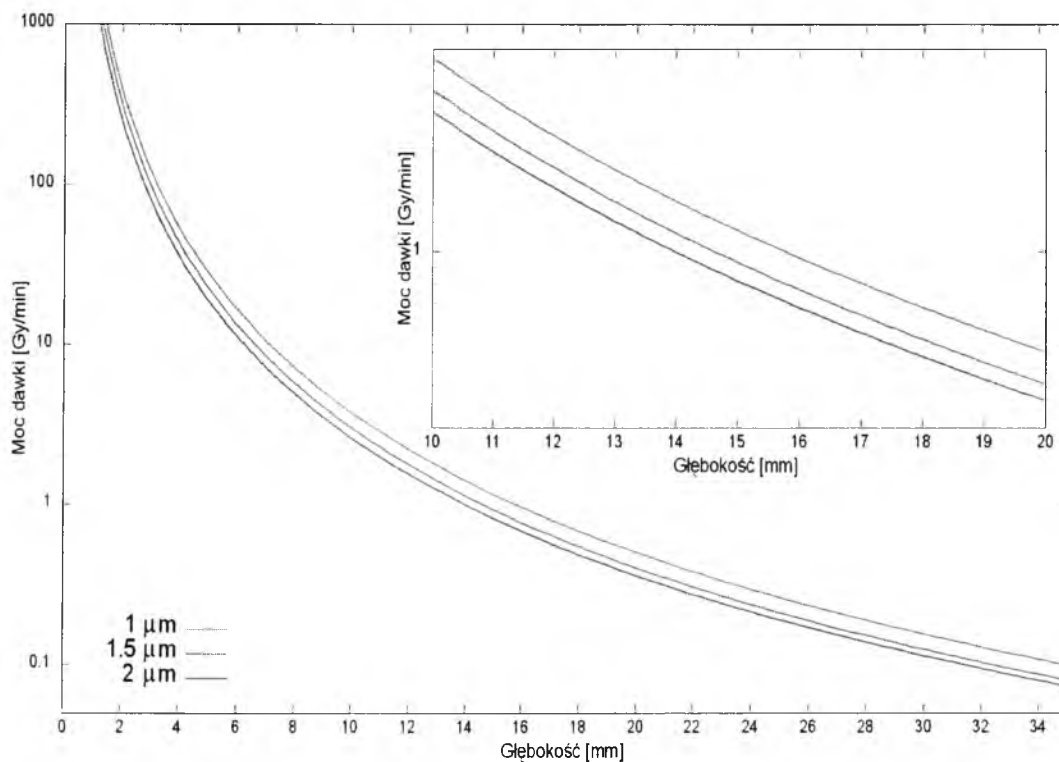


Rysunek 70: Radialny rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy złotej i energii wiązki 50 keV.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

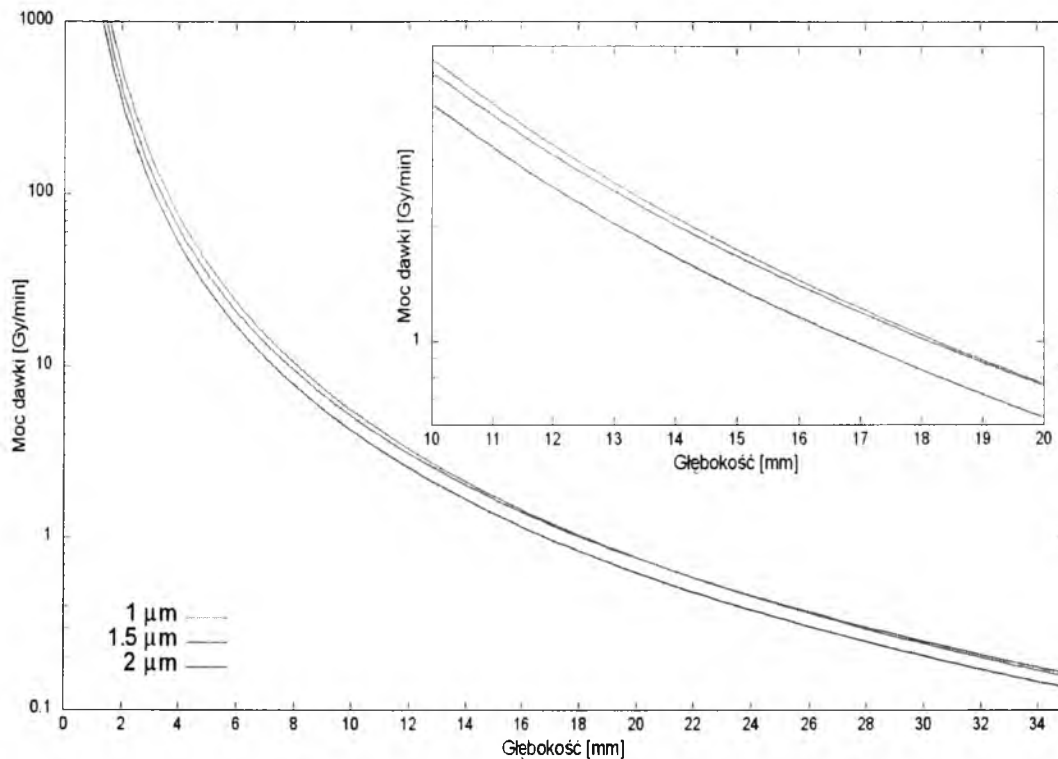


Rysunek 71: Radialny rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy irydowej i energii wiązki 30 keV.

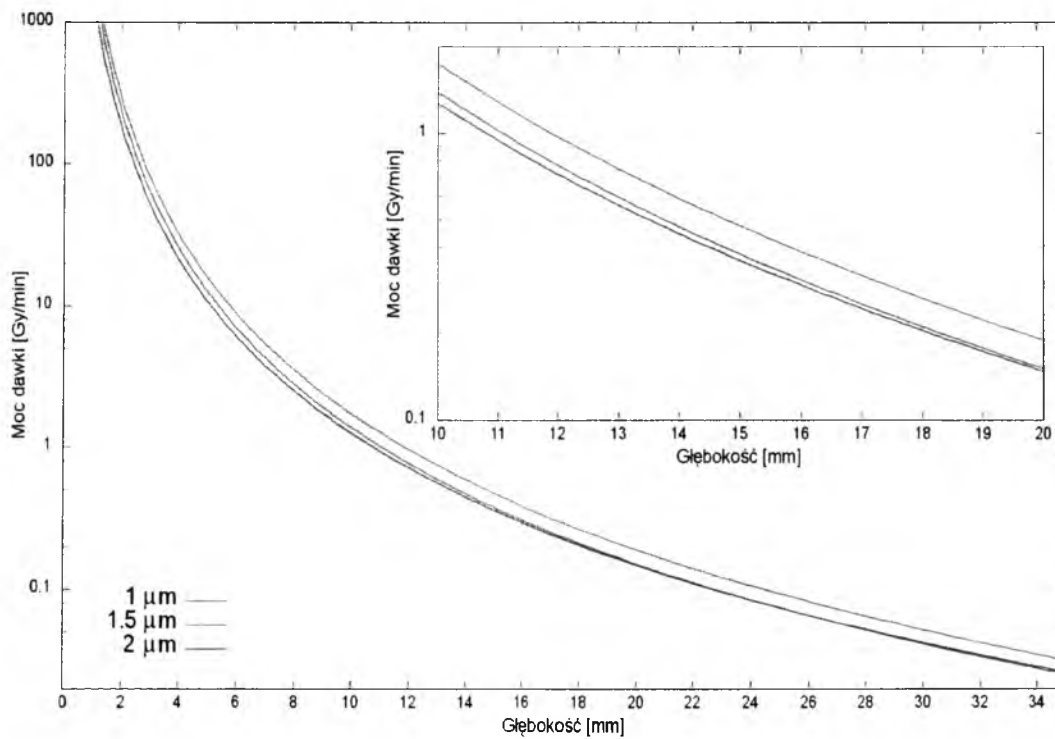


Rysunek 72: Radialny rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy irydowej i energii wiązki 40 keV.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

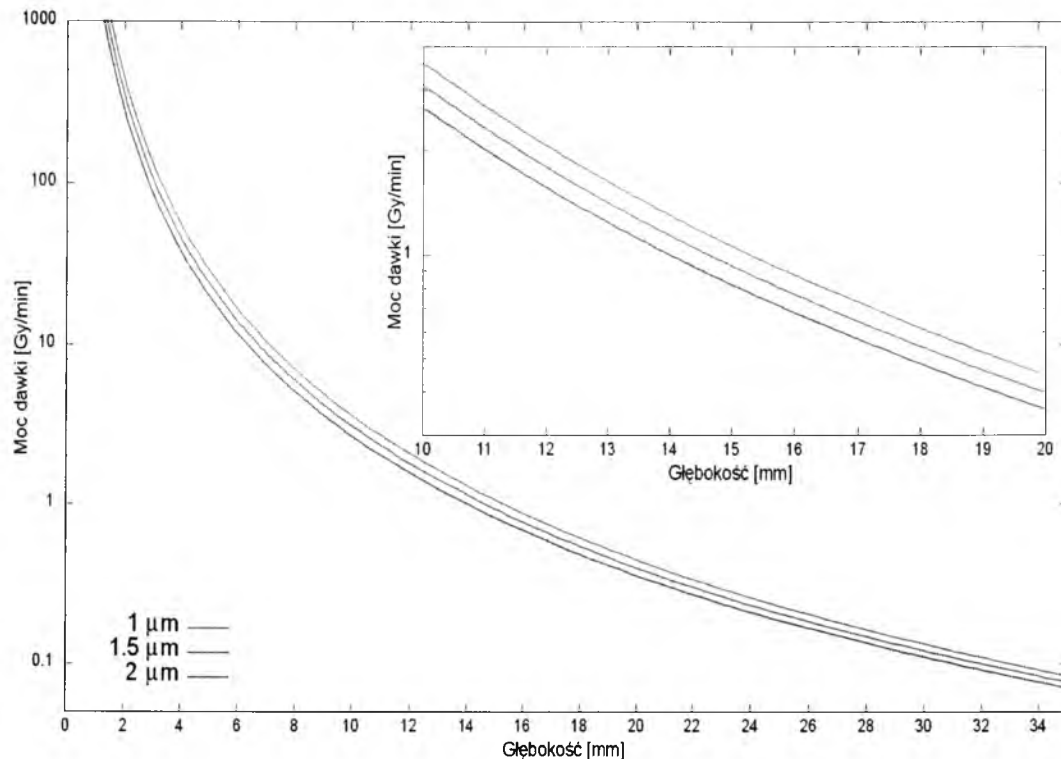


Rysunek 73: Radialny rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy irydowej i energii wiązki 50 keV.

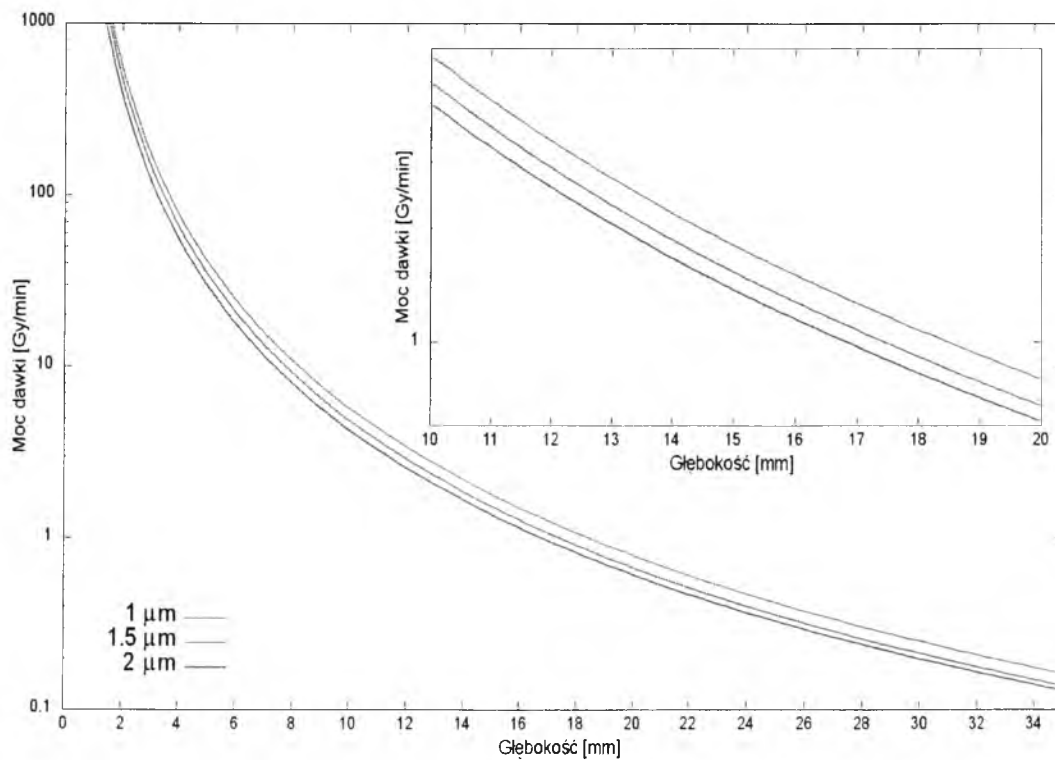


Rysunek 74: Radialny rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy wolframowej i energii wiązki 30 keV.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 75: Radialny rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy wolframowej i energii wiązki 40 keV.



Rysunek 76: Radialny rozkład mocy dawki dla różnych grubości tarczy wolframowej i energii wiązki 50 keV.

5.2.Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

Wykresy 65 do 76 przedstawiają radialne rozkłady dawek odpowiadające różnym kombinacjom energii wiązki elektronów i grubości tarczy konwersji. Jak poprzednio pożądanym jest aby na większych głębokościach moc dawki była jak najmniejsza. Analiza powyższych wykresów wskazuje na istnienie ogólnej zależności: im grubsza jest tarcza konwersji tym niższa jest moc dawki na wszystkich niemal głębokościach. Niemniej jednak w niektórych przypadkach pojawia się pewien interesujący efekt. Otóż na przykład w przypadku tarcz konwersji wykonanych ze srebra dla wszystkich energii wiązek elektronów na nie padających początkowa dominacja mocy dawki dla tarczy o grubości 2 μm nad mocą dawki dla tarczy o grubości 3 μm na głębokości ok 13-14 mm ulega odwróceniu i dla większych głębokości dominuje moc dawki dla tarczy grubszej. Podobny efekt zaobserwować można dla tarczy irydowej dla energii 30 keV i 50 keV (zamiana dominacji tarcz o grubościach 1 μm 1.5 μm na głębokościach odpowiednio ok. 32 mm oraz 22 mm) oraz dla tarczy wolframowej dla energii wiązki 30 keV (tarcza o grubości 1.5 μm zaczyna dominować nad tarczą 2 μm na głębokości ok. 25 mm). Efektu tego nie obserwuje się w ogóle dla tarczy konwersji wykonanej ze złota. Jest to zjawisko niepożądane ponieważ oznacza, iż szybkość spadku dawki zależy w pewnym stopniu od grubości tarczy. Niemniej jed-

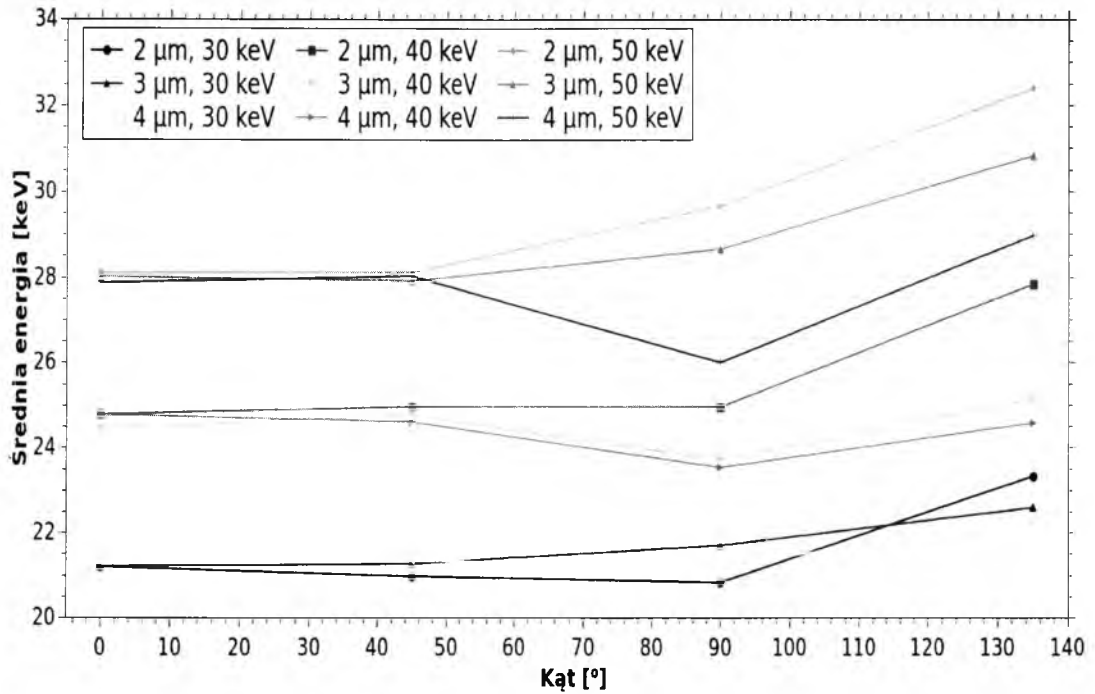
Tarcza	MD ₂₀ [Gy/min]	MD ₁₀ [Gy/min]	R _{20/10}	Tarcza	MD ₂₀ [Gy/min]	MD ₁₀ [Gy/min]	R _{20/10}
Ag 2 um 30 keV	0,130	1,193	0,109	Ir 1 um 30 keV	0,178	1,635	0,109
Ag 3 um 30 keV	0,132	1,135	0,117	Ir 1.5 um 30 keV	0,170	1,457	0,117
Ag 4 um 30 keV	0,113	0,971	0,117	Ir 2 um 30 keV	0,137	1,176	0,117
Ag 2 um 40 keV	0,348	2,686	0,129	Ir 1 um 40 keV	0,503	3,755	0,134
Ag 3 um 40 keV	0,356	2,569	0,139	Ir 1.5 um 40 keV	0,404	3,016	0,134
Ag 4 um 40 keV	0,308	2,219	0,139	Ir 2 um 40 keV	0,361	2,602	0,139
Ag 2 um 50 keV	0,561	4,042	0,139	Ir 1 um 50 keV	0,769	5,545	0,139
Ag 3 um 50 keV	0,570	3,966	0,144	Ir 1.5 um 50 keV	0,762	5,123	0,149
Ag 4 um 50 keV	0,501	3,490	0,144	Ir 2 um 50 keV	0,627	4,219	0,149
Au 1 um 30 keV	0,216	1,984	0,109	W 1 um 30 keV	0,189	1,740	0,109
Au 1.5 um 30 keV	0,160	1,519	0,105	W 1.5 um 30 keV	0,151	1,386	0,109
Au 2 um 30 keV	0,144	1,322	0,109	W 2 um 30 keV	0,148	1,267	0,117
Au 1 um 40 keV	0,500	4,001	0,125	W 1 um 40 keV	0,448	3,585	0,125
Au 1.5 um 40 keV	0,450	3,477	0,129	W 1.5 um 40 keV	0,398	3,079	0,129
Au 2 um 40 keV	0,413	3,081	0,134	W 2 um 40 keV	0,357	2,663	0,134
Au 1 um 50 keV	0,829	6,187	0,134	W 1 um 50 keV	0,796	5,739	0,139
Au 1.5 um 50 keV	0,768	5,538	0,139	W 1.5 um 50 keV	0,676	4,872	0,139
Au 2 um 50 keV	0,706	4,918	0,144	W 2 um 50 keV	0,615	4,283	0,144

Tabela 15: Bezwzględne wartości mocy dawki na głębokościach 10 i 20 mm oraz wartość współczynnika $R_{20/10}$ dla różnych kombinacji grubości tarcz konwersji i energii wiązki elektronów.

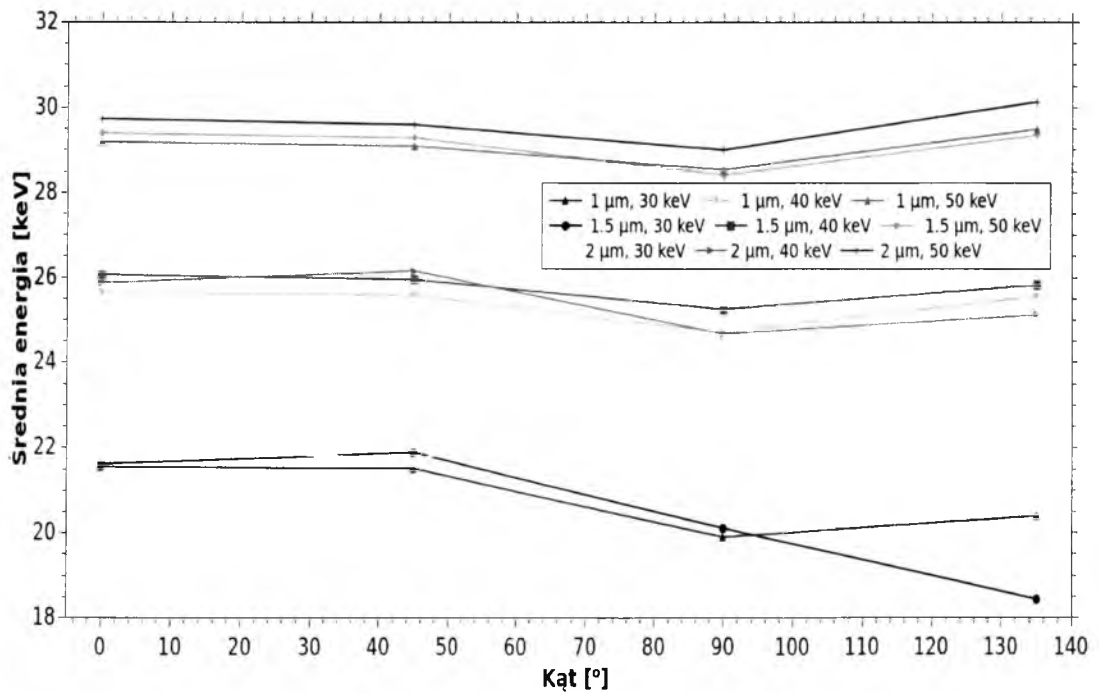
nak różnice mocy dawek pomiędzy poszczególnymi grubościami tarcz dla ustalonej wartości energii wiązki są dość nieznaczne co potwierdza tabela 15. Ukazuje ona również, iż wartości współczynnika spadku również różnią się bardzo nieznacznie w obrębie danej energii (różnice nie przekraczają 0.02 czyli są rzędu 10-15%). **Biorąc pod uwagę powyższe fakty stwierdzić należy, iż z punktu widzenia niniejszej rozprawy rozkłady radialne mocy dawek nie faworyzują wyraźnie żadnej testowanej na tym etapie analiz kombinacji.**

Wykresy 77 do 80 przedstawiają zależność średniej energii fotonów generowanych na badanych tarczach konwersji w zależności od kątów. Podobnie jak poprzednio najistotniejsza jest jak najmniejsza zmienność tej wielkości wraz ze zmianą kąta. Dokładna analiza wykresów sugeruje iż najlepszym rozwiązaniem w przypadku srebra jest tarcza o grubości 3 μm w przypadku stosowania wiązek o energiach 50 keV lub 40 keV oraz tarcza 4 μm -owa dla wiązki o energii 30 keV. Sugeruje to wybór tarczy 3 μm -owej jako najbardziej optymalnej. Jeśli chodzi o tarczę złotą to najodpowiedniejsze są grubości 2 μm , 1.5 μm

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

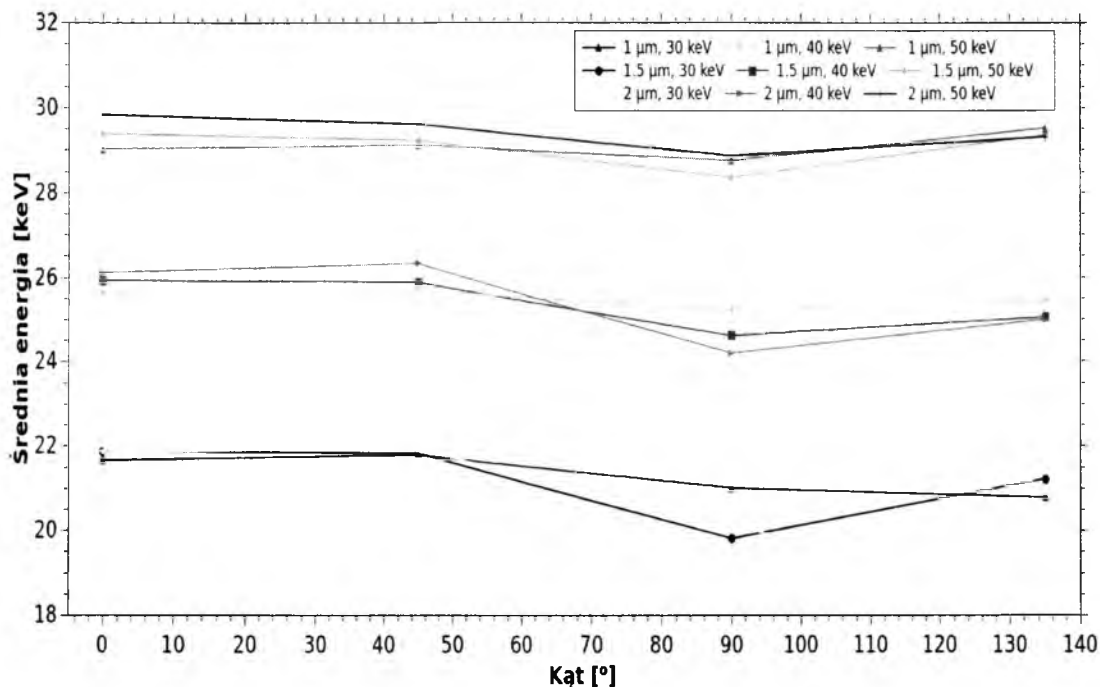


Rysunek 77: Wartość średniej energii fotonów w zależności od kąta dla różnych grubości tarczy srebrnej i różnej energii wiązki elektronów.

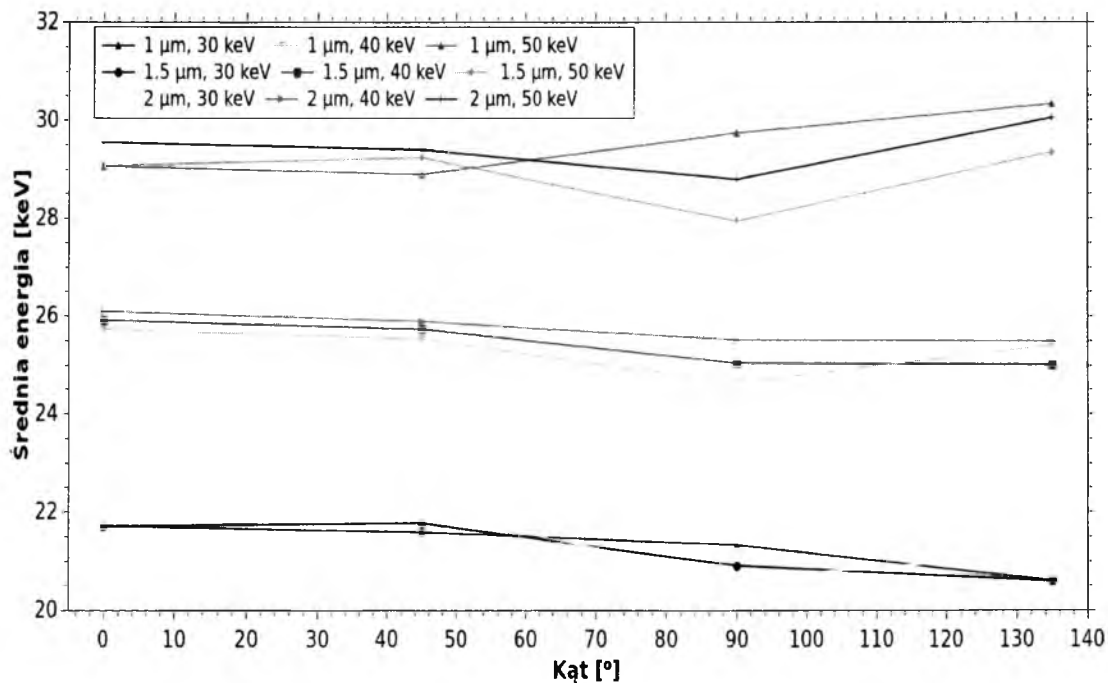


Rysunek 78: Wartość średniej energii fotonów w zależności od kąta dla różnych grubości tarczy złotej i różnej energii wiązki elektronów.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

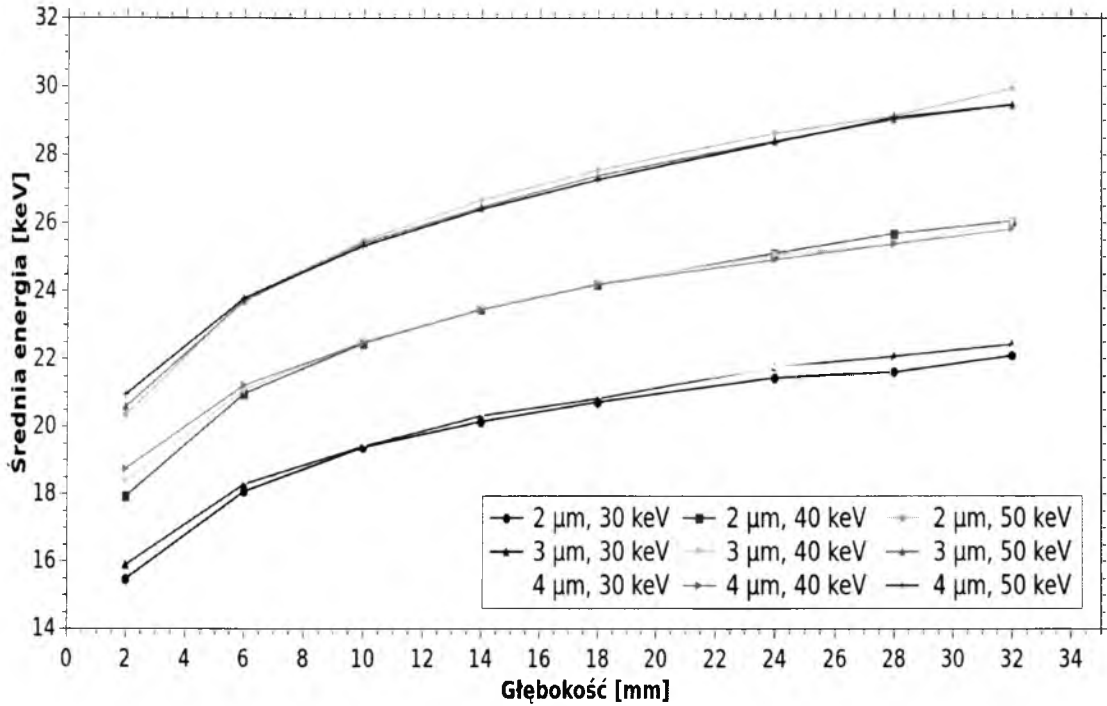


Rysunek 79: Wartość średniej energii fotonów w zależności od kąta dla różnych grubości tarczy irydowej i różnej energii wiązki elektronów.

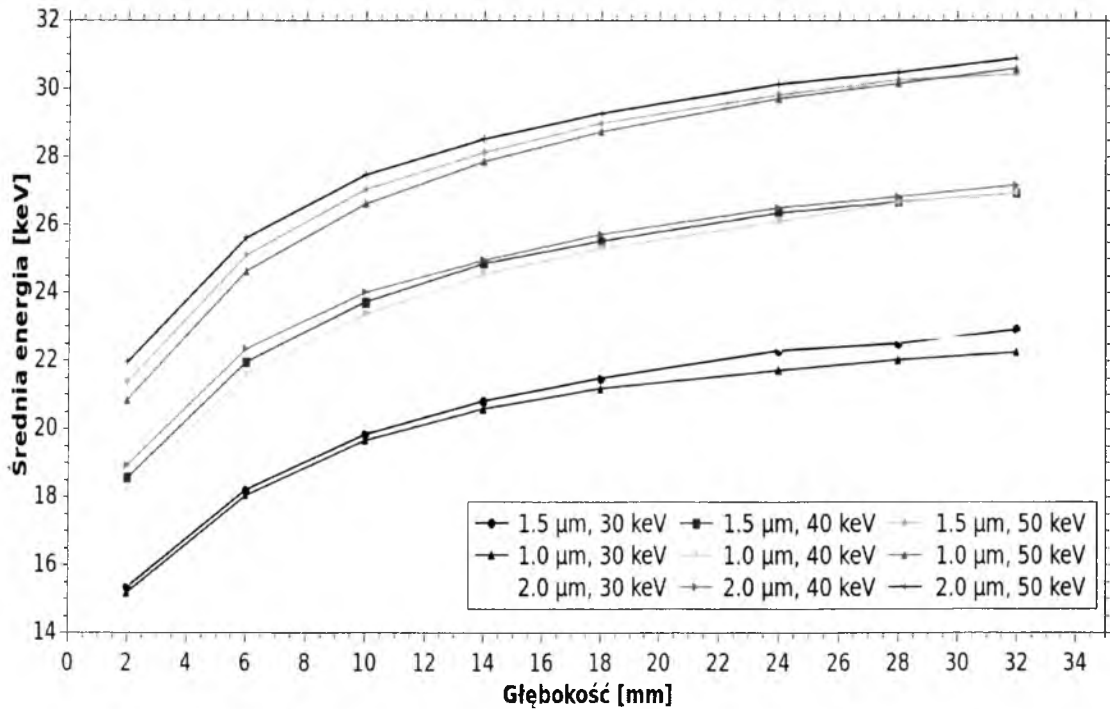


Rysunek 80: Wartość średniej energii fotonów w zależności od kąta dla różnych grubości tarczy wolframowej i różnej energii wiązki elektronów.

5.2.Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

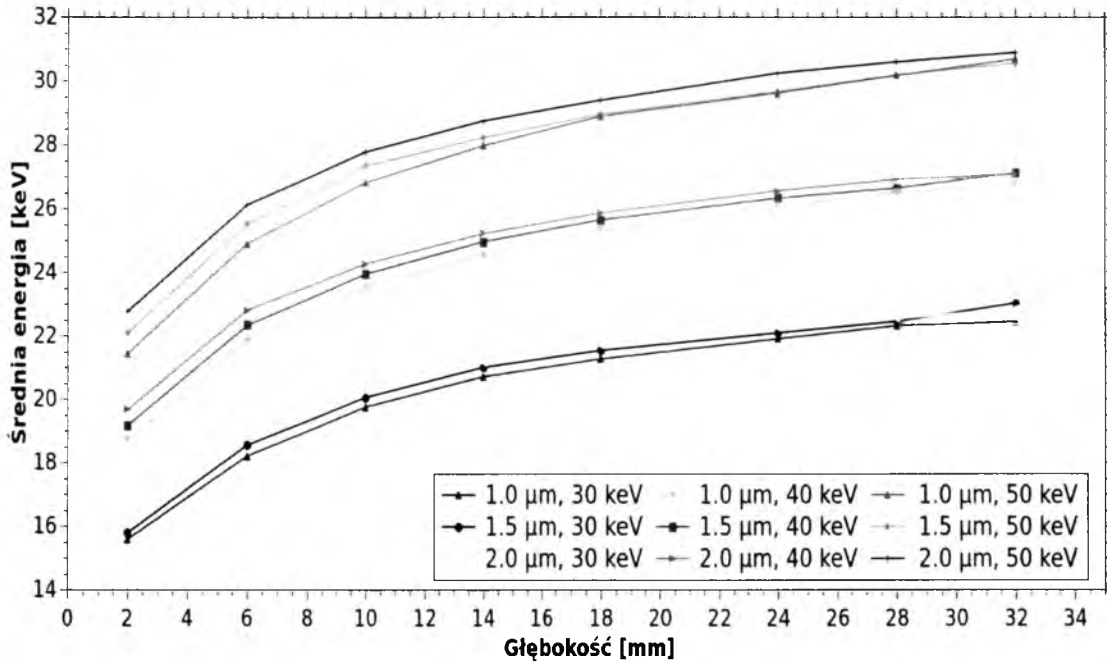


Rysunek 81: Wartość średniej energii fotonów w zależności od głębokości dla różnych grubości tarczy srebrnej i różnej energii wiązki elektronów.

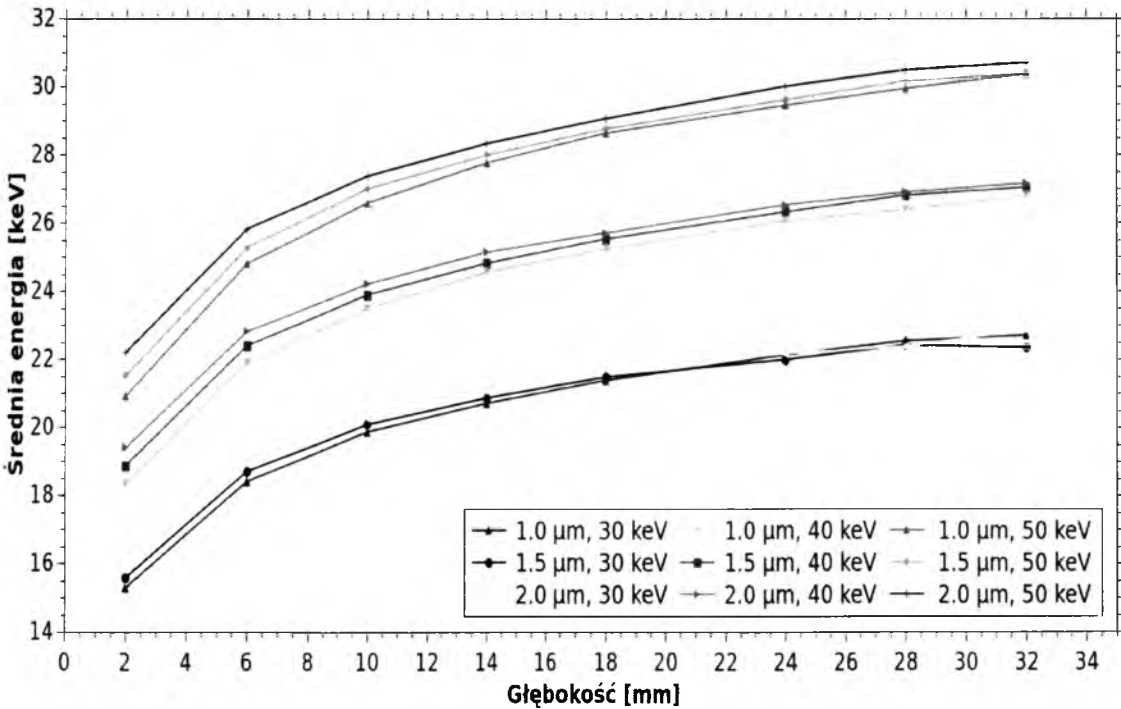


Rysunek 82: Wartość średniej energii fotonów w zależności od głębokości dla różnych grubości tarczy złotej i różnej energii wiązki elektronów.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 83: Wartość średniej energii fotonów w zależności od głębokości dla różnych grubości tarczy irydowej i różnej energii wiązki elektronów.



Rysunek 84: Wartość średniej energii fotonów w zależności od głębokości dla różnych grubości tarczy wolframowej i różnej energii wiązki elektronów.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

oraz 1 μm dla wiązek elektronowych o energiach odpowiednio 50 keV, 40 keV oraz 30 keV. Warto jednak podkreślić, iż w przypadku wiązek 50 keV oraz 40 keV różnice pomiędzy tarczami o różnej grubości są niewielkie w związku z czym wybór tarczy o grubości 1 μm nie będzie niósł ze sobą dużych konsekwencji. Tarcza irydowa o grubości 1 μm z kolei doskonale sprawdza się dla wszystkich testowanych wartości energii. Analiza wyników dla tarczy wolframowej natomiast sugeruje wybór tarczy 2 μm -owej dla wiązek o energiach 50 keV i 40 keV oraz 1 μm -owej dla wiązki 30 keV-owej. Widać zatem, iż analiza wartości średniej energii fotonów w zależności od kąta potwierdza (z wyjątkiem tarczy wolframowej) poprawność rozwiązań sugerowanych przez kątowe rozkłady mocy dawek. Można zatem przyjąć z dużą dozą pewności, iż rozwiązania te są dobre.

Wykresy 81 do 84 reprezentują zmienność średniej energii fotonów w zależności od głębokości na jakich były one mierzone. Znow widoczne jest wyraźnie zjawisko twardnienia wiązki, podobnie jak w poprzednich analizach. Widać również iż zmiana grubości tarczy konwersji ma bardzo niewielki wpływ na zmiany średniej energii fotonów (osiągają one najwyżej 4%, a i to jedynie w ekstremalnych przypadkach). Oznacza to, iż żadne z badanych rozwiązań technicznych nie jest faworyzowane przez analizowane w tej chwili rozkłady. Warto jednak podkreślić fakt, iż energia pierwotnej wiązki elektronów wpływa bezpośrednio na wartość średniej energii fotonów: im jest ona większa tym bardziej energetyczne uzyskuje się kwanty. Jest to naturalnie spowodowane tym, iż bardziej energetyczne elektrony mogą przekazywać na rzecz promieniowania hamowania i promieniowania charakterystycznego więcej energii co naturalnie przenosi się dalej na średnią energię fotonów rejestrowanych pod różnymi kątami i na różnych głębokościach. O fakcie tym należy zawsze pamiętać w trakcie planowania leczenia z wykorzystaniem układu do radioterapii śródoperacyjnej.

Jednym z ostatnich parametrów badanych na tym etapie analiz był współczynnik

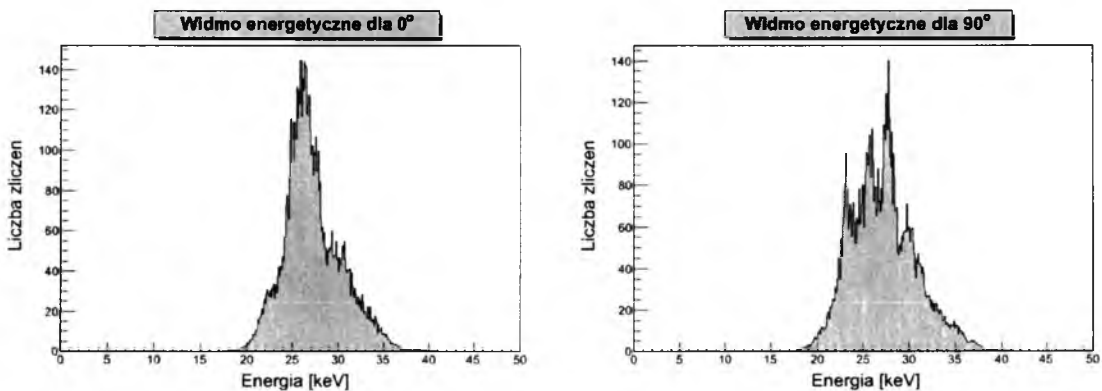
Tarcza	Wydajność konwersji	Tarcza	Wydajność konwersji
Ag 2 μm 30 keV	0,000308	Ir 1 μm 30 keV	0,000418
Ag 3 μm 30 keV	0,000269	Ir 1.5 μm 30 keV	0,000336
Ag 4 μm 30 keV	0,000240	Ir 2 μm 30 keV	0,000274
Ag 2 μm 40 keV	0,000599	Ir 1 μm 40 keV	0,000820
Ag 3 μm 40 keV	0,000535	Ir 1.5 μm 40 keV	0,000677
Ag 4 μm 40 keV	0,000485	Ir 2 μm 40 keV	0,000573
Ag 2 μm 50 keV	0,000905	Ir 1 μm 50 keV	0,001314
Ag 3 μm 50 keV	0,000867	Ir 1.5 μm 50 keV	0,001121
Ag 4 μm 50 keV	0,000799	Ir 2 μm 50 keV	0,000967
Au 1 μm 30 keV	0,000486	W 1 μm 30 keV	0,000429
Au 1.5 μm 30 keV	0,000398	W 1.5 μm 30 keV	0,000349
Au 2 μm 30 keV	0,000332	W 2 μm 30 keV	0,000289
Au 1 μm 40 keV	0,000932	W 1 μm 40 keV	0,000841
Au 1.5 μm 40 keV	0,000783	W 1.5 μm 40 keV	0,000706
Au 2 μm 40 keV	0,000671	W 2 μm 40 keV	0,000603
Au 1 μm 50 keV	0,001466	W 1 μm 50 keV	0,001290
Au 1.5 μm 50 keV	0,001273	W 1.5 μm 50 keV	0,001136
Au 2 μm 50 keV	0,001110	W 2 μm 50 keV	0,000992

Tabela 16: Wydajność konwersji dla różnych kombinacji grubości tarczy i energii wiązki elektronów.

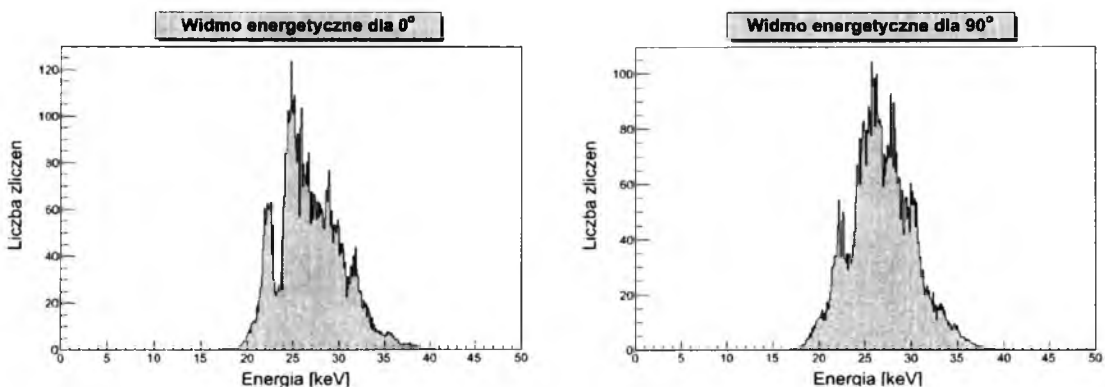
konwersji, którego wartości zawarte są w tabeli 16. **Jednoznacznie wskazuje on, iż w przypadku każdej możliwej kombinacji grubości tarczy i energii wiązki elektronów (dla wszystkich testowanych materiałów) najkorzystniej jest stosować tarcze o jak najmniejszej grubości.** Jest to spowodowane faktem, iż grubsze warstwy materiałów po-

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

chłaniają więcej generowanych fotonów przez zmniejszają wartość współczynnika konwersji. Różnice pomiędzy wartościami tego współczynnika w obrębie danej grupy testowej (kombinacji grubość tarczy-energia wiązki) sięgają 20% w przypadku tarczy złotej oraz 35% dla pozostałych materiałów. Różnice są dość znaczne jednak najbardziej korzystne wartości współczynnika konwersji osiąga dla tarcz złotej, irydowej i wolframowej dla grubości 1 μm (dla wszystkich energii elektronów) co potwierdza wnioski wysnute na podstawie analizy rozkładów mocy dawek oraz średnich energii fotonów. Jedynie dla tarczy srebrnej sugerowana grubość tarczy wynosi 2 μm zamiast 3 μm jednak różnica pomiędzy wartościami współczynnika konwersji dla tych dwóch grubości wynosi mniej więcej 10% co w tym przypadku jest wartością akceptowalną. Dodatkowym potwierdzeniem poprawności wyboru jest analiza widm energetycznych. Wybrane rozwiązania cechują się dobrą stałością kształtu widm co naturalnie przynosi się na nieznaczne zmiany w wartości średniej energii fotonów (jak opisano powyżej). Obserwacje te obrazują wykresy 85 do 88. Ze względu na dużą ilość histogramów przedstawiono poniżej jedynie cztery z nich odpowiadające najkorzystniejszym wartościom grubości tarczy, na które pada wiązka elektronów o energii 50 keV. Pozostałe histogramy dołączone zostały do niniejszej rozprawy na płycie.

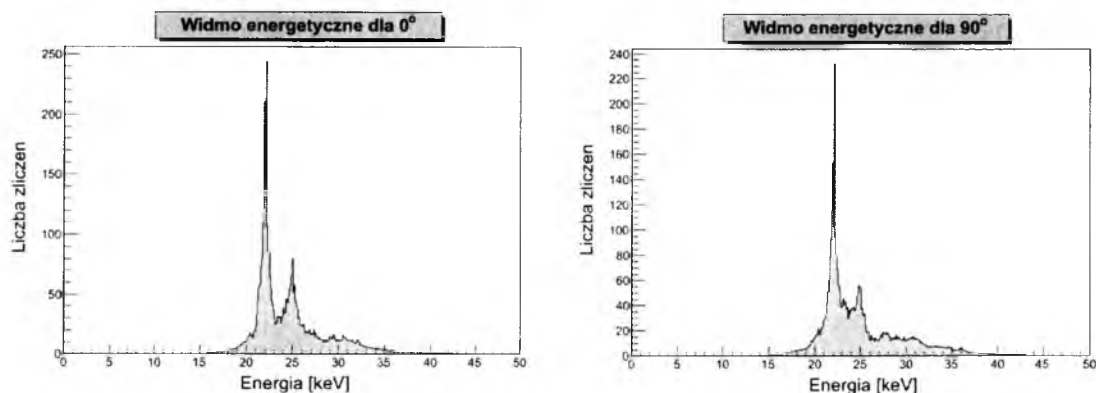


Rysunek 85: Widma energetyczne dla tarczy złotej o grubości 1 μm i energii wiązki elektronów 50 keV zarejestrowane pod kątami 0° i 90°.

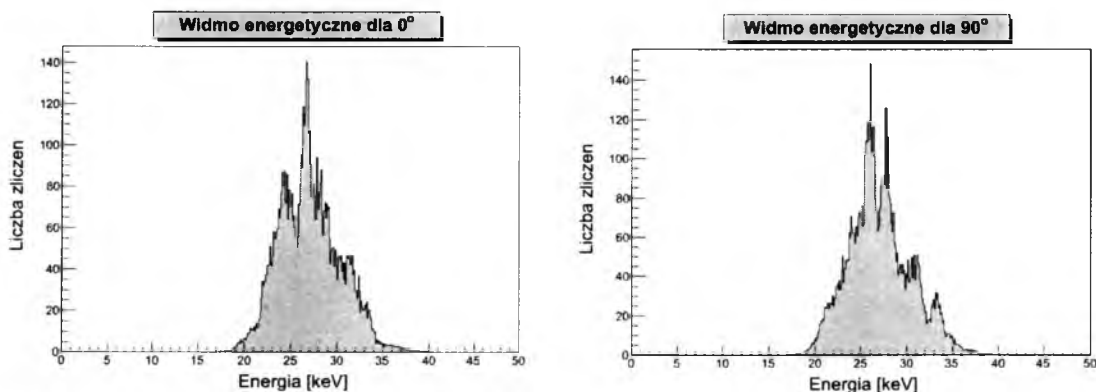


Rysunek 86: Widma energetyczne dla tarczy wolframowej o grubości 1 μm i energii wiązki elektronów 50 keV zarejestrowane pod kątami 0° i 90°.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 87: Widma energetyczne dla tarczy srebrnej o grubości 3 μm i energii wiązki elektronów 50 keV zarejestrowane pod kątami 0° i 90° .



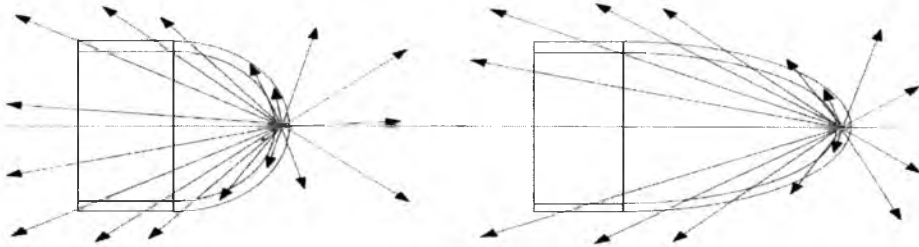
Rysunek 88: Widma energetyczne dla tarczy irydowej o grubości 1 μm i energii wiązki elektronów 50 keV zarejestrowane pod kątami 0° i 90° .

Ostatecznym zatem wnioskiem płynącym z tego etapu analiz jest stwierdzenie, iż najbardziej optymalną grubością tarczy srebrnej jest grubość 3 μm natomiast w przypadku tarcz konwersji wykonanych ze złota, irydu lub wolframu najkorzystniej jest stosować tarczy 1 μm -owe. Warto podkreślić w tym miejscu, iż nikt nie stosuje jak dotąd tarcz irydowych i wolframowych i propozycje ich zastosowania są całkowicie innowacyjne. Jak jednak widać analizy wskazują na wyższość tych materiałów (przynajmniej w niektórych aspektach) nad stosowanymi obecnie złotem i srebrem. Warto zatem rozpatrzyć możliwość skonstruowania igły fotonowej w oparciu o te właśnie materiały.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

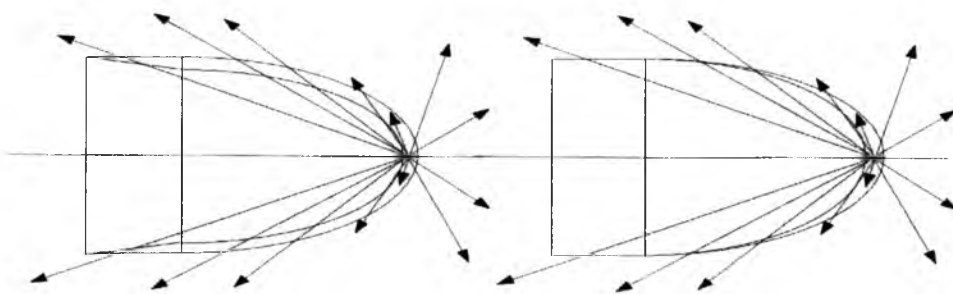
5.2.4. Testy różnych kształtów tarczy konwersji: tarcze paraboloidalne.

Do tej pory testowane były wyłącznie warianty konstrukcyjne igły fotonowej zawierające tarczę konwersji w kształcie półsfery. Na chwilę obecną jedynie takie tarcze są stosowane w rzeczywistych urządzeniach. Niniejsza rozprawa ma jednakże między innymi na celu znalezienie nowych i lepszych rozwiązań. Z tego też powodu w trakcie symulacji



Rysunek 89: Porównanie tarczy sferycznej i paraboloidalnej.

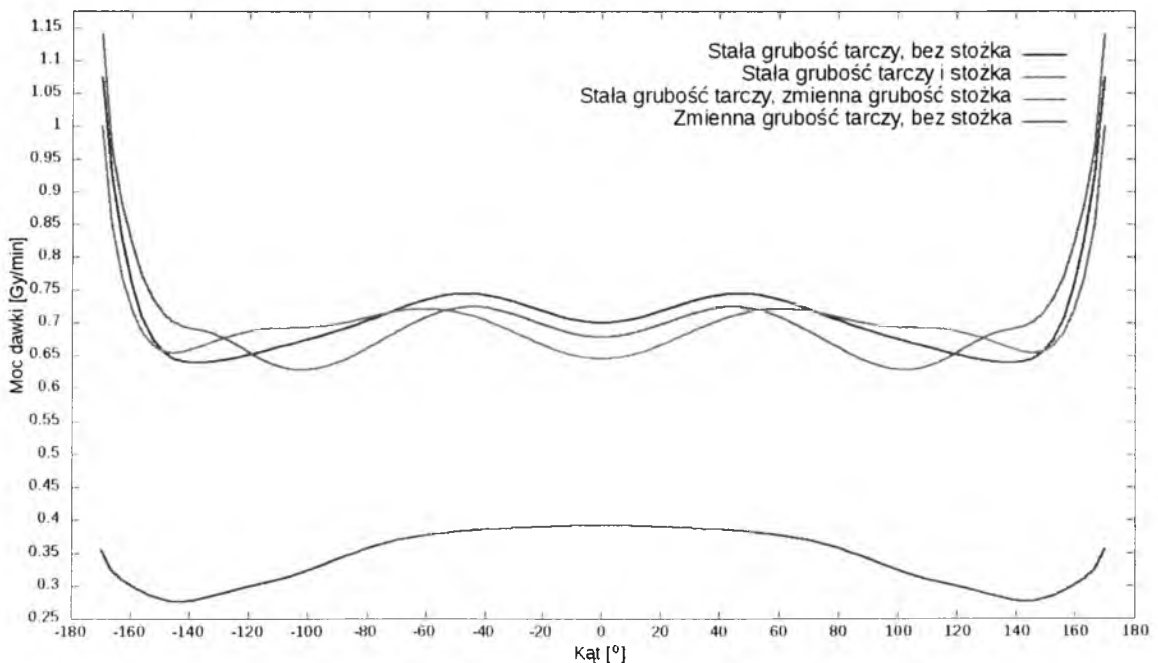
uwzględnione zostały również inne możliwości. W pierwszej kolejności sprawdzone zostały tarcze konwersji o kształcie paraboloidy. Jako, że są one zbliżone do półsfery wydawać by się mogło, iż powinny generować podobne rozkłady mocy dawek. Okazuje się jednak, iż ze względu na niewielkie różnice w rozkładzie materiału tarcza paraboloidalna może być pozbawiona podstawowej wady tarcz sferycznych a mianowicie spadku mocy dawki w kierunku prostopadłym do osi igły fotonowej. Rysunek 89 wyjaśnia przyczyny tego faktu. Strzałki reprezentują tutaj generowane fotony. Widać, iż kwanty emitowane pod niewielkimi kątami do kierunku wiązki (reprezentowanego przez poziomą linię) muszą pokonać nieznaczną grubość materiału tarczy konwersji zarówno w przypadku tarczy sferycznej jak i paraboloidalnej. Nieco inaczej przedstawia się sytuacja dla fotonów emitowanych pod kątami zbliżonymi do 90° . W przypadku tarczy sferycznej widać, iż muszą one pokonywać relatywnie większą warstwę materiału niż w przypadku tarczy paraboloidalnej co z kolei znajduje odzwierciedlenie w większej ilości pochłoniętych kwantów. To z kolei jest bezpośrednią przyczyną pojawienia się wspomnianych powyżej spadków mocy dawek w kierunku prostopadłym do głównej osi urządzenia.



Rysunek 90: Dwa testowane warianty tarcz paraboloidalnych o zmiennej grubości.

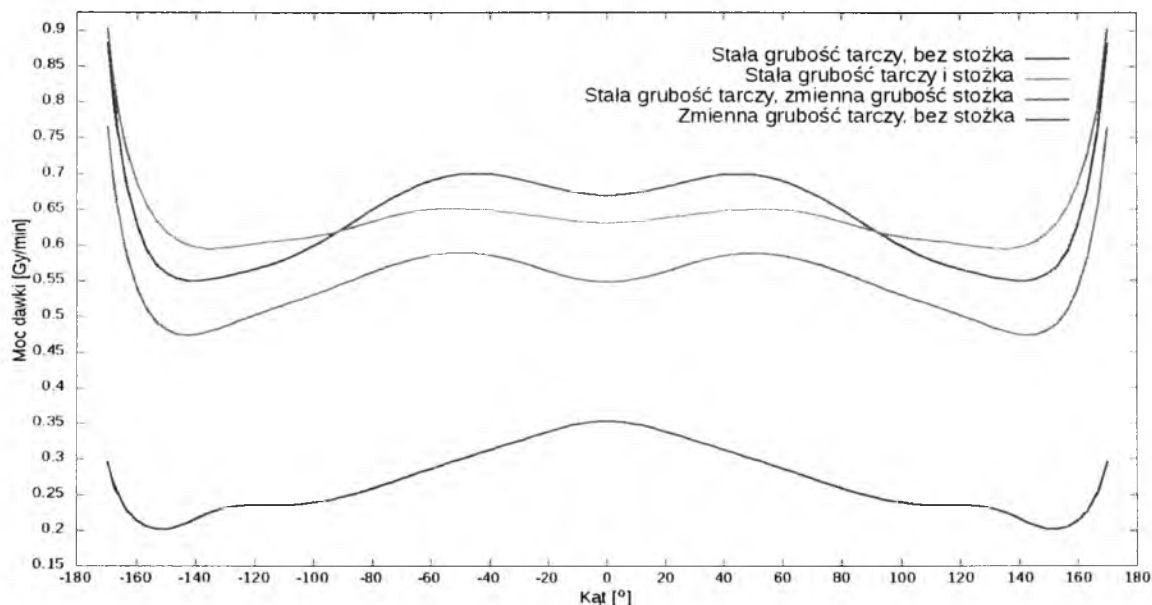
5.2.Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

Oba powyższe rozwiązania opisują tarcze konwersji o jednolitej grubości (zarówno głównej jej części jak i stożka). W trakcie symulacji zbadano jednak również rozkłady kątowych mocy dawek dla tarcz o grubości zmiennej. Rozpatrywano dwa możliwe warianty konstrukcyjne: tarcze o jednolitej grubości głównej części połączonej ze stożkiem o grubości zmiennej oraz tarcze pozbawione stożka, w których sama główna ich część charakteryzowała się zmienną grubością materiału. Rysunek 89 prezentuje obie opcje. Jak widać w obu przypadkach fotony emitowane pod kątami większymi niż 90° muszą pokonać mniej materiału niż w przypadku tarczy sferycznej. Efekt ten szczególnie wyraźny jest dla tarczy paraboloidalnej bez stożka (po prawej na rysunku 89). Może to mieć znaczący wpływ na redukcję efektu spadku dawki w kierunku prostopadłym do osi igły. Należy w tym miejscu zaznaczyć, iż każda z badanych tarcz w najgrubszym miejscu miała $1\ \mu\text{m}$ a jako materiał posłużyły dwa najbardziej obiecujące (wybrane na podstawie analiz opisanych powyżej) materiały: złoto i wolfram. Dodatkowo w przypadku tarcz pozbawionych stożka średnica wiązki elektronów została zmniejszona do 2 mm ze względu na fakt, iż szersza wiązka uderzałaby w ściankę sondy a nie w samą tarczę. Kolejną zmianą jest położenie detektorów radialnych. Ze względu na fakt, iż tarcze paraboloidalne są nieco dłuższe niż sferyczne konieczne było przesunięcie detektorów radialnych tak aby pierwszy z nich znajdował się w odległości 2 mm od czubka sondy (podobnie jak przypadku tarcz sferycznych). Zatem głębokości, na których umieszczone zostały kolejne detektory równe były 4.5, 8, 11.5, 15, 18.5, 25, 28.5 oraz 32 mm. Przerwa pomiędzy 18.5 a 25 mm spowodowana obecnością na tej głębokości detektora kąтового. Widać również, iż detektory umieszczone są nieco gęściej niż na poprzednich etapach symulacji. Nie ma to jednak żadnego wpływu na uzyskane wyniki. Energia wiązki elektronów wynosiła 50 keV. W dalszej części rozprawy parabo-



Rysunek 91: Kątowy rozkład mocy dawek dla różnych wariantów konstrukcyjnych tarczy konstrukcyjnej dla tarczy złotej.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 92: Kątowy rozkład mocy dawek dla różnych wariantów konstrukcyjnych tarczy konwersji dla tarczy wolframowej.

loida i stożek o stałej grubości nazywane będą „normalnymi” natomiast o grubości zmieniającej się „ściętymi”.

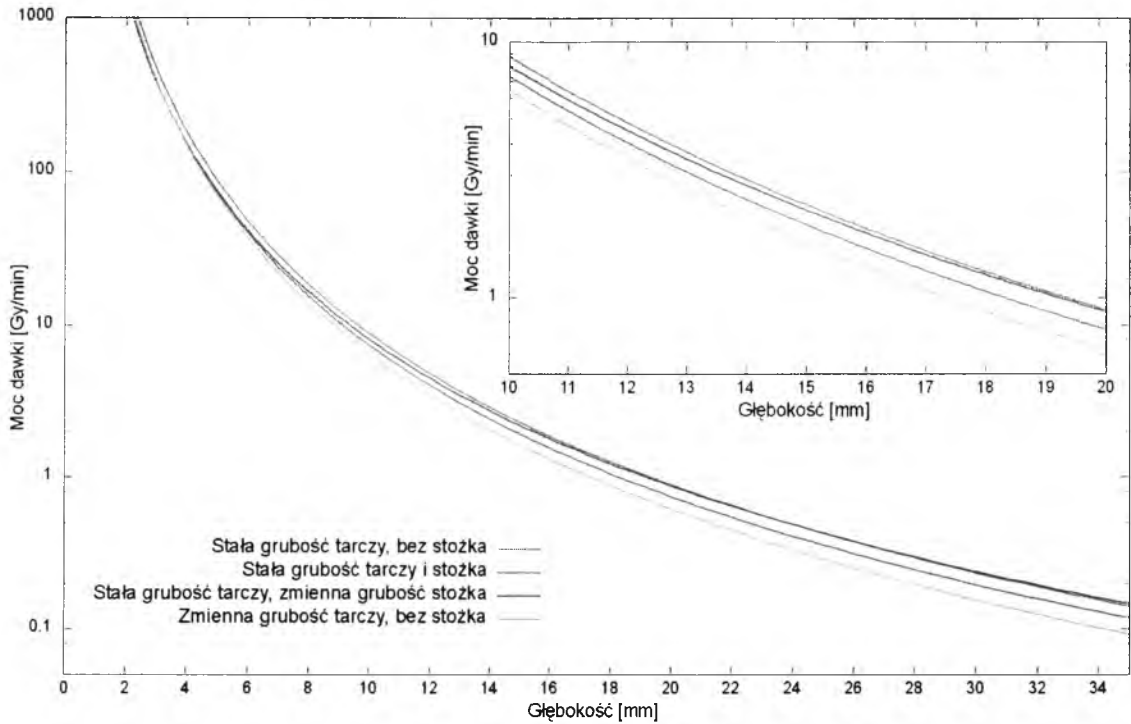
Rysunki 91 i 92 przedstawiają kątowe rozkłady mocy dawek dla różnych wariantów konstrukcyjnych tarczy konwersji. Pierwszym efektem, który rzuca się w oczy jest zdecydowanie niższa moc dawki generowana przez tarczę o zmiennej grubości pozbawioną stożka (dla obu pierwiastków). Spadek ten sięga nawet ponad 50%. Sugerować by to mogło, iż znacznie stożka nie jest tak duże jak można by się spodziewać. Z drugiej jednak

Tarcza	Płaskość
Paraboloida złota Normalna Bez Stożka	16.41%
Paraboloida złota Normalna Stożek Normalny	11.77%
Paraboloida złota Normalna Stożek Ścięty	15.26%
Paraboloida złota Ścięta Bez Stożka	42.14%
Paraboloida wolframowa Normalna Bez Stożka	27.19%
Paraboloida wolframowa Normalna Stożek Normalny	9.35%
Paraboloida wolframowa Normalna Stożek Ścięty	24.34%
Paraboloida wolframowa Ścięta Bez Stożka	75.07%

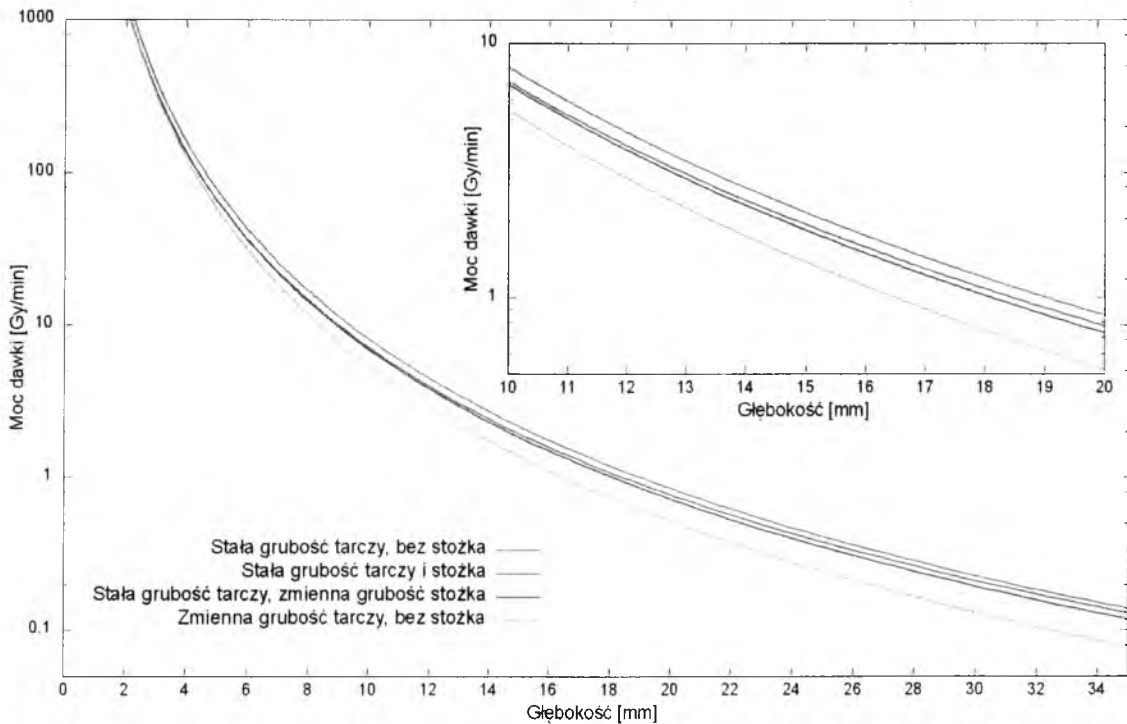
Tabela 17: Współczynniki płaskości dla różnych wariantów konstrukcyjnych tarczy konwersji.

strony niezwykle istotne zdaje się zachowanie jednorodnej grubości głównej części tarczy konwersji. Potwierdzają to również rozkłady mocy dawek pomiędzy tarczami o stałej grubości: dwoma ze stożkiem i jednej bez niego. Różnice pomiędzy nimi są zdecydowanie mniejsze niż pomiędzy którąkolwiek z nich i tarczą o zmiennej grubości bez stożka. Stwierdzenie to jest niezwykle istotne z punktu widzenia konstruktorów przyszłych modeli igły fotonowej. Nie tylko bowiem mogą rozważyć możliwość niestosowania stożka ale

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 93: Radialny rozkład mocy dawek dla różnych wariantów konstrukcyjnych tarczy konwersji dla tarczy złotej.



Rysunek 94: Radialny rozkład mocy dawek dla różnych wariantów konstrukcyjnych tarczy konwersji dla tarczy wolframowej.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

również powinni dołożyć wszelkich starań, aby główna część tarczy konwersji ich urządzenia tworzyła warstwę o jak najbardziej jednolitej grubości.

Ocena wizualna powyższych rozkładów pozwala stwierdzić, iż w przypadku zarówno złota jak i wolframu najlepszym wyborem jest tarcza paraboloidalna ze stożkiem o stałej grubości obu elementów. Potwierdza to tabela 17 zawierająca wartości współczynnika płaskości dla badanych tarcz. Dla tych dwóch wariantów wynoszą one odpowiednio 11.77% oraz 9.35% co jest wynikiem lepszym niż dla stosowanych obecnie rozwiązań w postaci tarcz sferycznych (odpowiednie wartości współczynnika płaskości zawarte w tabeli 14 wynoszą odpowiednio dla złota i wolframu 14.24% oraz 10.98%). Z kolei wyborem najgorszym okazała się tarcza o zmiennej grubości pozbawiona stożka. W jej przypadku współczynnik płaskości osiągnął olbrzymią wartość 42.14% dla złota oraz aż 75.07% dla wolframu co całkowicie dyskwalifikuje ją jako optymalne rozwiązanie dla przyszłych urządzeń. Analiza rozkładów kątowych proponowanych konstrukcji wskazuje

Tarcza	MD ₂₀ [Gy/min]	MD ₁₀ [Gy/min]	R _{20/10}
Paraboloida złota, normalna bez stożka	0,893	8,791	0,102
Paraboloida złota, normalna stożek normalny	0,746	7,348	0,102
Paraboloida złota, normalna stożek ścięty	0,876	8,050	0,109
Paraboloida złota, ścięta bez stożka	0,617	6,514	0,095
Paraboloida wolframowa, normalna bez stożka	0,849	8,078	0,105
Paraboloida wolframowa, normalna stożek normalny	0,772	7,097	0,109
Paraboloida wolframowa, normalna stożek ścięty	0,723	6,880	0,105
Paraboloida wolframowa, ścięta bez stożka	0,519	5,480	0,095

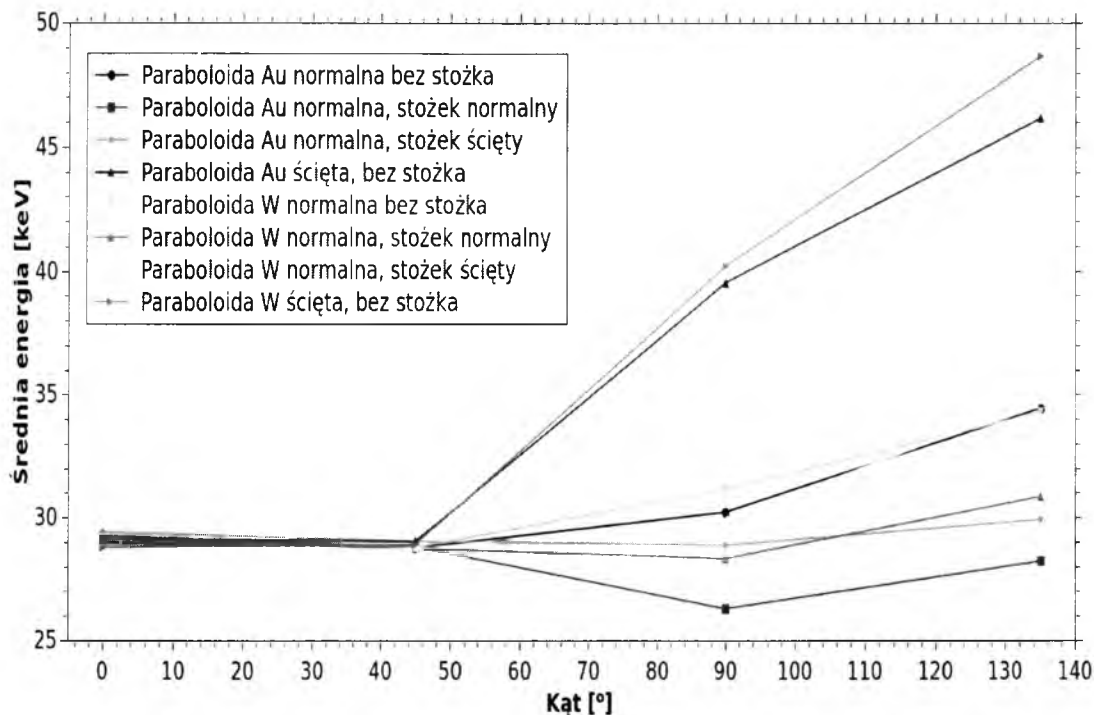
Tabela 18: Bezwzględne wartości mocy dawki na głębokościach 10 i 20 mm oraz wartość współczynnika R_{20/10} dla różnych wariantów konstrukcyjnych tarczy konwersji

zatem, że stosowane obecnie modele nie są do końca optymalne i zmieniając kształt tarczy konwersji (a najlepiej również materiał) można je znacząco udoskonalić.

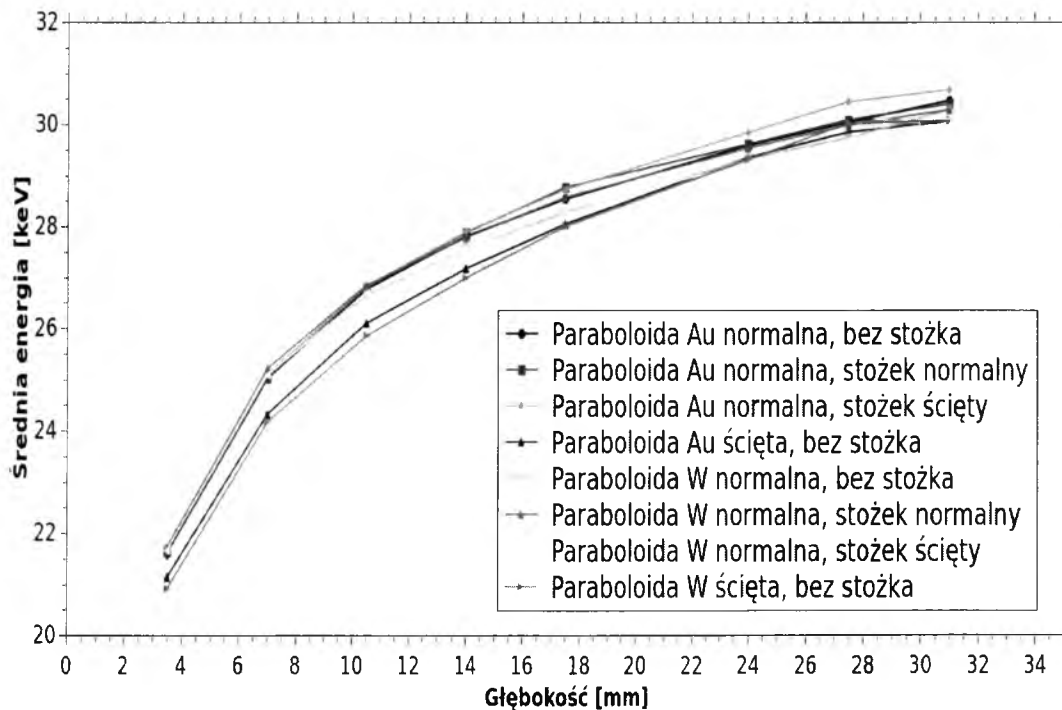
Wykresy 93 i 94 przedstawiają radialne rozkłady dawek dla wszystkich testowanych tarcz paraboloidalnych. Ponownie, choć już nie tak bardzo, rzuca się w oczy różnica pomiędzy tarczą o zmiennej grubości pozbawioną stożka a pozostałymi. Moc dawki generowana przez tą tarczę spada szybciej niż w przypadku innych konstrukcji co szczególnie widoczne jest dla wolframu. Jak już wspomniano jest to pożądana cecha co sugerować mogłoby wybór właśnie tego rozwiązania. Jednakże wartości współczynnika spadku zawarte w tabeli 18 nie różnią się znacząco pomiędzy różnymi modelami (nie więcej niż 0.014). Oznacza to, iż z punktu widzenia rozkładów radialnych tarcza bez stożka o zmiennej grubości jest jedynie nieznacznie lepsza niż pozostałe. W przypadku jej wyboru korzyści związane z lepszym rozkładem radialnym nie są w stanie zrekompenzować jej wad związanych z rozkładami kątowymi. **Ostateczny wniosek zatem brzmi, iż rozkłady radialne nie faworyzują bardzo wyraźnie żadnego z testowanych rozwiązań.**

Wykresy 95 i 96 przedstawiają wartości średnich energii fotonów rejestrowanych pod kątami 0°, 45°, 90° oraz 135° odpowiadające różnym testowanym wariantom konstrukcyjnym tarczy konwersji. Wyraźnie widoczny jest znaczny wzrost tej wielkości wraz z kątem dla tarcz o zmiennej grubości pozbawionych stożka. Sięga on 59% w przypadku złota oraz aż 69% w przypadku tarczy wolframowej. W zestawieniu tym najlepiej wypadły parabolo-

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 95: Wartość średniej energii fotonów w zależności od kąta dla różnych wariantów konstrukcyjnych paraboloidalnej tarczy konwersji.



Rysunek 96: Wartość średniej energii fotonów w zależności od głębokości dla różnych wariantów konstrukcyjnych paraboloidalnej tarczy konwersji.

5.2.Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

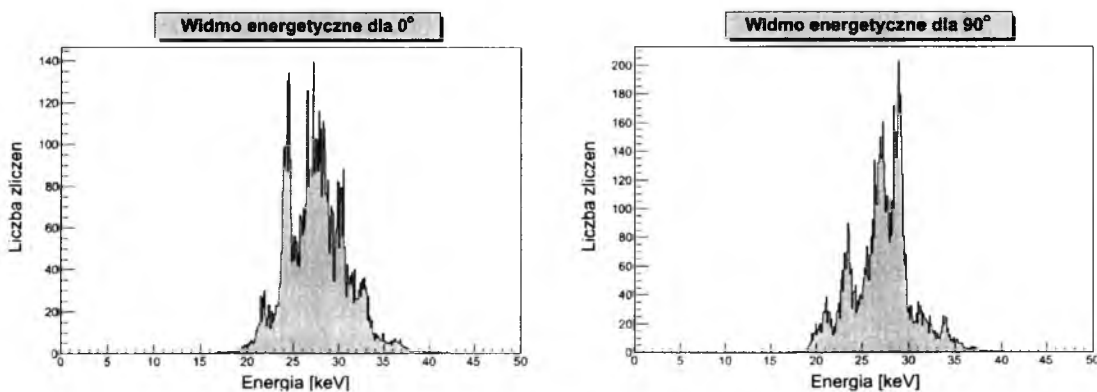
ida złota o stałej grubości połączona ze stożkiem ściętym oraz paraboloida wolframowa o stałej grubości ze stożkiem normalnym. Podkreślić jednak należy, iż w przypadku tarczy złotej różnice pomiędzy wersjami tarczy o stałej grubości ze stożkiem normalnym i stożkiem ściętym są na tyle niewielkie, iż można przyjąć, że żadna z tych opcji nie jest fawory-

Symulacja	Wydajność konwersji
Paraboloida złota, normalna bez stożka	0,000999
Paraboloida złota, normalna stożek normalny	0,000831
Paraboloida złota, normalna stożek ścięty	0,000842
Paraboloida złota, ścięta bez stożka	0,000747
Paraboloida wolframowa, normalna bez stożka	0,000888
Paraboloida wolframowa, normalna stożek normalny	0,000748
Paraboloida wolframowa, normalna stożek ścięty	0,001347
Paraboloida wolframowa, ścięta bez stożka	0,000608

Tabela 19: Wydajność konwersji dla różnych wariantów konstrukcyjnych paraboloidalnej tarczy konwersji.

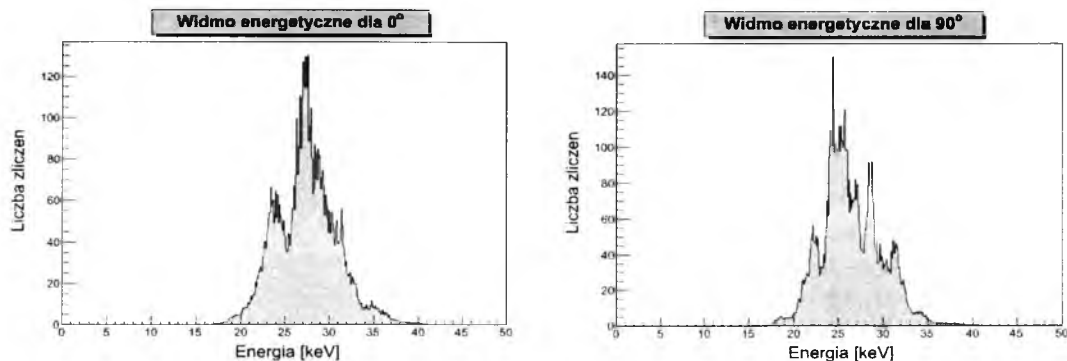
zowana jeśli brać pod uwagę wartość średniej energii fotonów w zależności od kąta. Wyniki te potwierdzają słuszność wyboru kształtu tarczy konwersji dokonanego na podstawie analizy rozkładów kątowych i radialnych mocy dawek.

Tarcze o zmiennej grubości bez stożka jednoznacznie odrzuca również analiza wydajności konwersji elektronów na fotony, której wyniki zawiera tabela 19. Najmniej korzystne wartości współczynnika konwersji odpowiadają właśnie tej opcji. **Swego rodzaju zaskoczeniem jest znakomity wynik paraboloidy wolframowej ze stożkiem ściętym, która osiągnęła niemal dwukrotnie lepsze rezultaty niż pozostałe tarcze wolframowe.** Efekt ten jednak nie wystąpił w przypadku tarcz wykonanych ze złota. W przypadku obu pierwiastków paraboloida ze stożkiem o stałej grubości obu elementów uplasowała się pośrodku rankingu osiągając umiarkowanie dobre wyniki. Są one jednak niestety o ok 75% gorsze niż w przypadku tarcz sferycznych co jest wynikiem niekorzystnym. Pamiętać jednak należy, iż znacznie istotniejsze jest uzyskanie korzystnego rozkładu kątownego mocy dawki oraz w miarę możliwości jak największej stabilności średniej energii fotonów w zależności od kąta a te parametry w przypadku nowo testowanych kształtów tarczy tak samo dobre lub nawet lepsze niż dla tarcz sferycznych. Drobne niedogodność związana z mniej-



Rysunek 97: Widma energetyczne dla złotej tarczy paraboloidalnej ze stożkiem (stała grubość obu elementów) zarejestrowane pod kątami 0° i 90°.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



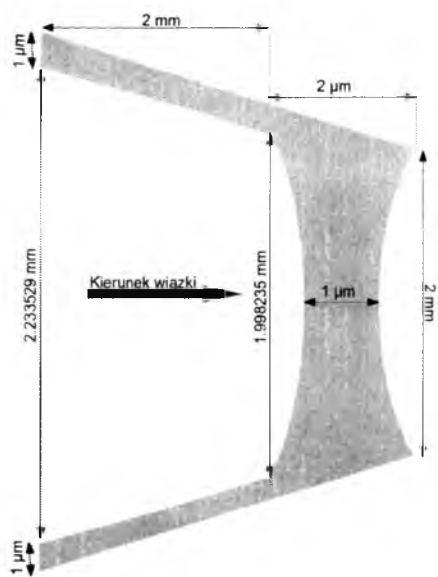
Rysunek 98: Widma energetyczne dla wolframowej tarczy paraboloidalnej ze stożkiem (stała grubość obu elementów) zarejestrowane pod kątami 0° i 90° .

szą wydajnością konwersji może być zatem z powodzeniem zrekompensowana przez pozostałe parametry igły fotonowej. Dodatkowym potwierdzeniem słuszności wyboru tarcz ze stożkiem o stałej grubości jest wizualna ocena widm energetycznego fotonów rejestrowanych pod kątami odpowiednio 0° i 90° widoczna na wykresach 97 i 98. Widoczne na nich zmiany w ogólnym wyglądzie widma nie są bardzo znaczące co jest, jak już stwierdzono wcześniej cechą bardzo pożądaną. **Słabo zmienia się w szczególności widmo dla tarczy wolframowej co w połączeniu z opisanymi powyżej rezultatami jest silną przesłanką sugerującą zastosowanie właśnie tego materiału w przyszłych modelach igły fotonowej.**

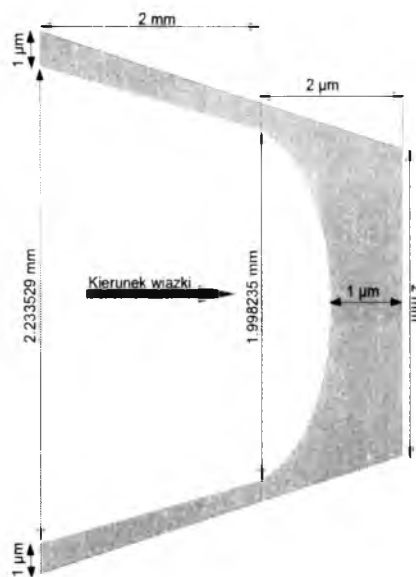
5.2.5. Testy różnych kształtów tarczy konwersji: tarcze płaskie i wklęsłe.

Testowane dotychczas tarcze sferyczne oraz paraboloidalne uznać można za rozwiązania klasyczne (mimo, iż tych drugich jak do tej pory nie stosuje się w praktyce). W trakcie konstruowania wirtualnego modelu igły fotonowej, na którym opiera się niniejsza rozprawa pojawiło się jednak pytanie o możliwość zastosowania rozwiązań o całkowicie odmiennym kształcie, a mianowicie tarcz płaskich mających kształt stożka ściętego lub tarcz przyjmujących postać stożka ściętego o wklęsłych z jednej lub z dwóch stron podstawach. Na tym etapie symulacji i analiz przetestowanych zostało sześć tego typu wariantów konstrukcyjnych, których wygląd przedstawiają rysunki 99 do 104. Na rysunkach przedstawione zostały również wybrane wymiary badanych tarcz. Przyjęto, iż w grubość tarczy konwersji w osi sondy igły fotonowej równa jest $1 \mu\text{m}$ co zapewnić miało możliwość porównania otrzymanych wyników z rezultatami dla tarcz sferycznych i paraboloidalnych. Kształt i wymiary berylowego okienka sondy oraz położenie detektorów radialnych były identyczne jak w przypadku tarcz sferycznych. Kształt głównej części tarczy konwersji sprawiał zatem, iż nie stykała się ona bezpośrednio z okienkiem berylowym (pomiędzy nimi znajdowała się próżnia). Energia pierwotnej wiązki elektronów równa była 50 keV natomiast jej szerokość wynosiła 2.2 mm dla tarcz wyposażonych w stożek oraz 2 mm dla pozbawionych go modeli. Mniejsza szerokość wiązki w drugim przypadku spowodowana była tak jak poprzednio faktem, iż szersze wiązki uderzałyby już w obudowę sondy a nie w tarczę konwersji czego należy unikać. W dalszej części rozprawy tarcze przedstawione na rysunkach 99, 101 i 103 nazywane będą dla uproszczenia tarczami dwuwklęsłymi natomiast tarcze na rysunkach 100, 102 oraz 104 jednowklęsłymi.

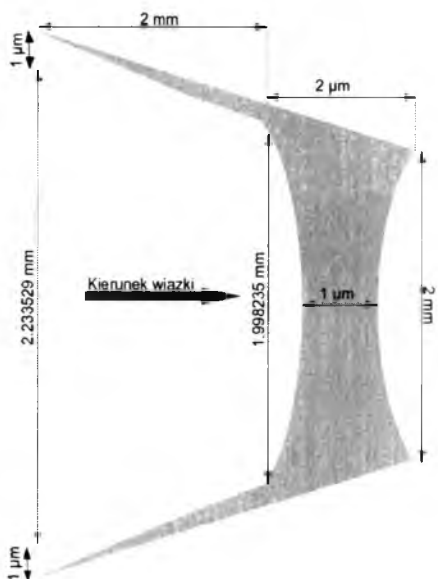
5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



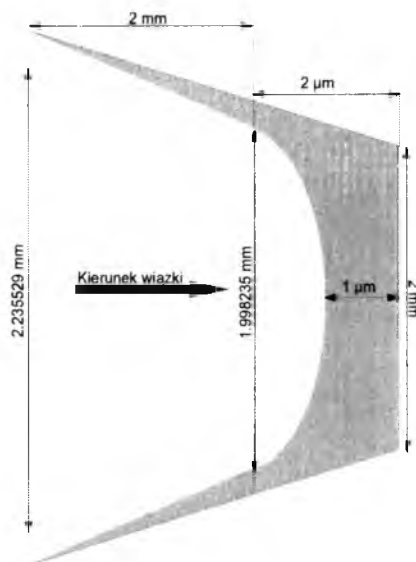
Rysunek 99: Tarcza dwuwklęsła ze stożkiem normalnym.



Rysunek 100: Tarcza jednowklęsła ze stożkiem normalnym.

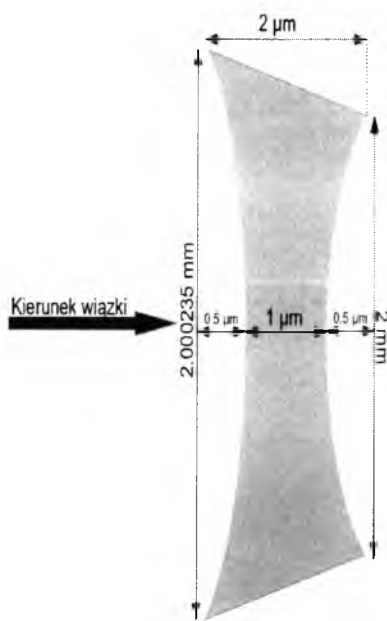


Rysunek 101: Tarcza dwuwklęsła ze stożkiem ściętym.

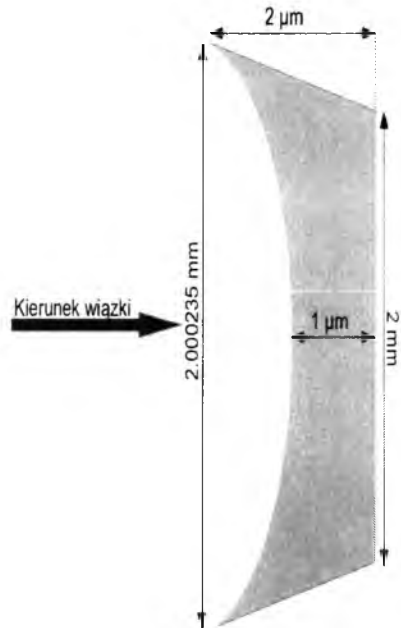


Rysunek 102: Tarcza jednowklęsła ze stożkiem ściętym.

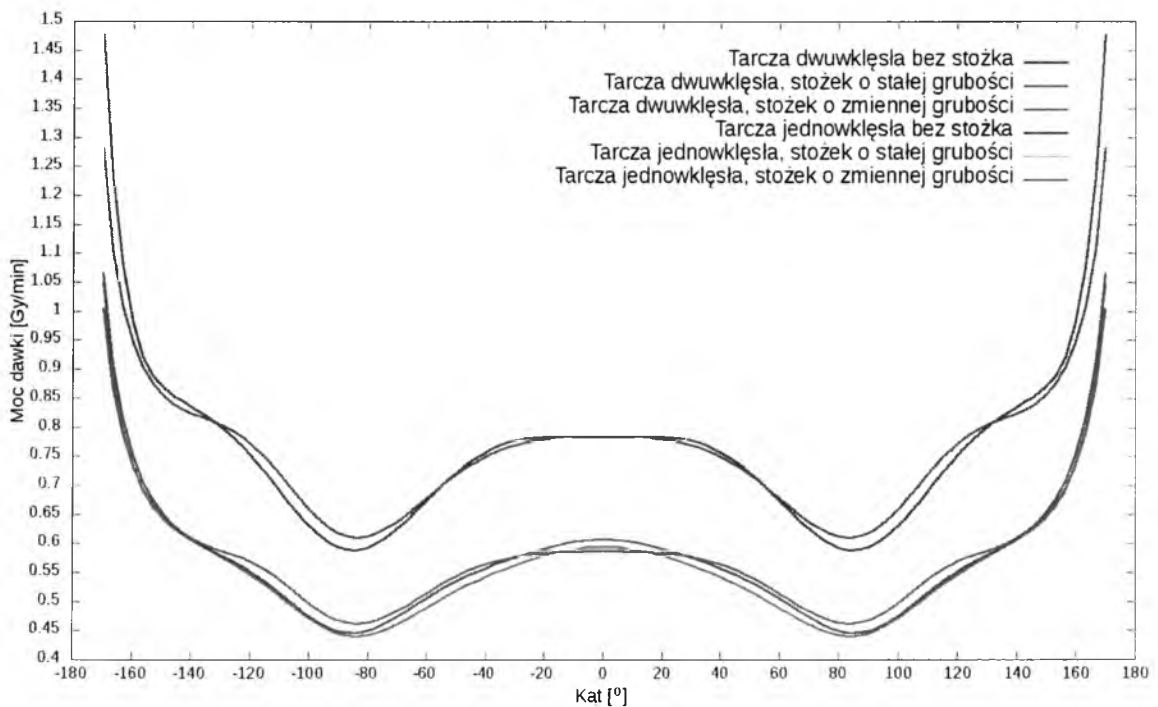
5.2.Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 103: Tarcza dwuwkłęśła bez stożka.

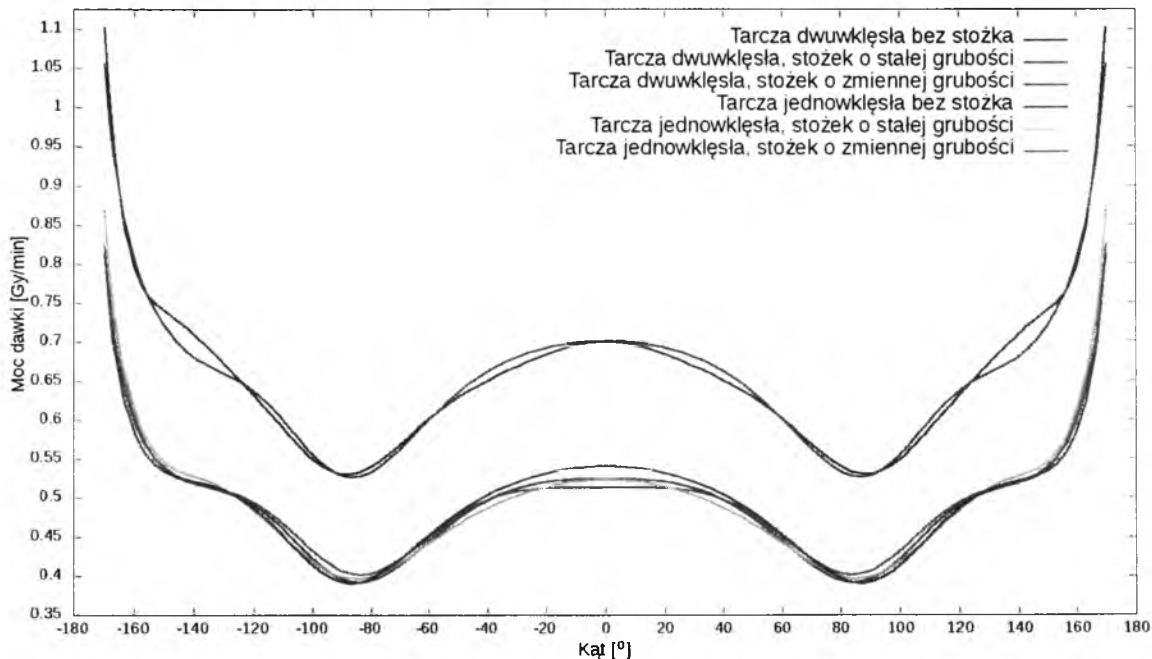


Rysunek 104: Tarcza jednowkłęśła bez stożka



Rysunek 105: Kątowy rozkład mocy dawek dla różnych wariantów konstrukcyjnych złotej tarczy konwersyjnej.

5.2.Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 106: Kątowy rozkład mocy dawek dla różnych wariantów konstrukcyjnych wolframowej tarczy konwersji.

Wykresy 105 i 106 przedstawiają kątowe rozkłady mocy dawek dla badanych aktualnie kształtów tarczy konwersji. Zarówno w przypadku złota jak i wolframu wyraźnie większą moc dawki w porównaniu z pozostałymi generują oba modele tarcz pozbawionych stożka (jedno- oraz dwuwkłęśłe). Różnice te wynoszą w przybliżeniu 33% dla tarczy złotej oraz 37% dla tarczy wykonanej z wolframu. Jest to efekt dokładnie odwrotny do tego, który można było zaobserwować podczas testów tarcz paraboloidalnych gdzie to właśnie tarcze pozbawione stożka generowały najniższą moc dawki. Efekt ten prawdopodobnie spowodowany jest relatywnie większą ilością materiału na brzegach tarczy w przypadku tarcz jedno- i dwuwkłęśłych w porównaniu do tarczy paraboloidalnej o zmiennej grubości co, jak zostanie poniżej pokazane, przekłada się na wyższą wydajność konwersji. **Jest to ko-**

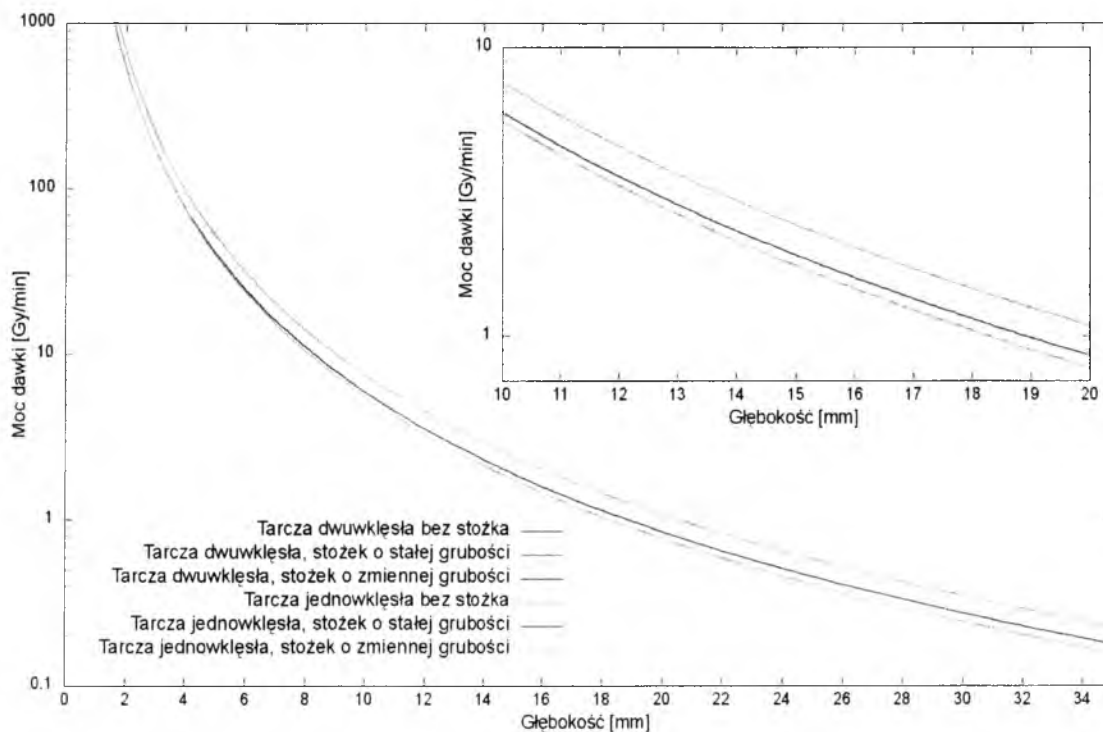
Tarcza	Płaskość
Dwuwkłęśła złota, bez stożka	47.79%
Dwuwkłęśła złota, stożek normalny	46.36%
Dwuwkłęśła złota, stożek Ścięty	40.49%
Jednowkłęśła złota, bez stożka	40.38%
Jednowkłęśła złota, stożek normalny	46.51%
Jednowkłęśła złota, stożek Ścięty	46.51%
Dwuwkłęśła wolframowa, bez stożka	39.58%
Dwuwkłęśła wolframowa, stożek normalny	33.72%
Dwuwkłęśła wolframowa, stożek Ścięty	37.63%
Jednowkłęśła wolframowa, bez stożka	36.85%
Jednowkłęśła wolframowa, stożek normalny	37.39%
Jednowkłęśła wolframowa, stożek Ścięty	38.37%

Tabela 20: Współczynniki płaskości dla różnych wariantów konstrukcyjnych tarczy konwersji.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

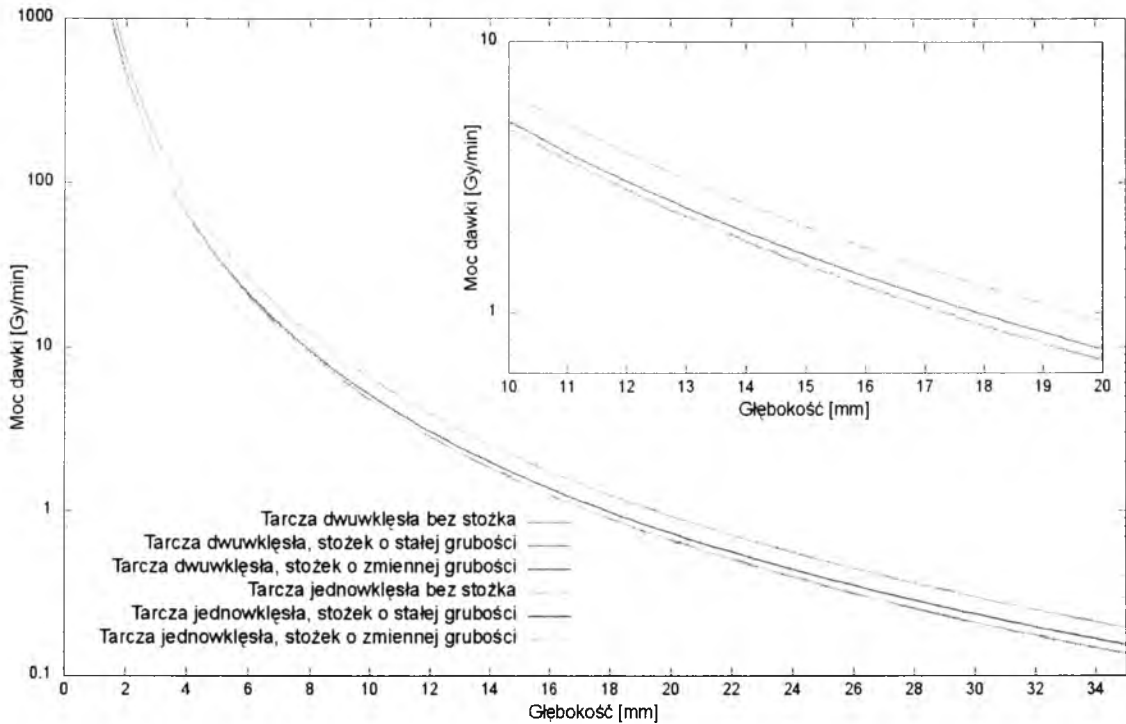
lejnny dowód na to, iż najważniejszą rolę w wielkości generowanej mocy dawki odgrywa główna część tarczy konwersji a nie stożek. Niestety żadna z testowanych tarcz nie spełnia kryteriów dotyczących płaskości kąтового rozkładu mocy dawki. Już wizualna ocena pozwala stwierdzić, iż niejednorodności napromieniania otaczających sondę igły tkanek pacjenta są zbyt duże aby mogły być zaakceptowane. Potwierdzają to dodatkowo wartości współczynnika płaskości zawarte w tabeli 19. Najmniejsze jego wartości nie spadają poniżej 33% dla tarczy wolframowej oraz 40% dla tarczy złotej co jest wartością ponad dwukrotnie większą niż przyjęty w rozdziale 5.2.2 próg 15%. Warto jednak podkreślić, iż w ogólności tarcze wykonane z wolframu uzyskały nieco lepsze rezultaty niż tarcze złote co w połączeniu z wnioskami płynącymi z rozważań zawartych w poprzednich rozdziałach potwierdza, iż wolfram zdaje się być lepszym kandydatem na materiał tarczy konwersji niż stosowane obecnie złoto (nawet w tak niekorzystnej konfiguracji jak przedstawiona powyżej).

Wykresy 107 i 108 prezentują radialne rozkłady mocy dawek generowanych przez badane tarcze. Da się tu wyraźnie zaobserwować interesujący fakt: krzywe odpowiadające takiej samej konfiguracji stożka (stożki o stałej lub zmiennej grubości lub brak stożka) dla tarcz jedno- i dwuwkłęśłych pokrywają się niemal doskonale zarówno dla tarcz złotych jak i wolframowych. Na rozkładach tych widać również, iż różnice pomiędzy odpowiadającymi sobie modelami są nieznaczne co jednoznacznie świadczy o tym, iż tak na prawdę nie ma większego znaczenia czy tarcza jest jedno czy dwuwkłęśła. **Wyniki wskazują na to, iż to grubość tarczy konwersji ma decydujące znaczenie dla rozkładów mocy dawek co potwierdzają dane dotyczące tarcz sferycznych i paraboloidalnych (dla danego mate-**



Rysunek 107: Radialny rozkład mocy dawek dla różnych wariantów konstrukcyjnych złotej tarczy konwersji.

5.2.Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 108: Radialny rozkład mocy dawek dla różnych wariantów konstrukcyjnych wolframowej tarczy konwersji.

riału i energii wiązki elektronów większe różnice występują między tarczami sferycznymi o różnej grubości niż między tarczą sferyczną i paraboloidalną o identycznej grubości). Jest to kolejny dowód na to, iż konstruktorzy układów do radioterapii źródłowej muszą szczególnie uważać na zachowanie określonej grubości tarczy konwersji.

Bardzo nieznaczne różnice pomiędzy poszczególnymi modelami tarcz odzwierciedlają również wartości współczynnika spadku zawarte w tabeli 21. Różnice te nie przekraczają 0.05 (ok 3.5%). Również wartości bezwzględne dawek na określonych głęboko-

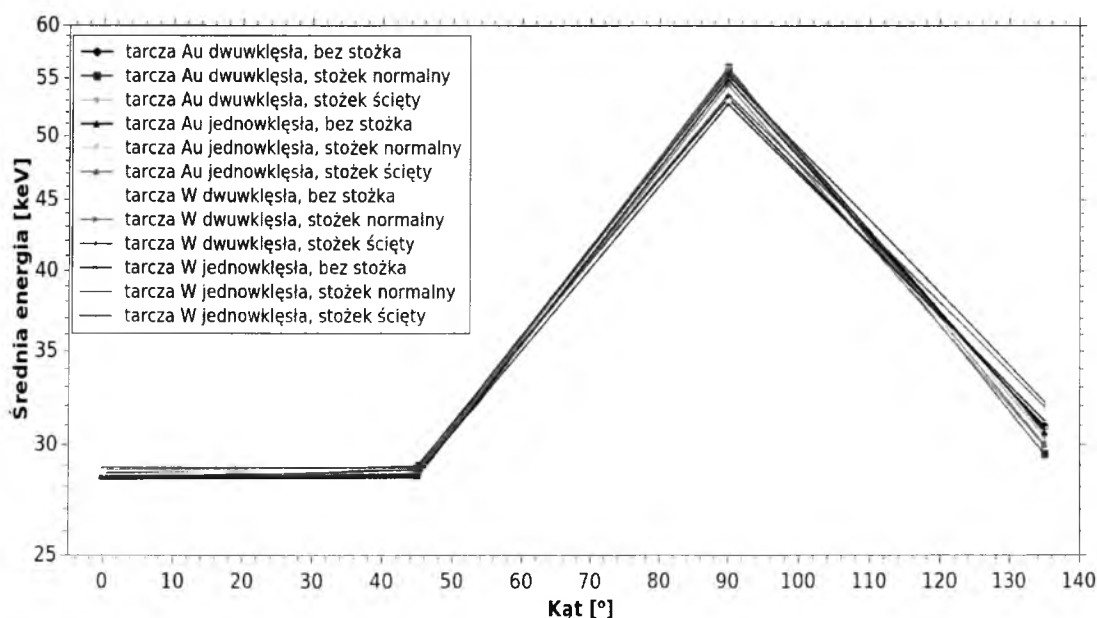
Tarcza	MD ₂₀ [Gy/min]	MD ₁₀ [Gy/min]	R _{20/10}
Dwuwarstwowa złota, bez stożka	1,086	7,565	0,144
Dwuwarstwowa złota, stożek normalny	0,773	5,577	0,139
Dwuwarstwowa złota, stożek Ścięty	0,854	5,946	0,144
Jednowarstwowa złota, bez stożka	1,085	7,558	0,144
Jednowarstwowa złota, stożek normalny	0,772	5,566	0,139
Jednowarstwowa złota, stożek Ścięty	0,772	5,566	0,139
Dwuwarstwowa wolframowa, bez stożka	0,935	6,513	0,144
Dwuwarstwowa wolframowa, stożek normalny	0,735	5,119	0,144
Dwuwarstwowa wolframowa, stożek Ścięty	0,671	4,837	0,139
Jednowarstwowa wolframowa, bez stożka	0,934	6,505	0,144
Jednowarstwowa wolframowa, stożek normalny	0,667	4,810	0,139
Jednowarstwowa wolframowa, stożek Ścięty	0,670	4,832	0,139

Tabela 21: Bezwzględne wartości mocy dawki na głębokościach 10 i 20 mm oraz wartość współczynnika R_{20/10} dla różnych wariantów konstrukcyjnych tarczy konwersji

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

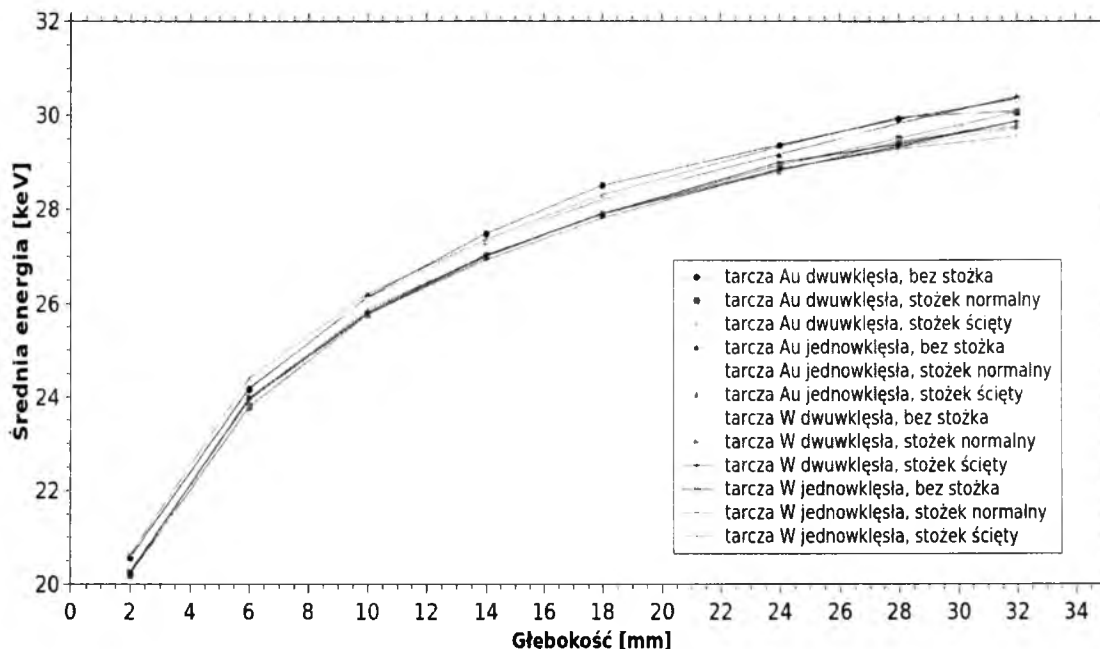
ściach nie odbiegają od siebie w sposób znaczący choć można zauważyć, iż dla tarcz pozabawionych stożka są one nieco wyższe (średnio rzędu 30%) niż dla pozostałych testowanych modeli. Warto również w tym miejscu podkreślić, iż bezwzględne wartości mocy dawek oraz wartości współczynnika spadku dla tarcz jedno- i dwuwklęsłych są w przybliżeniu takie same jak dla tarcz sferycznych i paraboloidalnych co (pomijając fakt niesatysfakcjonującej płaskości rozkładów kątowych) mogłoby sugerować, iż są one porównywalnie dobrymi rozwiązaniami konstrukcyjnymi. Co więcej zauważyć należy, iż podobnie jak dla tarcz innych kształtów również i dla testowanych obecnie opcji bezwzględne wartości mocy dawek generowanych przez tarcze wolframowe są nieco niższe niż dla tarcz złotych co jest efektem korzystnym i pożądanym. **Ponownie zatem pojawia się dowód na to, iż wolfram jest lepszym kandydatem na materiał tarczy konwersji i warto zastanowić się nad jego stosowaniem w przyszłości.**

Wykresy 109 i 110 przedstawiają zmiany średniej energii fotonów w zależności od odpowiednio kąta i głębokości na jakiej są rejestrowane. Zarówno zależność kątowa jak i głębokościowa wykazują niewielką zależność od kształtu badanej tarczy: różnice pomiędzy poszczególnymi ich modelami nie przekraczają 5 do 6% w przypadku zależności od kąta oraz 6% dla zmienności głębokościowej. Oznacza to, iż z punktu widzenia wartości średniej energii fotonów każda z badanych możliwości kształtu tarczy jest równie dobra. Niestety jak widać na wykresie 109 wielkość ta wykazuje bardzo niekorzystną zależność od kąta. O dla małych kątów (do 45°) zmiany są nieznaczne o tyle już w kierunkach prostopadłych do osi sondy igły fotonowej średnia energia każdego fotonu rośnie niemal dwukrotnie (o ok 84 do 86%). Jest to zjawisko bardzo niepożądane (z opisanych wcześniej powodów) i dotyczy ono wszystkich testowanych modeli. **Rezultat ten potwierdza zatem wnioski wyciągnięte na podstawie analizy kątowych rozkładów mocy dawek: ani tar-**



Rysunek 109: Wartość średniej energii fotonów w zależności od kąta dla różnych wariantów konstrukcyjnych tarczy konwersji.

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.



Rysunek 110: Wartość średniej energii fotonów w zależności od głębokości dla różnych wariantów konstrukcyjnych tarczy konwersji.

cze jednowkłęśłe ani dwuwkłęśłe nie mogą zostać zakwalifikowane jako potencjalne rozwiązania dla w nowych urządzeń. Zależność głębokościowa średniej energii fotonów widoczna na wykresie 110 ma typowy przebieg, podobny do obserwowanych w trakcie wcześniejszych analiz, i podobnie jak wcześniej widoczne jest ztwardnienie wiązki.

Ostatnim parametrem analizowanym na tym etapie symulacji była wydajność konwersji. W tabeli 22 przedstawiono wartości reprezentującego ją współczynnika. Nie odbiegają one znacząco od tych obserwowanych dla tarcz paraboloidalnych i sferycznych o odpowiednich grubościach co jednoznacznie sugeruje, iż wydajność konwersji zależy głównie od grubości tarczy a nie od rozkładu tworzącego ją materiału. Ponownie zatem podkreślić należy jak istotna jest dbałość o zachowanie odpowiedniej grubości materiału tarczy.

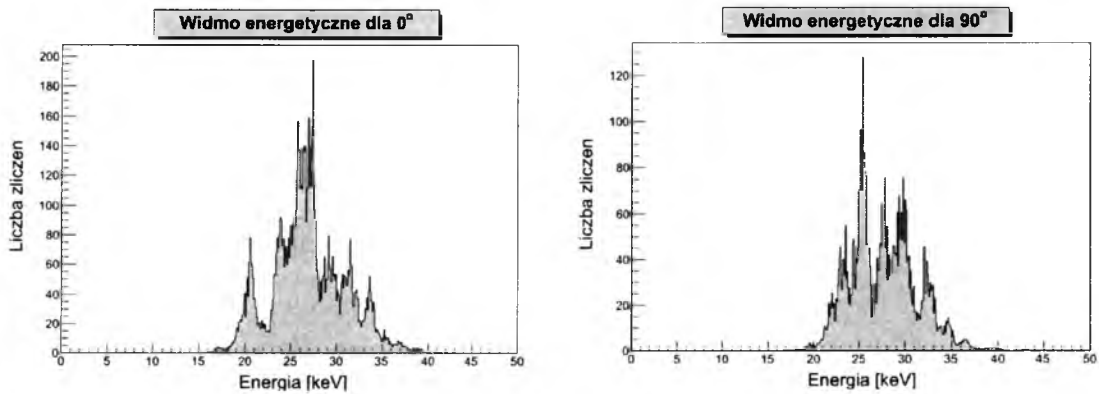
Tarcza	Wydajność konwersji
Dwuwkłęśła złota, bez stożka	0,001599
Dwuwkłęśła złota, stożek normalny	0,001221
Dwuwkłęśła złota, stożek ścięty	0,001223
Jednowkłęśła złota, bez stożka	0,001598
Jednowkłęśła złota, stożek normalny	0,001221
Jednowkłęśła złota, stożek ścięty	0,001221
Dwuwkłęśła wolframowa, bez stożka	0,001371
Dwuwkłęśła wolframowa, stożek normalny	0,001053
Dwuwkłęśła wolframowa, stożek ścięty	0,001053
Jednowkłęśła wolframowa, bez stożka	0,001372
Jednowkłęśła wolframowa, stożek normalny	0,001053
Jednowkłęśła wolframowa, stożek ścięty	0,001051

Tabela 22: Wydajność konwersji dla różnych wariantów konstrukcyjnych tarczy konwersji.

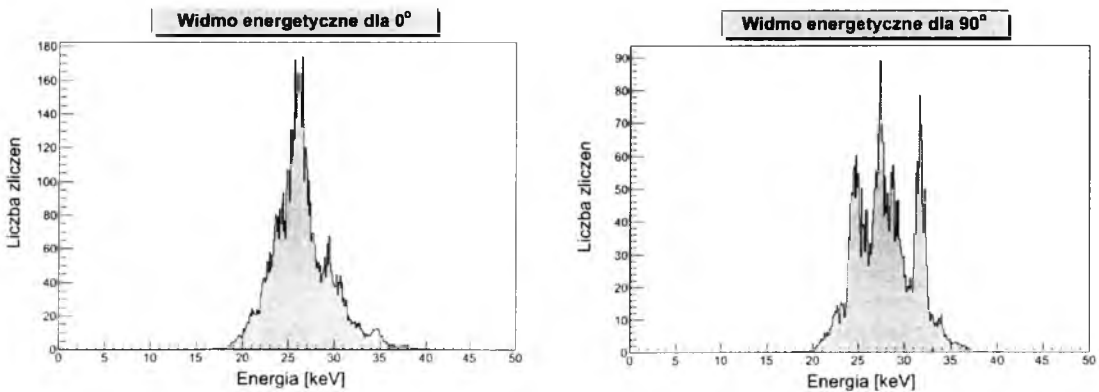
5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

Co ciekawe w tabeli zauważyć można, iż najlepsze (i niemal identyczne dla danego materiału) wartości współczynnika konwersji osiągnęły tarcze pozbawione stożka. W połączeniu z wcześniejszymi rezultatami wydajność konwersji sugerowałaby, iż w przypadku tarcz jedno- i dwuwklęsłych to właśnie tarcze bez stożka są wyborem najbardziej optymalnym. Nie zmienia to jednak faktu, iż najistotniejsze parametry, decydujące o możliwości wykorzystania tarczy w rzeczywistych warunkach, czyli zależności kątowe mocy dawki oraz średniej energii fotonów, **całkowicie dyskwalifikują testowane tarcze wklęsłe.**

Nieodpowiedniość rozważanych wersji konstrukcyjnych widać również na przedstawionych na wykresach 111 oraz 112 prezentujących widma energetyczne zarejestrowane pod kątami 0° i 90° dla tarcz złotych i wolframowych, dwuwklęsłych i pozbawionych stożka. O ile w przypadku złota zmiany w kształcie widma nie są wyjątkowo duże (choć widoczne) o tyle w przypadku wolframu, który został przecież uznany za lepszego kandydata na materiał tarczy konwersji zmiany te są już bardzo wyraźne. Jest to oczywiście efekt bardzo niepożądany mający bezpośredni wpływ na wartość średniej energii fotonu a pośrednio przez to na rozkład kątowy mocy dawki generowanej przez igłę. **Ostatecznym wnioskiem zatem z tej części analiz jest zatem stwierdzenie, iż tarcze jedno- i dwuwklęsłe nie są dobrymi opcjami jeśli chodzi o stosowane w przyszłości rozwiązania i należy ich unikać.**



Rysunek 111: Widma energetyczne dla tarczy złotej, dwuwklęsłej bez stożka, zarejestrowane pod kątami 0° i 90° .



Rysunek 112: Widma energetyczne dla tarczy wolframowej, dwuwklęsłej bez stożka, zarejestrowane pod kątami 0° i 90° .

5.2. Analiza wyników symulacji komputerowego modelu igły fotonowej.

6. PODSUMOWANIE I WNIOSKI.

Celem niniejszej rozprawy było zbadanie wpływu rozmaitych parametrów konstrukcyjnych i operacyjnych na funkcjonowanie układu do radioterapii śródoperacyjnej czyli igły fotonowej. Rozpatrywanymi parametrami były grubość tarczy konwersji i materiał z jakiego została ona wykonana, szerokość i energia pierwotnej wiązki elektronów oraz kształt tarczy konwersji igły. Na wstępie testom zostało poddanych osiem wiązek o różnych szerokościach. Następnie po wyborze optymalnej szerokości sprawdzonych zostało czternaście materiałów będących potencjalnymi kandydatami na materiał tarczy konwersji, z których zostały następnie wybrane cztery. Z ich użyciem sprawdzono różne kombinacje energia wiązki pierwotnej-grubość tarczy (w sumie po dziewięć kombinacji na każdy z czterech materiałów). Do tego celu stworzony został komputerowy model igły fotonowej oparty na oprogramowaniu GEANT4 umożliwiającym symulowanie zjawisk fizycznych w trakcie działania urządzenia. Dzięki tak stworzonemu modelowi możliwe stało się następnie przetestowanie różnych kształtów tarcz konwersji. Na tym etapie badań zostały wybrane dwa materiały: złoto (jako materiał referencyjny oraz z powodu powszechności jego wykorzystania w produkowanych obecnie igłach fotonowych) oraz wolfram (jako, że wcześniejsze analizy wskazały właśnie na ten materiał jako najbardziej obiecujący). Dla każdego z tych metali testom poddano cztery modele tarcz paraboloidalnych oraz sześć tarcz „wkłęsłych”. Parametrami, które decydowały o tym czy dane rozwiązanie techniczne jest właściwe z punktu widzenia wykorzystania go w rzeczywistych urządzeniach były kątowe i głębokościowe rozkłady mocy dawek (ze szczególnym uwzględnieniem współczynnika płaskości obliczanego dla rozkładów kątowych oraz współczynnika spadku dla rozkładów głębokościowych), kątowa i głębokościowa zależność średniej energii generowanych fotonów oraz wydajność konwersji zdefiniowana na potrzeby niniejszej pracy jako liczba fotonów zarejestrowanych w pierwszym detektorze radialnym przypadająca na jeden elektron wiązki pierwotnej (symulowany był miliard elektronów). Jedynie w przypadku testów wpływu szerokości wiązek na działanie igły nie była brana pod uwagę wydajność konwersji jako, że na tym etapie nie była ona kluczowa. Dodatkowej argumentacji dostarczały histogramy widm energetycznych rejestrowanych na różnych głębokościach oraz pod różnymi kątami. Ze względu jednak na ogromną ich ilość (ponad tysiąc wykresów) w pracy zamieszczone zostały jedynie reprezentowane przykłady podczas gdy reszta widm zamieszczona została na dołączonej do rozprawy płycie CD. W trakcie analiz okazało się, iż kluczowe znaczenie mają właściwie wyłącznie kątowe rozkłady mocy dawki (wraz ze współczynnikiem płaskości), kątowa zależność średniej energii fotonów oraz w niekiedy wydajność konwersji. Pozostałe parametry w większości przypadków nie faworyzowały wyraźnie żadnego z testowanych rozwiązań. Z tego też powodu niniejsze podsumowanie skupi się wyłącznie na trzech pierwszych parametrach. Przy porównaniu tarcz sferycznych, paraboloidalnych oraz „wkłęsłych” przedstawione zostaną jedynie tarcze wolframowe i złote o grubości 1 μm , dla których energia pierwotnej wiązki elektronów wynosiła 50 keV (jako, że to właśnie one odpowiadają parametrom tarcz paraboloidalnych i „wkłęsłych”).

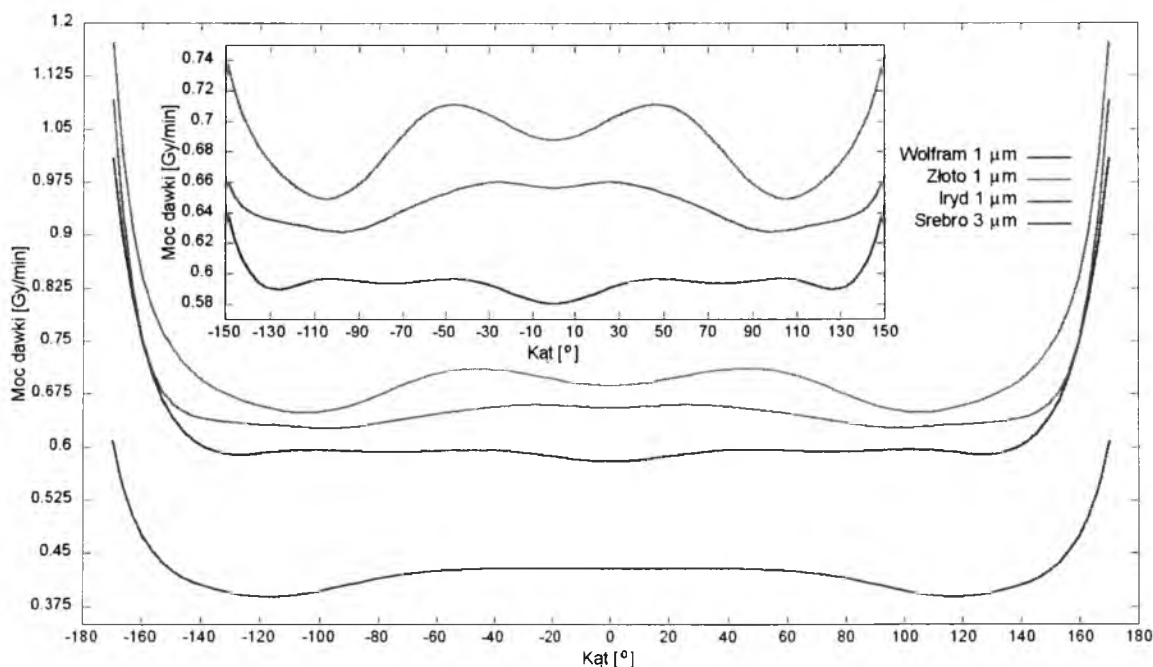
Pierwszym z badanych parametrów, który (co potwierdziły pomiary wykonane w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku koło Warszawy) ma znaczny wpływ

na kątowne rozkłady mocy dawki jest szerokość pierwotnej wiązki elektronów. Przeprowadzone analizy wykazały, iż wraz ze zwiększaniem się wartości tego parametru rozkład mocy dawki ulega wypłaszczeniu. Należy naturalnie do tego dążyć jako, że im bardziej płaski jest rozkład, tym bardziej jednorodnie naświetlony jest guz w ciele pacjenta. Najkorzystniej w prezentowanym w rozdziale 5.2.1 zestawieniu wypadła najszersza z testowanych wiązek, o szerokości 2.2 mm. Współczynnik płaskości dla tej konkretnej wiązki wyniósł 14.23% i był niemal pięciokrotnie niższy niż dla wiązki najwęższej (o szerokości 0.3 mm), dla której wynosił on 69.75%. Ponadto jedynie dla tej wiązki współczynnik płaskości był niższy niż założony próg 15%. Wybór tej właśnie wiązki potwierdza również zależność średniej energii fotonów od kąta. Najmniejsze zmiany dotyczą właśnie wiązki najszerszej (zmiennosc nieprzekraczająca 4%). Wielkość zmian rośnie sukcesywnie wraz z malejącą szerokością wiązki aż osiąga niemal 36% dla wiązki najwęższej. Z tej części testów wynika zatem, iż najkorzystniej jest stosować wiązki elektronowe o możliwie największej średnicy. Jak już jednak wcześniej podkreślono nie warto przekraczać granicy 2.2 mm ponieważ wiązki szersze nie trafiałyby już w całości w tarczę konwersji ale uderzały częściowo w ścianę sondy igły fotonowej. To z kolei nie tylko może wpłynąć negatywnie na badane parametry ale również może doprowadzić w ostateczności do uszkodzenia urządzenia. Rozwiązaniem mogłoby być stosowanie igieł z sondami o większej średnicy jednak zważywszy na to, iż urządzenia te wykorzystywane są głównie do leczenia nowotworów w trudno dostępnych lokalizacjach (np. mózg) wydaje się, że takie podejście stanowi ślepią uliczkę. Niemniej jednak zakres zastosowań igły rośnie z dnia na dzień i możliwe, iż pewnego dnia będzie ona stosowana rutynowo również do nowotworów łatwiej dostępnych. Być może jedną z możliwości jest opracowanie igły fotonowej o wymiennych sondach posiadających różne średnice – stanowiłoby to idealne rozwiązanie ponieważ dawałoby możliwość jak najdokładniejszego dostosowywania jednorodności naświetlania guza do jego rozmiaru i lokalizacji.

Kolejnym etapem był wybór najlepszego materiału jako potencjalnego kandydata na materiał tarczy konwersji. Stosowane obecnie złoto wydaje się materiałem wystarczająco dobrym jednak niektóre przesłanki świadczyć mogłyby o tym, że nie jest to materiał najlepszy z możliwych. I rzeczywiście przeprowadzone testy wykazały, iż jeśli chodzi o kątowne rozkłady mocy dawek znajduje się ono dopiero na siódmym miejscu (pod względem wartości współczynnika płaskości) w zestawieniu. Lepszą jednorodność generowanego promieniowania fotonowego wykazywały ind, iryd, cynk, srebro, wolfram, platyna i tantal. Wartość współczynnika płaskości dla najlepszego w tej grupie pierwiastka, indu, była niemal dwukrotnie mniejsza niż dla złota (odpowiednio 7.16% oraz 14.23%). Większość z tych materiałów została jednak odrzucona z dalszych testów, ze względu na niekorzystną zależność średniej energii lub też zbyt niską generowaną moc dawki. I tak na przykład iryd mimo pierwszego miejsca w kategorii płaskości wiązki oraz mimo niewielkich zmian wartości średniej energii fotonów wraz kątem musiał ustąpić miejsca gorszym materiałom właśnie ze względu na niską moc dawki (niemal dwukrotnie) co wiązało się z jego niższą liczbą atomowa. Jeśli chodzi o średnią energię fotonów to równie niewielkie zmiany kątowne tej wielkości charakteryzowały również kadm, srebro, ind, nikiel, iryd oraz wolfram. Zmiany te wynosiły mniej więcej 4% w przypadku kadmu i 5% w przypadku wolframu. Podobnej wartości zmiany dotyczyły złota. Pierwiastek ten z całą pewnością góruje pod względem wydajności konwersji, z jej wartością ponad czterokrotnie większą niż dla

najgorszego pierwiastka, chromu. Co warto zaznaczyć różnice pomiędzy złotem a pozostałymi metalami tej samej grupy jest nieznaczna i nie przekracza 14% (w skrajnym przypadku). Jak jednak podkreślono parametr ten mimo, iż jest dość istotny, nie jest najważniejszy. Ten etap analiz wyłonił czterech kandydatów na materiał tarczy konwersji: złoto (jako materiał referencyjny), wolfram oraz iryd (jako materiały charakteryzujące się lepszymi parametrami niż złoto) oraz srebro (które mimo znacznie gorszych parametrów jest materiałem, który bierze pod uwagę Narodowe Centrum Badań Jądrowych w związku z czym postanowiono poddać go szczegółowym testom).

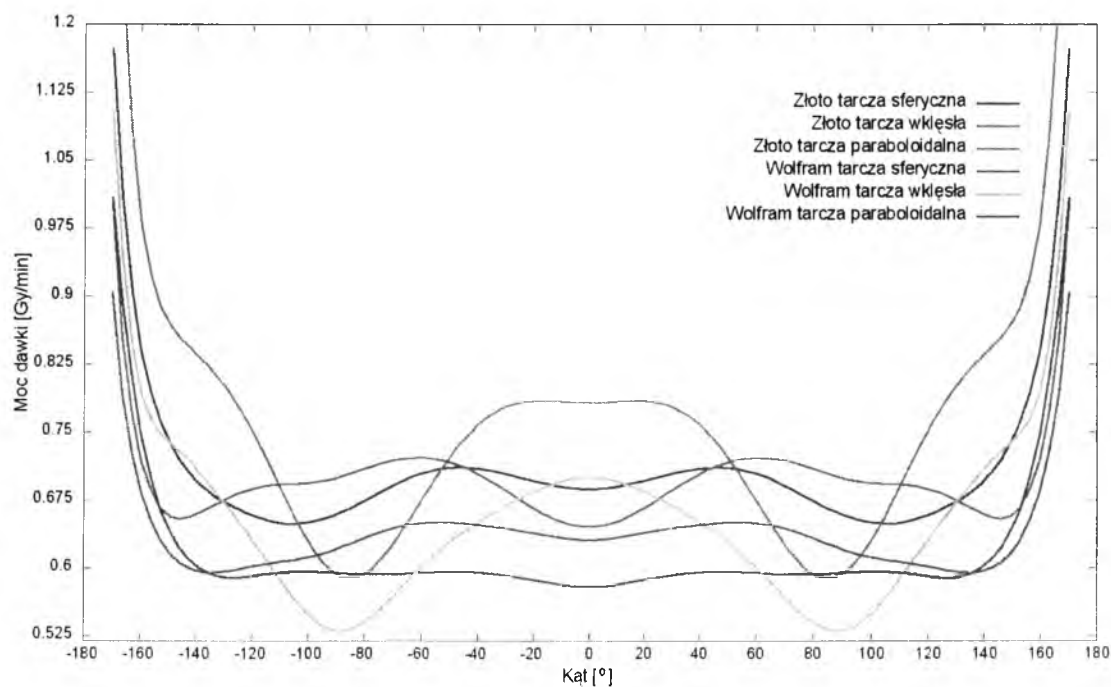
Kolejnym etapem badań było sprawdzenie wpływu różnych kombinacji energia wiązki elektronów-grubość tarczy konwersji na kluczowe parametry igły fotonowej. Testowane były po trzy wartości energii i grubości tarczy co daje w efekcie dziewięć symulacji dla każdego z wybranych na poprzednim etapie materiałów. Analiza współczynników płaskości wykazała, iż trudno jest jednoznacznie określić, jaka grubość tarczy byłaby najodpowiedniejsza dla wszystkich testowanych wartości energii. Okazało się bowiem, że wiązki elektronów o energiach 30 keV, 40 keV i 50 keV mogą generować dla danego materiału najbardziej jednorodne rozkłady mocy dawki dla tarcz o różnych grubościach. Różnice nie są wprawdzie znaczące jednak dają się zauważyć. Jak już zasugerowano fakt ten może być pewną wskazówką dla konstruktorów przyszłych urządzeń. Analiza wyników na tym etapie zdaje się ponownie sugerować, iż warto opracować igłę fotonową z wymienną sondą. Nie tylko bowiem jak zapisano powyżej można by stosować sondy o różnych średnicach w celu optymalizacji jednorodności rozkładu dawki ale również sondy wyposażone w tarcze konwersji o różnej grubości w zależności od stosowanej energii wiązki elektronów. Połączenie takich dwóch możliwości zdecydowanie poprawiłoby jakość napromienia-



Rysunek 113: Porównanie rozkładów kątowych mocy dawek dla najbardziej optymalnych wartości grubości tarcz złotej, srebrnej, wolframowej oraz irydowej dla energii wiązki elektronów 50 keV.

nia guza, a przez to jakość leczenia pacjentów. Na podstawie kątowych rozkładów mocy dawek zostały wybrane optymalne wartości grubości tarcz konwersji. Były one równe odpowiednio 3 μm dla srebra oraz po 1 μm dla wolframu, irydu i złota. Wybór takich wartości potwierdzały analizy pozostałych parametrów w tym wydajności konwersji oraz średniej energii fotonów rejestrowanych pod różnymi kątami. Choć w tym ostatnim przypadku nieco silniej faworyzowana była tarcza wolframowa o grubości 2 μm to jednak ostateczny wybór padł na wartość jednego mikrometra jako nieco bardziej korzystną w ogólnym rozrachunku. Wykres 113 przedstawia kątowe rozkłady mocy dawek dla wybranych grubości tarcz dla energii wiązki elektronów równej 50 keV. Już wizualna ocena pozwala stwierdzić, że tarcza wykonana z wolframu generuje rozkład znacznie bardziej płaski niż tarcza złota co jedynie potwierdzają dane zawarte w tabeli 14. Wprawdzie moc dawki w przypadku tej pierwszej jest niższa niż dla wolframu jednak z punktu widzenia pacjenta zdecydowanie bardziej istotna jest jednorodność generowanego rozkładu mocy dawek. Lepszym rozwiązaniem niż wolfram wydaje się iryd jednak w ostateczności to ten pierwszy pierwiastek został wybrany jak potencjalny materiał na przyszłe tarcze konwersji (powodem były lepsze własności cieplne wolframu). Ostatecznym wnioskiem wynikającym z tej części testów jest stwierdzenie, iż stosowane obecnie tarcze konwersji wykonane ze złota mimo, iż charakteryzują się stosunkowo dobrymi parametrami to jednak możliwa jest ich poprawa. **Najprostszym rozwiązaniem jest zmiana materiału tarczy na wolfram. Warto zaznaczyć, iż sugestia ta jest całkowicie nowatorska i jak do tej pory żadna firma produkująca igły fotonowe nie planuje jej wdrożenia.**

Ostatnim etapem analiz były testy rozmaitych kształtów tarczy konwersji. Celem tego było sprawdzenie czy stosowane obecnie tarcze sferyczne są najlepszymi z możli-



Rysunek 114: Rozkłady kątowe mocy dawek dla różnych kształtów tarcz konwersji

wych rozwiązań. Sprawdzane były tarcze paraboloidalne oraz „wkłęsłe” o grubościach 1 μm każda. Energia wiązek elektronowych wynosiła 50 keV. Niestety już na samym początku okazało się, że żadna z tarcz wkłęsłych nie nadaje się jako potencjalne rozwiązanie stosowane w przyszłości. Generowane przez nie kątowe rozkłady mocy dawek są zbyt niejednorodne by mogły być one brane pod uwagę. Wartości współczynnika płaskości dla tych tarcz wahały od ponad 30% do niemal 50%. Dodatkowo potwierdziła to analiza zależności średniej energii fotonów od kąta – zmiany jej wartości dla wszystkich badanych opcji przekraczały 85%. Wyniki całkowicie dyskwalifikują tarcze „wkłęsłe”. Inaczej rzecz się ma jeśli chodzi o tarcze paraboloidalne. W tym przypadku rezultaty osiągnięte przez najlepsze z tarcz paraboloidalnych są porównywalne lub nawet nieco lepsze niż te osiągnięte przez tarcze sferyczne. Wykres 114 przedstawia porównanie rozkładów kątowych mocy dawek dla wybranych tarcz konwersji (najlepszych z każdej grupy). Widać tu wyraźnie wspomnianą powyżej znaczną niejednorodność rozkładów dla tarcz wkłęsłych. Jednocześnie zaobserwować da się podobieństwa w rozkładach dla tarcz sferycznych i paraboloidalnych. Co więcej analiza współczynników płaskości pokazuje, iż tarcze paraboloidalne dają lepsze rezultaty niż tarcze sferyczne (odpowiednio 11.77% i 14.23% dla złota oraz 9.35% i 10.38% dla wolframu) co sugerować mogłoby, iż to właśnie ta postać tarczy konwersji powinna zostać zastosowana w nowoczesnych urządzeniach. Ponownie widać przy okazji, iż wolfram daje lepsze rezultaty niż złoto co jest kolejnym dowodem na jego wyższość nad stosowanym obecnie materiałem. Analiza pozostałych parametrów również skłaniała ku stwierdzeniu, iż tarcze paraboloidalne są tak samo dobre lub lepsze niż tarcze sferyczne. Dla przykładu różnice w średniej energii fotonów w zależności od kąta dla tarcz paraboloidalnych są niemal identyczne z tymi dla tarcz sferycznych co jest informacją niezwykle cenną. Warto również w tym miejscu zaznaczyć, iż z analizy danych dotyczących tarcz paraboloidalnych oraz „wkłęsłych” wynika, iż największy wpływ na kątowe rozkłady dawek i wydajność konwersji ma główna część tarczy konwersji a nie jej stożek. Z tego wynika, iż w przyszłych modelach igieł fotonowych można by zrezygnować z tego elementu bez większej szkody dla funkcjonowania urządzenia.

Praca niniejsza pokazała, iż mimo, że stosowane obecnie rozwiązania są bardzo dopracowane i dobrze sprawdzają się w codziennej praktyce to jednak jest możliwe skonstruowanie urządzeń o jeszcze lepszych parametrach niż dziś. Przede wszystkim należy zastanowić się nad zasadnością stosowania złota jako materiału tarczy konwersji kiedy wiele danych wskazuje na wyższość innych materiałów – przede wszystkim wolframu. Ponadto wiele wskazuje też na to, iż tarcze sferyczne stosowane obecnie można z powodzeniem zastąpić tarczami innych kształtów a nawet rozważyć pozbycie się niektórych ich elementów (takich jak stożek konwersji). Co więcej wiele możliwości dałoby zaprojektowanie igieł fotonowych wyposażonych w wymienne sondy o różnych średnicach z wbudowanymi tarczami konwersji o różnej grubości. Być może nawet możliwe stałoby się produkowanie spersonalizowanych (dostosowanych potrzeb każdego indywidualnego pacjenta) sond dzięki czemu rezultaty leczenia, które już teraz są znakomite, byłyby jeszcze lepsze. Wszystko wskazuje na to, że możliwości jakie niesie ze sobą technika układów do radioterapii śródoperacyjnej dopiero zaczynają być odkrywane. Każde kolejne udoskonalenie tego urządzenia, choćby niezwykle drobne, będzie dla pacjentów niezwykle korzystne. Będzie bowiem oznaczało ich skuteczniejsze leczenie i większe szanse na powrót do pełni zdrowia.

Bibliografia

- 1: Strupczewski, A., „Nie bójmy się energetyki jądrowej”, Warszawa 2010
- 2: Państwowa Agencja Atomistyki, „Działalność prezesa Państwowej Agencji Atomistyki oraz ocena stanu bezpieczeństwa jądrowego i ochrony radiologicznej w Polsce w 2007 roku”, Warszawa 2008
- 3: Mizerski, W. et al., „Tablice fizyczno-astronomiczne”, Warszawa 2002
- 4: Mayles, P., Nahum, A., Rosenwald, J.C., „Handbook of radiotherapy physics”, Boca Raton 2007
- 5: Hubbell, J. H. and Øverbø, I., „Relativistic atomic form factors and photon coherent scattering cross sections”, J. Phys. Chem. Ref. Data., 9, 69,, 1979
- 6: Hubbell, J. H., „Review of photon interaction cross section data in the medical and biological context”, Phys. Med. Biol., 44, R1–R22, 1999
- 7: Hubbell, J. H., Trehan, P. N., Singh, N., Chand, B., Mehta, D., Garg, M. L., Garg, R. R., Singh, S., and Puri, S., „A review, bibliography and tabulation of K, L and higher atomic shell X-ray fluorescence yields”, J. Phys. Chem. Ref. Data., 23(2), 339–364, 1994
- 8: XCOM: Photon Cross Sections Database, National Institute of Standards and Technology, 2010
- 9: Stephen M. Seltzer, „Calculation of photon mass energy-transfer and mass energy-absorption coefficients”, Radiation Research, Vol. 136, No. 2, pp. 147-170, 1993
- 10: Evans, R. D., "The Atomic Nucleus", New York, 1955
- 11: Bohr, N., "The penetration of atomic particles through matter", Danske Vidensk. Selsk., Mat.-Fys. Medd., 18(8), 1–144, 1948
- 12: Moller, C., "Electron-electron scattering cross section calculated using onephoton exchange (Born) approximation", Annalen Phys., Lpz, 14, 531 , 1932
- 13: Hilborn, R., "Einstein coefficients, cross sections, f values, dipole moments, and all that", Am. J. of Phys. 50, 982, 1982
- 14: "ICRU report 37", International commission on radiation units and measurements, Bethesda, Maryland, USA, 1984
- 15: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- 16: geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html
- 17: "Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles", International commission on radiation units and measurements, 1994
- 18: Sternheimer, R., "Methods of Experimental Physics", New York, 1961
- 19: Fermi, E., "The ionisation loss of energy in gases and in condensed materials", Phys. Rev., 57, 485–493, 1940
- 20: Berger, M., Wang, R., "Multiple-scattering angular deflections and energy-loss straggling, in Monte Carlo Transport of Electrons and Photons", Nelson T. M., T. M., Rindi T. M. et al. Plenum, New York, pp 21-56, 1988
- 21: Rossi, B., "High Energy Particles", Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1952
- 22: Nahum, A. E., "The interactions of electrons with matter, Vol. I. Energy losses, stopping power and range, in The Computation of Dose Distributions in Electron Beam Radiotherapy", Medical Physics Publishing, pp. 27–55, Madison, 1985.
- 23: Radiation Quantities and Units, International Commission on Radiation Units and Measurements, 1980
- 24: Fundamental Quantities and Units for Ionising Radiation, International Commission on Radiation Units and Measurements, 1998
- 25: Chiton, A., "A note on the fluence concept", Health Phys., 34, 715–716, , 1978
- 26: Greening, J. R., , "Fundamentals of Radiation Dosimetry", Bristol, 1981
- 27: Johns, H. E., Cunningham, J. R., , "The Physics of Radiology", 4th ed. , Springfield, IL, 1983.
- 28: Pawlicki, G., Pałko, T., Golnik, N., Gwiazdowska, B., Królicki, L., "Biocybernetyka i inżynieria biomedyczna: fizyka medyczna", Warszawa 2002
- 29: Mobit, P., Sandison, G., and Nahum, A., "Photon fluence perturbation correction factors for solid state detectors irradiated in kilovoltage photon beams", Phys. Med. Biol., 45, 267–277, 2000
- 30: Nahum, A. E., "Water/air mass stopping-power ratios for megavoltage photon and electron beams", Phys. Med. Biol., 23, 24–38, , 1978
- 31: "Radiation Dosimetry; Electron Beams with Energies Between 1 and 50 MeV", International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, 1984b.
- 32: Bragg, W. H.,, "Studies in Radioactivity", New York, 1912
- 33: Gray, L. H.,, "The absorption of penetrating radiation", Proc. R. Soc., A122, 647–668, 1929
- 34: Gray, L. H., "An ionisation method for the absolute measurement of gamma-ray energy", Proc. R. Soc., A156, 578–596, 1936

- 35: Ma, C.-M., Nahum, A., "Bragg–Gray theory and ion chamber dosimetry for photon beams", *Phys. Med. Biol.*, 36, 413–428, 1991
- 36: Spencer, L., Attix, F., "A theory of cavity ionisation", *Radiat. Res.*, 3, 239–254, 1955
- 37: Borg, J., Kawrakow, I., Rogers, D., Seuntjens, J., "Monte Carlo study of correction factors for Spencer–Attix cavity theory at photon energies at or above 100 keV", *Med. Phys.*, 27, 1804–1813, 2000
- 38: Burlin, T., "A general theory of cavity ionisation", *Br. J. Radiol.*, 39, 727–734, 1966
- 39: Horowitz, Y., "Photon general cavity theory", *Radiat. Prot. Dosim.*, 9, 5–16, 1984
- 40: Wojtyniak B., Goryński P., "Sytuacja zdrowotna ludności Polski", Państwowy Zakład Higieny, Warszawa 2008
- 41: Zervas N., Yanch J., Hochberg F., Okunieff P., "Therapeutic miniature intercranial electron accelerator probe for radiosurgery", *Proceedings of the 1st Congress of the International Stereotactic Radiosurgery Society*, 1993
- 42: Dinsmore M., Harte K., Sliski A., "A new miniature x-ray source for interstitial radiosurgery: Device description", *Med. Phys.* 23(1), 1996
- 43: Beatty J., Biggs P., Keneth Gall P., Okunieff P., Pardo F., "A new miniature x-ray source for interstitial radiosurgery: Dosimetry", *Med. Phys.* 23(1), 1996
- 44: Colombo F., "Employ of a new device for intraoperative radiotherapy of intercranial tumors", *Acta neurochirurgica*, 143, 2001
- 45: Sarin R., "Partial-Breast treatment for early breast cancer: emergence of a new paradigm", *Nature Clinica Practice Oncology*, 2(1), 2005
- 46: www.zeiss.com
- 47: Eaton D., Duck S., "Dose measurements with an intra-operative x-ray device", *Phys. Med. Biol.* 55, 2010
- 48: Mesbahi A., Allahverdi M., Gheraati H., Mohammadi E., "Experimental evaluation of ALFARD treatment planning system for 6 MV photon irradiation: a lung case study", *Reports of Practical Oncology & Radiotherapy*, Vol 9, Issue 6, pp. 217-221 , 2004
- 49: www.cern.ch
- 50: Workshop Proceedings Issy-les-Moulineaux, Penelope - A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport, France, AEN-NEA, 5–7 November 2001
- 51: S.T.Perkins, D.E.Cullen, S.M.Seltzer, "Tables and Graphs of Electron-Interaction Cross-Sections from 10 eV to 100 GeV Derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library(EEDL), Z=1-100", UCRL-50400, vol 31,
- 52: D.Cullen, J.H.Hubbell, L.Kissel, "EPDL97: the Evaluated Photon Data Library, '97 version",
- 53: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- 54: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>
- 55: Zaidi, H., "Comparative evaluation of photon cross section libraries for materials of interest in PET Monte Carlo simulation", *IEEE Transaction on Nuclear Science* 47, pp. 2722-35, 2000
- 56: Pia M. G., Amako K., et all., "Geant4 Physics Validation", *Geant4 Space User Workshop*, 2005
- 57: GEANT4 Team, *GEANT4 Physics Reference version 4.9.2*, 2008
- 58: Yasuda T., "Two-dimensional dose distribution of a miniature x-ray device for stereotactic radiosurgery", *Medical Physics*, Vol. 25, No. 7, July 1998, Part 1,
- 59: http://en.wikipedia.org/wiki/B%C3%A9zier_curve