



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

**Title:** Udział fizyki jądrowej w rozwiązywaniu problemów współczesnej radioterapii

**Author:** Adam Konefał

**Citation style:** Konefał Adam. (2011). Udział fizyki jądrowej w rozwiązywaniu problemów współczesnej radioterapii. Katowice : Wydawnictwo Uniwersytetu Śląskiego.



Uznanie autorstwa - Użycie niekomercyjne - Bez utworów zależnych Polska - Licencja ta zezwala na rozpowszechnianie, przedstawianie i wykonywanie utworu jedynie w celach niekomercyjnych oraz pod warunkiem zachowania go w oryginalnej postaci (nie tworzenia utworów zależnych).



UNIwersYTET ŚLĄSKI  
W KATOWICACH



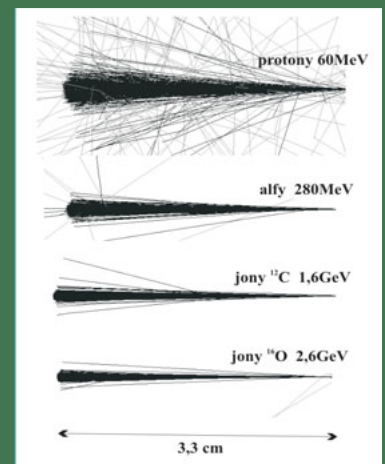
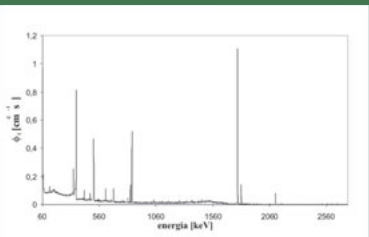
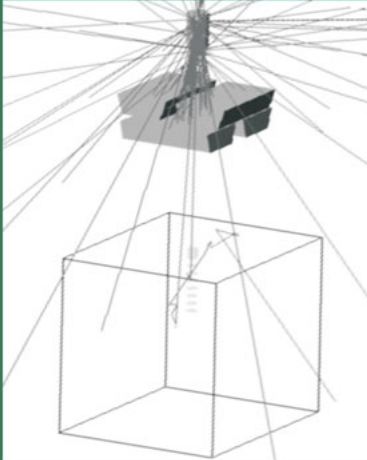
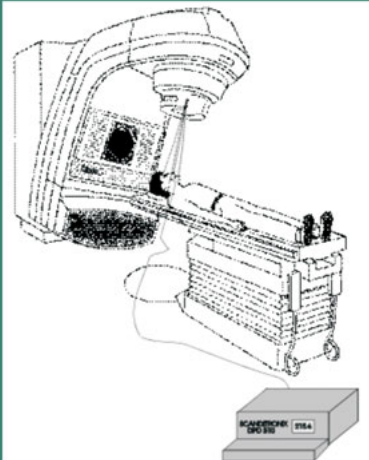
Biblioteka  
Uniwersytetu Śląskiego



Ministerstwo Nauki  
i Szkolnictwa Wyższego

Adam Konefał

# Udział fizyki jądrowej w rozwiązywaniu problemów współczesnej radioterapii



**Udział fizyki jądrowej  
w rozwiązywaniu problemów  
współczesnej radioterapii**



NR 2841

**Adam Konefał**

**Udział fizyki jądrowej  
w rozwiązywaniu problemów  
współczesnej radioterapii**

Wydawnictwo Uniwersytetu Śląskiego



Katowice 2011

Redaktor serii: Fizyka  
**Władysław Borgiel**

Recenzent  
**Maria Sokół**

Publikacja będzie dostępna — po wyczerpaniu nakładu — w wersji internetowej:

Śląska Biblioteka Cyfrowa  
**[www.sbc.org.pl](http://www.sbc.org.pl)**

# Spis treści

Od autora . . . . .	7
Wprowadzenie . . . . .	9
<b>1. Kontrola dawek promieniowania aplikowanych pacjentom w teleradioterapii . . . . .</b>	<b>15</b>
1.1. Dozymetria <i>in vivo</i> w teleradioterapii . . . . .	16
1.1.1. Procedura kalibracji detektorów w dozymetrii <i>in vivo</i> . . . . .	19
1.1.2. Analiza wyników pomiaru dawek promieniowania uzyskiwanych za pomocą dozymetrii <i>in vivo</i> . . . . .	24
1.2. Metody kontroli dawek promieniowania podawanych pacjentom w teleradioterapii realizowanej dynamiczną techniką modulacji intensywności wiązki . . . . .	26
1.3. Nowa metoda kontroli dawek promieniowania w teleradioterapii . . . . .	27
<b>2. Wyznaczanie widm energetycznych wiązek terapeutycznych generowanych przez liniowe akceleratory medyczne . . . . .</b>	<b>31</b>
2.1. Metody eksperymentalne stosowane do wyznaczania widm energetycznych wiązek terapeutycznych . . . . .	33
2.2. Wyznaczanie widm energetycznych wiązek terapeutycznych na podstawie symulacji komputerowych Monte Carlo . . . . .	34
2.2.1. GEANT4 — nowoczesne oprogramowanie do komputerowych symulacji procesów zachodzących w fizyce jądrowej . . . . .	36
2.2.2. Porównanie rozkładów dawek w wodzie zmierzonych i uzyskanych na drodze symulacji komputerowych . . . . .	37
2.2.3. Przykładowe widma energetyczne wiązki terapeutycznej generowanej przez liniowy akcelerator medyczny i analiza jakości wiązki . . . . .	39
<b>3. Zanieczyszczenie neutronami wysokoenergetycznych wiązek terapeutycznych stosowanych w teleradioterapii . . . . .</b>	<b>43</b>
3.1. Metody wyznaczania fluencji neutronów . . . . .	45

3.1.1.	Pomiar fluencji neutronów termicznych i rezonansowych metodą aktywności wzbudzonej . . . . .	46
3.1.2.	Zastosowanie symulacji komputerowych Monte Carlo do wyznaczenia widma energetycznego neutronów stanowiących zanieczyszczenie wiązki terapeutycznej . . . . .	51
3.2.	Oszacowanie dawki neutronowej otrzymywanej przez pacjentów leczonych wysokoenergetycznymi wiązkami promieniowania X w teleradioterapii . . . . .	55
<b>4.</b>	<b>Identyfikacja reakcji jądrowych zachodzących w pomieszczeniu do radioterapii . . . . .</b>	<b>57</b>
4.1.	Korelacja między fluencją neutronów a radioaktywnością wzbudzoną w pomieszczeniu do radioterapii . . . . .	67
4.2.	Optymalizacja budowy drzwi wejściowych pomieszczenia do teleradioterapii stosującej wysokoenergetyczne wiązki promieniowania X i elektronów . . . . .	69
<b>5.</b>	<b>Testowanie układu do radiochirurgii o nazwie Intrabeam, zwanego potocznie igłą fotonową . . . . .</b>	<b>81</b>
5.1.	Budowa i zasada działania układu Intrabeam . . . . .	82
5.2.	Analiza jakościowa promieniowania X wytwarzanego przez układ Intrabeam . . . . .	86
5.3.	Weryfikacja izotropii przestrzennej rozkładu dawek promieniowania X generowanego przez układ Intrabeam . . . . .	89
<b>6.</b>	<b>Badanie wpływu widma energetycznego i rozmycia przestrzennego wiązki protonowej stosowanej w terapii ciężkojonowej oka na rozkład dawki głębokościowej . . . . .</b>	<b>95</b>
6.1.	Metodyka badań . . . . .	97
6.2.	Analiza wyników symulacji komputerowych wiązki protonów . . . . .	98
<b>Literatura . . . . .</b>		<b>103</b>
Summary . . . . .		111
Zusammenfassung . . . . .		113



## Od autora

Niniejsza książka jest efektem mojej kilkunastoletniej pracy w Zakładzie Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań Uniwersytetu Śląskiego. Prowadzone przeze mnie badania, w których posługiwałem się metodami detekcji promieniowania jonizującego i technikami obliczeniowymi stosowanymi w fizyce jądrowej, obejmowały różne dziedziny radioterapii: dozymetrię, planowanie leczenia, brachyterapię, ochronę radiologiczną, terapię hadronową itp. Większość badań była prowadzona w ścisłej współpracy z fizykami pracującymi w Centrum Onkologii — Instytucie im. Marii Skłodowskiej-Curie w Gliwicach i w Wojewódzkim Szpitalu im. S. Leszczyńskiego w Katowicach, a ostatnio także z fizykami z Dolnośląskiego Centrum Onkologii we Wrocławiu i z Instytutu Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk w Krakowie-Bronowicach. Współpraca z Andrzejem Orlefem, Zbigniewem Maniakowskim, Markiem Szewczukiem, Włodzimierzem Łobodźcem i Marcinem Dybkiem zaowocowała wieloma ważnymi badaniami, których wyniki znalazły zastosowanie w praktyce klinicznej i były prezentowane na wielu konferencjach naukowych, a także zostały rozpowszechnione w licznych publikacjach. Część badań była realizowana w ramach grantów KBN (zarejestrowanych pod numerami: 8 T11E 013 15, 4 P05A 075 11).

Wszystkim osobom, które uczestniczyły w moich badaniach na różnych etapach ich realizacji i tym samym przyczyniły się do powstania niniejszej publikacji serdecznie dziękuję.



# Wprowadzenie

Fizyka jądrowa powstała na przełomie XIX i XX wieku. Jej początki sięgają 1895 roku, w którym W.C. Röntgen odkrył promieniowanie nazwane od jego nazwiska promieniowaniem rentgena, a zwane także promieniowaniem X. Nieco później odkryto promieniotwórczość naturalną. Często za początek fizyki jądrowej przyjmuje się odkrycie w 1911 roku przez E. Rutherforda jądra atomowego. Od tamtego czasu w fizyce jądrowej nastąpił olbrzymi rozwój metod eksperymentalnych dotyczących przyspieszania cząstek, wytwarzania energii i detekcji promieniowania jonizującego. Ostatnie trzydziestolecie dzięki rozwojowi technik komputerowych przyniosło również ogromny rozwój metod obliczeniowych, które znalazły szerokie zastosowanie w fizyce jądrowej. Fizyka jądrowa wywarła znaczący wpływ na rozwój cywilizacji, znajdując zastosowanie w różnych dziedzinach życia. Bez energii elektrycznej produkowanej w reaktorach jądrowych nie wyobrażamy sobie dzisiaj funkcjonowania rozwiniętych społeczeństw, bomby jądrowe zaś stanowią podstawę arsenałów militarnych wielu krajów. Można mnożyć przykłady zastosowania fizyki jądrowej. Jednym z ważniejszych jest radioterapia, obecnie jedna z najpowszechniej stosowanych metod leczenia nowotworów.

Celem radioterapii jest dostarczenie do objętości guza nowotworowego dawki promieniowania jonizującego, dostatecznie dużej do zabicia wszystkich komórek nowotworowych. Zasadniczym problemem jest uniknięcie nadmiernego napromieniowania tkanek zdrowych. W skrajnych przypadkach podanie zbyt dużej dawki poza obszar nowotworu może doprowadzić do powikłań popromiennych, a w ostateczności do martwicy tkanek zdrowych. Z kolei konsekwencją zaaplikowania choremu zbyt małej dawki może być nawrót choroby nowotworowej.

Rozwój techniki w zakresie wytwarzania i kolimacji wiązki promieniowania wykorzystywanego w radioterapii przyczynił się do zawężania obszaru napro-

mieniania bez utraty skuteczności leczenia. Prawdziwą rewolucją w radioterapii było zastosowanie akceleratorów liniowych wysokiej częstotliwości, w których do przyspieszania elektronów wykorzystuje się pola elektromagnetyczne o wysokiej częstotliwości i dużej mocy (SCHARF, 1994). Do opracowania tego typu akceleratorów przyczyniły się postępy poczynione w czasie drugiej wojny światowej w dziedzinie budowy magnetronów dla techniki radarowej (GINZTON i in., 1985). W 1946 roku D.W. Fry przedstawił pierwszy liniowy akcelerator o tzw. fali bieżącej (Anglia) (FRY i in., 1949). Rok później C.W. Miller, współpracując z dwoma firmami — Metropolitan Vickers Electrical Co. oraz Atomic Energy Research Establishment, skonstruował pierwszy liniowy akcelerator o tzw. fali stojącej, który został zainstalowany w londyńskim Hammer-smith Hospital (MILLER, 1954), gdzie w 1953 roku napromieniono pierwszego pacjenta (BEWLEY, 1985). W połowie lat sześćdziesiątych minionego wieku rozpoczęła się w radioterapii era liniowych akceleratorów, zwanych pospolicie liniowymi akceleratorami radioterapeutycznymi (medycznymi) lub krótko linakami. Liniowe akceleratory medyczne bardzo szybko zdominowały cały światowy rynek akceleratorów stosowanych w teleradioterapii<sup>1</sup>, a ich dominacja trwa do dziś. Współczesne linaki pozwalają na obrót głowicy o pełne 360° i wyposażone są w złożony ruchomy układ kolimacyjny, co w efekcie umożliwiło wprowadzenie do teleradioterapii nowych technik napromieniania, znacząco ograniczających napromieniany obszar do objętości nowotworu. Wzrosła między innymi energia wiązek terapeutycznych i zwiększył się zakres energetyczny generowanych wiązek, co w konsekwencji przełożyło się na znacznie korzystniejsze dla pacjentów charakterystyki rozkładu dawek. Weszły do powszechnego użycia trójwymiarowe techniki konformalne, początkowo realizowane za pomocą osłon ze stopu Wooda i filtrów klinowych, obecnie zastąpionych przez kolimatory wielolistkowe (ZHU, 2005; WONG, 2004). Współczesne liniowe akceleratory medyczne wyposażone są w kolimatory wielolistkowe umożliwiające ruch listków kolimatora, co pozwala stosować dynamiczne techniki napromieniania ze zmiennym kształtem pola (IMRT Collaborative Working Group, 2001).

Komputeryzacja oraz stosowanie algorytmów wspomagających pracę lekarzy i fizyków medycznych podniosły jakość leczenia i usprawniły pracę ośrodków onkologicznych. Systemy planowania leczenia są obecnie zaawansowanymi programami komputerowymi, które w coraz szerszym zakresie korzystają z metody Monte Carlo.

Wprowadzono wiele nowych rozwiązań konstrukcyjnych, pozwalających na przeprowadzanie wysokospecjalistycznych zabiegów terapeutycznych oraz stoso-

---

<sup>1</sup> Teleradioterapia polega na napromienianiu nowotworu wiązkami zewnętrznymi, w odróżnieniu np. od brachyterapii, w przypadku której źródła promieniowania wprowadza się do ciała pacjenta.

wanie zupełnie nowych metod napromieniania. Nową konstrukcją stanowi igła fotonowa, generująca promieniowania X o średniej energii wynoszącej około 20 keV, umożliwiającą napromienianie tkanki nowotworowej od środka guza nowotworowego. Podstawowym jej zastosowaniem jest napromienianie śródoperacyjne nowotworów mózgu (COLOMBO i in., 2001; YANCH i in., 1995; VAIDYA i in., 2006). Igła fotonowa stanowi doskonałą alternatywę dla współczesnej brachyterapii, gdyż może być umieszczana w jamach ciała, skąd może być prowadzone napromienianie (SARIN i in., 2005; TOBIAS i in., 2004).

Jedną z najnowszych metod radioterapii jest terapia ciężkojonowa, zwana również terapią hadronową (KRAT, 2000). W terapii hadronowej wiązkę terapeutyczną stanowi dobrze skolimowana wiązka protonów lub jonów węgla  $^{12}\text{C}$ . Cechą terapii ciężkojonowej jest specyficzny rozkład dawki w ciele pacjenta, dużo korzystniejszy niż w przypadku wiązek fotonowych i elektronowych stosowanych w tradycyjnej radioterapii.

Postęp, jaki nastąpił w radioterapii, zrodził jednak wiele nowych problemów, których dokładne poznanie, a w wielu wypadkach również częściowe lub całkowite rozwiązanie, jest możliwe tylko z zastosowaniem metod eksperymentalnych i obliczeniowych używanych w fizyce jądrowej. Celem niniejszej publikacji jest pokazanie udziału fizyki jądrowej w rozwiązywaniu problemów współczesnej radioterapii.

Zawężenie napromienianego obszaru w teleradioterapii oszczędza zdrowe tkanki znajdujące się w sąsiedztwie tkanek nowotworowych, wymaga jednak bardzo dokładnego ułożenia i unieruchomienia pacjenta oraz kontroli jego pozycji w trakcie seansu napromieniania. W związku z tym zostały wdrożone do praktyki klinicznej metody eksperymentalne zaczerpnięte z fizyki jądrowej, oparte na wykorzystaniu różnego typu detektorów promieniowania jonizującego, pozwalające kontrolować poprawność i powtarzalność przebiegu procesu napromieniania pacjenta. Jedną z podstawowych metod kontroli dawki aplikowanej pacjentowi jest metoda dozymetrii *in vivo* (ŁOBODZIEC i in., 1993, 1996; ADYEMI i in., 1997; ORLEF i in., 1998), omówiona w pierwszym rozdziale niniejszej pracy.

Współczesne systemy planowania leczenia uwzględniają bardzo dokładne trójwymiarowe obrazy anatomii pacjenta i lokalizacji nowotworu, wymagają jednak dokładnej znajomości wielu parametrów i charakterystyk, między innymi widma energetycznego wiązki terapeutycznej. Dokładnie wyznaczone widma stanowią cenne dane także dla konstruktorów akceleratorów medycznych. Ze względu na duże natężenie promieniowania w obrębie wiązek terapeutycznych i stosunkowo szeroki zakres energetyczny dokładne wyznaczenie widma nie jest łatwe. Istnieją metody eksperymentalne (LANDRY, 1991; FRANCOIS i in., 1997), jednak obecnie obowiązującym standardem jest wyznaczanie widma na podstawie obliczeń (symulacji) komputerowych, opartych na metodzie Monte Carlo (SHEIKH-BAGHERI i in., 2004; KONEFAŁ, ORLEF i in., 2010). Programy kom-

puterowe stosowane w takich obliczeniach korzystają często z oprogramowania stworzonego do projektowania eksperymentów fizyki jądrowej. Przykładem mogą tu być opracowane w CERN-ie biblioteki GEANT4 (KONEFAŁ, 2006). Problemy związane z wyznaczaniem widm energetycznych wiązek terapeutycznych zostały omówione w rozdziale drugim pracy.

Niepożądaną konsekwencją wzrostu energii promieniowania stosowanego w radioterapii jest zanieczyszczenie wiązek promieniowania X i elektronów promieniowaniem neutronowym. Neutrony wytwarzane są w reakcjach fotojądrowych ( $\gamma, n$ ) i elektrojądrowych ( $e, e'n$ ) wywoływanych przez fotony i elektrony wiązki terapeutycznej. Z uwagi na prawdopodobieństwo zajścia wspomnianych reakcji problem zanieczyszczenia neutronami dotyczy głównie wiązek promieniowania X o potencjale nominalnym wynoszącym co najmniej kilkanaście MV (Atomic Data and Nuclear Data Tables 1988; SCOTT, 1955). Zanieczyszczenie wiązek terapeutycznych neutronami powoduje, że pacjenci otrzymują dodatkową niepożądaną dawkę na całe ciało (KONEFAŁ i in., 2006), a ponadto reakcje jądrowe wywoływane przez neutrony są głównym czynnikiem indukującym radioaktywność w pomieszczeniu do radioterapii (KONEFAŁ i in., 2008; POLACZEK-GRELİK i in., 2009). W rozdziale trzecim i czwartym przedstawiono metody wyznaczania fluencji neutronów, a także identyfikacji powstałych radioizotopów i zachodzących reakcji jądrowych.

Igła fotonowa jest względnie nową technologią stosowaną w praktyce klinicznej od 1992 roku. Wczesne wersje tego urządzenia charakteryzowały się znaczącym spadkiem wydajności, pojawiającym się nawet w trakcie leczenia. Ta niedoskonałość igły fotonowej została szybko wyeliminowana (BIGGS i in., 2006; ARMOOGUM i in., 2007). Jednak uzyskanie jednorodnego rozkładu dawki w napromienianym obszarze wciąż pozostaje istotnym problemem (BEATTY i in., 1996; DINSMORE i in., 1996; YASUDA i in., 1998). W związku z tym ważne jest wykonanie pomiarów weryfikujących jednorodność rozkładu dawki dla każdej igły fotonowej stosowanej w praktyce klinicznej. Pomiary testujące układ Intrabeam — igłę fotonową firmy Photoelectron Corporation & Carl Zeiss Surgical, zostały zaprezentowane w rozdziale piątym niniejszej książki.

Spośród metod terapii hadronowej powszechnie stosowana, ze względu na wysoki poziom wyleczalności (od 90% do 95%), jest radioterapia protonowa czerniaka gałki ocznej. Obecnie jest to jedyna metoda leczenia tego złośliwego nowotworu, dająca szansę na całkowite wyleczenie (CIRRONE i in., 2006). Terapia taka wymaga bardzo dużej precyzji napromieniania guza, a także dokładnego określenia wpływu parametrów wiązki terapeutycznej, takich jak średnia energia i rozmycie energetyczne oraz przestrzenne wiązki protonów na rozkład dawki. Wyznaczenie zależności między parametrami wiązki protonowej a rozkładem dawki może być przeprowadzone za pomocą symulacji komputerowych opartych na metodzie Monte Carlo, zapewniającej wysoką jakość uzyskanych wyników. Zalecanym przez wielu naukowców (TANG SHI-BIAO i in., 2006;

MORÁVEK i in., 2009) oprogramowaniem do symulacji wiązek hadronowych metodą Monte Carlo są wspomniane wcześniej biblioteki GEANT4, powszechnie stosowane w fizyce jądrowej. Badania zależności między wymienionymi parametrami wiązki protonowej a rozkładem dawki, przeprowadzone za pomocą symulacji komputerowych opartych na oprogramowaniu GEANT4, stanowią treść rozdziału szóstego niniejszej publikacji.





## Kontrola dawek promieniowania aplikowanych pacjentom w teleradioterapii

Jednym z podstawowych warunków skuteczności radioterapii nowotworów jest zapewnienie zgodności dawki promieniowania zaaplikowanej pacjentowi z dawką zaplanowaną za pomocą systemu planowania leczenia. Wadliwe działanie aparatu terapeutycznego lub urządzeń dozymetrycznych, niedokładny pomiar wydajności aparatu terapeutycznego, niedostateczna precyzja systemu planowania leczenia, niestabilność ułożenia pacjenta w trakcie seansu napromieniania (RABINOWITZ i in., 1985; GOTEIN i in., 1975), a także zwykłe ludzkie pomyłki — mogą stać się przyczyną znacznych rozbieżności między dawką zaplanowaną a podaną, dochodzących nawet do kilkunastu procent (ŁOBODZIEC i in., 1993).

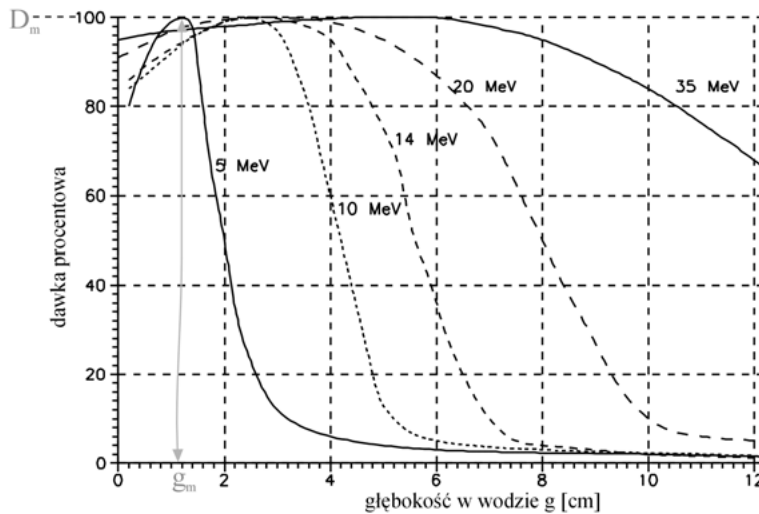
Obowiązujące w radioterapii normy zawarte w tzw. protokołach dozymetrycznych dopuszczają możliwość powstawania ewentualnych rozbieżności, lecz ich maksymalna wartość jest ściśle określona. Zgodnie z zaleceniami Międzynarodowej Agencji ds. Jednostek Radiologicznych i Pomiarów (ang. *International Commission on Radiation Units*), różnice między dawką zaplanowaną a podaną nie powinny przekraczać 5% (ICRU Report 24 1976). Niektórzy autorzy postulują nawet, aby w celu utrzymania wysokiego poziomu leczenia różnice te nie były większe niż 3,5% (MIJNHEER i in., 1987; BRAHME i in., 1988). Niewypełnienie wymienionych zaleceń powoduje gwałtowny spadek prawdopodobieństwa wyleczenia i niebezpieczeństwo nawrotu choroby nowotworowej. Szacuje się, że przy zmianie wartości dawki pochłoniętej w stosunku do dawki zaplanowanej o 1% prawdopodobieństwo wyleczenia zmniejsza się o około 3% (BRAHME, 1984). Niezgodności rzędu 10% mogą być przyczyną powstania ostrego odczynu popromiennego, prowadzącego do wystąpienia martwicy tkanek zdrowych lub do nawrotu pierwotnej choroby nowotworowej. Wymusza to konieczność precyzyjnego szacowania dawki aplikowanej choremu i dokładnego jej monitorowania. Pierwszy warunek powinien być spełniony przez stoso-

wanie współczesnych systemów planowania leczenia<sup>1</sup>. Natomiast doskonałym sprawdzianem dokładności podawania dawki choremu są bezpośrednie jej pomiary w trakcie seansu napromieniania, czyli tzw. dozymetria *in vivo* (ŁOBODZIEC i in., 1996; ADEYEMI i in., 1997). Dodatkowo dozymetria *in vivo* pozwala na ustalenie przyczyn i dokonanie korekty powstałych błędów.

Pomiary bezpośrednie dawki nie są warunkiem koniecznym do tego, aby radioterapia była prowadzona prawidłowo. Niemniej jednak są zalecane przez obowiązujące w radioterapii wytyczne, gdyż pozwalają uzyskać wysoką skuteczność napromieniania.

## 1.1. Dozymetria *in vivo* w teleradioterapii

Typowa dozymetria *in vivo* stosowana w teleradioterapii oparta jest na pomiarze tzw. dawki wejściowej  $D_{we}$ . Dawkę wejściową określa się jako dawkę w osi wiązki terapeutycznej w napromienianym ośrodku na głębokości dawki maksymalnej —  $g_m$ . Na rys. 1.1 przedstawiono przykładowe rozkłady dawek



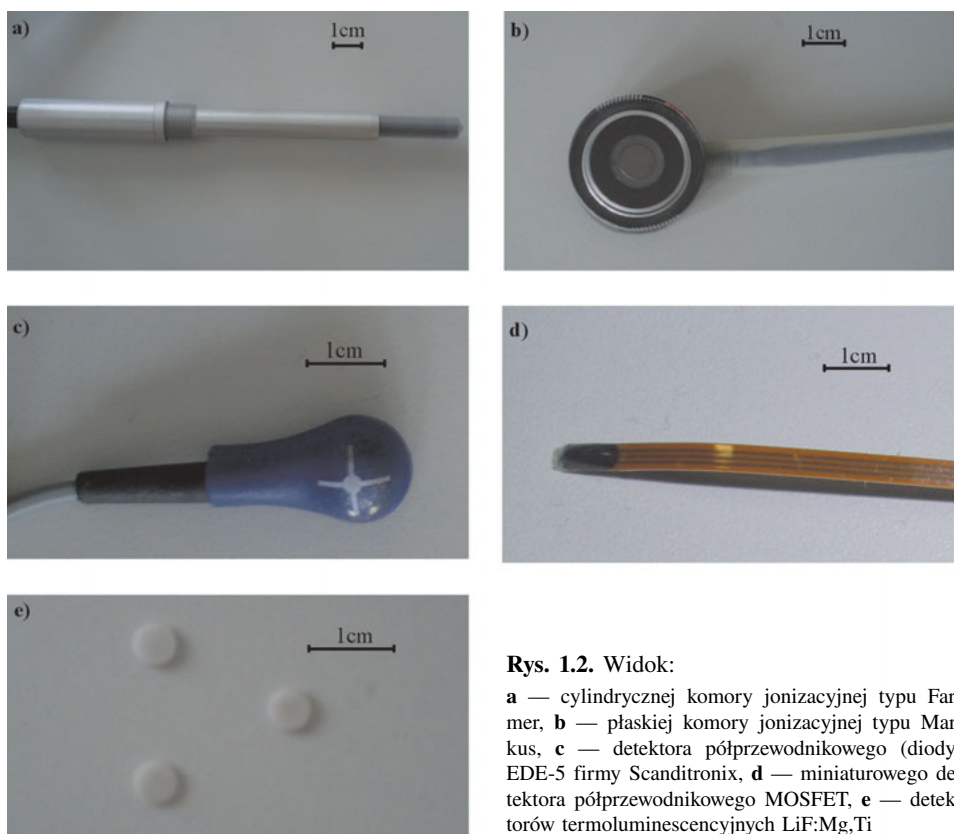
**Rys. 1.1.** Rozkład dawek głębokościowych w wodzie, w osi wiązek elektronowych o różnych energiach (KONEFAŁ, 1997)

Dawki zostały wyrażone w procentach jako tzw. dawki procentowe. Głębokość, na której dawka przyjmuje wartość maksymalną, tj. 100%, oznaczono jako  $g_m$  i zaznaczono strzałką dla wiązki o energii 5 MeV. Symbolem  $D_m$  oznaczono dawkę maksymalną. Wraz z energią wiązki zwiększa się głębokość  $g_m$

<sup>1</sup> Do najbardziej znanych systemów planowania leczenia w teleradioterapii należą: Eclipse, Cathplan, Helax, Platho i Therplan.

głębokościowych, tj. rozkłady dawek wzdłuż osi wiązki w wodzie, dla wiązek elektronowych o różnych energiach.

Zgodnie z obowiązującymi standardami, pomiar dawki maksymalnej wykonywany jest za pomocą powietrznych komór jonizacyjnych w fantomie wodnym<sup>2</sup>. Dokładne zalecenia dotyczące zarówno pomiaru dawki głębokościowej, jak i typu komory (rys. 1.2a i b), która powinna być zastosowana do danego rodzaju wiązki terapeutycznej i energii promieniowania, zawarte są w raportach Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej (ang. *International Atomic Energy Agency*) (IAEA 1987 i 2000) i Amerykańskiego Stowarzyszenia Fizyków w Medycynie (ang. *American Association of Physicists in Medicine*) (AAPM 1991). W praktyce dozymetria *in vivo* realizowana jest w następujący sposób: na ciele pacjenta, w środku pola napromieniowania, umieszcza się nieduży de-

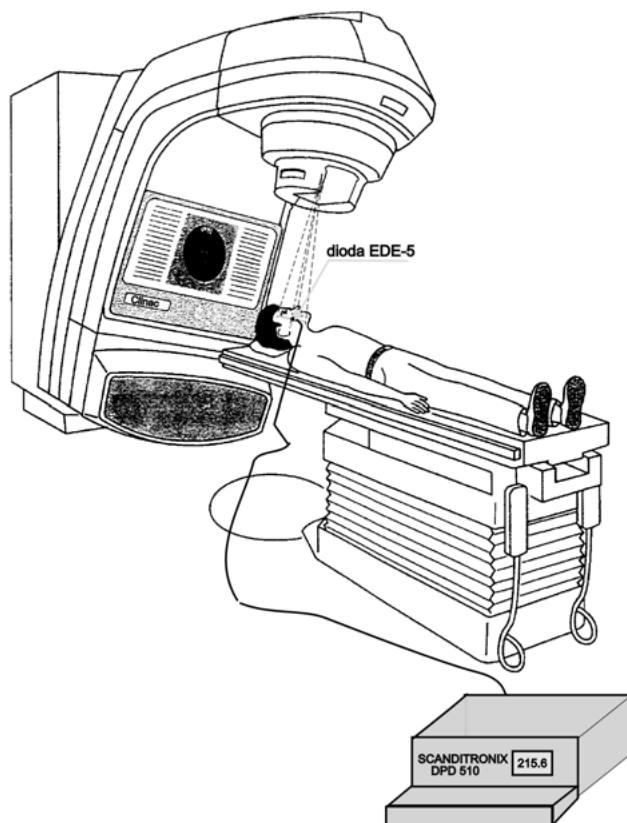


**Rys. 1.2.** Widok:

**a** — cylindrycznej komory jonizacyjnej typu Farmer, **b** — płaskiej komory jonizacyjnej typu Markus, **c** — detektora półprzewodnikowego (diody) EDE-5 firmy Scanditronix, **d** — miniaturowego detektora półprzewodnikowego MOSFET, **e** — detektorów termoluminescencyjnych LiF:Mg,Ti

<sup>2</sup> Woda i tkanka biologiczna mają podobne wartości masowych współczynników absorpcji i liniowych współczynników osłabienia. Rozkład promieniowania w obu tych ośrodkach jest więc bardzo podobny.

tektor<sup>3</sup>. W dozymetrii *in vivo* stosuje się najczęściej dwa typy detektorów: detektory termoluminescencyjne (TLD) (ŁOBODZIEC i in., 1993) i detektory półprzewodnikowe (ŁOBODZIEC i in., 1996), w tym miniaturowe detektory półprzewodnikowe — MOSFET (DYBEK i in., 2004) (rys. 1.2c—e). Szczegółowy opis budowy detektorów stosowanych w dozymetrii *in vivo* jest zawarty w raporcie dozymetrycznym AAPM z 2005 roku (AAPM 2005).



**Rys. 1.3.** Bezpośredni pomiar dawki metodą dozymetrii *in vivo*. Podczas pomiaru półprzewodnikowa dioda jest umieszczona na skórze pacjenta w centrum pola napromieniowania (KONEFAŁ, ORLEF, ŁOBODZIEC, MANIAKOWSKI, MATLAS, 1998)

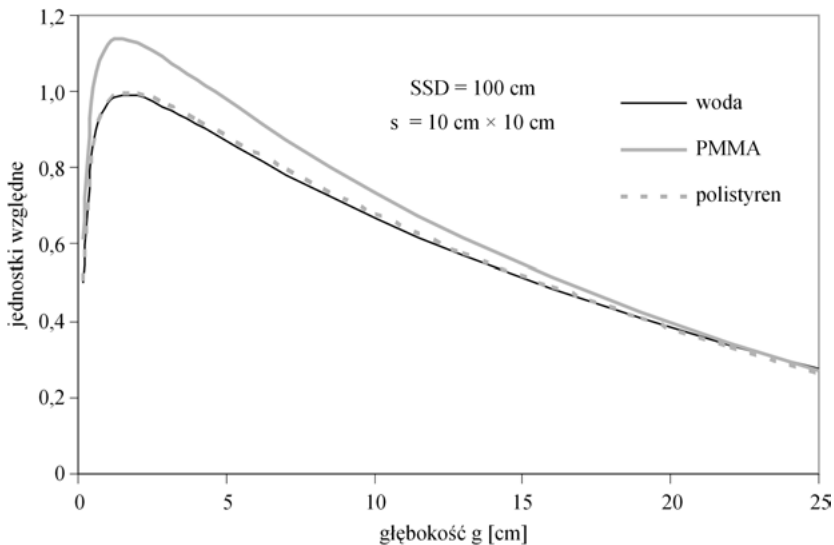
Dioda mocowana jest za pomocą zwykłego plastra tak, aby jej powierzchnia ściśle przylegała do ciała. Sygnał z detektora przesyłany jest cienkim kablem do elektrometru, gdzie jest natychmiast przetwarzany i wyświetlany na monitorze w postaci cyfrowej

<sup>3</sup> Mimo niewielkich rozmiarów detektorów stosowanych w dozymetrii *in vivo* (zob. rys. 1.2c—e), rozkład dawek bezpośrednio pod detektorem umieszczonym na skórze pacjenta zostaje zaburzony. Zaburzenie jest szczególnie duże dla wiązek elektronowych, powoduje zmniejszenie dawki nawet o kilkanaście procent. Dlatego w przypadku wiązek elektronowych rzadko kontroluje się dawkę aplikowaną choremu więcej niż dwa razy, tj. pomiar dawki wykonuje się w trakcie dwóch seansów napromieniania, gdy cała terapia składa się z kilkunastu seansów.

Dozymetria *in vivo* realizowana za pomocą detektorów półprzewodnikowych ma dodatkową, niezwykle istotną zaletę: pozwala określić wartość dawki zaaplikowanej pacjentowi natychmiast po zakończeniu seansu napromieniania chorego. Nie pozwalają na to detektory termoluminescencyjne. Zasada dozymetrii *in vivo* wykonywanej za pomocą detektorów półprzewodnikowych firmy Scanditronix przedstawiona jest na rys. 1.3.

### 1.1.1. Procedura kalibracji detektorów w dozymetrii *in vivo*

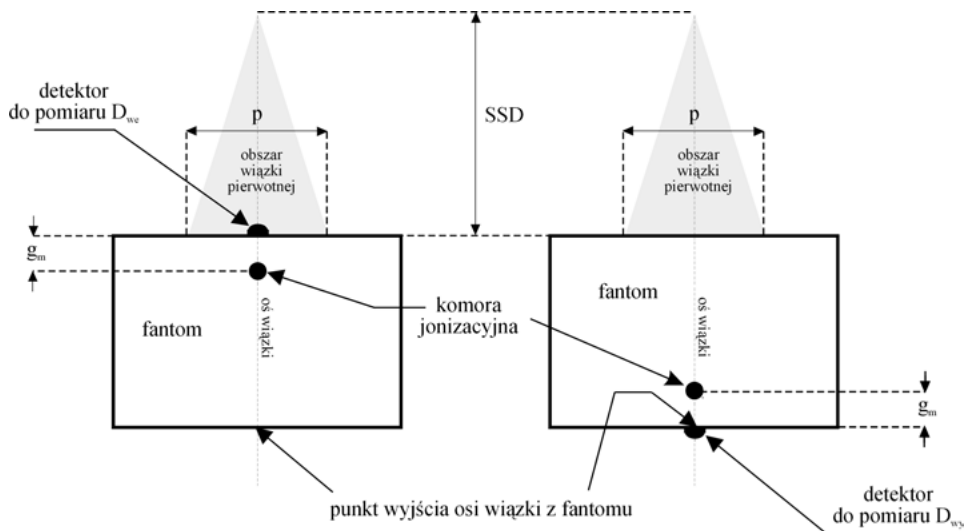
Aby detektor umieszczony na skórze pacjenta dostarczał informacje o dawce wejściowej  $D_{we}$ , musi zostać odpowiednio wykalibrowany. Kalibrację detektorów stosowanych w dozymetrii *in vivo* przeprowadza się za pomocą pomiarów, w których wykorzystuje się fantomy. Ze względów praktycznych powszechnie stosuje się fantomy tkankopodobne wykonane z tworzywa sztucznego. Na rys. 1.4 zestawiono rozkłady dawek wzdłuż osi wiązki w różnych materiałach fantomowych. Wartości dawek w fantomie wykonanym z PMMA ( $[-CH_2-C(CH_3)(COOCH_3)-]_n$ ,  $1,18 \text{ g/cm}^3$ ) znacznie odbiegają od wartości dawek w wodzie. Natomiast fantomy wykonane z polistyrenu ( $[-CH(C_6H_5)-CH_2-]_n$ ,  $1,05 \text{ g/cm}^3$ ) z powodzeniem mogą być stosowane zamien-



**Rys. 1.4.** Rozkłady dawek głębokościowych w wodzie, PMMA i polistyrenie w osi wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 6 MV, obliczone metodą Monte Carlo (z badań własnych, materiały niepublikowane)

nie z fantomami wodnymi. Współczynniki korekcyjne dla fantomów z tworzyw sztucznych i różnego typu komór jonizacyjnych można znaleźć w pracach J. Seuntjensa (SEUNTJENS i in., 2005) i Fujio Araki (FUJIO ARAKI i in., 2009). W przypadku wiązek elektronowych pojawia się dodatkowa komplikacja, polegająca na tym, że w trakcie przechodzenia elektronów przez tworzywo sztuczne będące dobrym izolatorem powstają w nim lokalne pola elektryczne, mogące wpływać na pracę detektorów (GALBRAITH i in., 1984).

Zasadę pomiarów kalibracyjnych prezentuje rys. 1.5. Fantom tkankopodobny znajduje się w polu wiązki. Na powierzchni fantomu, w osi wiązki, umieszcza się detektor TLD lub detektor półprzewodnikowy. Natomiast na głębokości dawki maksymalnej w fantomie, również w osi wiązki, umieszcza się komorę jonizacyjną. Na przykład w przypadku wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 6 MV komora jonizacyjna powinna znajdować się na głębokości 1,5 cm, natomiast w przypadku wiązki 20 MV — na głębokości 3 cm, a dla promieniowania  $\gamma$  z bomby kobaltowej — na głębokości 0,5 cm. Z kolei dla wiązek elektronowych o energiach 6 MeV, 9 MeV i 12 MeV głębokości, na których powinna być umieszczona komora jonizacyjna, wynoszą odpowiednio:



**Rys. 1.5.** Schemat układu pomiarowego do kalibracji detektorów stosowanych w dozymetrii *in vivo* do pomiarów dawki wejściowej  $D_{we}$  (po lewej stronie) i dawki wyjściowej  $D_{wy}$  (po prawej stronie)

Detektor kalibrowany do pomiaru dawki wejściowej znajduje się w środku kwadratowego pola napromienienia o boku  $p$ , w osi wiązki terapeutycznej, w odległości  $SSD$  (*Source-Surface Distance*) od źródła wiązki. Natomiast detektor do pomiaru dawki wyjściowej umieszczony jest na powierzchni fantomu, w osi wiązki promieniowania, od strony jej wyjścia z fantomu. Komorę jonizacyjną umieszcza się w osi wiązki, w fantomie tkankopodobnym, w odległości  $g_m$  od jego powierzchni, od strony wlotu wiązki do fantomu bądź od strony wylotu wiązki z fantomu. Ze względu na fakt, że rozkład dawek bezpośrednio pod kalibrowanym detektorem zostaje zaburzony, pomiar dawki maksymalnej komorą jonizacyjną wykonywany jest po usunięciu detektora z powierzchni fantomu

1,5 cm, 2 cm i 3 cm. Współczynnik kalibracyjny detektora  $F_{we}$  przyjmuje następującą postać:

$$F_{we} = \frac{D_{we, kom}}{R_{we, det}},$$

gdzie  $D_{we, kom}$  oznacza dawkę zmierzoną komorą jonizacyjną umieszczoną w osi wiązki promieniowania, na głębokości  $g_m$ , w fantomie tkankopodobnym, przy czym pomiar musi być wykonany zgodnie z zaleceniami Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej.  $R_{we, det}$  to odczyt wskazania detektora umieszczonego w osi wiązki promieniowania na powierzchni fantomu, odpowiadający dawce  $D_{we, kom}$ , tj. uzyskany dla takich samych warunków napromieniowania i takiej samej liczby jednostek monitorowych promieniowania, jak pomiar wykonany komorą jonizacyjną. Jeśli stosujemy detektor półprzewodnikowy, to wskazanie detektora odczytujemy z monitora odpowiedniego elektrometru. Natomiast w przypadku detektorów termoluminescencyjnych informacje o wskazaniu detektora dostarcza czytnik detektorów TLD. Dawkę wejściową u chorego można wyznaczyć, mnożąc odczyt wskazania detektora umieszczonego na skórze w osi wiązki promieniowania przez wartość współczynnika kalibracyjnego  $F_{we}$  wyznaczonego w pomiarach fantomowych.

Dla wiązek fotonowych można dodatkowo wyznaczyć tzw. dawkę wyjściową  $D_{wy}$ , którą określa się jako wartość dawki w osi wiązki promieniowania w odległości  $g_m$  od punktu wyjścia osi wiązki z napromienianej objętości (zob. rys. 1.5). Dawkę wyjściową  $D_{wy}$  u chorego wyznacza się na podstawie odczytu detektora umieszczonego na skórze w osi wiązki terapeutycznej, od strony jej wyjścia z napromienianej objętości ciała, mnożąc wartość tego odczytu przez współczynnik kalibracyjny  $F_{wy}$ , wyznaczany i wyrażany analogicznie jak dla dawki wejściowej:

$$F_{wy} = \frac{D_{wy, kom}}{R_{wy, det}},$$

gdzie  $D_{wy, kom}$  oznacza dawkę wyjściową, zmierzoną komorą jonizacyjną umieszczoną w osi wiązki promieniowania w fantomie tkankopodobnym, w odległości  $g_m$  od punktu wyjścia osi wiązki z fantomu, przy czym, oczywiście, pomiar musi być wykonany zgodnie z zaleceniami Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej.  $R_{wy, det}$  to odczyt wskazania detektora, odpowiednio umieszczonego na powierzchni fantomu, w osi wiązki terapeutycznej od strony jej wyjścia z fantomu, odpowiadający dawce  $D_{wy, kom}$ .

W celu usystematyzowania procedury kalibracji współczynnik kalibracyjny jest wyznaczany w pewnych warunkach nazywanych warunkami kalibracyjnymi (standardowymi), określonych przez zespół następujących parametrów: kwa-

dratowe pole napromieniowania o boku  $p = 10$  cm (wielkość pola  $s_0 = 10$  cm  $\times$  10 cm), odległość między źródłem wiązki a powierzchnią fantomu  $SSD_0$  (ang. Source — Surface Distance) = 100 cm, kąt między osią wiązki a normalną do podstawy detektora  $\phi_0 = 0^\circ$ . W przypadku detektorów półprzewodnikowych dodatkowo warunki kalibracyjne obejmują temperaturę powierzchni fantomu  $T_0$  w czasie przeprowadzania kalibracji, ponieważ odpowiedź detektorów opartych na półprzewodnikach silnie zależy od temperatury materiału półprzewodnikowego.

Natomiast dla warunków odbiegających od warunków kalibracyjnych wprowadza się odpowiednie poprawki w postaci współczynników korekcyjnych związanych z wielkością pola napromieniowania  $s$ , odległością  $SSD$ , kątem  $\phi$  między osią wiązki a normalną do podstawy detektora i ewentualnie temperaturą  $T$  powierzchni, na której znajduje się detektor, jeśli stosujemy detektory półprzewodnikowe. W ogólności współczynnik kalibracyjny wyraża się jako iloczyn współczynnika kalibracyjnego, odpowiadającego warunkom kalibracyjnym, i odpowiednich współczynników korekcyjnych:

$$F(s, SSD, \phi, T)_{we(wy)} = F(s_0, SSD_0, \phi_0, T_0)_{we(wy)} \cdot C(s)_{we(wy)} \cdot C(SSD)_{we(wy)} \cdot C(\phi)_{we(wy)} \cdot C(T)_{we(wy)},$$

przy czym

$$C(s)_{we(wy)} = \frac{F(s, SSD_0, \phi_0, T_0)_{we(wy)}}{F(s_0, SSD_0, \phi_0, T_0)_{we(wy)}},$$

$$C(SSD)_{we(wy)} = \frac{F(s_0, SSD, \phi_0, T_0)_{we(wy)}}{F(s_0, SSD_0, \phi_0, T_0)_{we(wy)}},$$

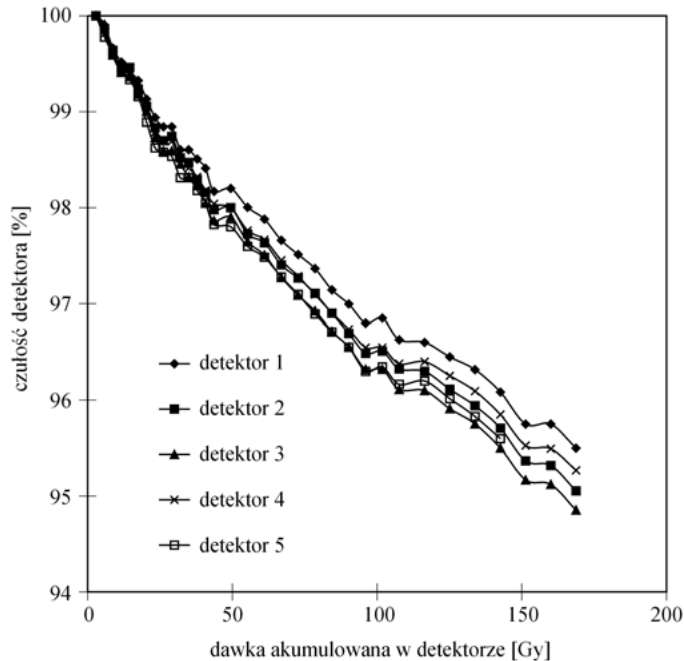
$$C(\phi)_{we(wy)} = \frac{F(s_0, SSD_0, \phi, T_0)_{we(wy)}}{F(s_0, SSD_0, \phi_0, T_0)_{we(wy)}},$$

$$C(T)_{we(wy)} = \frac{F(s_0, SSD_0, \phi_0, T)_{we(wy)}}{F(s_0, SSD_0, \phi_0, T_0)_{we(wy)}},$$

gdzie parametry występujące w nawiasie określają zakres warunków, dla których został wyznaczony odpowiedni współczynnik korekcyjny. W przypadku wiązek promieniowania modyfikowanych filtrem klinowym trzeba zbadać także wpływ klina na wartość współczynnika kalibracyjnego i uwzględnić go przez odpowiedni współczynnik korekcyjny. Istotną kwestią jest także określenie zmiany czułości detektorów następującej wraz z akumulowaną dawką promie-



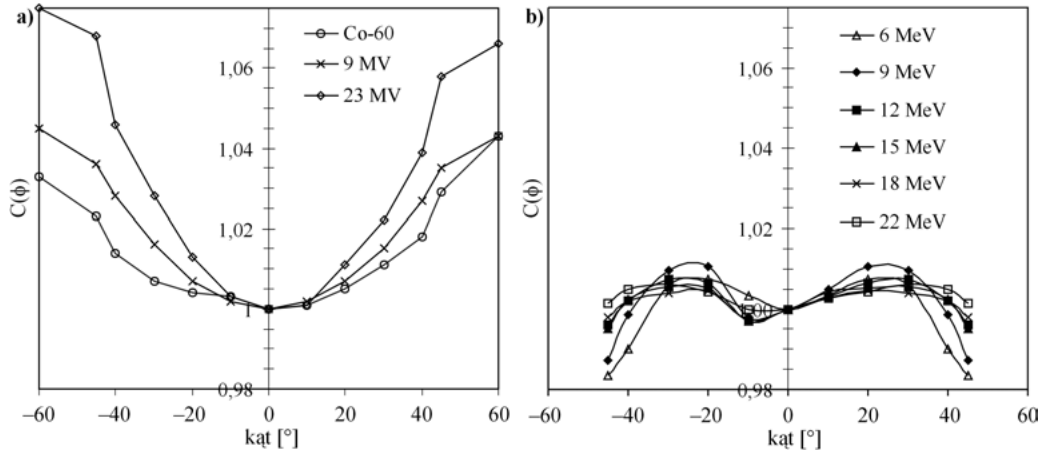
niowania. Efekt ten dotyczy przede wszystkim detektorów półprzewodnikowych i zachodzi na skutek uszkodzeń radiacyjnych materiału półprzewodnika lub w przypadku wiązek elektronowych w wyniku wzbogacania materiału półprzewodnika w elektrony. Dodatkowo, w przypadku detektorów mających obudowę z tworzywa sztucznego przylegającą do materiału półprzewodnikowego, w obudowie mogą się pojawiać pola elektryczne wpływające na pracę detektora. Na rys. 1.6 przedstawiono zależność czułości półprzewodnikowych detektorów EDE-5 od dawki akumulowanej.



**Rys. 1.6.** Zależność czułości półprzewodnikowych detektorów EDE-5 od dawki akumulowanej (ORLEF, KONEFAŁ, ŁOBODZIEC, MANIAKOWSKI, ZIPPER, 1998; badania realizowane w ramach grantu KBN, zarejestrowanego pod numerem 4.P05A.071.11)

Czułość początkową detektorów (tj. bezpośrednio po otrzymaniu detektorów od producenta) przyjęto jako 100%. Detektory stosowano wyłącznie do pomiarów dawek dla wiązek elektronowych

Ogólnie nawet detektory tego samego typu mogą wykazywać znaczące różnice pod względem wartości zarówno współczynników kalibracyjnych, jak i korekcyjnych. W związku z tym konieczne jest oznaczenie detektorów używanych w dozymetrii *in vivo* i wykalibrowanie każdego detektora przed zastosowaniem go w praktyce klinicznej. Ponadto ten sam detektor może mieć różne charakterystyki w zależności od rodzaju i energii wiązki. Na rys. 1.7 przedstawiono charakterystykę kątową półprzewodnikowego detektora EDE-5 dla różnych wiązek terapeutycznych.



**Rys. 1.7.** Charakterystyka kątowna, tj. zależność współczynnika korekcyjnego  $C(\phi)$  od kąta między osią wiązki a normalną do podstawy detektora, dla wybranej diody EDE-5 (ORLEF, KONEFAŁ, ŁOBODZIEC, MANIAKOWSKI, ZIPPER, 1998, badania realizowane w ramach grantu KBN zarejestrowanego pod numerem 4 P05A 071 11) dla:

**a** — trzech wiązek fotonowych, **b** — sześciu wiązek elektronowych

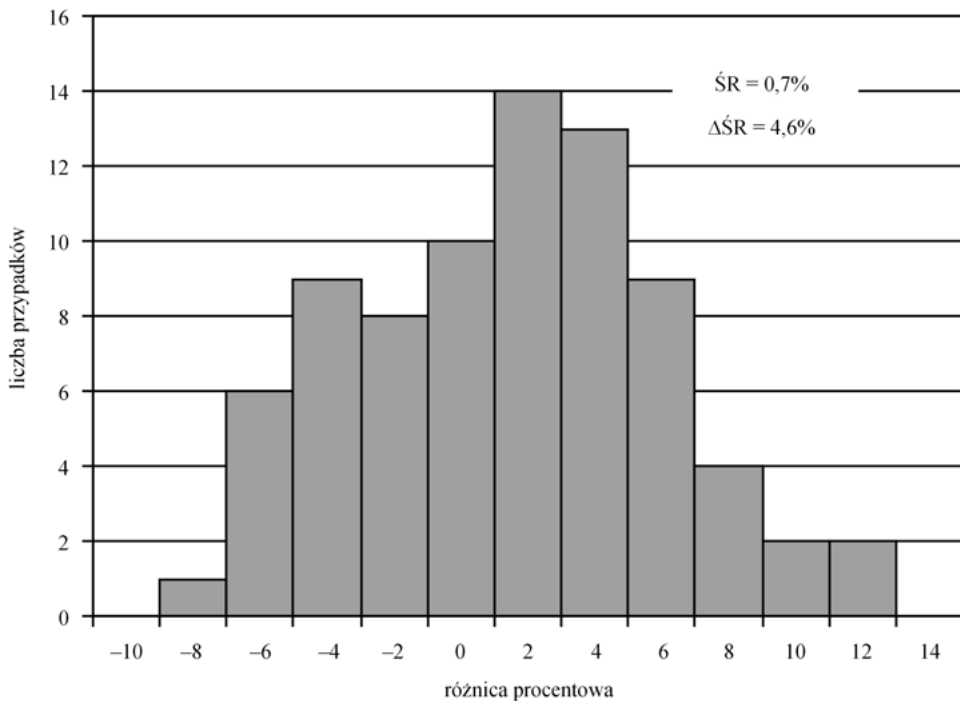
W przypadku nieregularnych pól napromieniowania, jakie stosowane są na przykład w konformalnych technikach napromieniania, nie wyznacza się współczynników korekcyjnych. Stosuje się natomiast indywidualny współczynnik kalibracyjny dla każdego detektora i pola napromieniowania.

### 1.1.2. Analiza wyników pomiaru dawek promieniowania uzyskiwanych za pomocą dozymetrii *in vivo*

Wyniki pomiarów dawek promieniowania za pomocą dozymetrii *in vivo* opisanej w poprzednich rozdziałach przedstawiane są najczęściej w postaci histogramu różnic procentowych między dawką zmierzoną w trakcie napromieniania chorego a dawką zaplanowaną za pomocą systemu planowania leczenia. W przypadku gdy w procesie napromieniania nie występuje błąd systematyczny, dla odpowiednio dużej liczby przypadków rozkład wspomnianych różnic będzie dążył do rozkładu normalnego. Wówczas, dopasowując do rozkładu funkcję Gaussa, możemy wyznaczyć wartość średnią i szerokość połówkową rozkładu lub odchylenie standardowe wartości średniej. Wymienione parametry są miarą zgodności między dawką zaaplikowaną choremu a dawką zaplanowaną przez system planowania leczenia. Przesunięcie rozkładu lub zaburzenie jego kształtu świadczy o występowaniu błędu systematycznego bądź to w po-

miarach dawki, bądź to w planowaniu leczenia lub w procesie napromieniania pacjenta. Zasadnicze czynniki wpływające na dokładność podania dawki choremu zostały omówione w rozdziale pierwszym niniejszej pracy.

Na rys. 1.8 przedstawiono wyniki pomiarów dawki wejściowej dla grupy 78 pacjentów ze zmianami nowotworowymi zlokalizowanymi w obrębie szyi, ścianki klatki piersiowej i płuc, napromienianych wiązkami elektronowymi o energiach: 9 MeV, 12 MeV i 15 MeV. Wartość średnia uzyskanego rozkładu wynosi  $\bar{SR} = 0,7\%$ , odchylenie standardowe wartości średniej  $\Delta\bar{SR} = 4,6\%$ , a wartości skrajne różnic procentowych między dawką podaną a zaplanowaną  $-8\%$  i  $12\%$ . Maksymalna nieokreśloność pojedynczego pomiaru dla prezentowanych wyników nie przekracza  $3,9\%$ . Dokładna analiza przypadków największych różnic między dawką zaplanowaną a podaną choremu pozwoliła stwierdzić, że głównym źródłem rozbieżności jest niedokładność wyliczania dawek elektronowych przez system planowania leczenia Cathplan. Dawki mogą być zarówno zawyżane, jak i zaniżane, co w efekcie nie powoduje znaczącego przesunięcia rozkładu, a jedynie zwiększa jego szerokość.



**Rys. 1.8.** Histogram różnic procentowych między dawką zmierzoną za pomocą półprzewodnikowych detektorów EDE-5 a dawką zaplanowaną za pomocą systemu planowania leczenia Cadplan (KONEFAŁ, 1999, badania realizowane w ramach grantu KBN zarejestrowanego pod numerem 4 P05A 071 11; zob. także ŁOBODZIEC i in., 1998)

Różnice zostały wyrażone jako procent dawki zaplanowanej

## 1.2. Metody kontroli dawek promieniowania podawanych pacjentom w teleradioterapii realizowanej dynamiczną techniką modulacji intensywności wiązki

Zaprezentowana w poprzednich rozdziałach metoda kontroli dawek aplikowanych pacjentom w teleradioterapii oparta na dozymetrii *in vivo*, realizowanej za pomocą detektorów termoluminescencyjnych lub półprzewodnikowych, jest obecnie stosowana rutynowo w radioterapii bazującej na niezmiennej w czasie intensywności wiązki. Taki sposób kontroli dawek okazuje się jednak trudny do realizacji w przypadku dynamicznej techniki modulacji intensywności wiązki (ang. *Intensity Modulated Radiation Therapy*). Podstawowa trudność polega na tym, że dawka w polu napromieniania może być bardzo zróżnicowana. W przypadku techniki dynamicznej weryfikacji podlegają plany leczenia, tj. rozkład dawek naniesiony na obraz przekroju ciała chorego w obszarze, w którym występują zmiany nowotworowe. Podstawowym sposobem weryfikacji planów leczenia dla techniki z modulowaną intensywnością wiązki jest wykonanie w trakcie pierwszego seansu napromieniania chorego zdjęć weryfikacyjnych za pomocą portali złożonych z zespołu komór jonizacyjnych lub krzemowych detektorów półprzewodnikowych (np. GREER i in., 2003). Portal detektorów stanowi obecnie podstawowe wyposażenie większości akceleratorów medycznych. W trakcie seansu napromieniania portal detektorów umieszczony jest pod ciałem pacjenta, bezpośrednio pod napromienianym obszarem, po przeciwnej stronie pacjenta niż źródło wiązki. Portal rejestruje promieniowanie wiązki terapeutycznej przechodzącej przez ciało chorego w postaci obrazu cyfrowego<sup>4</sup>. Uzyskany obraz porównywany jest z analogicznym obrazem otrzymanym z symulatora<sup>5</sup> (tzw. obrazem odniesienia). Często jednak poruszający się w trakcie napromieniania układ kolimatorów listkowych (ang. *MultiLeaf Collimator*) może powodować częściowe przysłonięcie struktur pacjenta. W efekcie cyfrowe zdjęcia portalowe nie zawierają pełnej informacji o geometrii ułożenia pacjenta. W takiej sytuacji do planów leczenia dodaje się dwa statyczne pola weryfika-

---

<sup>4</sup> Dawniej wykonywano analogowe zdjęcia rentgenowskie za pomocą filmów dozymetrycznych umieszczonych w trakcie napromieniania analogicznie do portalu detektorów.

<sup>5</sup> Symulator jest obecnie podstawowym urządzeniem stosowanym w planowaniu leczenia. Ma wbudowaną lampę rentgenowską. Geometria wiązki w symulatorze kształtowana jest w taki sam sposób, jak w akceleratorze. W czasie symulacji wykonywane są kontrolne zdjęcia rentgenowskie, które porównywane są z trójwymiarowym komputerowym modelem pacjenta, zawierającym także przestrzenny rozkład dawek. Komputerowy model pacjenta często otrzymywany jest jako efekt fuzji obrazów uzyskanych techniką tomografii pozytonowej, rezonansu magnetycznego i tomografii komputerowej. W efekcie takiego porównania informacje geometryczne planu leczenia są nanoszone na ciało lub maskę pacjenta. Zaznacza się izocentrum planu leczenia, punkty centrowania, granice wiązek i granice ustalonych osłon.

cyjny leżące w płaszczyznach do siebie prostopadłych. Na ich bazie tworzy się obrazy porównywane z obrazami z symulatorów.

Metoda oparta na zdjęciach portalowych może być także stosowana w statycznych technikach napromieniania. Jednak w przeciwieństwie do opisanej wcześniej metody dozymetrii *in vivo*, metoda portalowa nie nadaje się do kontroli dawki w przypadku napromieniania całego ciała (ang. *Total Body Irradiation*).

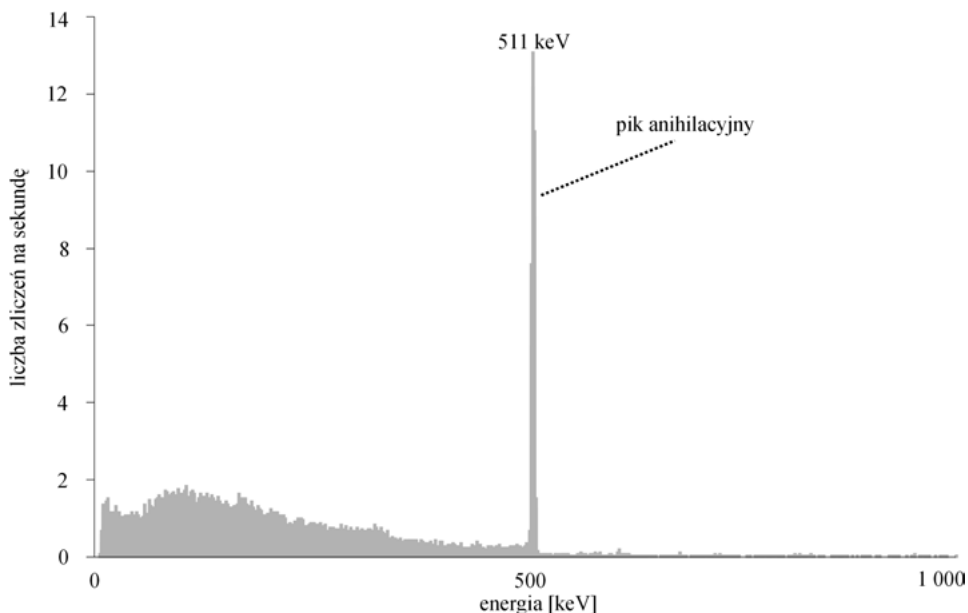
### 1.3. Nowa metoda kontroli dawek promieniowania w teleradioterapii

Aktualnie prowadzone przez Zakład Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań UŚ we współpracy z Centrum Onkologii w Gliwicach i Szpitalem Wojewódzkim w Katowicach badania w zakresie kontroli dawek aplikowanych pacjentom pozwoliły zaobserwować występowanie korelacji między radioaktywnością wzbudzoną w ciele chorego napromienianego wysokoenergetycznymi wiązkami promieniowania X a podaną dawką. Na rys. 1.9 przedstawiono widmo promieniowania  $\gamma$  emitowanego przez pacjenta po zakończeniu seansu napromieniania wiązką promieniowania X o potencjale nominalnym 20 MV. Widoczny jest duży pik odpowiadający energii 511 keV, pochodzący z anihilacji pozytonów. Źródłem pozytonów są radioizotopy emitujące promieniowanie  $\beta^+$  i radioizotopy emitujące fotony o energiach większych od 1 022 keV — energii odpowiadającej podwójnej spoczynkowej masie elektronu<sup>6</sup>. Radioizotopy powstają w reakcjach fotojądrowych ( $\gamma, n$ ) wywołanych przez wysokoenergetyczne fotony wiązki terapeutycznej i w reakcjach wychwytu neutronów ( $n, \gamma$ ) (por. rozdz. 3 i 4). Pole pod pikiem anihilacyjnym okazuje się proporcjonalne do dawki terapeutycznej. Fakt ten pozwala wyznaczyć dawkę zaaplikowaną pacjentowi na podstawie pomiaru i analizy widma promieniowania gamma emitowanego przez pacjenta bezpośrednio po zakończeniu seansu napromieniania. Można określić korelację między polem pod pikiem anihilacyjnym a na przykład dawką maksymalną. Następnie na podstawie wyznaczonej zależności można weryfikować wartości dawek aplikowanych pacjentom.

Badania przeprowadzone na kościach ssaków (POLACZEK-GRELİK i in., 2006, 2009) pozwoliły częściowo zidentyfikować radioizotopy powstające w ciele pacjenta w trakcie teleradioterapii wysokoenergetycznymi wiązkami promieniowania X, a także dostarczyły wielu informacji przydatnych do opracowania opi-

---

<sup>6</sup> Foton o energii większej od 1 022 keV może kreować w pobliżu jądra atomowego parę elektron — pozyton.

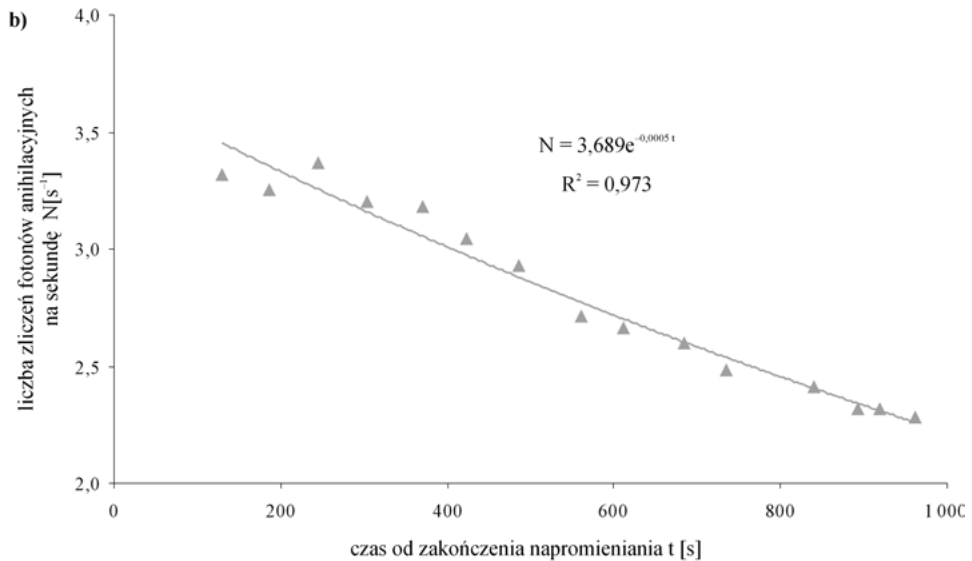
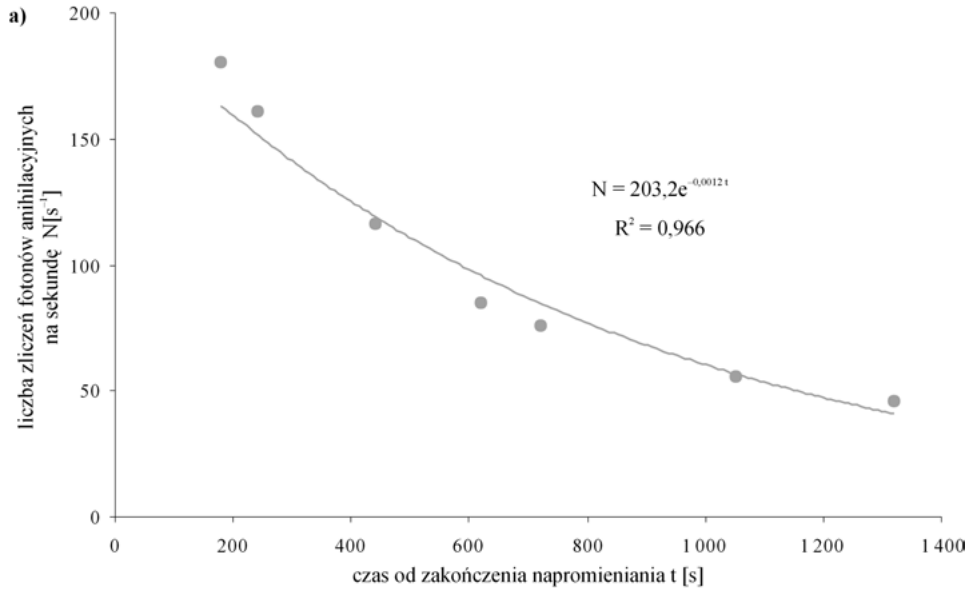


**Rys. 1.9.** Widmo promieniowania gamma emitowane przez pacjenta kilka minut po zakończeniu napromieniania obszaru płuc wiązką promieniowania X — 20 MV (dawka zaaplikowana: 2 Gy na guz) (z badań własnych, materiały niepublikowane)

Pomiar widma wykonano za pomocą detektora germanowego HPGe firmy ORTEC (zob. rys. 4.3). W trakcie pomiaru pacjent znajdował się w pozycji siedzącej, detektor był umieszczony na wysokości kości piszczelowej, około 1 cm od powierzchni skóry

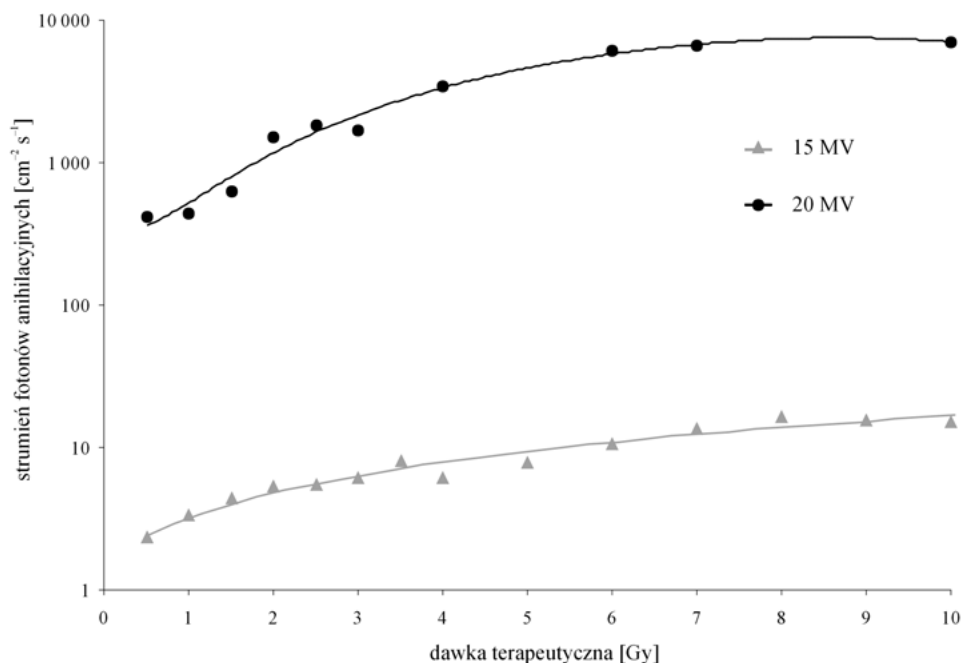
sywanej metody pomiaru dawki. Mianowicie szybkość zanikania pików anihilacyjnego, a także relacja między dawką terapeutyczną a natężeniem pików anihilacyjnych zależą od energii wiązki (zob. rys. 1.10 i 1.11). W przypadku kości napromienianych wiązką 20 MV pik anihilacyjny zanika ponad dwa razy szybciej (stała zaniku  $\lambda = 0,0012 \text{ s}^{-1}$ , tj. czas półzaniku  $T_{1/2} = 9 \text{ min } 30 \text{ s}$ ) niż po napromienieniu wiązką 15 MV ( $\lambda = 0,0005 \text{ s}^{-1}$ , tj.  $T_{1/2} = 23 \text{ min}$ ).

Ponadto znacznie silniejsza aktywacja występuje dla wiązki o większej energii maksymalnej. Natężenie pików anihilacyjnych w chwili zakończenia napromieniania chorego jest około trzy rzędy wielkości większe po napromienieniu wiązką 20 MV niż po napromienieniu wiązką 15 MV. Dzieje się tak dlatego, że wysokoenergetyczna część widma wiązki 20 MV pokrywa znacznie większą część zakresu energetycznego, w którym zachodzą reakcje fotojądrowe dla pierwiastków biogennych i mikroelementów (zob. rys. 3.1), niż to ma miejsce w przypadku wiązki 15 MV. Dla dawek mniejszych od 6 Gy dla wiązki 20 MV i 8 Gy dla wiązki 15 MV zaobserwowano wyraźny wzrost natężenia pików anihilacyjnych z rosnącą dawką. Fakt ten jest korzystny w przypadku zastosowania opracowywanej metody w praktyce klinicznej, ponieważ typowe dawki frakcyjne nie przekraczają 2 Gy.



**Rys. 1.10.** Zależność między liczbą zliczeń fotonów anihilacyjnych  $N$  emitowanych przez kość ssaka zarejestrowanych w detektorze (HPGe) w ciągu jednej sekundy a czasem  $t$  mierzonym od chwili zakończenia napromieniania kości wiązkami promieniowania X o potencjałach nominalnych (POLACZEK-GRELİK, ORLEF, DYBEK, KONEFAŁ, ZIPPER, 2009):

**a** — 20 MV, **b** — 15 MV. W celu określenia szybkości zaniku pików anihilacyjnego do punktów eksperymentalnych dopasowano (metodą najmniejszych kwadratów) funkcję eksponentialną opisującą zależność  $N(t)$ . Kwadrat współczynnika korelacji liniowej Pearsona  $R^2$  bliski 1 świadczy o dużej dokładności wyznaczonych stałych zaniku



**Rys. 1.11.** Zależność między strumieniem fotonów anihilacyjnych emitowanych przez materiał biologiczny a dawką terapeutyczną dla kości ssaków napromienianych wiązkami promieniowania X o potencjałach nominalnych 15 MV i 20 MV (POLACZEK-GRELİK, ORLEF, DYBEK, KONEFAŁ, ZIPPER, 2009)

Prezentowana zależność została określona za pomocą pomiarów wykonanych detektorem germanowym HPGe firmy ORTEC

Prezentowana metoda dostarcza jedynie informacji o wielkości dawki terapeutycznej, nie pozwala weryfikować planów leczenia. Dodatkowym ograniczeniem metody jest możliwość jej stosowania dla wiązek promieniowania X charakteryzujących się widmami energetycznymi, których górny zakres znajduje się znacznie powyżej progowej energii na reakcje fotojądrowe. Ta granica dla większości izotopów wynosi od 8 MeV do 10 MeV. Trwają także badania nad przystosowaniem metody do zastosowania jej dla wiązek elektronowych. Niewątpliwą zaletą opisaną metody jest oddzielenie procesu napromieniania chorego od pomiaru dawki. Skrócony zostaje w ten sposób czas potrzebny na przygotowanie radioterapii. Ponadto prezentowana metoda nie ingeruje w proces napromieniania, a co za tym idzie — w najmniejszym stopniu nie zaburza rozkładu dawki w ciele chorego. Jako spektrometr promieniowania  $\gamma$  może także posłużyć detektor scyntylicyjny, np. NaJ czy CsJ itp.



## Wyznaczanie widm energetycznych wiązek terapeutycznych generowanych przez liniowe akceleratory medyczne

Podstawowymi urządzeniami stosowanymi obecnie w radioterapii nowotworów są akceleratory liniowe, zwane także linakami (rys. 2.1), w których za pomocą pola elektromagnetycznego przyspiesza się elektrony wytworzone w żarzonej katodzie, pracującej w układzie triodowym. W radioterapii używa się zarówno wiązek elektronów, jak i wiązek promieniowania X. W tym drugim przypadku przyspieszona wiązka elektronów jest kierowana na tarczę konwersji, gdzie powstaje promieniowanie hamowania. Szczegóły wytwarzania wiązek terapeutycznych w liniowych akceleratorach medycznych były omawiane w wielu pracach (np. SCHARF, 1994; IAEA, 2005).



**Rys. 2.1.** Liniowy akcelerator medyczny Clinac 2300 firmy Varian (po lewej) i Primus firmy Siemens (po prawej)

Pierwszy z akceleratorów został zainstalowany w Centrum Onkologii im. M. Skłodowskiej-Curie w Gliwicach, a drugi pracuje w szpitalu im. S. Leszczyńskiego w Katowicach

Mimo rozwoju technik eksperymentalnych i obliczeniowych, w ostatnich dziesięcioleciach problemem wciąż pozostaje dokładne wyznaczenie widm wiązek terapeutycznych wytworzonych w liniowych akceleratorach medycznych. Dokładna znajomość widma wiązki terapeutycznej dla różnych warunków napromieniania jest niezwykle cenna dla konstruktorów linaków. Szczególnie przydatne są widma wiązki we wzorcowym ośrodku dozymetrycznym — wodzie. Widma te są niezbędne do wyliczenia ilorazów masowej zdolności hamowania elektronów w wodzie i w powietrzu  $s_{w, pow}$  (ang. *stopping-power ratio water to air*)<sup>1</sup> (TOME i in., 1998; ANDREO i in., 1986), stosowanych do wyznaczania dawki pochłoniętej w wodzie na podstawie pomiarów wykonywanych powietrzną komorą jonizacyjną, podstawowym detektorem stosowanym w dozymetrii promieniowania jonizującego w radioterapii. Ponadto algorytmy służące do obliczania dawek w nowoczesnych systemach planowania leczenia opierają się także na widmach wiązek terapeutycznych.

Ukazało się wiele prac, w których prezentowane są widma energetyczne dla wiązek fotonowych i elektronowych o różnej energii, generowanych przez akceleratory medyczne różnych producentów. Jednak są to zazwyczaj widma dla wiązek szerokich<sup>2</sup> lub widma określone w powietrzu. Nie ma natomiast opracowań, w których prezentowane są widma w wodzie dla różnych parametrów wiązki, takich jak wielkość pola napromieniania. Jak już wspomniano, znajomość widm energetycznych wiązek terapeutycznych w wodzie jest niezbędna do obliczania niezwykle przydatnych współczynników  $s_{w, pow}$ . Powodem braku kompleksowych danych są trudności z dokładnym wyznaczeniem widma. Bezpośredni pomiar widma za pomocą detektorów gazowych, półprzewodnikowych lub scyntylicyjnych w tym przypadku nie jest możliwy z uwagi na silny strumień fotonów lub elektronów, osiągający wartości rzędu  $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  w izocentrum obrotu głowicy akceleratora. W przypadku wiązek promieniowania X dodatkową trudność stanowi szeroki zakres energetyczny wiązki, wynoszący od kilku do kilkudziesięciu megaelektronowoltów.

---

<sup>1</sup> Współczynnik  $s_{w, pow}$  to wielkość bezwymiarowa, wskazująca krotność strat energii elektronów w wodzie w stosunku do strat w powietrzu. Wartości tego współczynnika zależą od rodzaju i energii promieniowania.

<sup>2</sup> Wiązki szerokie to terapeutyczne wiązki promieniowania, dla których rozkład dawki w osi wiązki nie zależy od wielkości pola napromieniania.

## 2.1. Metody eksperymentalne stosowane do wyznaczania widm energetycznych wiązek terapeutycznych

Zasadniczo metody służące do wyznaczania widm energetycznych wiązek terapeutycznych możemy podzielić na dwie grupy, tj. metody eksperymentalne i metody obliczeniowe (symulacje komputerowe).

Najczęściej stosowana do pomiaru widma energetycznego terapeutycznej wiązki promieniowania X metoda eksperymentalna polega na rozpraszaniu wiązki płaską płytką metalu i rejestrowaniu rozproszonych fotonów za pomocą detektora scyntylacyjnego (np. NaJ) lub półprzewodnikowego (np. Ge(Li)). W metodzie tej detektor umieszczany jest możliwie daleko od płytki rozpraszającej, aby strumień fotonów docierających do niego odpowiadał zakresowi pomiarowemu układu detekcyjnego. Dodatkowo na detektor nakładana jest kilkucentymetrowa osłona ołowiana z centralnie wyciętym otworem o średnicy kilku milimetrów. Płytkę umieszcza się w osi wiązki, pod takim kątem względem osi, aby fotony rozproszone w wyniku efektu Comptona, docierające do detektora przez otwór w osłonie, miały energię 1,5 MeV lub mniejszą, tj. energię w zakresie, w którym można łatwo wykalibrować detektor za pomocą powszechnie dostępnych na rynku komercyjnych źródeł promieniowania gamma. Ponadto wraz z energią, w zakresie energii powyżej 1,5 MeV, maleje znacząco prawdopodobieństwo zajścia efektu Comptona. Płytkę rozpraszającą ma grubość kilku milimetrów i wykonana jest z materiału o małej gęstości i niskiej liczbie atomowej (najczęściej z aluminium), aby padające na nią fotony ulegały tylko jednemu rozproszeniu comptonowskiemu. Na podstawie zmierzonego widma rozproszonych fotonów, korzystając ze wzoru Comptona określającego zależność między energią fotonu padającego i rozproszonego pod danym kątem, a także stosując wzór Kleina — Nishiny na całkowity przekrój czynny na rozproszenie fotonu, można odtworzyć widmo wiązki terapeutycznej. Widma otrzymane za pomocą tej metody były prezentowane w wielu pracach (np. LANDRY, 1991; LEVY i in., 1974).

Inna metoda stosowana do wyznaczania widm terapeutycznych wiązek promieniowania X oparta jest na pomiarach transmisji promieniowania przechodzącego przez warstwę materiału o różnej grubości, przy czym pomiaru transmisji dokonuje się często zwykłą komorą jonizacyjną. Materiał rozpraszający na ogół wykonany jest z aluminium i składa się z kilkudziesięciu płytek o typowej grubości 2 cm. Zmienną grubość warstwy rozpraszającej uzyskuje się przez dokładanie kolejnych płytek. Maksymalna grubość warstwy rozpraszającej z aluminium niezbędna do pomiaru widma wiązki o potencjale nominalnym 6 MV wynosi około 160 cm. Szczegółowy opis metody można znaleźć w wielu pracach (np. FRANCOIS i in., 1997; HUANG i in., 1983).

Podstawowym ograniczeniem obu eksperymentalnych metod jest możliwość zastosowania ich tylko do wyznaczania widm dla wiązek fotonowych w powietrzu. Oczywiście, można próbować przepuścić wiązkę przez warstwę wody bezpośrednio przed płytką rozpraszającą czy materiałem osłabiającym wiązkę, ale wówczas należy jeszcze określić przyczynę do widma od wstecznie rozproszonych fotonów, co w ogólności może stanowić poważną trudność.

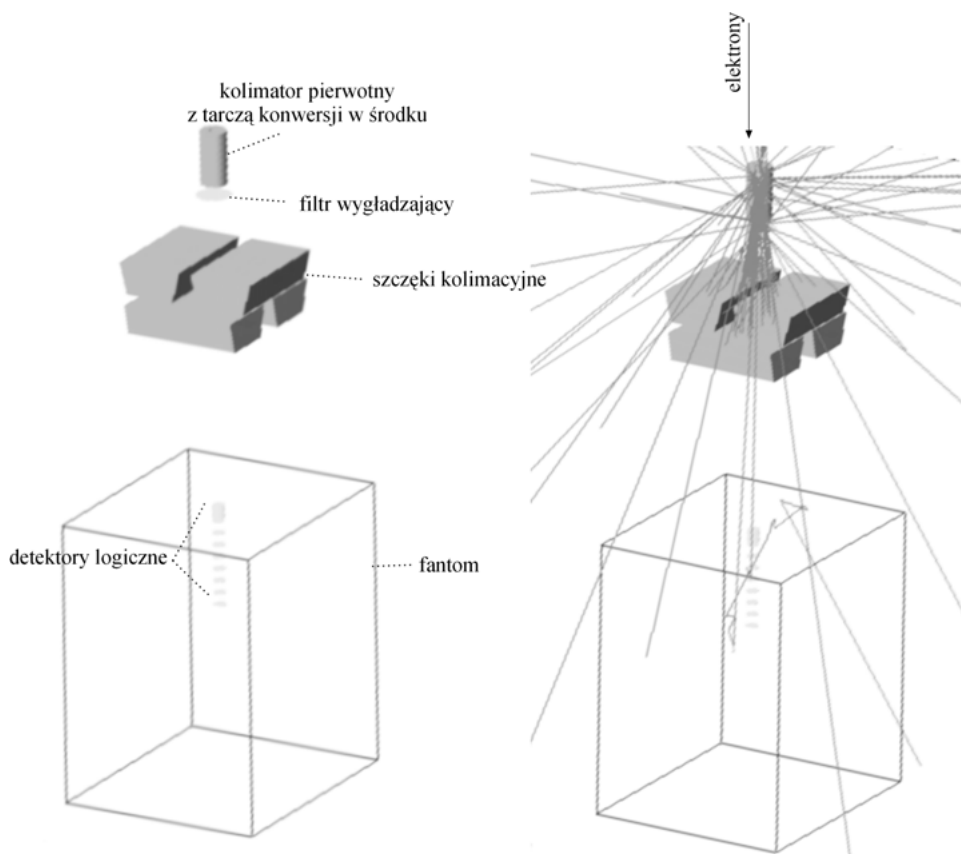
## **2.2. Wyznaczanie widm energetycznych wiązek terapeutycznych na podstawie symulacji komputerowych Monte Carlo**

Metoda wyznaczania widm wiązek terapeutycznych oparta na symulacjach komputerowych Monte Carlo<sup>3</sup> pozwala ominąć wymienione utrudnienia. Może być stosowana do wyznaczania zarówno widm wiązek fotonowych, jak i elektronowych w dowolnym ośrodku. W tym wypadku korzysta się z faktu, że rozkład dawek jest ściśle związany z widmem energetycznym wiązki. Załóżmy, że celem jest wyznaczenie widm wiązki terapeutycznej w wodzie. Wówczas metoda przedstawia się następująco. Wykonywany jest pomiar rozkładu dawek wzdłuż osi wiązki terapeutycznej i w kierunkach prostopadłych do osi wiązki. W ten sposób uzyskuje się rozkład dawek głębokościowych w osi wiązki i profile wiązki. Pomiar rozkładu dawek można wykonać stosunkowo łatwo. Przeprowadza się go z zastosowaniem aparatury będącej typowym wyposażeniem każdego ośrodka onkologicznego. Standardowo wykonywany jest cylindryczną (typu Farmer) lub płaską (typu Markus) komorą jonizacyjną wypełnioną powietrzem atmosferycznym (rys. 1.2). Następnie wyznacza się analogiczne rozkłady dawek za pomocą symulacji komputerowych. Zgodność między rozkładami otrzymanymi na drodze eksperymentalnej i obliczonymi metodą Monte Carlo jest warunkiem koniecznym, aby przystąpić do zasadniczego etapu metody, tj. do wyznaczenia widma na podstawie tylko samych symulacji. W programie symulacyjnym uwzględnia się wszystkie zasadnicze części akceleratora medycznego mające wpływ na rozkład dawki. Jak pokazały liczne prace (m.in. VERHAGEN i in., 2003), widmo energetyczne generowanej wiązki, a więc także rozkłady dawek w wodzie zależą od potencjału przyspieszającego wiązkę elektronów oraz od konstrukcji głównych komponentów głowicy akceleratora i materiałów, z których są one wykonane. Tak więc program do obliczania widma wiązki fotonowej musi uwzględniać: tarczę konwersji elektronów na promieniowanie X, filtr wygładzający, zapewniający równomierne napromienianie całego

---

<sup>3</sup> Szczegółowe wyjaśnienie zasad metody Monte Carlo można znaleźć w wielu publikacjach (m.in. HAMMERSLEY i in., 1964; Particle Data Group, 2000; WEINZIERL, 2000).

pola terapeutycznego, i układ kolimatorów umożliwiający formowanie wiązki. W symulacjach wiązki elektronowej, poza kolimatorami, niezbędne jest uwzględnienie tzw. aplikatorów elektronowych dodatkowo kolimujących wiązkę, nadających jej odpowiedni profil, i układu folii rozpraszających, pełniących podobną funkcję jak filtr wygładzający. Oczywiście, program symulacyjny musi uwzględniać także fantom i detektory. Na rys. 2.2 przedstawiono wizualizację symulowanego układu do obliczania widm energetycznych dla wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 6 MV, wytwarzanej w akceleratorze typu Clinac 2300. Zastosowany do symulacji program został oparty na oprogramowaniu GEANT4.



**Rys. 2.2.** Wizualizacja symulowanych głównych części głowicy akceleratora Clinac 2300 (opcja z wiązką fotonową), fantomu wodnego i układu detektorów logicznych, a także torów fotonów (rysunek po prawej stronie) powstałych w tarczy konwersji (KONEFAŁ, ORLEF, MANIAKOWSKI, 2010) Detektor logiczny stanowi objętość określoną w obrębie fantomu wodnego, rejestruje energię zdeponowaną w nim przez fotony i elektrony wiązki pierwotnej i przez promieniowanie wtórne

## 2.2.1. GEANT4 — nowoczesne oprogramowanie do komputerowych symulacji procesów zachodzących w fizyce jądrowej

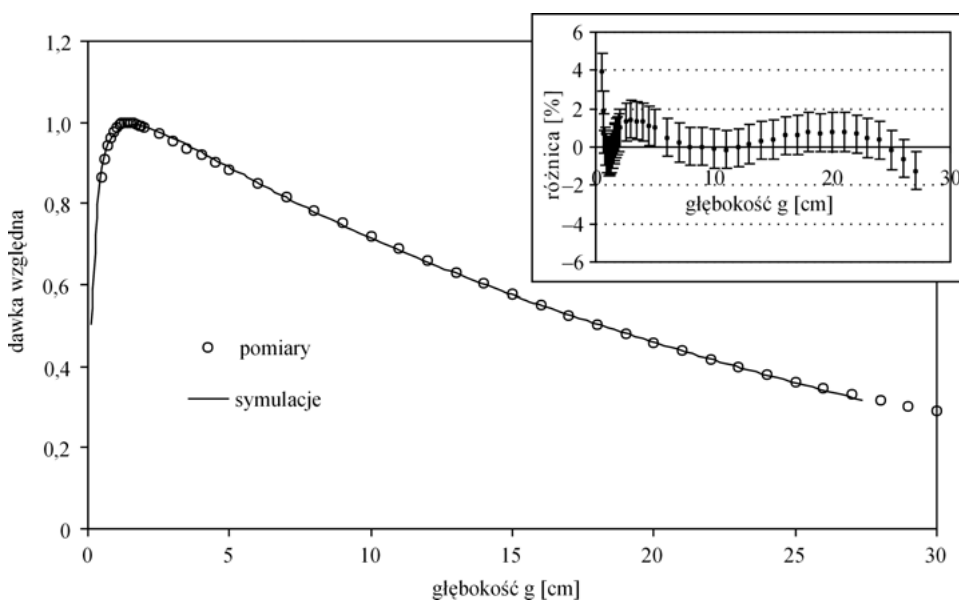
Obowiązujące standardy wymagają, aby wszelkie obliczenia związane z procesami fizycznymi i transportem cząstek były prowadzone metodą Monte Carlo. GEANT4 (*Geometry ANd Tracking*) jest obecnie jednym z najnowszych narzędzi do symulacji zjawisk z zakresu fizyki jądrowej metodą Monte Carlo. Oprogramowanie GEANT4 ma formę bibliotek napisanych w C++, przeznaczonych do wykorzystania w systemie operacyjnym UNIX, WINDOWS i LINUX. GEANT4 zawiera klasy umożliwiające wizualizację trajektorii cząstek i wszystkich obiektów geometrycznych zdefiniowanych w programie symulacyjnym, takich jak: części akceleratora, detektory, fantom itp. Wizualizacja jest niezwykle przydatna w trakcie tworzenia programu symulacyjnego, gdyż pozwala łatwo zauważyć ewentualne błędy związane z niewłaściwym położeniem obiektu geometrycznego lub jego wielkością. GEANT4 doskonale nadaje się do wyznaczenia widm energetycznych wiązek terapeutycznych ze względu na fakt, że zawiera metody służące do symulacji wszystkich zasadniczych procesów fizycznych zachodzących w trakcie wytwarzania i emisji wiązek elektronowych i fotonowych przez liniowy akcelerator medyczny<sup>4</sup>. Pliki źródłowe oprogramowania mają format ASCII, a więc zawarty w nich kod jest całkowicie dostępny dla użytkownika. Umożliwia to wprowadzanie dowolnych zmian w programie i jak najlepsze dostosowanie go do potrzeb konkretnej symulacji. Ponadto GEANT4 pozwala precyzyjnie modelować kształty symulowanych obiektów, np. komponentów akceleratora, co jest podstawowym warunkiem uzyskania dokładnych wyników. Bogatą informację na temat oprogramowania GEANT4 i możliwości jego zastosowania w radioterapii, poza stroną domową projektu (<http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/>), można znaleźć w wielu publikacjach (np.: KONEFAŁ i in., 2004; CARRIER i in., 2004; KONEFAŁ, 2006).

---

<sup>4</sup> Podstawowe zjawiska fizyczne zachodzące podczas emisji wiązek terapeutycznych to: konwersja elektronów na promieniowanie hamowania, zjawisko fotoelektryczne, efekt Comptona, tworzenie się pary elektron-pozyton, rozproszenie Rayleigha, elastyczne i nieelastyczne rozproszenie cząstek naładowanych, anihilacja pozytonu, rozpad promieniotwórczy, reakcje fotojądrowe i elektrojądrowe, a także podstawowe reakcje z udziałem neutronów — elastyczne i nieelastyczne rozproszenie neutronu oraz wychwyty radiacyjny neutronu.

## 2.2.2. Porównanie rozkładów dawek w wodzie zmierzonych i uzyskanych na drodze symulacji komputerowych

Na rys. 2.3 przedstawiono przykładowe porównanie rozkładu dawek otrzymanego z symulacji komputerowych z rozkładem zmierzonym komorą jonizacyjną typu Markus. Prezentowany przykład dotyczy rozkładów dawek w wodzie wzdłuż osi wiązki terapeutycznej promieniowania X o potencjale nominalnym 6 MV, wytworzonej w liniowym akceleratorze medycznym typu Clinac 2300. Symulowana wiązka elektronów pierwotnych (tj. elektronów uderzających w tarczę konwersji) miała energię 6 MeV.



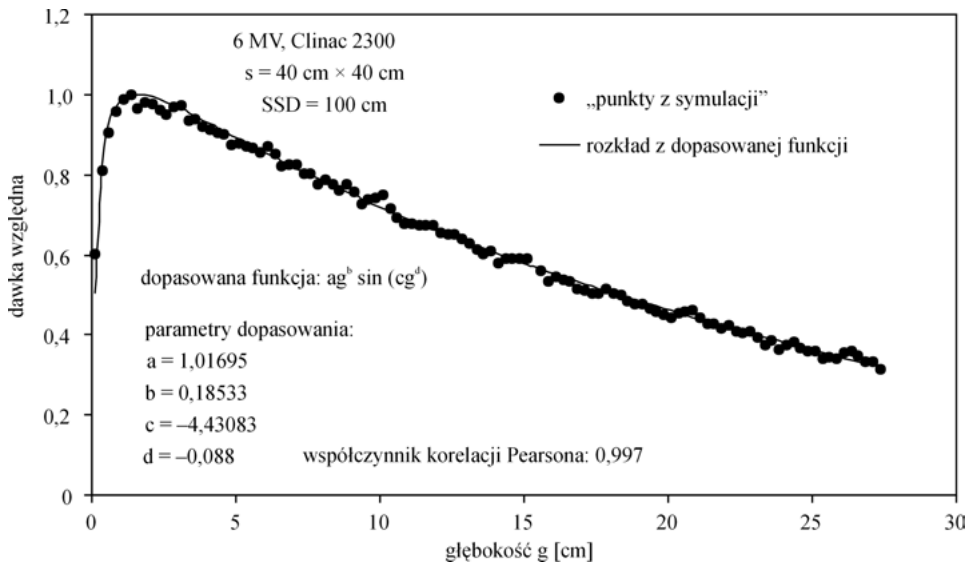
**Rys. 2.3.** Porównanie zmierzonego i otrzymanego z symulacji komputerowych rozkładu dawek wzdłuż osi wiązki w fantomie wodnym dla wiązki promieniowania X — 6 MV, wytworzonej w akceleratorze medycznym typu Clinac 2300 (KONEFAŁ, ORLEF, MANIAKOWSKI, 2010)

Rozkłady uzyskano dla pola napromieniowania  $s = 40 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$  i parametru  $SSD = 100 \text{ cm}$ . Wstawka w prawym górnym rogu rysunku przedstawia różnice procentowe między dawką względną z pomiarów i z symulacji w funkcji głębokości (g) w fantomie

Różnice procentowe między dawką względną z pomiarów i z symulacji w przypadku rozważanej wiązki nie przekraczają 2,5% na głębokościach większych niż 1 cm. Większe rozbieżności widoczne są w obszarze narastania dawki. Wynikają z niedoskonałości metod eksperymentalnych, są spowodowane względnie dużymi rozmiarami komory jonizacyjnej zastosowanej do pomiaru

rozkładów dawek. Problem niepewności pomiarowych w obszarze narastania dawki dla typowych komór jonizacyjnych stosowanych w radioterapii był omawiany w raportach dozymetrycznych, opracowanych przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej (IAEA, 1987, 2000).

Rozkład dawek wyznaczony eksperymentalnie, zastosowany do weryfikacji obliczeń komputerowych, zobrazowany na rys. 2.3, stanowi średnią z pomiarów wykonanych dla grupy akceleratorów Clinac 2300 zainstalowanych w Centrum Onkologii w Gliwicach. Maksymalne różnice między zmierzonymi względnymi rozkładami dawek głębokościowych dla poszczególnych akceleratorów tej grupy nie przekraczały 2%.



**Rys. 2.4.** Rozkład dawek głębokościowych w wodzie uzyskany bezpośrednio z symulacji komputerowych (punkty), zestawiony z rozkładem obliczonym za pomocą dopasowanej funkcji (z badań własnych, materiały niepublikowane)

O dokładności dopasowania świadczy wartość współczynnika korelacji Pearsona bliska 1. Pojedynczy punkt otrzymany jest z jednego detektora logicznego. Prezentowany rozkład został uzyskany ze 110 detektorów logicznych. Detektory miały kształt walca o wysokości 2 mm i promieniu podstawy 1,5 cm i były rozmieszczone wzdłuż osi wiązki w zakresie głębokości od 0,1 cm do 27,35 cm

Rozkład dawek głębokościowych uzyskany z symulacji komputerowych, przed porównaniem z rozkładem wyznaczonym eksperymentalnie, podlega obróbce usuwającej fluktuacje statystyczne. Mianowicie, do punktów uzyskanych z obliczeń komputerowych metodą najmniejszych kwadratów dopasowuje się funkcję dobrze opisującą rozkład dawek w całym zakresie głębokości (rys. 2.4). Dopasowywanymi funkcjami mogą być wielomiany (SHEIKH-BAGHERI i in., 2004) lub funkcje typu  $ag^b \sin(cg^d)$ ,  $ag^b \sin^2(cg^d)$  (KONEFAŁ, ORLEF i in., 2010) lub  $ag^b \exp(cg^d)$ , gdzie  $g$  oznacza głębokość w fantomie wodnym. Symulacje



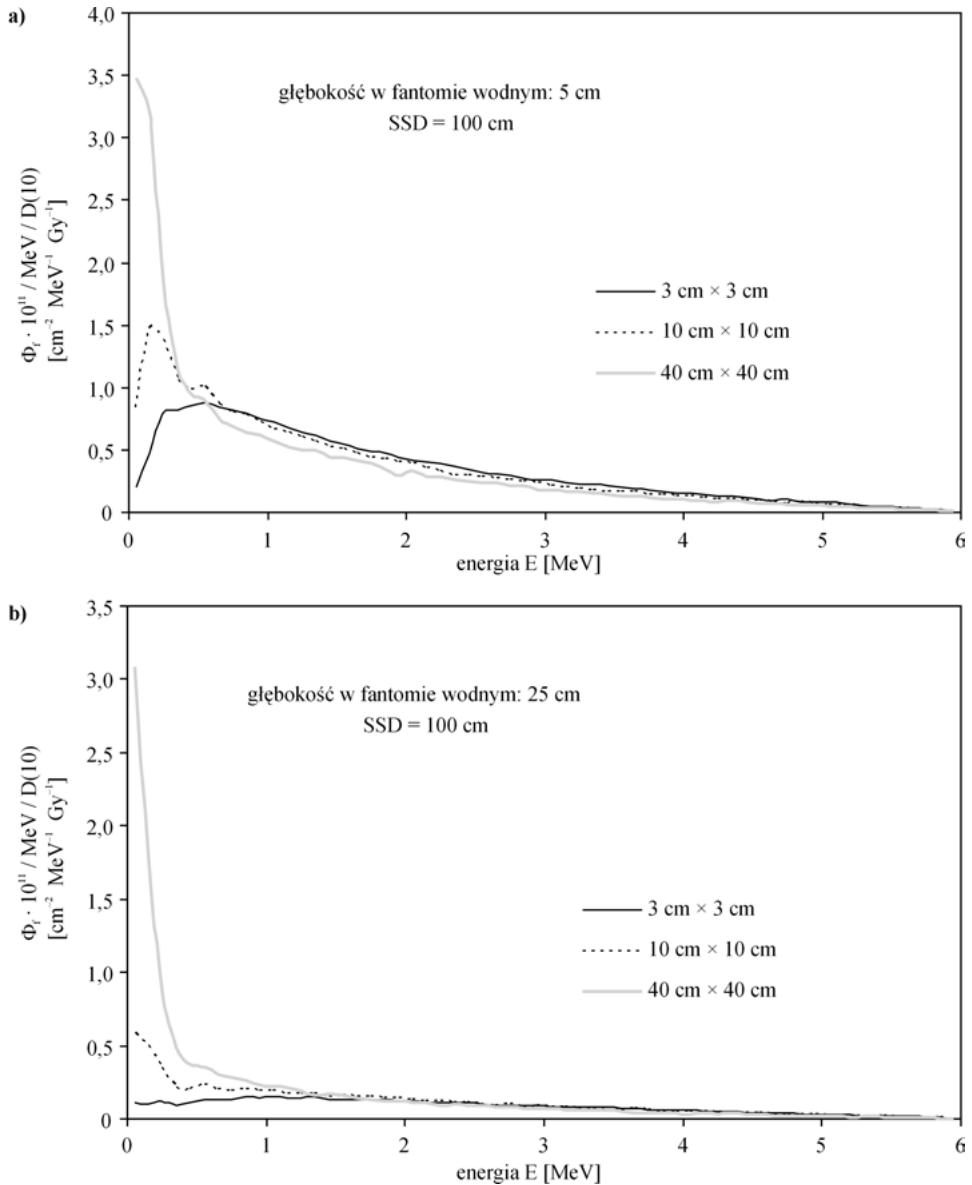
proceedzi się do momentu, gdy różnice między wartościami dawek z symulacji a wartościami dawek obliczonymi za pomocą dopasowanej funkcji nie przekraczają 0,5% w całym zakresie rozważanych głębokości.

### **2.2.3. Przykładowe widma energetyczne wiązki terapeutycznej generowanej przez liniowy akcelerator medyczny i analiza jakości wiązki**

Na rys. 2.5 przedstawiono przykładowe widma energetyczne uzyskane metodą symulacji komputerowych dla wiązki 6 MV wytwarzanej w liniowym akceleratorze medycznym typu Clinac 2300. Z kolei na rys. 2.6 zaprezentowano zmianę średniej energii rozważanej wiązki wzdłuż jej osi w wodzie dla trzech wybranych kwadratowych pól napromieniowania.

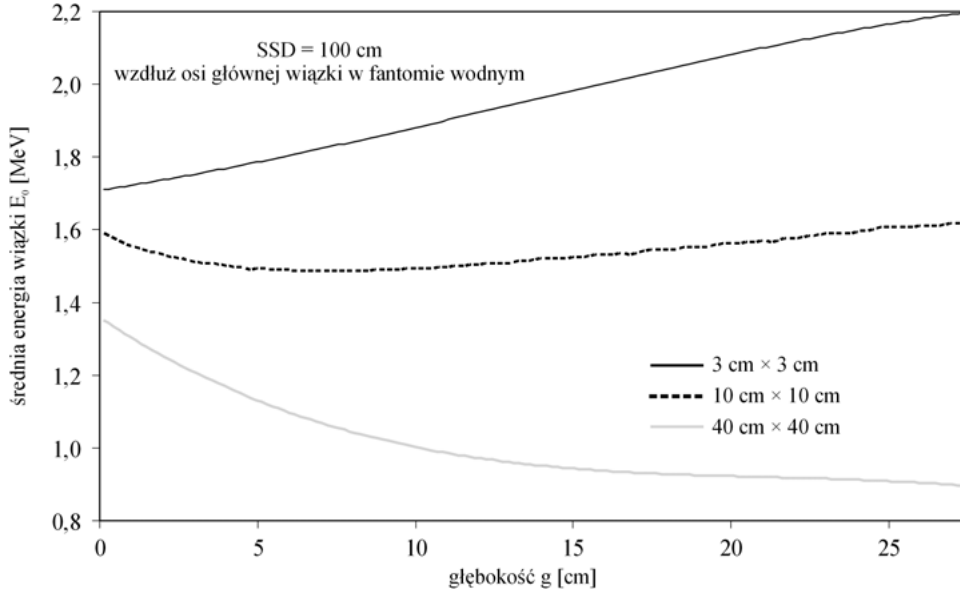
Kształt widma zależy zarówno od głębokości w fantomie wodnym, jak i od wielkości pola napromieniowania. Każde zaprezentowane widmo jest uśrednieniem wyników otrzymanych w trzech niezależnych symulacjach różniących się parametrem startowym generatora liczb pseudolosowych. Taka procedura przygotowania danych zmniejsza fluktuacje statystyczne, którymi obarczone są uzyskane widma. W przypadku prezentowanych widm liczba elektronów pierwotnych odpowiadających pojedynczej symulacji zawierała się w przedziale od  $3 \cdot 10^9$  do  $5 \cdot 10^9$ , w zależności od wielkości pola napromieniowania. Wartości fluencji zostały wyznaczone z dokładnością do 5% w prawie całym zakresie energii wiązki, z wyjątkiem wysokoenergetycznej części widma, gdzie dokładność jest trochę mniejsza ze względu na gorszą statystykę, tj. mniej zarejestrowanych fotonów w pojedynczym binie energetycznym.

Zmiana kształtu widma w fantomie wodnym wzdłuż osi wiązki owocuje zmianami średniej energii wiązki  $E_0$ . W przypadku rozważanej wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 6 MV widoczne są znaczące różnice między rozkładami średniej energii wiązki dla różnych pól napromieniowania. I tak w przypadku pola  $s = 3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$  średnia energia wiązki rośnie wraz z głębokością w fantomie wodnym od wartości  $E_0 = 1,720 \text{ MeV}$  na głębokości  $g = 0,1 \text{ cm}$  do  $E_0 = 2,192 \text{ MeV}$  na głębokości  $g = 27,35 \text{ cm}$ . W przypadku dwóch pozostałych pól widoczny jest wyraźny spadek średniej energii na kilku pierwszych centymetrach. Dla pola  $s = 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$  spadek średniej energii wiązki od  $1,591 \text{ MeV}$  do  $1,487 \text{ MeV}$  pojawia się na głębokościach do  $g = 6 \text{ cm}$ . Dalej średnia energia wiązki rośnie, osiągając wartość  $E_0 = 1,614 \text{ MeV}$  na głębokości odpowiadającej położeniu ostatniego detektora logicznego. Natomiast dla największego pola  $s = 40 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$  średnia energia wiązki spada



**Rys. 2.5.** Widma energetyczne wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 6 MV, wytworzonej w akceleratorze medycznym typu Clinac 2300 (symulacje komputerowe, GEANT4) (KONĘFAŁ, ORLEF, MANIAKOWSKI, 2010)

Prezentowane widma zostały określone na głębokościach 5 cm (a) i 25 cm (b) w fantomie wodnym, w osi wiązki dla trzech kwadratowych pól napromieniowania. Fluencja fotonów  $\Phi_f$  (tj. liczba fotonów na  $\text{cm}^2$  powierzchni) przypadająca na 1 MeV energii wiązki została odniesiona do dawki głębokościowej  $D(10)$  o wartości 1 Gy, określonej na głębokości 10 cm. Szerokość binów energetycznych, tj. przedziałów energii, na które zostało podzielone widmo, wynosiła 0,1 MeV. W każdym binie energetycznym zliczano liczbę fotonów o energii zawierającej się w danym binie



**Rys. 2.6.** Zależność średniej energii wiązki  $E_0$  od głębokości  $g$  w fantomie wodnym dla trzech kwadratowych pól napromieniowania dla wiązki promieniowania X — 6 MV generowanej przez akcelerator typu Clinac 2300 (KONEFAŁ, ORLEF, MANIAKOWSKI, 2010)

wraz z głębokością od 1,387 MeV do 0,891 MeV, przy czym największy spadek występuje w zakresie głębokości do 10 cm. Zamieszczone wartości średniej energii zostały wyznaczone z dokładnością do 1,5% (odchylenie standardowe wartości średniej z poziomem ufności 0,7).

Zaprezentowane widma są reprezentatywne dla grupy liniowych akceleratorów medycznych z rodziny akceleratorów Clinac, generujących wiązkę 6 MV, o podobnych komponentach głowicy jak model Clinac 2300. Widma wyznaczone dla jednego typu akceleratora mogą być stosowane także w przypadku akceleratora wyprodukowanego przez innego producenta, jeśli występuje zgodność między rozkładami dawek głębokościowych w osi wiązki i odpowiednimi profilami wiązek dla obu akceleratorów. Dlatego razem z widmami powinny być zamieszczane parametry charakteryzujące rozkład dawek głębokościowych, np. rozkład dawek w osi wiązki. Rozkład dawek głębokościowych w osi wiązki opisuje się za pomocą stosunku dawki na głębokości 20 cm —  $D(20)$ , do dawki na głębokości 10 cm —  $D(10)$ . W przypadku rozważanej wiązki wartości  $D(20)/D(10)$  wynoszą: 0,55 dla  $s = 3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ , 0,58 dla  $s = 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$  i 0,64 dla  $s = 40 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$ . Opisując rozkłady dawek głębokościowych, można się również posłużyć dopasowywanymi funkcjami, np. do rozkładu dawki wzdłuż osi wiązki (rys. 2.4).

Zasadniczym ograniczeniem metody opartej na symulacjach komputerowych Monte Carlo jest wymagana odpowiednio duża moc obliczeniowa kom-

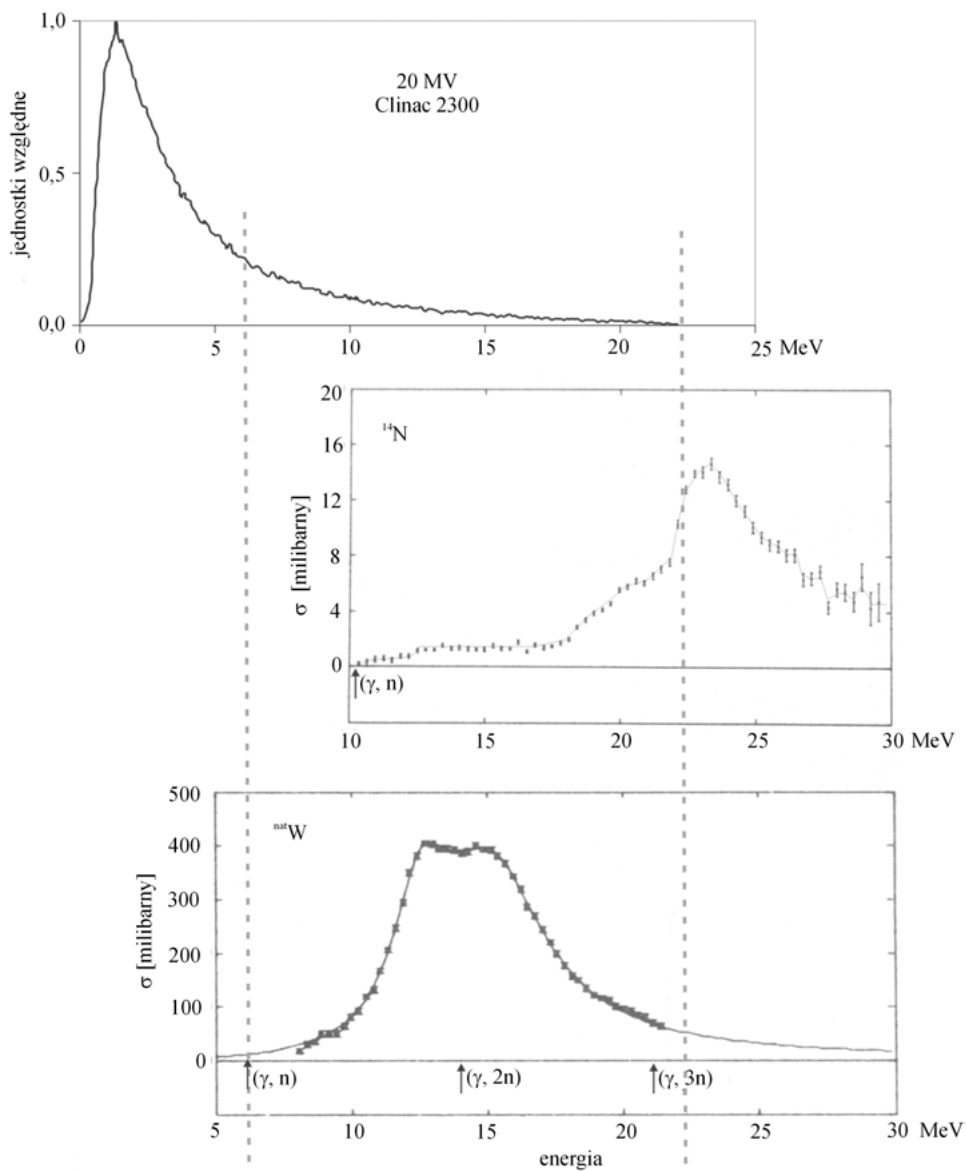
puterów. I tak uzyskanie rozkładu dawek głębokościowych dla pojedynczego pola terapeutycznego za pomocą programu opartego na bibliotekach GEANT4 wymaga sześciu tygodni ciągłych symulacji na komputerze klasy PC Pentium 700 MHz. Oczywiście, są już szybsze komputery, a ponadto symulację można przeprowadzać jednocześnie na kilku, a nawet kilkunastu komputerach. Perspektywa rozwoju technologii komputerowej rodzi nadzieję, że metoda oparta na symulacjach komputerowych Monte Carlo będzie powszechnie stosowana do wyznaczania widm wiązek terapeutycznych.

Aktualnie prowadzone badania w Zakładzie Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań UŚ, we współpracy z Zakładem Fizyki Medycznej Centrum Onkologii w Gliwicach i Szpitalem Wojewódzkim w Katowicach, mają na celu opracowanie bazy danych zawierającej kompleksową informację na temat widm energetycznych wiązek terapeutycznych dla wszystkich liniowych akceleratorów medycznych stosowanych w polskich ośrodkach onkologicznych.

## Zanieczyszczenie neutronami wysokoenergetycznych wiązek terapeutycznych stosowanych w teleradioterapii

Mimo dużego postępu w radioterapii, w ciągu ostatnich kilkunastu lat wiele problemów wciąż nie zostało ostatecznie rozwiązanych. Jednym z nich jest zanieczyszczenie neutronami wysokoenergetycznych terapeutycznych wiązek promieniowania X i elektronów stosowanych w teleradioterapii. Metody poznawcze stosowane w fizyce jądrowej okazują się doskonałym narzędziem pozwalającym dokładnie określić skalę problemu i zbadać jego konsekwencje. Produkcja neutronów dotyczy liniowych akceleratorów medycznych, najczęściej stosowanych obecnie urządzeń do wytwarzania wiązek terapeutycznych w teleradioterapii. Współczesne akceleratory medyczne zasadniczo możemy podzielić na dwie grupy. Pierwszą z nich stanowią akceleratory o potencjale nominalnym nieprzekraczającym 6 megawoltów, wytwarzające wiązki promieniowania X (najczęściej 4 MV lub 6 MV), stosowane do napromieniowań nowotworów zlokalizowanych blisko powierzchni ciała. Druga grupa to akceleratory wieloenergetyczne, generujące wiązki elektronowe i promieniowanie X o energii maksymalnej dochodzącej nawet do kilkudziesięciu megaelektronowoltów, mające znacznie szerszy zakres zastosowania. O zastosowaniu wiązek terapeutycznych decydują rozkłady dawek głębokościowych. W radioterapii stosowane są wiązki elektronowe o energii nieprzekraczającej 25 MeV i wiązki promieniowania X o potencjałach nominalnych nie większych od 20 MV. Ze względu na energię wytwarzanych wiązek neutrony będą towarzyszyć pracy akceleratorów wieloenergetycznych.

Neutrony wytwarzane są w reakcjach fotojądrowych ( $\gamma, n$ ) i elektrojądrowych ( $e, e'n$ ), wywoływanych przez fotony i elektrony wiązki terapeutycznej. Reakcje fotojądrowe mają charakter rezonansowy, przy czym szerokość połówkowa rezo-



**Rys. 3.1.** Widmo energetyczne wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 20 MV (Clinac 2300) tuż za tarczą konwertującą, obliczone metodą Monte Carlo (z badań własnych, materiały niepublikowane), zestawione z całkowitymi przekrojami czynnymi  $\sigma$  na reakcje fotoradwiotkowe dla izotopu azotu  $^{14}\text{N}$  i naturalnego wolframu

Przekroje czynne zostały zaczerpnięte z tablic przekrojów czynnych opracowanych przez Dietricha i Bermaba (DIETRICH, BERMAB, 1988)

nansu może wynosić nawet kilka megaelektronowoltów. Dlatego często określane są one mianem gigantycznego rezonansu dipolowego. Maksymalna wartość przekroju czynnego na reakcje  $(\gamma, n)$  odpowiada energii 22 MeV dla lekkich jąder atomowych i w miarę wzrostu liczby masowej przesuwa się w kierunku mniejszych energii, aż do 12 MeV. Na rys. 3.1 zestawiono widmo energetyczne terapeutycznej wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 20 MV z przekrojami czynnymi na reakcję fotojądrową dla izotopu azotu  $^{14}\text{N}$  i dla naturalnego wolframu. Widmo energetyczne fotonów wiązki pokrywa prawie cały zakres energii, przy których zachodzi reakcja fotojądrowa dla naturalnego wolframu i tylko część zakresu energii, przy których ma miejsce reakcja  $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$ . Natomiast przekroje czynne na reakcje  $(e, e'n)$  rosną wraz z energią elektronów (zob. SCOTT i in., 1955). W zakresie energii stosowanych w teleradioterapii przekroje czynne na reakcje fotojądrowe są około dwa rzędy wielkości większe niż to ma miejsce w przypadku reakcji elektrojądrowych. Tak więc poziom promieniowania neutronowego będzie znacznie wyższy w trakcie emisji wiązek promieniowania X. Najwięcej neutronów (ponad 60%) produkowanych jest w układzie kolimacyjnym akceleratora (MAO i in., 1997; LARIVIERE, 1985). Ponadto znaczna liczba neutronów wytwarzana jest w tarczy konwertującej wiązkę elektronów na promieniowanie X i w filtrze wygładzającym.

### 3.1. Metody wyznaczania fluencji neutronów

Pomiar fluencji neutronów nie wchodzi w zakres obowiązkowych pomiarów wykonywanych w teleradioterapii. W związku z tym ośrodki onkologiczne często nie dysponują odpowiednią aparaturą do przeprowadzenia takich pomiarów.

Zasadniczo metody wyznaczania fluencji neutronów można podzielić na metody eksperymentalne i symulacje komputerowe metodą Monte Carlo. Najczęściej celem badań jest wyznaczenie fluencji neutronów w zakresie energii termicznych i rezonansowych lub pełnego widma energetycznego. Znajomość fluencji neutronów termicznych i rezonansowych jest niezwykle istotna, ponieważ wywołują one reakcje  $(n, \gamma)$  zachodzące z dużymi przekrojami czynnymi dla większości izotopów. Reakcje  $(n, \gamma)$  nazywane są reakcjami wychwytu neutronu. Neutrony wywołując reakcje jądrowe mogą powodować uszkodzenia radiacyjne, co ma szczególne znaczenie w przypadku drogiej elektroniki. Uszkodzenia radiacyjne mogą stać się czynnikiem skracającym czas eksploatacji kosztownej aparatury.

Reakcje  $(n, \gamma)$  prowadzą do tworzenia się radioizotopów neutronowo-nadmiarowych, które w trakcie rozpadów mogą emitować zarówno promieniowanie  $\beta^-$ , jak i przenikliwe promieniowanie gamma. Badania promieniotwórczości wzbu-

dzanej w pomieszczeniu do radioterapii i wpływające z nich wnioski mogą być przydatne dla inspektorów ochrony radiologicznej ośrodków onkologicznych.

Systemy planowania leczenia stosowane w teleradioterapii służą do obliczania rozkładów dawek w ciele pacjenta, w obrębie wiązki terapeutycznej, bez uwzględnienia składowej neutronowej. Do dokładnego wyznaczenia dawki neutronowej niezbędna jest znajomość fluencji neutronów w pełnym zakresie energii, tj. pełnego widma neutronów (ONGARO i in., 2000). Do pomiarów fluencji neutronów mogą być stosowane wszystkie metody znane z fizyki jądrowej. Do najpopularniejszych sposobów pomiaru widma neutronów należą metody wykorzystujące: sferę Bonnera (UWAMINO i in., 1986), liczniki proporcjonalne wypełnione helem (CHEN i in., 2006), a także spektrometry oparte na zasadzie działania komór pęcherzykowych (ONGARO i in., 2000). Natomiast fluencja neutronów termicznych i rezonansowych wyznaczana jest najczęściej metodą aktywności wzbudzonej z zastosowaniem izotopów o dużych przekrojach czynnych na reakcje  $(n, \gamma)$  — rzędu co najmniej kilkudziesięciu barnów, jak np. ind czy złoto.

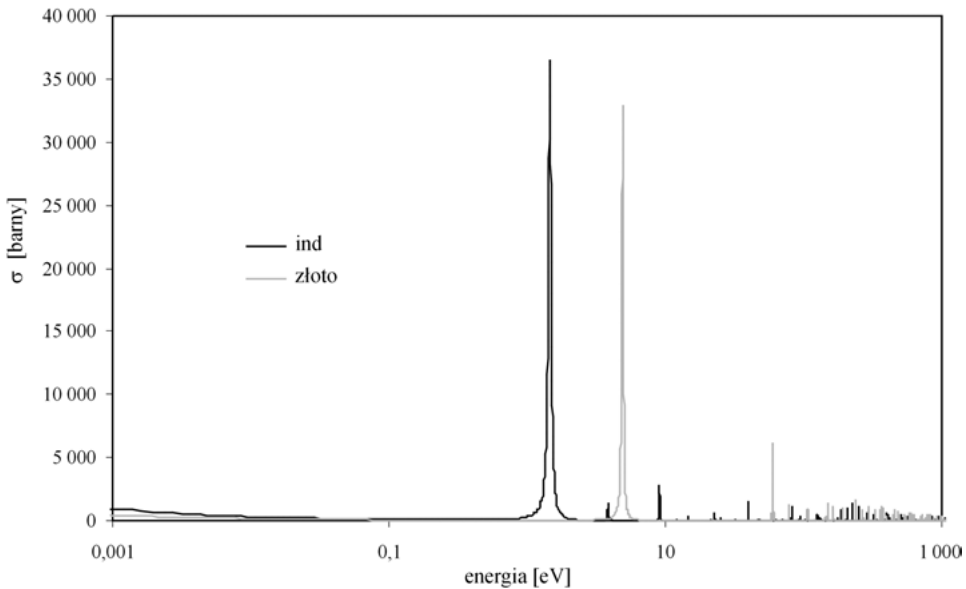
Symulacje komputerowe oparte na metodzie Monte Carlo stanowią obecnie podstawową metodę stosowaną do wyznaczania widma promieniowania neutronowego związanego z emisją wiązek terapeutycznych. Do powszechnie używanego oprogramowania w tym zakresie należą: MCNP (FACURE i in., 2005), MORSE w połączeniu z EGS4 (MAO i in., 1997), FLUKA (CHEN i in., 2006) i GEANT4 (KONEFAŁ i in., 2006). Z powszechnie stosowanego oprogramowania opartego na metodzie Monte Carlo, służącego do obliczeń transportu promieniowania przez materię, jedynie MCNP4 (wersja 4c) i GEANT4 mają algorytmy umożliwiające symulację komputerową reakcji fotojądrowych. Porównanie zakresu zastosowania oprogramowania używanego do modelowania zewnętrznych wiązek fotonowych stosowanych w teleradioterapii można znaleźć w artykule przeglądowym autorstwa F. Verhagena i J. Seuntjensa z 2003 roku (VERHAGEN i in., 2003).

### **3.1.1. Pomiar fluencji neutronów termicznych i rezonansowych metodą aktywności wzbudzonej**

Pomiar fluencji neutronów termicznych i rezonansowych metodą aktywności wzbudzonej składa się z dwóch zasadniczych etapów. Pierwszy etap pomiaru polega na umieszczeniu w polu neutronowym materiału stanowiącego detektor neutronów. Detektorami neutronów termicznych i rezonansowych są materiały o dużych przekrojach czynnych na reakcję wychwytu neutronu  $(n, \gamma)$ , uformowane do cienkich folii o typowej grubości nieprzekraczającej 100  $\mu\text{m}$ . Neutrony wywołują w materiale detekcyjnym reakcję  $(n, \gamma)$ , w wyniku której



powstają jądra radioaktywne w stanie metastabilnym. Jądra te ulegają rozpadowi, emitując promieniowanie  $\gamma$  i  $\beta^-$ . Drugi etap pomiaru fluencji neutronów polega na wyznaczeniu aktywności materiału detekcyjnego. Zachodzi ścisły związek między aktywnością materiału detekcyjnego aktywowanego w reakcjach  $(n, \gamma)$  a fluencją neutronów aktywujących materiał. Aktywność materiału detekcyjnego wyznacza się za pomocą licznika rejestrującego promieniowanie  $\gamma$  lub  $\beta^-$ . Najczęściej, ze względu na łatwiejszy pomiar, aktywność materiału detekcyjnego określana jest na podstawie pomiaru promieniowania  $\gamma$ . Typowymi materiałami detekcyjnymi są ind (izotop  $^{115}\text{In}$  stanowi 96% naturalnego indu) i złoto (izotop  $^{197}\text{Au}$  o abundancji wynoszącej 100%). Rysunek 3.2 obrazuje zależności między całkowitymi przekrojami czynnymi i energią neutronu dla reakcji wychwytu neutronu przez jądra  $^{115}\text{In}$  i  $^{197}\text{Au}$ .



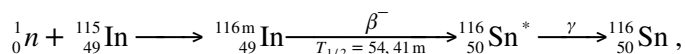
**Rys. 3.2.** Całkowite przekroje czynne  $\sigma$  na reakcję wychwytu neutronu dla izotopów  $^{115}\text{In}$  i  $^{197}\text{Au}$  zaczerpnięte z bazy danych ENDF/B-VII.0

Ind  $^{115}\text{In}$  cechuje całkowity przekrój czynny  $\sigma_{ter}$  na wychwyt neutronu termicznego wynoszący 160 barnów (BECKURC, WIRTC, eds., 1968). Ponadto reakcja wychwytu neutronu przez jądro  $^{115}\text{In}$  charakteryzuje się jednym dużym rezonansem (około 36 600 barnów), odpowiadającym energii neutronu wynoszącej 1,45 eV, i kilkoma mniejszymi rezonansami w zakresie energii od 3 eV do 1 keV, co daje wartość całki aktywacji rezonansowej<sup>1</sup> równą 2 640 barnów

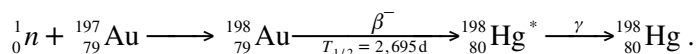
<sup>1</sup> Całka aktywacji rezonansowej definiowana jest następująco:  $C = \int \frac{\sigma(E)}{E} dE$ , gdzie  $E$  — energia neutronu, a  $\sigma(E)$  — przekrój czynny na wychwyt neutronu.

(MACKLIN i in., 1955). Izotop  $^{197}\text{Au}$  ma nieco mniejszy całkowity przekrój czynny na reakcję  $(n, \gamma)$  niż izotop  $^{115}\text{In}$ . W przypadku złota  $\sigma_{ter} = 98,5$  barnów (BECKURC, WIRTC, eds., 1968). Dla złota, podobnie jak dla indu, obserwuje się jeden większy rezonans (32 900 barnów) przy energii 4,9 eV i kilka mniejszych rezonansów w zakresie energii od 6 eV do 1 keV. Całka aktywacji rezonansowej C w tym przypadku wynosi 1 558 barnów (MACKLIN i in., 1955).

W materiałach detekcyjnych wykonanych z indu i złota umieszczonych w polu neutronów zachodzą następujące reakcje jądrowe:



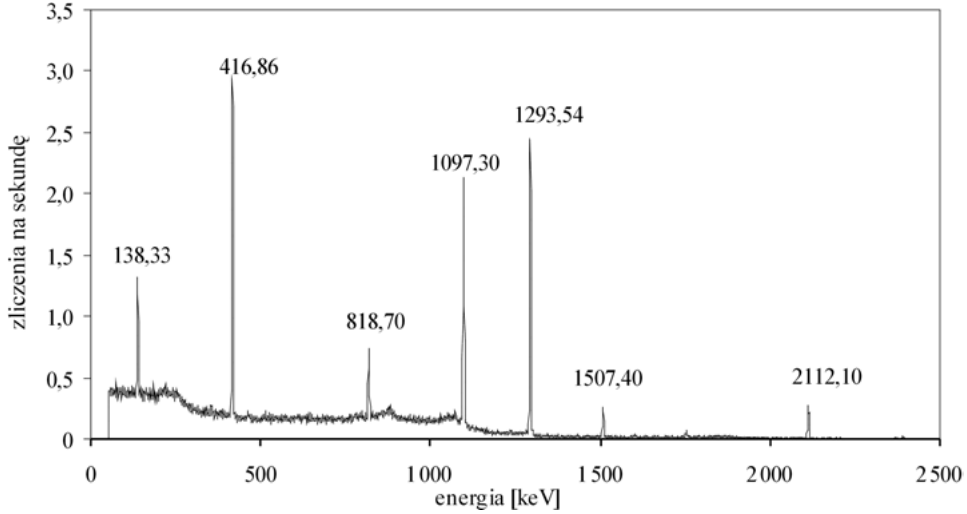
oraz



W wyniku aktywacji neutronowej niektórych materiałów detekcyjnych (takich, jak:  $^{115}\text{In}$ ,  $^{164}\text{Dy}$  czy  $^{23}\text{Na}$ ) powstają jądra, które rozpadając się, emitują promieniowanie  $\gamma$  o kilku energiach. W takiej sytuacji, jeżeli aktywność materiału detekcyjnego określana jest na podstawie pomiaru promieniowania  $\gamma$ , wymagana jest rejestracja widma energetycznego fotonów. Do pomiaru widma fotonów stosuje się najczęściej detektory półprzewodnikowe (np. HPGe, Ge(Li)) lub scyntylacyjne (NaJ, CsJ itp.). Na rys. 3.3 przedstawiono widmo promieniowania gamma pochodzące z deekscytacji jąder  $^{116}\text{Sn}^*$  znajdujących się w stanie wzbudzonym, powstałych w wyniku wymienionej wcześniej reakcji wychwytu neutronu przez jądra indu  $^{115}\text{In}$ .

Pomiar aktywności detektora indowego wykonuje się najczęściej, korzystając z fotonów o energii 1293,54 keV, ponieważ emisja fotonów o tej energii towarzyszy ponad 80 procentom wszystkich rozpadów stanu  $^{116}\text{Sn}^*$ .

Większość materiałów detekcyjnych może być aktywowana zarówno przez neutrony termiczne, jak i rezonansowe. Eksperymentalnie pomiar neutronów termicznych można oddzielić od pomiaru neutronów rezonansowych, stosując metodę różnicowania kadmem. Naturalny kadm ma duży całkowity przekrój czynny na wychwyt neutronów termicznych wynoszący ponad 2 000 barnów (zob. bazę danych ENDF/B-VII.0). Wartość tego przekroju czynnego gwałtownie spada w zakresie energii od 0,1 eV do około 5 eV. W efekcie w zakresie energii rezonansowych prawdopodobieństwo wychwytu neutronu przez kadm jest kilka rzędów wielkości mniejsze niż w przypadku neutronów termicznych. Dlatego osłonięcie materiału detekcyjnego warstwą kadmu o odpowiedniej grubości spowoduje całkowite pochłonięcie neutronów termicznych w kadmie,



**Rys. 3.3.** Widmo promieniowania  $\gamma$  emitowanego w trakcie przejścia jąder  $^{116}\text{Sn}$  ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego (KONEFAŁ, ORLEF, DYBEK, MANIAKOWSKI, POLACZEK-GRELİK, ZIPPER, 2008)

Stan wzbudzony  $^{116}\text{Sn}^*$  powstaje w wyniku rozpadu  $\beta^-$  stanu metastabilnego  $^{116\text{m}}\text{In}$ , będącego konsekwencją reakcji wychwytu neutronu przez jądro  $^{115}\text{In}$ . Widmo zostało zmierzone za pomocą detektora germanowego HPGe (zob. rys. 4.3)

z równoczesną eliminacją aktywacji materiału detekcyjnego przez neutrony termiczne. Jednak jednocześnie zostaje zatrzymana w kadmie pewna część neutronów rezonansowych. W związku z tym, aby określić aktywność  $A_{rez}$  materiału detekcyjnego wywołaną przez wszystkie neutrony rezonansowe pola neutronowego, wprowadza się współczynnik  $F_k$  korygujący zmniejszenie aktywności materiału detekcyjnego na skutek absorpcji neutronów rezonansowych w osłonie kadmowej. Współczynnik  $F_k$  definiowany jest następująco:  $F_k = A_{rez}/A_o$ , gdzie  $A_o$  oznacza aktywność materiału detekcyjnego osłoniętego kadmem w polu neutronowym. Wartość  $F_k$  zależy od rodzaju i gęstości materiału detekcyjnego oraz grubości warstwy kadmu. Im większa gęstość aktywowanego materiału i grubość warstwy kadmu, tym większa wartość współczynnika korekcyjnego (PRICE, 1964; TITTLE, 1951). Natomiast aktywność  $A_{ter}$  materiału detekcyjnego wywołana przez neutrony termiczne stanowi różnicę aktywności  $A_{no}$  materiału detekcyjnego nieosłoniętego i skorygowanej aktywności materiału detekcyjnego osłoniętego warstwą kadmu:  $A_{ter} = A_{no} - A_o F_k$ . Zależność między aktywnością  $A_{ter}$  materiału detekcyjnego wywołaną przez neutrony termiczne a fluencją neutronów termicznych  $\Phi_{n,ter}$  wyraża następujący wzór:

$$\Phi_{n,ter} = \frac{A_{ter} W e^{\lambda t_m}}{d_m S N_0 \sigma_{ter} (1 - e^{-\lambda t_n})},$$

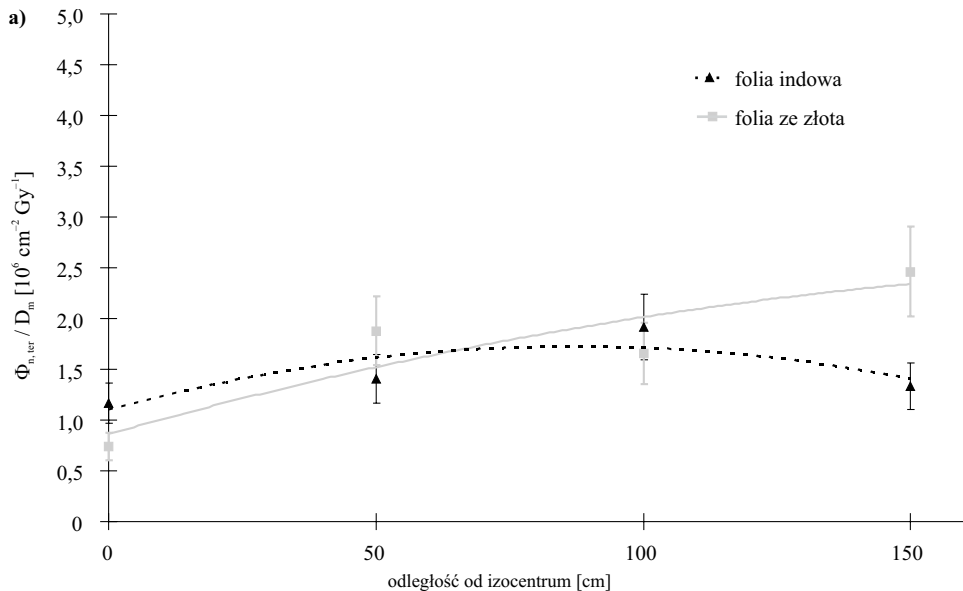
gdzie  $W$  — masa molowa materiału detekcyjnego,  $\lambda$  — stała zaniku radioizotopu powstałego w wyniku reakcji  $(n, \gamma)$  w materiale detekcyjnym,  $t_m$  — czas między końcem aktywowania materiału detekcyjnego a początkiem pomiaru jego aktywności,  $d_m$  — gęstość powierzchniowa materiału detekcyjnego,  $S$  — pole powierzchni materiału detekcyjnego,  $N_0$  — liczba Avogadry,  $\sigma_{ter}$  — całkowity przekrój czynny na wychwytywanie neutronu termicznego w materiale detekcyjnym,  $t_n$  — czas aktywacji materiału detekcyjnego.

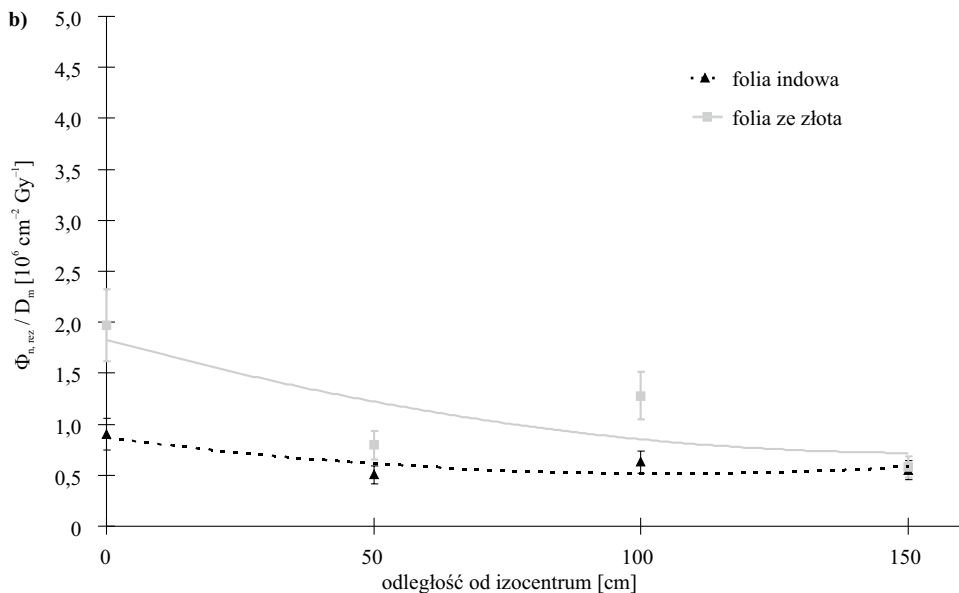
Analogiczna zależność dla neutronów rezonansowych ma następującą postać:

$$\Phi_{n, rez} = \frac{A_{res} W e^{\lambda t_m}}{d_m S N_0 C (1 - e^{-\lambda t_n})} \int_{0,4 \text{ eV}}^{100 \text{ keV}} \frac{dE}{E},$$

gdzie  $E$  — energia neutronu wyłapanego w materiale detekcyjnym,  $C$  — całka aktywacji rezonansowej dla materiału detekcyjnego.

Uzasadnienie niniejszych zależności można znaleźć w pracach wielu autorów (np. KONEFAŁ i in., 2001). Uproszczeniem metody aktywności wzbudzonej jest określenie zależności między aktywnością materiału detekcyjnego a fluencją neutronów za pomocą źródła neutronowego o znanym widmie i wydajności. Metoda aktywności wzbudzonej może być stosowana do pomiaru niezmiennych w czasie fluencji neutronów. W przypadku akceleratorów medycznych, ze względu na dużą stabilność wiązki terapeutycznej, generowane pola neutronowe mogą być uważane za stałe. Na rys. 3.4 przedstawiono rozkład fluencji neutronów termicznych i rezonansowych wzdłuż stołu terapeutycznego, otrzymany metodą aktywności wzbudzonej z zastosowaniem folii indowej i folii ze złota.





**Rys. 3.4.** Rozkład fluencji neutronów termicznych  $\Phi_{n,ter}$  (a) i rezonansowych  $\Phi_{n,rez}$  (b) wzdłuż stołu terapeutycznego akceleratora medycznego Clinac 2300 w trakcie emisji wiązki 20 MV (KONEFAŁ, ORLEF, ZIPPER, DORDA, ŁOBODZIEC, 2001, badania realizowane w ramach grantu KBN, zarejestrowanego pod numerem 8 T11E 013 15)

W celu uniezależnienia prezentowanych wyników od wydajności akceleratora wartości fluencji zostały odniesione do dawki maksymalnej  $D_m$  promieniowania X, określonej w fantomie wodnym w osi wiązki terapeutycznej: wiązka promieniowania X — 20 MV, pole napromieniowania  $s = 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ ,  $SSD = 100 \text{ cm}$

### 3.1.2. Zastosowanie symulacji komputerowych Monte Carlo do wyznaczania widma energetycznego neutronów stanowiących zanieczyszczenie wiązki terapeutycznej

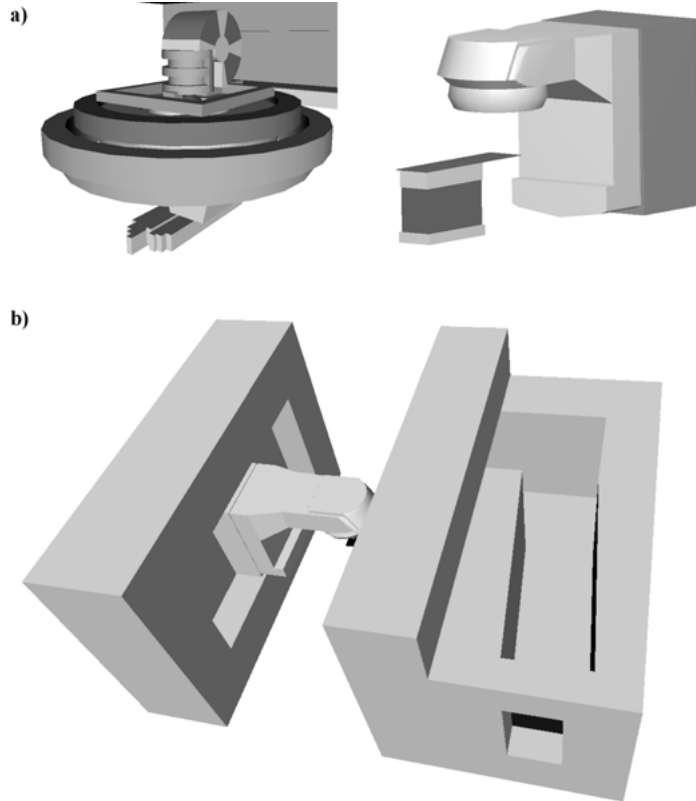
Neutrony wytwarzane w trakcie emisji wysokoenergetycznych wiązek terapeutycznych stosowanych w teleradioterapii cechuje widmo energetyczne w szerokim zakresie energii. Jak pokazały liczne prace (np. FACURE i in., 2005), neutrony stanowiące zanieczyszczenie wiązek terapeutycznych mogą mieć zarówno energię termiczną, jak i energię dochodzącą do kilkunastu mega-elektronowoltów. Dokładny pomiar widma neutronów w tak szerokim zakresie energii nie jest łatwy. Podstawową trudność stanowi dokładna kalibracja układu detekcyjnego, którego zasadniczą częścią zwykle jest moderator. W wielu wypadkach trzeba posłużyć się obliczeniami opartymi na metodzie Monte Carlo, aby wykonać dokładną kalibrację takiego układu detekcyjnego. W ostatnich

latach, ze względu na rozwój technik komputerowych, widma energetyczne neutronów coraz częściej otrzymywane są na drodze symulacji komputerowych realizowanych metodą Monte Carlo. Ten sposób pozyskiwania widma pozwala uniknąć wielu trudności eksperymentalnych, a uzyskane wyniki nie są zaburzone na skutek oddziaływań neutronów z układem pomiarowym. Zwłaszcza duży objętościowo moderator silnie wpływa na rozkład neutronów w miejscu, w którym wykonywany jest pomiar. Poza tym aparatura przeznaczona do dokładnego pomiaru widma neutronów ze względu na złożone układy elektroniczne nie jest tania. Tak więc zastąpienie eksperymentu symulacjami komputerowymi w wielu wypadkach przekłada się na wymierne korzyści finansowe.

Jednak aby precyzyjnie określić widmo energetyczne neutronów na podstawie symulacji komputerowych, należy spełnić kilka wymogów. Przede wszystkim program symulacyjny musi dokładnie odwzorowywać rozkłady fluencji fotonów lub elektronów wiązki terapeutycznej. Weryfikację programu symulacyjnego w tym względzie stosunkowo łatwo przeprowadzić, porównując rozkłady dawek np. w fantomie wodnym otrzymane metodą symulacji komputerowych z analogicznymi rozkładami zmierzonymi komorą jonizacyjną. Identyfikacyjny test programu symulacyjnego przeprowadza się w obliczeniach widm energetycznych wiązek terapeutycznych (por. rozdz. 2). Ponadto program symulacyjny musi zawierać dokładną geometrię wszystkich masywnych części głowicy akceleratora, które mogą stanowić źródło neutronów, jak również definicję osłon głowicy i plastikowej obudowy akceleratora, stanowiącej moderator zmniejszający energię neutronów. Wymagane jest również dokładne określenie materiałów, z których wykonane są wspomniane części akceleratora. Wytworzone w reakcjach fotojądrowych i elektrojądrowych neutrony są silnie wyhamowywane w betonowych ścianach pomieszczenia do radioterapii<sup>2</sup>, osiągając ostatecznie energię termiczną. Beton, materiał bogaty w wodór, stanowi skuteczny moderator. Elastyczne zderzenia neutronów z atomami wodoru są głównym czynnikiem pozbawiającym neutrony energii. Spowolnione neutrony mają widmo energetyczne podobne do rozkładu Maxwella — Boltzmana i mogą powracać do pomieszczenia z akceleratorem, stanowiąc znaczną część wszystkich neutronów zarówno w pobliżu ścian, jak i w bezpośredniej bliskości głowicy akceleratora. Na rys. 3.5a przedstawiono wizualizację elementów głowicy i obudowy akceleratora, a także stołu terapeutycznego, uwzględnianych w programie symulacyjnym, na rys. 3.5b zaś zamieszczono wizualizację fragmentu pomieszczenia do radioterapii. Zastosowanie uproszczeń w symulacjach, polegających np. na zastosowaniu uproszczonej geometrii głowicy akceleratora, wpływa wyraźnie na uzyskiwane wyniki (MAO i in., 1997).

---

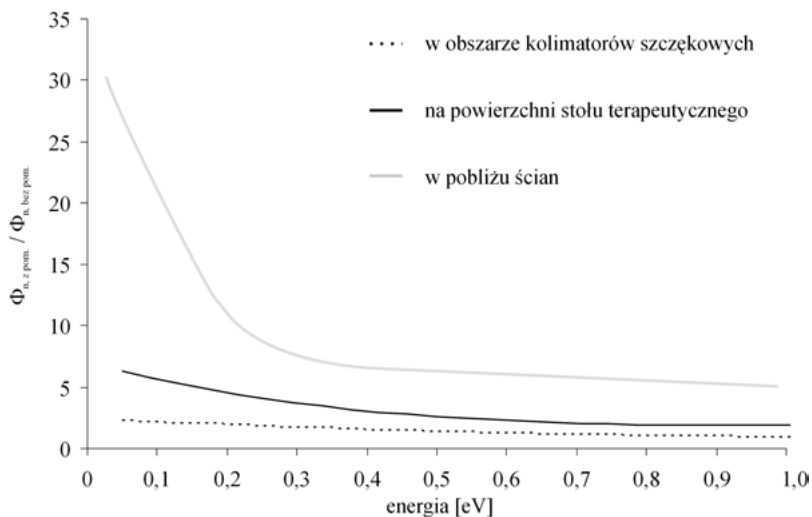
<sup>2</sup> Pomieszczenie do radioterapii stanowi swoisty bunkier, którego betonowe ściany mają grubość od kilkudziesięciu centymetrów do ponad 1 m. Z tego względu często określenie „pomieszczenie do radioterapii” zastępuje się terminem „bunkier akceleratora”.



**Rys. 3.5.** Wizualizacja elementów głowicy i obudowy akceleratora, stołu terapeutycznego (a) (KONEFAŁ, 2006) i fragmentu pomieszczenia do radioterapii (b) (z badań własnych niepublikowanych), uzyskana za pomocą programu komputerowego przeznaczonego do symulacji wiązki terapeutycznej 20 MV generowanej przez akcelerator typu Clinac 2300 i do symulacji transportu neutronów związanych z tą wiązką. Program został oparty na bibliotekach GEANT4

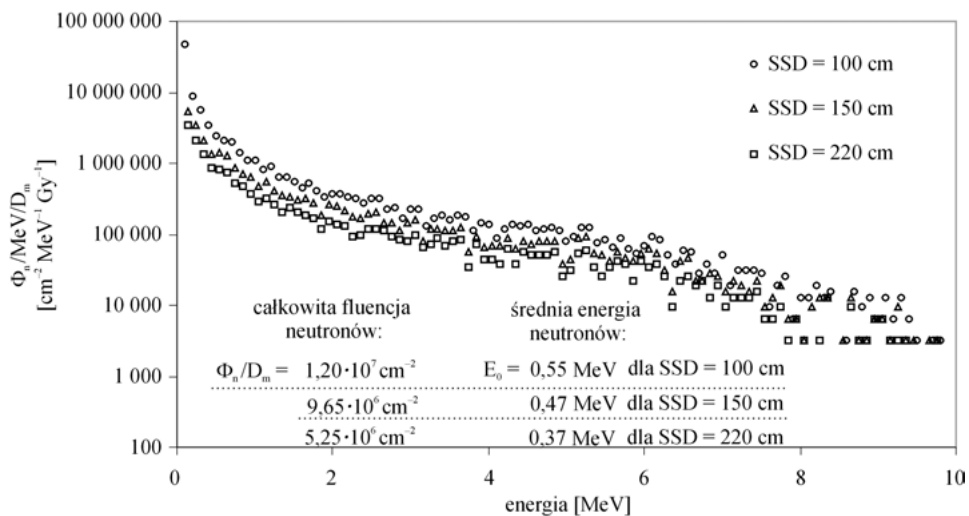
Na rys. 3.6 zaprezentowano wpływ betonowych ścian, podłogi i sufitu pomieszczenia do radioterapii na widmo neutronów w obszarze między kolimatorami szczękowymi, na powierzchni stołu terapeutycznego i w pobliżu ścian. Fluencja neutronów w zakresie energii do 1 eV jest większa w przypadku, gdy w symulacjach uwzględnione jest pomieszczenie do radioterapii. Szczególnie duża rozbieżność ( $\Phi_{n,z pom.} / \Phi_{n, bez pom.} \sim 30$ , rys. 3.6) występuje w zakresie energii termicznych w pobliżu ścian — największego moderatora neutronów, a najmniejsza — w obszarze między kolimatorami szczękowymi, a więc w bezpośredniej bliskości głównych źródeł neutronów<sup>3</sup>.

<sup>3</sup> W układzie kolimacyjnym akceleratora wytwarzana jest największa liczba neutronów przez wiązkę terapeutyczną (MAO i in., 1997; LARIVIERE, 1985).



**Rys. 3.6.** Zależność współczynnika  $\Phi_{n,z pom.} / \Phi_{n, bez pom.}$  od energii w zakresie energii do 1 eV (z badań własnych, materiały niepublikowane)

Wartości fluencji  $\Phi_{n,z pom.}$  zostały wyznaczone na drodze symulacji komputerowych z uwzględnieniem pomieszczenia do radioterapii, a wartości fluencji  $\Phi_{n, bez pom.}$  — z jego pominięciem. Obliczenia zostały wykonane dla wiązki terapeutycznej 20 MV wytwarzanej w akceleratorze typu Clinac 2300. Porównanie dotyczy obszaru kolimatorów szczękowych, stołu terapeutycznego i pobliżu ścian



**Rys. 3.7.** Widma energetyczne neutronów wytwarzanych w trakcie emisji wiązki promieniowania X — 20 MV generowanej przez akcelerator Clinac 2300, określone na powierzchni stołu terapeutycznego dla SSD = 100 cm, 150 cm i 220 cm (KONEFAŁ, POLACZEK-GRELİK, ORLEF, MANIAKOWSKI, ZIPPER, 2006)

Wartości fluencji neutronów  $\Phi_n$  przypadające na jednostkę energii i wartości fluencji całkowitej zostały odniesione do dawki maksymalnej  $D_m$  promieniowania X, określonej w fantomie wodnym wzdłuż osi wiązki terapeutycznej. Dodatkowo zamieszczono wartości średniej energii neutronów  $E_0$



Na rys. 3.7 zamieszczono widmo neutronów wytwarzanych w trakcie emisji rozważanej wiązki terapeutycznej o potencjale nominalnym 20 MV, generowanej przez liniowy akcelerator typu Clinac 2300. Widmo zostało wyznaczone na powierzchni stołu terapeutycznego dla  $SSD = 100\text{ cm}$ ,  $150\text{ cm}$  i  $220\text{ cm}$ .

Wyniki zaprezentowane na rys. 3.6 i 3.7 zostały uzyskane przy zastosowaniu oprogramowania GEANT4, z wykorzystaniem modelu HP (*High Precision*) do symulacji oddziaływań neutronów z materią, opartego na eksperymentalnych przekrojach czynnych z następujących baz danych: Brond-2.1, CENDL2.2, EFF-3, ENDF/B-VI.0, ENDF/B-VI.1, ENDF/B-VI.5, FENDL/E2.0, JEF2.2, JENDL-FF, JENDL-3.1, JENDL-3.2, MENDL-2.

### **3.2. Oszacowanie dawki neutronowej otrzymanej przez pacjentów leczonych wysokoenergetycznymi wiązkami promieniowania X w teleradioterapii**

Z punktu widzenia ochrony radiologicznej pacjenta szczególnie niekorzystne są neutrony prędkie (tj. neutrony o energiach  $>100\text{ keV}$ ), gdyż to one dają główny przyczynek do dawki neutronowej. Jak pokazały liczne prace (np. KONEFAŁ i in., 2006), na powierzchni stołu terapeutycznego dominuje składowa prędką, średnia energia neutronów osiąga wartość kilkuset keV. Ponadto neutrony prędkie silniej jonizują tkankę biologiczną, w efekcie czego współczynniki konwersji fluencji neutronów na dawkę  $q(E)$  ( $E$  — energia neutronów), definiowane jako dawka efektywna przypadająca na jednostkę fluencji neutronów, są około rząd wielkości większe dla neutronów prędkich niż w przypadku neutronów spowolnionych (ICRP Publication 74). Na powierzchni stołu terapeutycznego fluencja neutronów ma w przybliżeniu stałą wartość (rys. 3.4). W związku z tym pacjent otrzymuje dawkę na całe ciało, niezależnie od lokalizacji guza, tj. od obszaru napromienianego wiązką terapeutyczną. Na podstawie widma zaprezentowanego na rys. 3.7 można oszacować dawkę efektywną od neutronów, korzystając z następującej zależności:

$$D_{n,ef} = \Phi_n q(E),$$

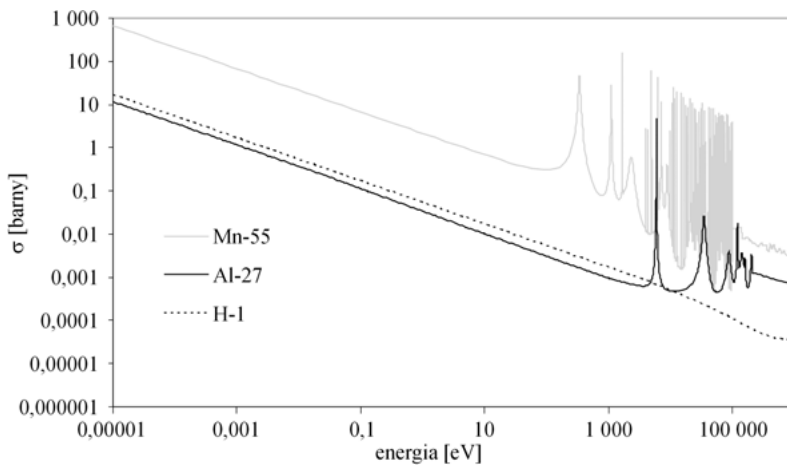
gdzie  $\Phi_n$  to całkowita fluencja neutronów,  $q(E)$  — współczynnik konwersji fluencji neutronów na dawkę (określony w  $\text{pSv cm}^2$ ). W obliczeniach dawki  $D_{n,ef}$  można przyjąć wartość średnią energii neutronów  $E_0$ . Efektywna dawka neutronowa oszacowana na podstawie widma prezentowanego na rys. 3.7

i współczynników  $q(E)$  zawartych w raporcie ICRP Publication 74, odniesiona do wartości 1 Gy terapeutycznej dawki maksymalnej wynosi 2,4 mSv dla wiązki 20 MV (Clinac 2300), SSD = 100 cm i pola terapeutycznego 10 cm × 10 cm (KONEFAŁ i in., 2006). Rozpatrując typowe leczenie kliniczne, w trakcie którego aplikuje się pacjentowi dawkę 60 Gy na guz w ciągu 6 tygodni (5 dni w tygodniu po 2 Gy), dawka efektywna od neutronów akumulowana w tym czasie nie przekracza 150 mSv. Dawka tej wielkości nie powoduje wyraźnych natychmiastowych objawów klinicznych, jednak jest wystarczająco duża, aby stanowić argument przemawiający za dalszym badaniem tego problemu. Ryzyko powikłań popromiennych wywołanych przez neutrony wytwarzane przez wiązki terapeutyczne zostało oszacowane przez E.J. Halla (HALL i in., 1995). Należy zauważyć, że dawki otrzymywane przez pacjenta poza obrębem wiązki pierwotnej (tzw. dawki peryferyjne) stanowią sumę dawki neutronowej i dawki od rozproszonego promieniowania X (KRY i in., 2005). Wyniki najnowszych badań z zakresu radiobiologii wskazują, że efekt biologiczny wywołany w tkankach poza obrębem wiązki terapeutycznej, w szczególności w tkankach znajdujących się bezpośrednio pod osłonami, spowodowany przez rozproszone promieniowanie X jest znacznie większy niż wskazywałaby wielkość dawki (zob. np. KONOPACKA i in., 2010). Metody pomiaru dawek wtórnego promieniowania fotonowego i neutronowego omówiły U. Cymerman i I. Majenka z Zakładu Fizyki Medycznej Instytutu Onkologii w Warszawie (CYMERMAN, 1984). Dokładny opis metody pomiaru dawek neutronowych opartej na zastosowaniu detektora półprzewodnikowego można znaleźć także w publikacji A. Konefała i in. (KONEFAŁ i in., 2010).

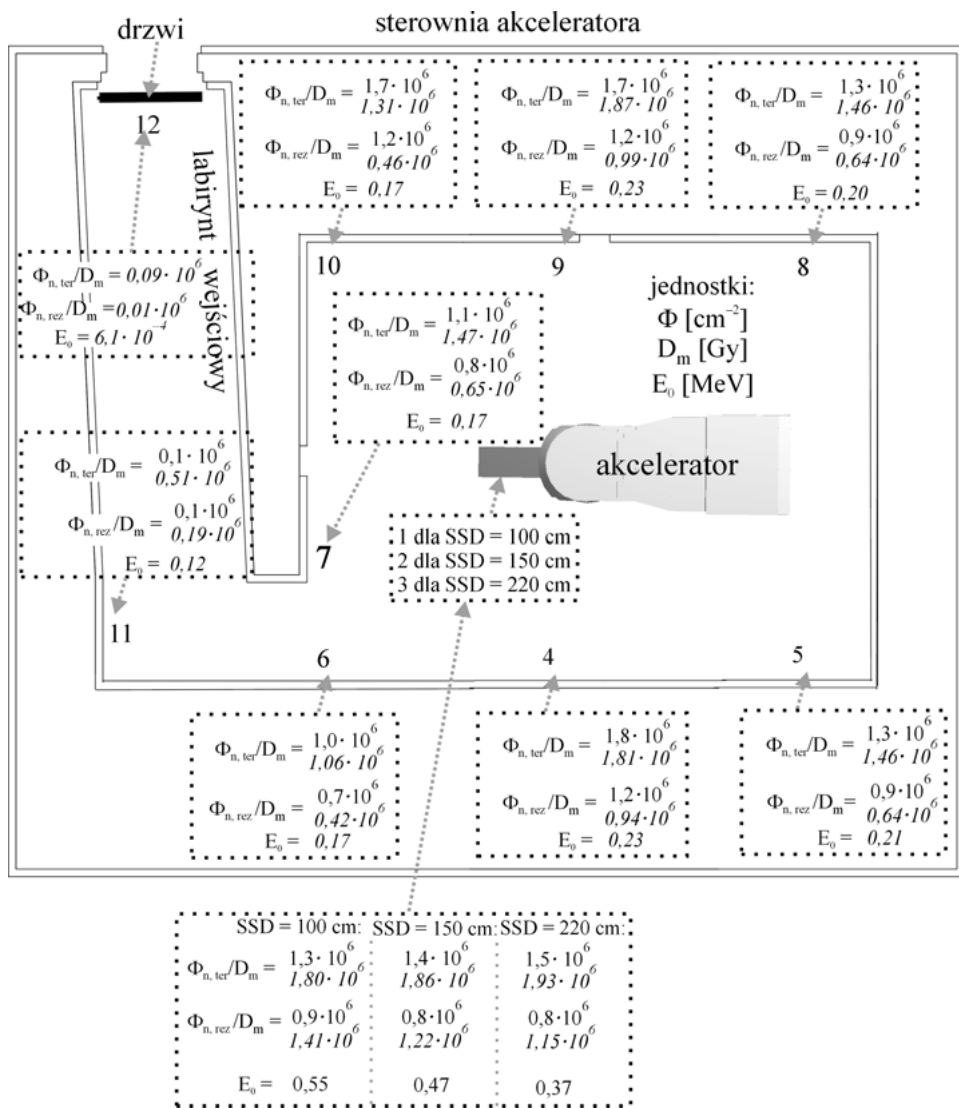
Aktualnie prowadzone przez Zakład Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań UŚ we współpracy z fizykami z Dolnośląskiego Centrum Onkologii badania dotyczą dawek wtórnego promieniowania neutronowego otrzymywanych przez pacjentów przy napromieniowaniach całego ciała.

## Identyfikacja reakcji jądrowych zachodzących w pomieszczeniu do radioterapii

Inną istotną konsekwencją reakcji jądrowych wywołanych przez neutrony są radioizotopy powstające zarówno w komponentach głowicy akceleratora, w ścianach, podłodze i suficie pomieszczenia do radioterapii, jak również w przedmiotach znajdujących się w pomieszczeniu z akceleratorem w trakcie emisji wysokoenergetycznej wiązki terapeutycznej. Szczególne znaczenie mają reakcje wychwytu neutronu ( $n, \gamma$ ), wywoływane głównie przez neutrony termiczne i rezonansowe. Jak wspomniano w rozdz. 3, reakcje te charakteryzują się dużymi przekrojami czynnymi dla większości izotopów. Zależność całkowitego przekroju czynnego od energii dla reakcji wychwytu neutronu przez jądra atomów wodoru  $^1\text{H}$ , glinu  $^{27}\text{Al}$  i manganu  $^{55}\text{Mn}$  zaprezentowano na rys. 4.1.



**Rys. 4.1.** Całkowite przekroje czynne  $\sigma$  na reakcję wychwytu neutronu dla izotopów wodoru  $^1\text{H}$ , glinu  $^{27}\text{Al}$  i manganu  $^{55}\text{Mn}$  (z bazy danych ENDF/B-VII.0)



**Rys. 4.2.** Rozkład fluencji neutronów termicznych  $\Phi_{n, \text{ter}}$ , rezonansowych  $\Phi_{n, \text{rez}}$  i średniej energii neutronów w pomieszczeniu do radioterapii, w którym zainstalowany jest akcelerator Clinac 2300, w trakcie emisji wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 20 MV (KONEFAŁ, POLACZEK-GRELIK, ORLEF, MANIAKOWSKI, ZIPPER, 2006)

Wartości wyróżnione kursywą zostały wyznaczone na drodze symulacji komputerowych prowadzonych metodą Monte Carlo (GEANT4), a wartości zapisane czcionką prostą zostały zmierzone metodą aktywności wzbudzonej z zastosowaniem folii indowej. Fluencję w położeniach 1—3 wyznaczono na powierzchni stołu terapeutycznego dla różnych wartości parametru SSD określonego w stosunku do powierzchni stołu. Wartości fluencji w położeniach 4—11 zostały wyznaczone na powierzchni ścian w odległości 1 m od podłogi. Położenie 12. odpowiada powierzchni drzwi od strony labiryntu wejściowego. Wartości fluencji neutronów zostały odniesione do dawki maksymalnej  $D_m$  promieniowania X określonej w fantomie wodnym wzdłuż osi wiązki terapeutycznej

Aktywacja neutronowa zachodzi w całym pomieszczeniu do radioterapii, ponieważ pole neutronowe wytwarzane przez wiązkę terapeutyczną charakteryzuje się dużą jednorodnością. Znaczący spadek fluencji neutronów obserwowany jest dopiero w korytarzu prowadzącym do pomieszczenia z akceleratorem, czyli w tzw. labiryncie wejściowym (ang. *maze*). Na rys. 4.2 przedstawiono rozkład fluencji neutronów termicznych i rezonansowych oraz średniej energii neutronów wewnątrz typowego pomieszczenia do radioterapii podczas emisji wiązki 20 MV (Clinac 2300). Średni czas życia neutronu w powietrzu jest rzędu mikrosekund. W związku z tym aktywacja neutronowa zachodzi tylko w trakcie emisji wysokoenergetycznej wiązki terapeutycznej.

Radioizotopy mogą być także wytwarzane bezpośrednio przez fotony lub elektrony wiązki terapeutycznej, odpowiednio w reakcjach fotojądrowych i elektrojądrowych. W tym przypadku obszar aktywacji ograniczony jest do wiązki terapeutycznej. Na rys. 4.3 zamieszczono zdjęcie detektora germanowego o wysokiej czystości kryształu germanu (ang. *High Purity German*, skrót: HPGe) firmy EG&G ORTEC, stosowanego do pomiaru widma promieniowania gamma emitowanego przez radioizotopy powstałe w pomieszczeniu do radioterapii (KONEFAŁ, POLACZEK-GRELİK i in., 2008; KONEFAŁ, ORLEF i in., 2008). W trakcie pomiarów detektor połączony jest z analizatorem wielokanałowym — MiniMCA177. Pracą detektora zarządza się za pomocą oprogramowania M-1-B32.

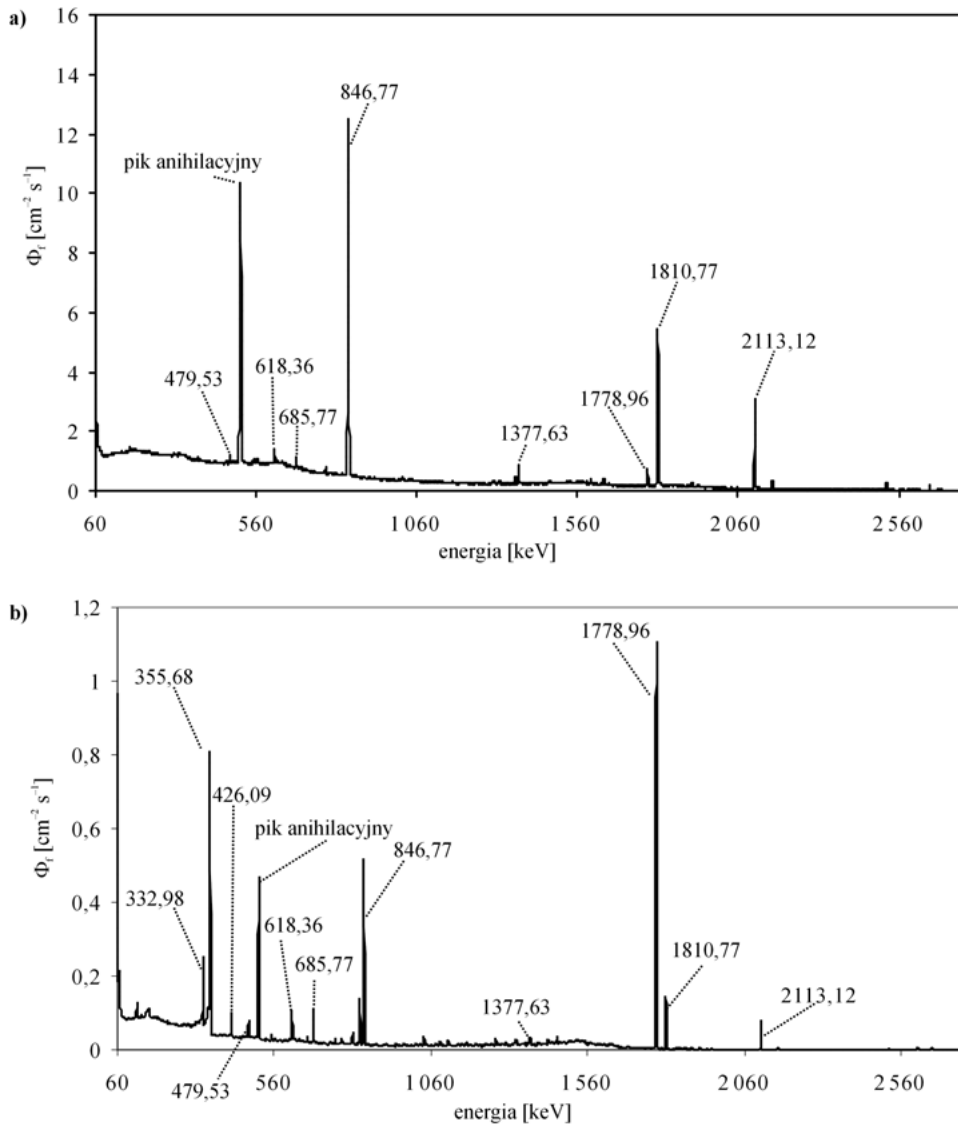


**Rys. 4.3.** Detektor germanowy HPGe:

1 — osłona aluminiowa kryształu germanu, 2 — pojemnik Dewara

Kryształ Ge ma kształt walca o średnicy 59 mm i długości 58,6 mm, jest zamknięty w obudowie aluminiowej o średnicy 82,5 mm i długości 155 mm. W trakcie pomiarów pojemnik Dewara wypełniony jest ciekłym azotem chłodzącym kryształ germanu. Chłodzenie zwiększa stosunek natężenia impulsu prądowego wytworzonego przez cząstkę przechodzącą przez kryształ do natężenia prądu powstałego na skutek ruchów cieplnych elektronów atomów Ge

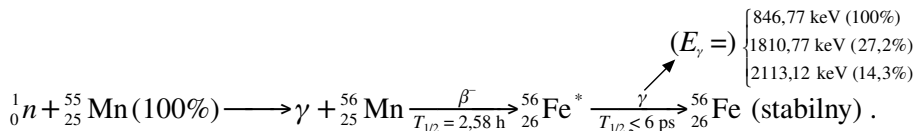
Na rys. 4.4 zaprezentowano widma promieniowania gamma, zmierzone bezpośrednio pod głowicą akceleratorów Clinac 2300 i Primus. Pomiar został wykonany po zakończonej emisji wiązki terapeutycznej.



**Rys. 4.4.** Widmo promieniowania gamma zmierzone pod głowicą akceleratora medycznego Clinac 2300 (a) i Primus (b) za pomocą detektora HPGe (KONEFAŁ, POLACZEK-GRELIK, ZIPPER, 2008) Pomiar widma dla akceleratora typu Clinac 2300 został wykonany 20 min po zakończeniu emisji wiązki 20 MV, natomiast w przypadku linaka firmy Siemens widmo zmierzono bezpośrednio po zakończeniu emisji wiązki 15 MV;  $\phi_f$  — strumień fotonów, tj. liczba fotonów przechodzących przez 1 cm<sup>2</sup> materii w ciągu jednej sekundy

Analizę widm zamieszczonych na rys. 4.4 przeprowadzono na podstawie tablicy izotopów opracowanej na Uniwersytecie w Kalifornii, opublikowanej w 1996 roku (FIRESTONE, ed., 1996). Analiza widm pozwoliła zidentyfikować radioizotopy powstałe w trakcie pracy wymienionych akceleratorów i określić reakcje jądrowe prowadzące do ich powstania. Identyfikacji dokonano, porównując energie odpowiadające poszczególnym pikom i czasy półżycia pików uzyskane z pomiarów z wartościami tablicowymi. W przypadku rozpadów z emisją fotonów o co najmniej dwóch różnych energiach, odnosząc wyniki eksperymentalne do danych tablicowych, sprawdzano także zgodność stosunków natężeń pików. W identyfikacji radioizotopów była pomocna znajomość materiałów użytych do konstrukcji akceleratorów typu Clinac 2300 i Primus.

Zmierzone widma wyglądają podobnie w przypadku obu typów akceleratorów. Piki o energiach: 846,77 keV, 1810,77 keV i 2113,12 keV, wskazują na obecność radioizotopu manganu  $^{56}\text{Mn}$ , powstałego w wyniku reakcji wychwytu neutronu przez jądro izotopu  $^{55}\text{Mn}$ . Niniejszą reakcję można zapisać następująco:



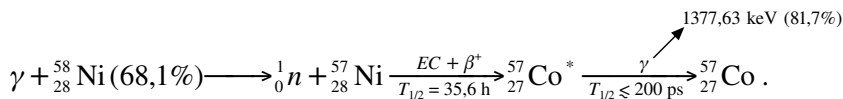
Po symbolu określającym aktywowany izotop podano wartość abundancji dla danego izotopu (liczba w nawiasie), a także czasy półżycia  $T_{1/2}$  jąder niestabilnych. Zamieszczono również energie kwantów promieniowania gamma  $E_\gamma$  emitowanych w trakcie rozpadu i procentowy udział w rozpadzie kwantu o danej energii. Podobna forma zapisu reakcji jądrowej będzie zachowana w całym rozdziale. Elektrony powstające w rozpadzie  $\beta^-$  jąder radioizotopu  $^{56}\text{Mn}$  osiągają maksymalnie energię<sup>1</sup>  $E_m = 2848,6 \text{ keV}$ , a więc w powietrzu mogą przemieszczać się na odległość<sup>2</sup>  $MZ_p = 1256 \text{ cm}$ . Ich maksymalny zasięg w tkance biologicznej  $MZ_{tb}$  wynosi 1,6 cm. Mangan jest podstawowym składnikiem stali nierdzewnej, z której wykonane są filtry klinowe i inne mniejsze komponenty akceleratorów. Izotop  $^{55}\text{Mn}$  ma stosunkowo duży całkowity przekrój czynny na reakcję wychwytu neutronu termicznego, wynoszący 13,4 barna

<sup>1</sup> Energie maksymalne elektronów i pozytonów zaczerpnięto z tablicy izotopów R.B. FIRESTONE, ed., 1996: *Table of Isotopes*. 8th ed. version 1.0. Lawrence Berkeley National Laboratory. University of California.

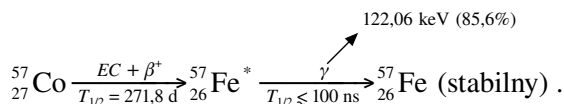
<sup>2</sup> Zasięgi elektronów oszacowano na podstawie danych zawartych w podręczniku zatytułowanym *Ochrona radiologiczna. Wielkości, jednostki i obliczenia* autorstwa B. GOSTKOWSKIEJ, wydanym w 2005 roku przez Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej. Do obliczeń przyjęto gęstość powietrza równą 0,0013 g/cm<sup>3</sup> i gęstość tkanki biologicznej wynoszącą 1 g/cm<sup>3</sup>.

i kilka rezonansów (rys. 4.1), dających wartość całki aktywacji rezonansowej 11,8 barna (PRICE, 1964).

Widoczna jest także aktywacja innego składnika stali nierdzewnej — niklu  $^{58}\text{Ni}$ . W tym przypadku jednak radioizotop powstaje w wyniku reakcji fotojądrowej:

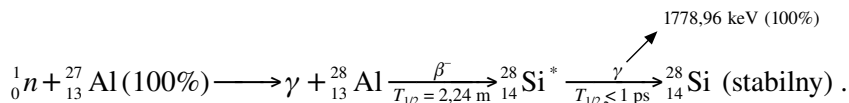


Podobnie jak w przypadku aktywacji manganu, rozpad produktu reakcji prowadzi do emisji promieniowania gamma o stosunkowo dużej energii 1377,63 keV i w związku z tym dużej przenikalności. Energia maksymalna  $E_m$  pozytonów wynosi 1886,4 keV. Pozytony oddziałują z elektronami powłok atomowych, wytracając stopniowo swą energię. Po uzyskaniu energii termicznej bardzo szybko ulegają anihilacji. Produktem rozpadu radioizotopu  $^{57}\text{Ni}$  jest kobalt  $^{57}\text{Co}$ , który rozpada się dalej, emitując promieniowanie  $\beta^+$  ( $E_m = 699,6$  keV) i promieniowanie gamma o energii 122,06 keV:



Przemiana  $^{57}\text{Ni}$  w  $^{57}\text{Co}$  i  $^{57}\text{Co}$  w  $^{57}\text{Fe}$  może również zachodzić przez wychwyt elektronu.

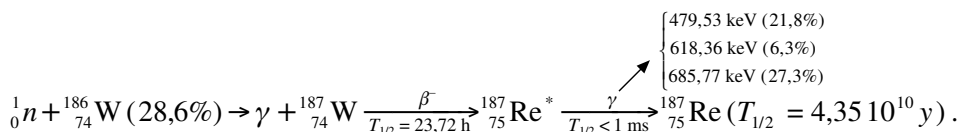
Na widmach zmierzonych dla obu akceleratorów pojawia się także pik odpowiadający energii 1778,98 keV, pochodzący z rozpadu promieniotwórczego radioizotopu  $^{28}\text{Al}$ , który powstaje w wyniku wychwytu neutronu przez jądro  $^{27}\text{Al}$ . Zachodzi następująca reakcja:



Energia maksymalna  $E_m$  emitowanych elektronów wynosi 2863,2 keV, co pozwala na pokonanie w powietrzu odległości 1 265 cm. Maksymalny zasięg w tkance biologicznej  $MZ_{tb}$  wynosi 1,6 cm. Całkowity przekrój czynny na powyższą reakcję jest równy 0,23 barna dla neutronów termicznych, przy energii 5,9 keV zaś pojawia się większy rezonans, dla którego przekrój czynny osiąga wartość maksymalną 4,7 barna (zob. rys. 4.1). Biorąc pod uwagę fakt, że wewnętrzne komory jonizacyjne, tacki na filtry klinowe i wiele mniejszych części badanych akceleratorów wykonanych jest z aluminium, powstawanie radioizotopu  $^{28}\text{Al}$  jest nieuniknione.

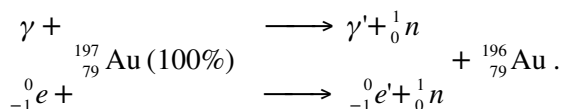


Obserwowane na rys. 4.4 piki odpowiadające energiom: 479,53 keV, 618,36 keV i 685,77 keV, pochodzą z rozpadu jąder wolframu  $^{187}\text{W}$ , powstających w następującej reakcji jądrowej:

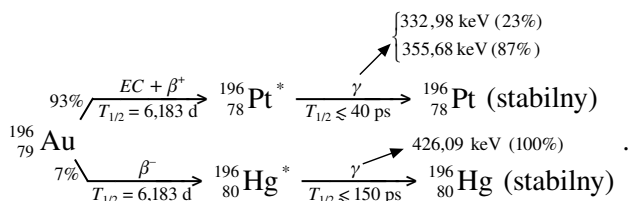


Reakcja ta zachodzi łatwo pod wpływem neutronów rezonansowych, o czym świadczy względnie duża wartość całki aktywacji rezonansowej dla izotopu  $^{186}\text{W}$ , wynosząca 335 barnów (MACKLIN i in., 1955). Maksymalny zasięg w powietrzu  $MZ_p$  elektronów z rozpadu  $\beta^-$  jąder  $^{187}\text{W}$  to 429 cm ( $E_m = 1311,2$  keV,  $MZ_{tb} = 0,6$  cm). Z wolframu wykonany jest układ kolimacyjny obu akceleratorów i tarcza konwersji akceleratora Clinac 2300, przeznaczona dla opcji z wiązką 20 MV. Poza izotopem  $^{186}\text{W}$ , wolfram ma jeszcze trzy inne stabilne izotopy:  $^{182}\text{W}$ ,  $^{183}\text{W}$ ,  $^{184}\text{W}$ . Jednak ich reakcje zarówno z neutronami, jak i fotonami nie prowadzą do powstania jąder w stanach metastabilnych.

Na widmie zmierzonym bezpośrednio pod głowicą akceleratora Primus widoczne są dodatkowo piki o energiach: 332,98 keV, 355,68 keV i 426,09 keV, pochodzące z rozpadu jąder złota  $^{196}\text{Au}$ , powstających w wyniku następującej reakcji fotojądrowej i elektrojądrowej:



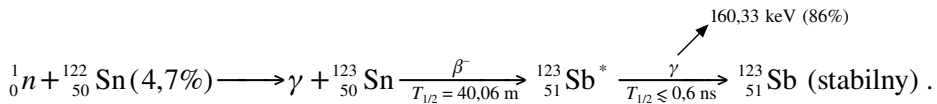
Ze złota wykonana jest tarcza konwersji akceleratora Primus przeznaczona dla opcji z wiązką 15 MV. Rozpad promieniotwórczy jądra  $^{196}\text{Au}$  zachodzi przez wychwyt elektronu, emisję promieniowania  $\beta^+$  lub  $\beta^-$ :



Maksymalna energia pozytonów z rozpadu jądra  $^{196}\text{Au}$  wynosi  $E_m = 1506$  keV, natomiast maksymalna energia elektronów  $E_m = 686$  keV ( $MZ_p = 187$  cm,  $MZ_{tb} = 0,2$  cm).

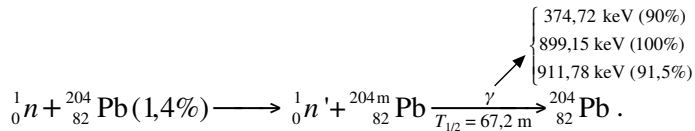
Wykaz radioizotopów indukowanych w stali nierdzewnej — materiale stosowanym w konstrukcjach akceleratorów medycznych, można znaleźć w publikacji autorstwa A. FASSO i in. (1999).

Źródłem indukowanego promieniowania stają się także akcesoria akceleratora używane w opcji z wysokoenergetycznymi wiązkami terapeutycznymi. Dobrym tego przykładem może być filtr klinowy. Na rys. 4.5 zaprezentowano widmo energetyczne promieniowania gamma, emitowanego przez filtr klinowy bezpośrednio po jego użyciu do profilowania wiązki promieniowania X — 20 MV. Na widmie widocznych jest 11 pików. Piki o największym natężeniu są wynikiem opisanej już reakcji wychwytu neutronu przez jądra glinu  $^{27}\text{Al}$  i analogicznej reakcji z cyną  $^{122}\text{Sn}$ :

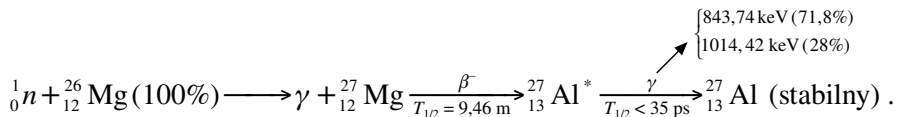


Maksymalny zasięg w powietrzu powstających w wyniku rozpadu  $\beta^-$  elektronów wynosi 400 cm ( $E_m = 1243$  keV), w tkance biologicznej — 0,5 cm.

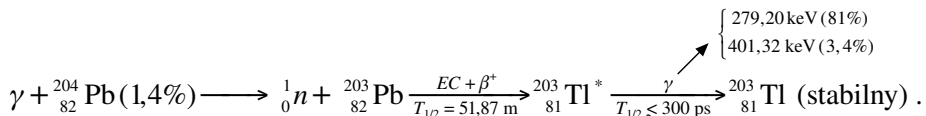
Piki o energiach: 374,72 keV, 899,15 keV i 911,78 keV, pochodzą z nieelastycznego rozpraszania neutronów, zmieniającego stan podstawowy jąder izotopu ołowiu  $^{204}\text{Pb}$  w stan metastabilny  $^{204m}\text{Pb}$ :



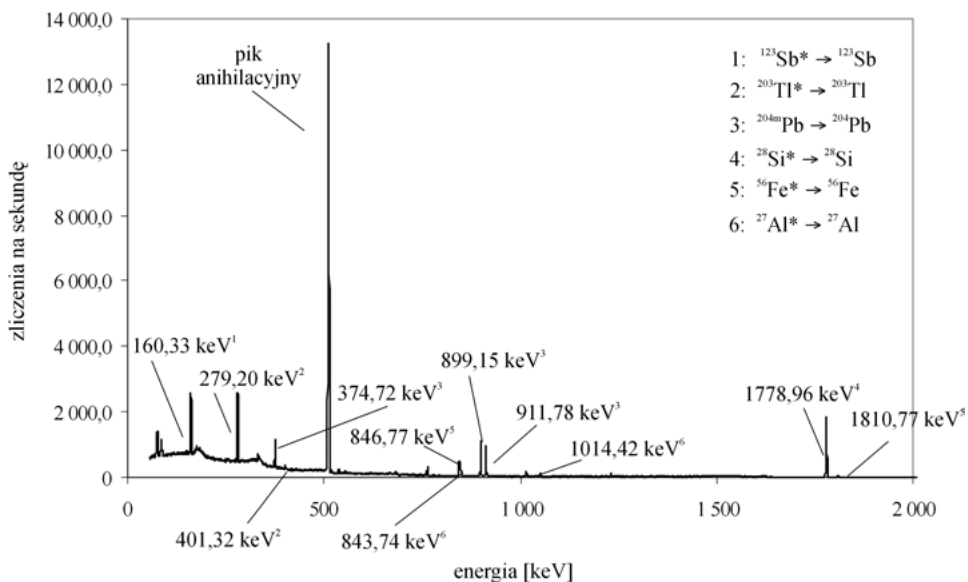
Piki o nieco mniejszym natężeniu odpowiadające energiom: 846,77 keV, 1810,77 keV i 843,74 keV, 1014,42 keV, są wynikiem wychwytu neutronu odpowiednio przez jądra  $^{55}\text{Mn}$  (reakcja opisana wcześniej) i  $^{26}\text{Mg}$ :



Konsekwencją reakcji fotojądrowej zachodzącej w rozważanym filtrze klinowym jest powstanie radioizotopu ołowiu  $^{203}\text{Pb}$ , rozpadającego się przez wychwyty elektronu i rozpad  $\beta^+$ :



Wszystkie aktywowane w filtrze klinowym izotopy, z wyjątkiem izotopów ołowiu, to składniki stali nierdzewnej. Izotopy  $^{204}\text{Pb}$  i  $^{122}\text{Sn}$  mają względnie małe abundancje. Pozostałe izotopy ołowiu o większej abundancji, w wyniku reakcji z neutronami lub reakcji fotojądrowej, przemieniają się w jądra stabilne. Wyjątek stanowi  $^{209}\text{Pb}$  — emiter promieniowania  $\beta^-$  ( $E_m = 644$  keV,  $MZ_p = 173$  cm,  $MZ_{tb} = 0,2$  cm,  $T_{1/2} = 3,25$  h). W przypadku cyny, oprócz rozważanego wcześniej radioizotopu  $^{123}\text{Sn}$  i stabilnych izotopów (analogia do ołowiu), powstają dwa emitery promieniowania  $\beta^-$ :  $^{121}\text{Sn}$  ( $E_m = 351$  keV,  $MZ_p = 80$  cm,  $MZ_{tb} = 0,1$  cm,  $T_{1/2} = 27,1$  h) i najkrócej życiowy  $^{125}\text{Sn}$  ( $E_m = 2364$  keV,  $MZ_p = 960$  cm,  $MZ_{tb} = 1,2$  cm,  $T_{1/2} = 9,52$  m). Niemal 100% rozpadów tych dwóch radioizotopów cyny odbywa się bez emisji promieniowania gamma. Dziewięć z jedenastu pików widocznych na widmie (rys. 4.5) jest konsekwencją reakcji

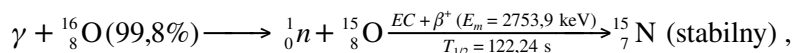


**Rys. 4.5.** Widmo promieniowania gamma emitowanego przez stalowo-ołowiany filtr klinowy (KONEFAŁ, ORLEF, DYBEK, MANIAKOWSKI, POLACZEK-GRELİK, ZIPPER, 2008)

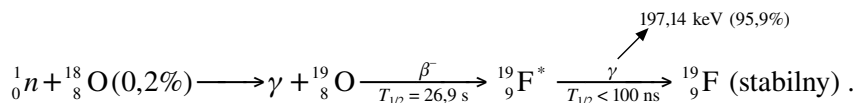
Widmo zostało zmierzone za pomocą detektora HPGe, bezpośrednio po użyciu filtra klinowego do profilowania wiązki promieniowania X — 20MV (Clinac 2300)

jądrowych wywołanych przez neutrony. Jak już wspomniano, pole neutronowe wytwarzane przez wiązkę terapeutyczną charakteryzuje się dużą jednorodnością w całym pomieszczeniu, w którym pracuje akcelerator. W związku z tym nawet nieużywany filtr klinowy ulega aktywacji neutronowej, jeśli znajduje się w pobliżu akceleratora w trakcie emisji wysokoenergetycznej wiązki terapeutycznej. Dlatego niezwykle istotne jest, aby magazynować filtry klinowe i inne akcesoria akceleratorów poza pomieszczeniem do radioterapii.

Istotną konsekwencją stosowania wysokoenergetycznych wiązek promieniowania X jest aktywacja powietrza, zachodząca w wyniku reakcji fotojądrowych wywołanych przez fotony wiązki terapeutycznej. Zachodzą następujące reakcje z jądrami dwóch głównych składników powietrza, tj. z tlenem  $^{16}\text{O}$  i azotem  $^{14}\text{N}$ :



Powstałe radioizotopy  $^{15}\text{O}$  i  $^{13}\text{N}$  są emiterami głównie promieniowania  $\beta^+$ , a więc dostarczają fotonów o energii 511 keV. Problem aktywacji powietrza był badany przez wielu autorów (m.in. EVDOKIMOFF i in., 2002; MCGINLEY, 1983). Wymienione reakcje zachodzą w obrębie wiązki terapeutycznej. Jednak na skutek ruchów termicznych cząsteczek powietrza (ruchów Browna) radioizotopy  $^{15}\text{O}$  i  $^{13}\text{N}$  rozprzestrzeniają się po całym pomieszczeniu do radioterapii. Przekroje czynne na produkcję tlenu  $^{15}\text{O}$  i azotu  $^{13}\text{N}$  stają się znaczące (tj. osiągają wartość bliską dziesiątej części barna) powyżej energii 18 MeV. Tak więc aktywacja powietrza będzie wyraźnie widoczna dopiero dla wiązek promieniowania X o potencjale nominalnym 20 MV i wyższym. Reakcje neutronów z dwoma głównymi składnikami powietrza nie prowadzą do powstania radioizotopów. Jedynym zidentyfikowanym radioizotopem powstającym w wyniku reakcji neutronów ze składnikiem powietrza — izotopem tlenu  $^{18}\text{O}$ , jest  $^{19}\text{O}$  (rys. 4.7). Reakcja prowadząca do powstania tego radioizotopu przedstawia się następująco:



Ważną kwestią jest możliwie szybkie usunięcie z pomieszczenia do radioterapii radioizotopów obecnych w powietrzu. Problem ten dotyczy ochrony radiologicznej personelu obsługującego akcelerator na co dzień, a skutecznym jego rozwiązaniem jest dobra wentylacja pomieszczenia do radioterapii.

Znajomość reakcji jądrowych zachodzących w trakcie emisji wysokoenergetycznych wiązek terapeutycznych jest cenna dla producentów akceleratorów medycznych. Może być także wykorzystana przy projektowaniu pomieszczenia do radioterapii i w celu zoptymalizowania ochrony radiologicznej personelu obsługującego akcelerator.

## 4.1. Korelacja między fluencją neutronów a radioaktywnością wzbudzoną w pomieszczeniu do radioterapii

Fluencja neutronów wytwarzanych w trakcie emisji wysokoenergetycznych wiązek terapeutycznych zależy od wielu czynników. Jednym z nich jest konstrukcja akceleratora (GUDOWSKA i in., 1996). W mniejszym stopniu na poziom promieniowania neutronowego wpływają wielkość pola napromieniowania (KONEFAŁ i in., 2001) i rozmiary pomieszczenia do radioterapii (MCCALL i in., 1979). Jednak podstawowym czynnikiem decydującym o wielkości fluencji neutronów jest rodzaj i energia wiązki terapeutycznej. Tabela 4.1 zawiera wartości fluencji neutronów termicznych i rezonansowych w izocentrum obrotu głowicy akceleratorów typu Clinac 2300 i Primus dla wiązek promieniowania X i wiązek elektronowych o różnych energiach. Fluencja neutronów dla wiązek promieniowania X jest od jednego do dwóch rzędów wielkości większa niż w przypadku elektronów. Ponadto fluencja neutronów termicznych i rezonansowych dla wiązek promieniowania X wykazuje wyraźną zależność od energii wiązki. Mianowicie fluencja neutronów związana z emisją wiązki 20 MV jest w przybliżeniu jeden rząd wielkości większa niż w przypadku wiązki 15 MV. Ten fakt eksperymentalny można wyjaśnić, analizując zależność między przekrojami czynnymi na reakcje fotojądrowe a widmem wiązki terapeutycznej (zob. rozdz. 3).

**Tabela 4.1.** Porównanie fluencji neutronów termicznych  $\Phi_{n,ter}$  i rezonansowych  $\Phi_{n,rez}$  zmierzonych w izocentrum obrotu głowicy akceleratora metodą aktywności wzbudzonej z zastosowaniem folii indowej (KONEFAŁ, DYBEK, ZIPPER, ŁOBODZIEC, SZCZUCKA, 2005)

Wiązka	Akcelerator	$\Phi_{n,ter}/D_m$ [ $\text{cm}^{-2} \text{Gy}^{-1}$ ]	$\Phi_{n,rez}/D_m$ [ $\text{cm}^{-2} \text{Gy}^{-1}$ ]
15 MV	Primus	$2,9 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^5$
20 MV	Clinac 2300	$1,3 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$
18 MeV	Primus	$1,2 \cdot 10^4$	$0,6 \cdot 10^4$
21 MeV	Primus	$2,0 \cdot 10^4$	$0,8 \cdot 10^4$
18 MeV	Clinac 2300	$0,7 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$
22 MeV	Clinac 2300	$1,1 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^4$

Wartości fluencji zostały odniesione do dawki maksymalnej  $D_m$  promieniowania X lub dawki elektronowej, określonej w osi wiązki terapeutycznej w fantomie wodnym, w celu uniezależnienia prezentowanych wyników od wydajności akceleratora.

W tabeli 4.2 zestawiono wartości fluencji neutronów termicznych i rezonansowych w różnych miejscach pomieszczenia do radioterapii, zmierzone metodą aktywności wzbudzonej dla wymienionych wiązek 15 MV i 20 MV. W każdym z miejsc pomiarowych, z wyjątkiem „ściany 4”, podobnie jak w izocentrum, fluencja neutronów dla wiązki promieniowania X — 20 MV jest około jeden rząd wielkości większa niż dla wiązki 15 MV.

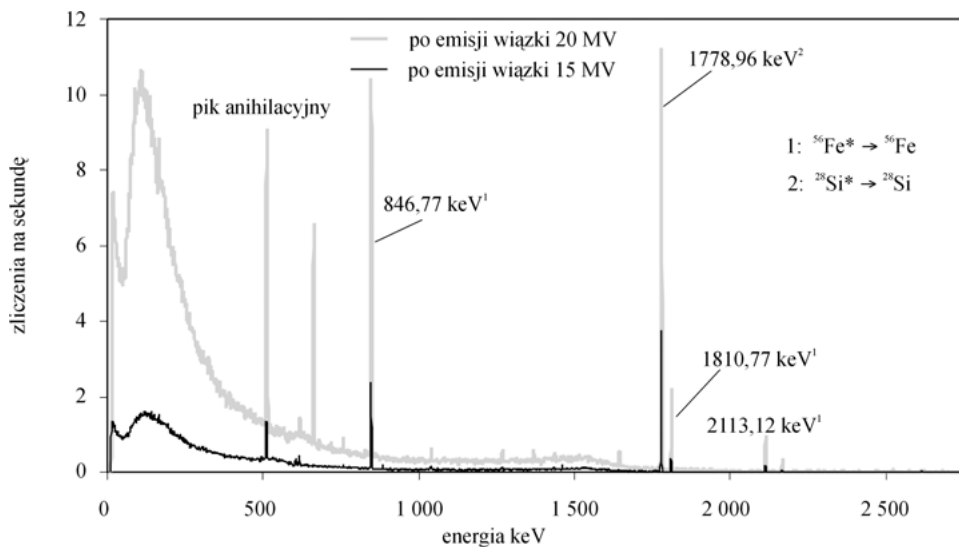
**Tabela 4.2.** Fluencja neutronów termicznych  $\Phi_{n, ter}$  i rezonansowych  $\Phi_{n, rez}$  odniesiona do 1 Gy dawki maksymalnej  $D_m$  promieniowania X, określonej w osi wiązki terapeutycznej w wodzie (KONEFAŁ, ORLEF, DYBEK, MANIAKOWSKI, POLACZEK-GRELİK, ZIPPER, 2008)

	15 MV Primus		20 MV Clinac 2300	
	$\Phi_{n, ter}/D_m$ [cm <sup>-2</sup> Gy <sup>-1</sup> ]	$\Phi_{n, rez}/D_m$ [cm <sup>-2</sup> Gy <sup>-1</sup> ]	$\Phi_{n, ter}/D_m$ [cm <sup>-2</sup> Gy <sup>-1</sup> ]	$\Phi_{n, rez}/D_m$ [cm <sup>-2</sup> Gy <sup>-1</sup> ]
Ściana 1, w pomieszczeniu z akceleratorem	$2,3 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^6$
Ściana 2, w pomieszczeniu z akceleratorem	$2,2 \cdot 10^5$	$0,8 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^6$	$9,1 \cdot 10^5$
Na stole terapeutycznym, w izocentrum*	$3,4 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$
Na stole terapeutycznym, 150 cm od izocentrum	$3,1 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^6$	$9,0 \cdot 10^6$
Ściana 3, w pomieszczeniu z akceleratorem	$2,4 \cdot 10^5$	$7,3 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^5$
Ściana 4, w labiryncie wejściowym	$1,0 \cdot 10^5$	$3,9 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$

\* Pod głowicą akceleratora, w osi wiązki terapeutycznej, 100 cm od tarczy konwersji; ściana 1 — między pomieszczeniem z akceleratorem a sterownią akceleratora, ściana 2 — równoległa do ściany 1, po przeciwnej stronie akceleratora, ściana 3 — oddzielająca pomieszczenie z akceleratorem od labiryntu wejściowego. Prezentowane wartości fluencji neutronów zostały zmierzone metodą aktywności wzbudzonej z zastosowaniem folii indowej, w trakcie emisji wiązek terapeutycznych 15 MV (Primus) i 20 MV (Clinac 2300). Wartość fluencji neutronów dla ściany 1 i ściany 2 jest uśrednioną wartością zmierzoną w trzech różnych miejscach ściany. Niepewności pomiarowe dla wszystkich zamieszczonych wartości  $\Phi_{n, ter}$  i  $\Phi_{n, rez}$  nie przekraczają 15%.

Na rys. 4.6 zamieszczono widma promieniowania gamma zmierzone w przejściu między labiryntem wejściowym a pomieszczeniem z akceleratorem. Pomiar wykonano dla wiązki promieniowania X — 20 MV generowanej przez Clinac 2300 i dla wiązki 15 MV wytworzonej w akceleratorze typu Primus. Pomiar przeprowadzono bezpośrednio po pierwszej emisji wiązki, po kilkudniowej przerwie w pracy akceleratora, zapewniającej całkowity rozpad izotopów <sup>28</sup>Al i <sup>56</sup>Mn, dających główny przyczynek do wzbudzonej radioaktywności w pomieszczeniu do radioterapii. Pomiar wykazał korelację między fluencją neutronów termicznych i rezonansowych a natężeniem pików pochodzących od fotonów z rozpadów wspomnianych radioizotopów. Pola pod pikami odpowiadającymi energiom: 846,77 keV, 1778,96 keV, 1810,77 keV i 2113,12 keV, były około rząd wielkości większe po emisji wiązki promieniowania X — 20 MV niż po emisji wiązki 15 MV, z zachowaniem porównywalnych warunków napromieniania dla obu rozważanych wiązek terapeutycznych.

Większość radioizotopów powstających w trakcie emisji wysokoenergetycznych wiązek terapeutycznych charakteryzuje się czasami połowicznego zaniku  $T_{1/2}$  rzędu od kilku minut do kilku dni, z wyjątkiem kobaltu <sup>57</sup>Co, którego czas półzaniku wynosi 271 dni. Takie czasy połowicznego zaniku wytworzonych radioizotopów sprawiają, że radioaktywność we wnętrzu pomieszczenia do radioterapii może być kumulowana i może wzrastać wraz z czasem emisji wiązki. W takiej sytuacji rozsądne wydaje się, w miarę możliwości, unikanie dłuższych emisji wysokoenergetycznych wiązek promieniowania X.

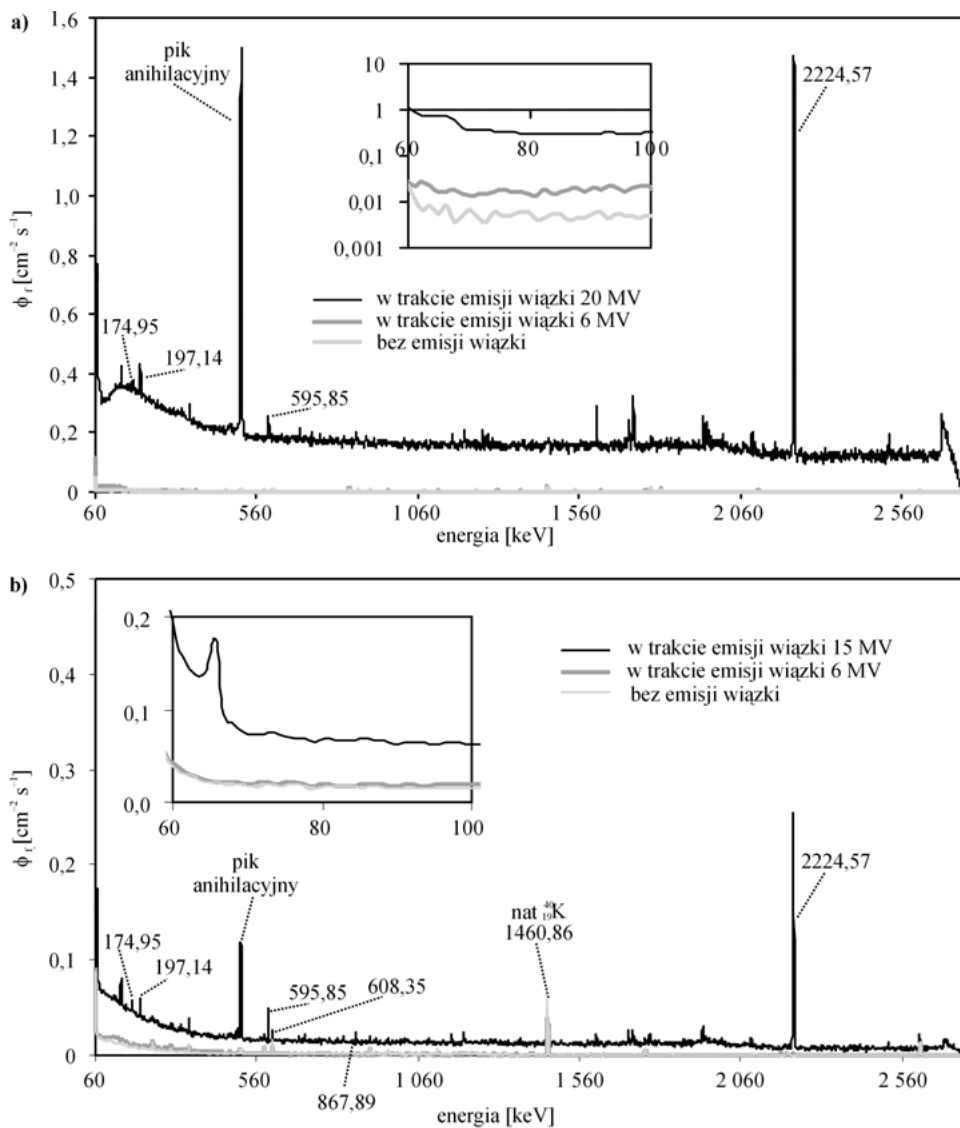


**Rys. 4.6.** Widma promieniowania gamma zmierzone za pomocą detektora HPGe w przejściu między labiryntem wejściowym a pokojem, w którym zainstalowany jest akcelerator (KONEFAŁ, ORLEF, DYBEK, MANIAKOWSKI, POLACZEK-GRELİK, ZIPPER, 2008)

Pomiary wykonano dla akceleratorów typu Clinac 2300 i Primus bezpośrednio po emisji wiązek promieniowania X: 20 MV i 15 MV, z zachowaniem porównywalnych warunków napromieniania dla obu rozważanych wiązek, tj. wyemitowana ilość promieniowania dla obu wiązek odpowiadała takiej samej wartości dawki maksymalnej promieniowania X, określonej w osi wiązki w fantomie wodnym

## 4.2. Optymalizacja budowy drzwi wejściowych pomieszczenia do teleradioterapii stosującej wysokoenergetyczne wiązki promieniowania X i elektronów

Typowe drzwi do pomieszczenia, w którym przeprowadzana jest teleradioterapia stosująca wysokoenergetyczne wiązki promieniowania X i wiązki elektronowe, składają się z dwóch zasadniczych warstw: z moderatora neutronów bogatego w wodór — najczęściej parafiny lub tworzywa sztucznego (pierwsza warstwa od strony labiryntu wejściowego), i z kilkucentymetrowej warstwy ołowiu. Taka budowa drzwi okazuje się niewystarczająca do całkowitego wyeliminowania promieniowania ze sterowni akceleratora. Przeprowadzone badania wykazały obecność promieniowania gamma i neutronów w sterowniach akceleratorów medycznych, w pobliżu drzwi pomieszczenia do teleradioterapii, w trakcie emisji wysokoenergetycznych wiązek promieniowania X i wiązek elektronowych (KONEFAŁ i in., 2008). Na rys. 4.7 i 4.10 zamieszczono widma promieniowania gamma zmierzone za pomocą detektora HPGe, w bezpośred-

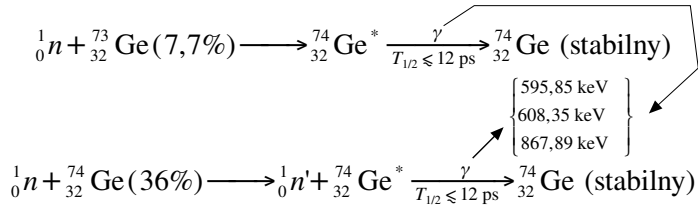


**Rys. 4.7.** Widma promieniowania gamma zmierzone za pomocą detektora HPGe w sterowniach akceleratorów Clinac 2300 (a) i Primus (b), tuż przy drzwiach pomieszczenia do teleradioterapii, w trakcie emisji terapeutycznych wiązek promieniowania X i gdy wiązka nie jest emitowana (KONEFAŁ, POLACZEK-GRELİK, ZIPPER, 2008)

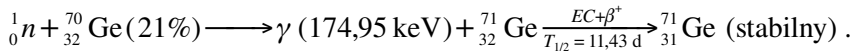
$\phi_\gamma$  — strumień fotonów (por. opis do rys. 4.4). Oznaczone piki są konsekwencją reakcji neutronów z jądrami atomów germanu detektora HPGe ( $E_\gamma = 174,95$  keV,  $595,85$  keV i  $608,35$  keV), z jądrami atomów tlenu <sup>18</sup>O ( $E_\gamma = 197,14$  keV), składnikiem powietrza oraz z wodorem ( $E_\gamma = 2224,57$  keV) w warstwie moderatora stanowiącej zasadniczą część drzwi pomieszczenia do radioterapii. Dla porównania oznaczono pik pochodzący od fotonów ( $E_\gamma = 1460,86$  keV) z rozpadu jąder potasu <sup>40</sup>K — naturalnego radioizotopu będącego składnikiem zarówno materii żywej, jak i większości przedmiotów. Obecność tego piku świadczy o niskim poziomie promieniowania gamma w miejscu pomiarowym. Wstawki w górnej części rysunków prezentują powiększony obszar widm w zakresie energii od 60 keV do 100 keV



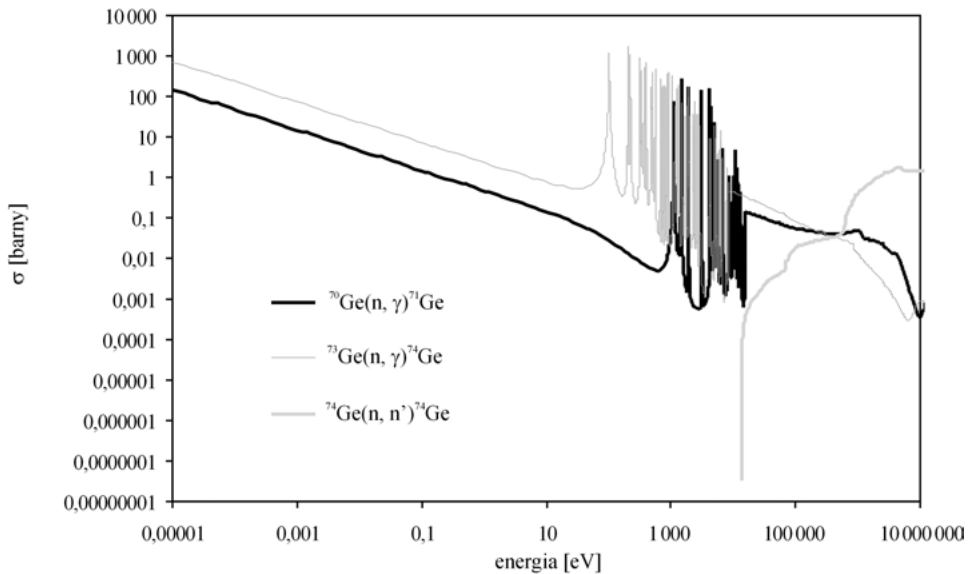
niej bliskości drzwi, w sterowniach akceleratorów Primus i Clinac 2300, w trakcie emisji wiązek terapeutycznych promieniowania X: 15 MV i 20 MV, i elektronów o energii 22 MeV. Na widmach zaprezentowanych na rys. 4.7 widoczne są piki o energiach: 174,95 keV, 197,14 keV, 595,85 keV i 608,35 keV, świadczące o obecności neutronów w miejscu pomiarowym. Pik o energii 197,14 keV jest konsekwencją reakcji neutronów z jądrami  $^{18}\text{O}$  (por. rozdz. 4). Pozostałe trzy piki są wynikiem reakcji neutronów z jądrami atomów kryształu germanu detektora HPGe:



oraz



Na rys. 4.8 zamieszczono całkowite przekroje czynne na powyższe reakcje w funkcji energii neutronów. Zasadniczą rolę odgrywają reakcje wychwytu neutronów zachodzące ze względnie dużymi przekrojami czynnymi osiągniętymi

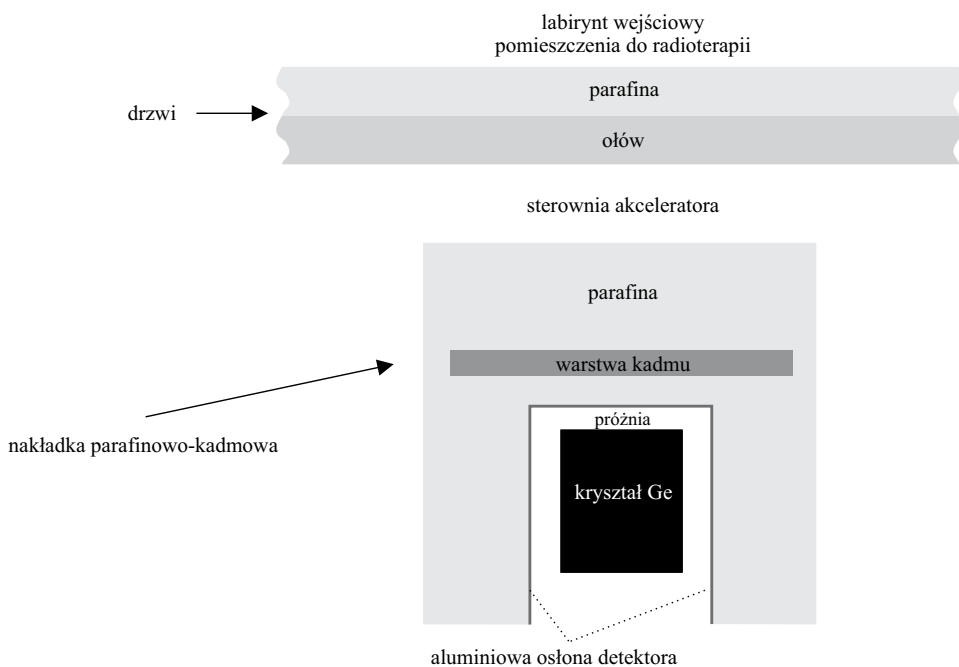


**Rys. 4.8.** Całkowite przekroje czynne  $\sigma$  na reakcję  ${}^{70}\text{Ge}(n, \gamma){}^{71}\text{Ge}$ ,  ${}^{73}\text{Ge}(n, \gamma){}^{74}\text{Ge}$  i  ${}^{74}\text{Ge}(n, n'){}^{74}\text{Ge}$  zachodzące w detektorze HPGe (z bazy danych ENDF/B-VII.0)

wartości od kilkuset barnów do 1800 barnów w zakresie energii termicznych i rezonansowych.

Promieniowanie gamma mierzone w sterowniach akceleratorów medycznych, w pobliżu drzwi pomieszczenia do teleradioterapii, jest wynikiem reakcji jądrowych wywołanych przez neutrony w drzwiach: zarówno w warstwie moderatora, jak również w warstwie ołowiu. Szczególnie istotna jest reakcja wychwytu neutronu przez wodór, w wyniku której powstaje deuter. Emitowany jest przy tym foton o energii 2224,57 keV. Zależność całkowitego przekroju czynnego od energii na niniejszą reakcję została przedstawiona na rys. 4.1. Mniejsze znaczenie, ze względu na prawie trzy rzędy wielkości mniejszy całkowity przekrój czynny w zakresie energii termicznych i rezonansowych, ma reakcja wychwytu neutronu przez jądra  $^{12}\text{C}$ , w wyniku której powstaje jądro  $^{13}\text{C}$  i fotony o energiach 3685,57 keV i 4946,31 keV (rys. 4.15a). W analogiczny sposób powstają izotopy ołowiu:  $^{207}\text{Pb}$  i  $^{208}\text{Pb}$ . Procesowi temu towarzyszy emisja fotonów o energiach 6737,79 keV i 7367,82 keV (rys. 4.12b i 4.15a).

Strumień fotonów i neutronów w pobliżu drzwi pomieszczenia do radioterapii silnie zależy od rodzaju i energii emitowanej wiązki terapeutycznej (zob. rys. 4.7 i 4.10). Natężenie pików będących konsekwencją reakcji jądrowych

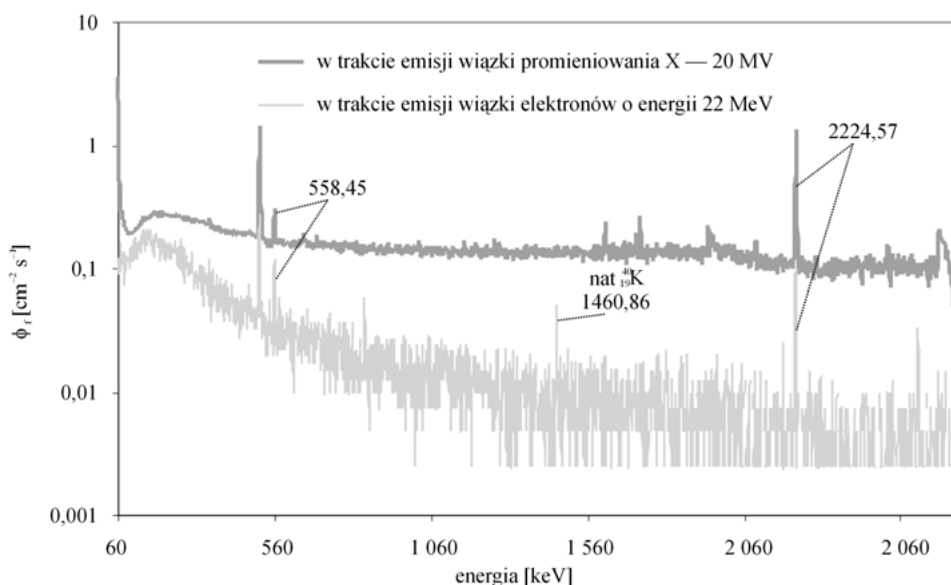


**Rys. 4.9.** Schemat (przekrój w płaszczyźnie poziomej) układu pomiarowego, za pomocą którego zostały zmierzone widma promieniowania gamma zaprezentowane na rys. 4.10

Parafina „dostarcza” fotonów o energii 2224,57 keV i spowalnia neutrony, zwiększając liczbę neutronów termicznych w obszarze kadmu. Kadm jest źródłem fotonów o energii 558,85 keV

wywołanych przez neutrony stanowi miarę wielkości strumienia neutronów. W przypadku wiązek promieniowania X — 6 MV, dla których maksymalna energia fotonów jest mniejsza od energii progowych na reakcje fotojądrowe dla izotopów, z których wykonane są zasadnicze części głowic akceleratorów Clinac 2300 i Primus, widmo promieniowania gamma jest zbliżone do widma zmierzonego w czasie, gdy wiązka nie jest emitowana (rys. 4.7). Widoczny jest natomiast wzrost promieniowania w trakcie emisji wiązki 15 MV, a zwłaszcza podczas emisji wiązki 20 MV.

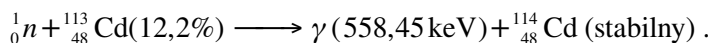
Na rys. 4.10 zaprezentowano widma promieniowania gamma zmierzone za pomocą detektora HPGe z nakładką parafinowo-kadmową (rys. 4.9), przy drzwiach pomieszczenia do teleradioterapii, w trakcie emisji wiązki promieniowania X — 20 MV i elektronów o energii 22 MeV (Clinac 2300). Warstwa pa-



**Rys. 4.10.** Widma promieniowania gamma zmierzone za pomocą detektora HPGe z nakładką parafinowo-kadmową w sterowni akceleratora Clinac 2300, tuż przy drzwiach pomieszczenia do teleradioterapii, w trakcie emisji wiązki promieniowania X — 20 MV i wiązki elektronów o energii 22 MeV (KONEFAŁ, POLACZEK-GRELIK, ZIPPER, 2008)

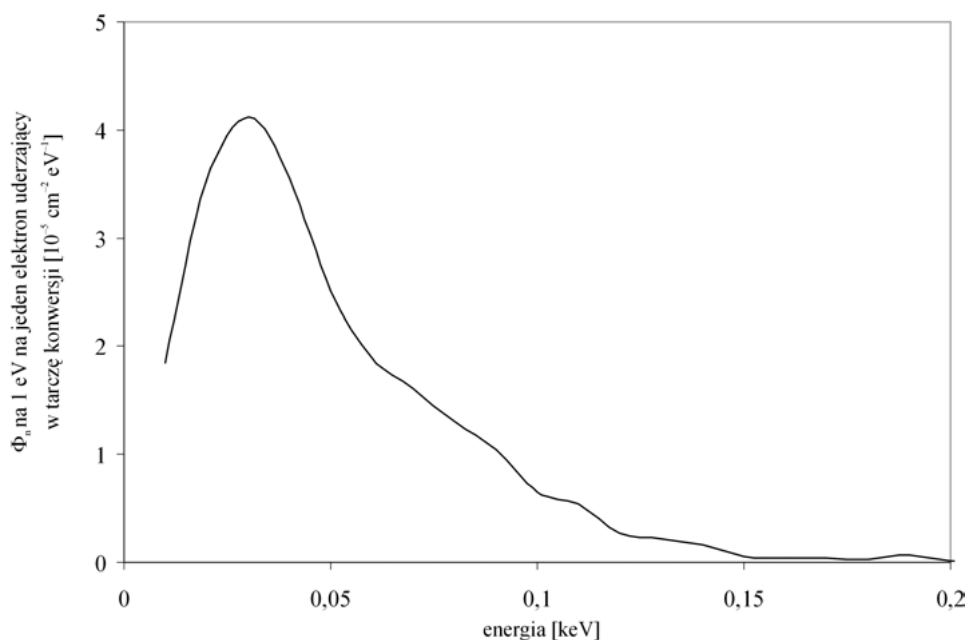
$\phi_f$  — strumień fotonów (por. opis do rys. 4.4)

rafiny z zatopioną w niej płytką kadmową, nałożona na detektor HPGe, zwiększa wydajność pomiaru neutronów. Rejestrowane fotony o energii 558,85 keV pochodzą z reakcji neutronów termicznych z jądrami izotopu  $^{113}\text{Cd}$  (abundancja 12,2%,  $\sigma_{ter}$  ponad 20 tys. barnów):



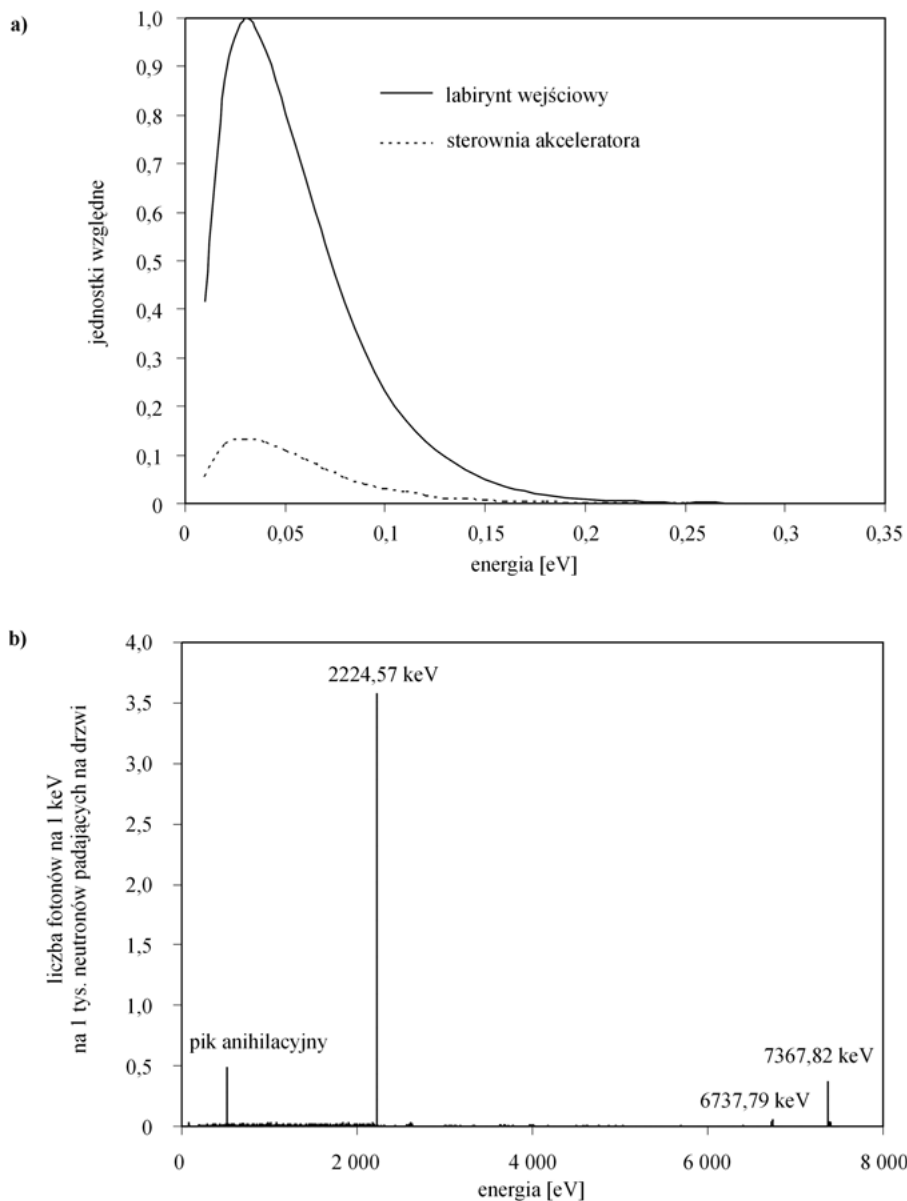
Natężenia pików o energiach 558,85 keV i 2224,57 keV stanowiących miarę strumienia neutronów są ponad rząd wielkości większe w przypadku wiązki 20 MV niż dla rozważanej wiązki elektronowej.

Symulacje komputerowe prowadzone metodą Monte Carlo stanowią doskonałe narzędzie do optymalizacji budowy drzwi pomieszczenia do teleradioterapii. W przypadku typowego pomieszczenia z odpowiednio długim labiryntem wejściowym, oddzielonym od pokoju z akceleratorem kilkudziesięciocentymetrową betonową ścianą, neutrony dochodzące do drzwi charakteryzują się widmem energetycznym o rozkładzie Maxwella — Boltzmana, z maksimum odpowiadającym energii 0,025 eV. Zaledwie 2% wszystkich neutronów ma energię większą od 100 eV. Na rys. 4.11 przedstawiono widmo energetyczne neutronów w labiryncie wejściowym w pobliżu drzwi. Widmo otrzymano za pomocą symulacji komputerowych opartych na oprogramowaniu GEANT4. W symulacjach uwzględniono wszystkie części akceleratora wpływające na liczbę wytwarzanych neutronów, a także ściany, podłogę i sufit pomieszczenia do radioterapii. Na rys. 4.12 zaprezentowano widmo energetyczne neutronów i promieniowania gamma w sterowni akceleratora Clinac 2300, tuż przy drzwiach



**Rys. 4.11.** Widmo energetyczne neutronów w labiryncie wejściowym, w pobliżu drzwi dzielących typowe pomieszczenie do teleradioterapii i sterownię akceleratora (z badań własnych, materiały niepublikowane)

Widmo otrzymano za pomocą symulacji komputerowych prowadzonych metodą Monte Carlo, opartych na oprogramowaniu GEANT4 dla akceleratora Clinac 2300 emitującego wiązkę terapeutyczną promieniowania X — 20 MV. Obliczenia wykonano dla 800 mln uderzeń elektronów w tarczę konwersji akceleratora

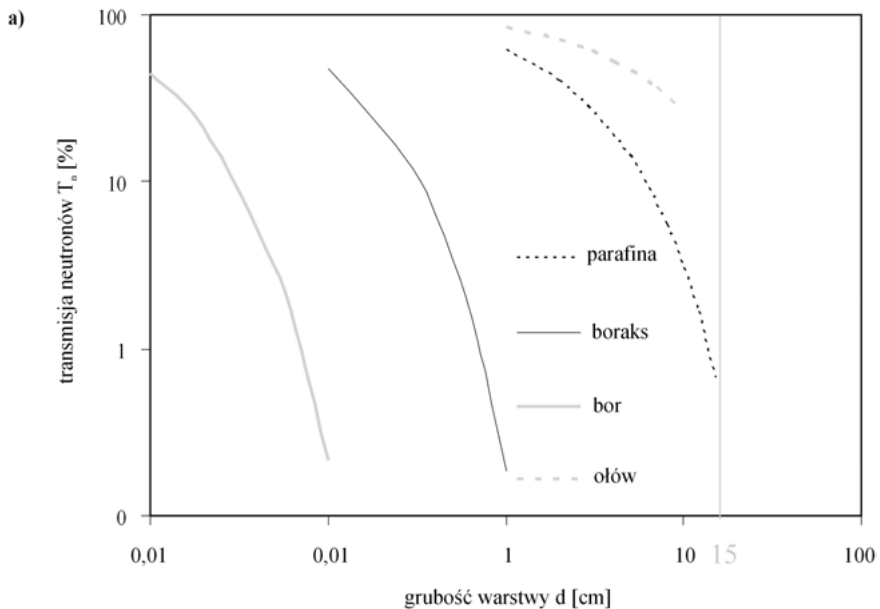


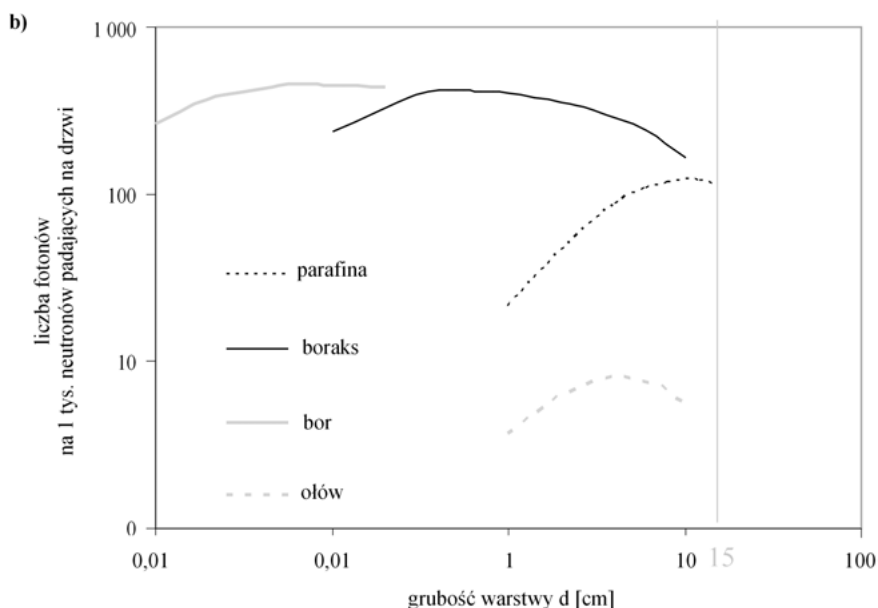
**Rys. 4.12.** Widmo: **a** — neutronów padających na drzwi w labiryncie wejściowym zestawione z widmem neutronów, które przeszły przez drzwi, **b** — widmo promieniowania gamma wytworzonego w drzwiach w wyniku reakcji jądowych wywołanych przez neutrony, wyznaczone w sterowni akceleratora, w pobliżu drzwi pomieszczenia do teleradioterapii (KONEFAŁ, ZIPPER, 2010)

Widma uzyskano za pomocą symulacji komputerowych metodą Monte Carlo, opartych na oprogramowaniu GEANT4 dla akceleratora Clinac 2300 emitującego wiązkę terapeutyczną promieniowania X — 20 MV. Obliczenia przeprowadzono dla drzwi pomieszczenia do teleradioterapii wysokoenergetycznymi wiązkami promieniowania X, złożonych z warstwy parafiny o grubości 4 cm i warstwy ołowiu również o grubości 4 cm

typowego pomieszczenia do teleradioterapii stosującej wysokoenergetyczne wiązki promieniowania X. Widmo neutronów w sterowni zostało zestawione z widmem neutronów w labiryncie wejściowym. Widma uzyskano metodą Monte Carlo dla przykładowych drzwi złożonych z warstwy parafiny o grubości 4 cm i warstwy ołowiu również o grubości 4 cm. Taka konstrukcja drzwi okazuje się nieodpowiednia do zatrzymania wszystkich neutronów, a ponadto — jak już wcześniej wspomniano — warstwy parafiny i ołowiu stają się źródłem promieniowania gamma. Powstałe fotony oddziałują comptonowsko z elektronami atomów w obu warstwach drzwi, wytracając stopniowo swą energię. Mogą również w polu jąder atomowych kreować parę elektron — pozyton. Jednak znaczna część wytworzonych fotonów przechodzi bez straty energii. Fotony o odpowiednio małej energii ulegają absorpcji w wyniku efektu fotoelektrycznego.

Na rys. 4.13a zaprezentowano zdolności do ekranowania promieniowania neutronowego różnych materiałów osłonowych. Do praktycznie całkowitego zatrzymania neutronów o energiach nieprzekraczających 100 eV wystarcza warstwa boru o grubości 0,1 cm i warstwa boraksu o grubości 1 cm. Parafina znacznie słabiej ekranuje neutrony. Warstwa parafiny o grubości 1 cm przepuszcza ponad 60% neutronów, a 4 cm wystarczają do zatrzymania 80% neutronów. Transmisję  $T_n = 0,7\%$  uzyskuje się dla warstwy parafiny o grubości 15 cm. Zdolności materiału osłonowego do ekranowania promieniowania neutronowego w zakresie energii termicznych i rezonansowych zależą głównie od przekroju czynnego na wychwyty neutronów. W przypadku parafiny zasadniczą



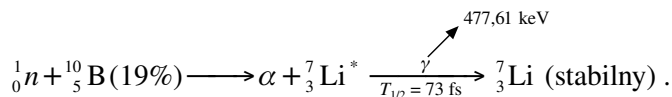


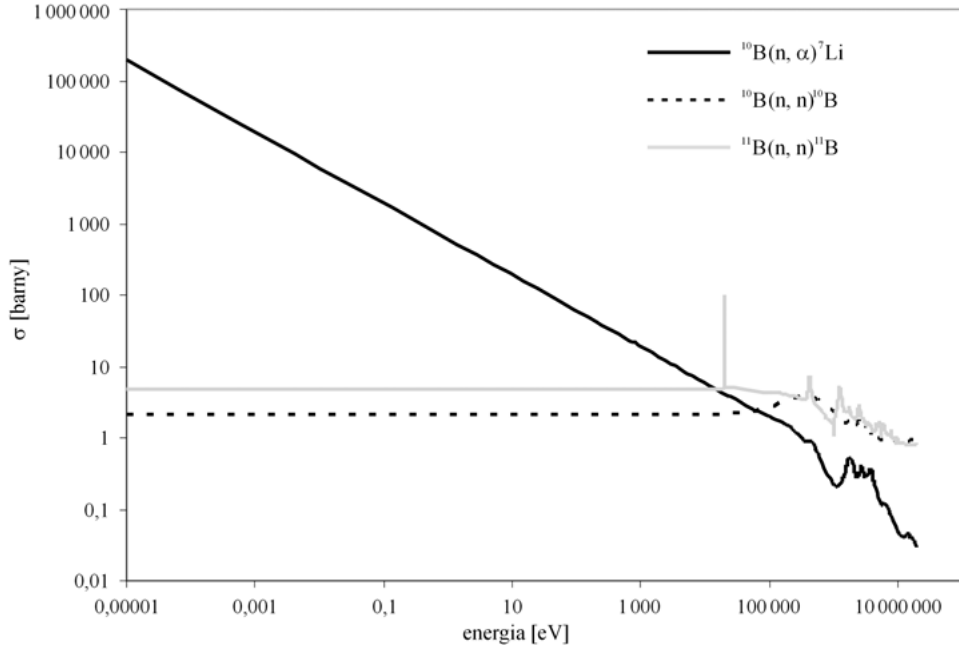
**Rys. 4.13.** Transmisja neutronów  $T_n$  dla warstw materiałów stosowanych w konstrukcjach drzwi pomieszczeń do radioterapii (a). Transmisja neutronów została określona jako stosunek liczby neutronów, które przechodzą przez daną warstwę materiału, do liczby neutronów padających na tę warstwę. Liczba fotonów wytwarzanych w rozważanych materiałach w wyniku reakcji jądrowych wywołanych przez neutrony jako funkcja grubości warstwy (b). Neutrony padały na jedną powierzchnię warstwy, a fotony były zliczane po przeciwnej stronie warstwy, od strony powierzchni niebombardowanej neutronami (KONEFAŁ, ZIPPER, 2010)

Prezentowane wyniki zostały uzyskane dla energii neutronów nieprzekraczających 100 eV, przy założeniu, że neutrony padające na drzwi mają widmo energetyczne o rozkładzie Maxwella — Boltzmanna z maksimum odpowiadającym energii 0,025 eV. Badania dotyczyły: naturalnego boru ( $2,34 \text{ g/cm}^3$ ), naturalnego ołowiu ( $11,35 \text{ g/cm}^3$ ), parafiny ( $\text{C}_{20}\text{H}_{42}$ ) o gęstości  $0,9 \text{ g/cm}^3$  i boraksu ( $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ ) o gęstości  $1,72 \text{ g/cm}^3$  (symulacje komputerowe, GEANT4)

rolę w osłabianiu strumienia neutronów odgrywa wodór, ze względu na małą masę i tym samym dużą utratę energii przez neutrony w oddziaływaniach elastycznych, a także z powodu względnie dużego przekroju czynnego na wychwytywanie neutronów termicznych (zob. rys. 4.1).

Bor, a także boraks, którego jednym z głównych składników jest bor, znacznie lepiej absorbują neutrony termiczne i rezonansowe niż parafina. Na rys. 4.14 zaprezentowano zależność między całkowitym przekrojem czynnym na reakcję  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  a energią neutronów. W wyniku reakcji neutronów z izotopem  $^{10}\text{B}$  powstają jądra  $^7\text{Li}$  w stanie wzbudzonym. Przejściu jąder litu do stanu podstawowego towarzyszy emisja fotonów o energii 477,61 keV:





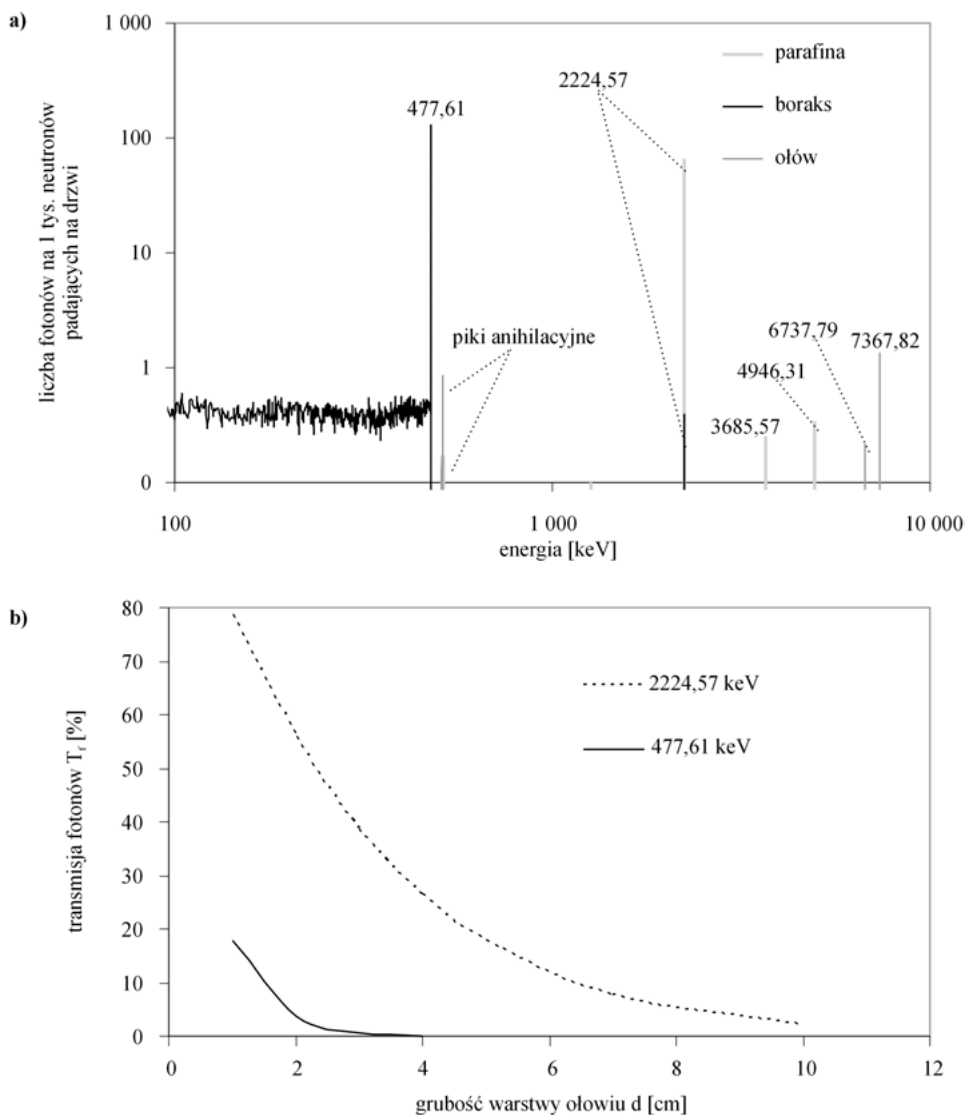
**Rys. 4.14.** Całkowite przekroje czynne  $\sigma$  na reakcję  $(n, \alpha)$  dla izotopu  $^{10}\text{B}$  i na reakcje rozprzelenia elastycznego neutronów na jądrach  $^{10}\text{B}$  i  $^{11}\text{B}$ . Prezentowane dane zostały zaczerpnięte z bazy danych ENDF/B-VII.0

Ze względu na duży przekrój czynny na niniejszą reakcję w warstwie boru lub boraksu jest wytwarzana znacznie większa liczba fotonów niż w warstwie parafiny czy ołowiu (zob. rys. 4.13b). Jednak są to fotony o dużo mniejszej energii w porównaniu z fotonami wytwarzanymi w parafinie i ołowiu. Na rys. 4.15a zamieszczono widma promieniowania gamma tuż za warstwami boraksu, parafiny i ołowiu bombardowanymi neutronami termicznymi i rezonansowymi. Natomiast na rys. 4.15b zaprezentowano zdolności ołowiu do ekranowania promieniowania fotonowego wytwarzanego w warstwie parafiny i boraksu.

Okazuje się, że warstwa ołowiu o grubości 4 cm przepuszcza 26,4% fotonów o energii 2224,57 keV i zaledwie 0,1% fotonów o energii 477,61 keV. Zatem w przypadku gdy neutrony padające na drzwi w labiryncie wejściowym mają widmo energetyczne o rozkładzie Maxwella — Boltzmana z maksimum odpowiadającym energii 0,025 eV, do całkowitego wyeliminowania promieniowania ze sterowni akceleratora wystarczają drzwi złożone z warstwy boraksu o grubości 1 cm (pierwsza warstwa od strony labiryntu wejściowego) i z warstwy ołowiu o grubości 4 cm. W sytuacji gdy konstrukcja pomieszczenia do teleradioterapii<sup>3</sup> nie zapewnia odpowiedniego spowolnienia neutronów, wymaga-

<sup>3</sup> Szczegółowe zasady projektowania pomieszczenia do radioterapii zostały przedstawione w raporcie IAEA No. 47 z 2006 roku.





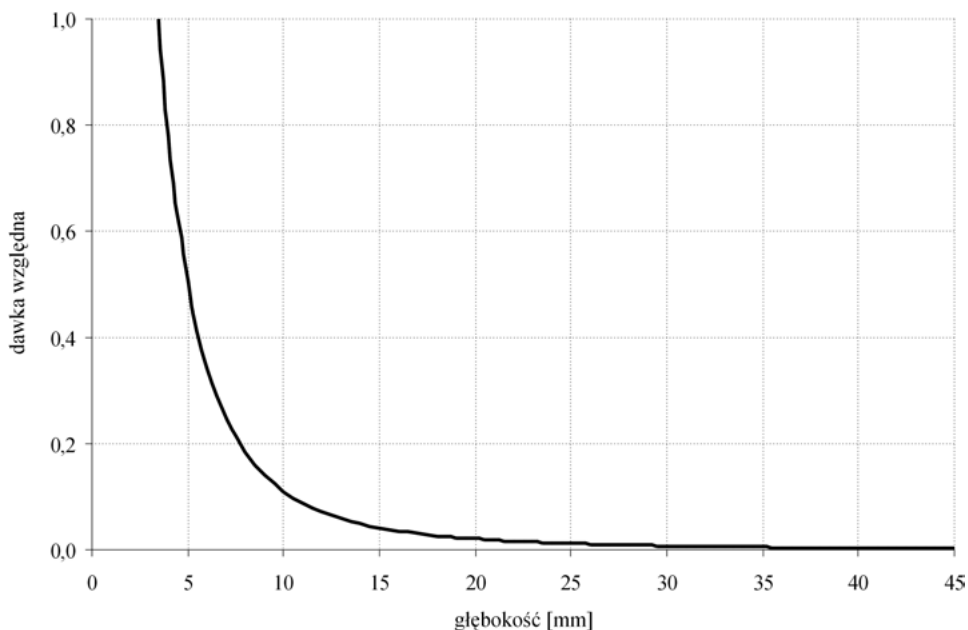
**Rys. 4.15.** Widma energetyczne promieniowania gamma emitowanego przez warstwy boraksu, parafiny i ołowiu o grubości 4 cm, bombardowane neutronami mającymi widmo energetyczne o rozkładzie Maxwella — Boltzmana z maksimum odpowiadającym energii 0,025 eV (**a**). Maksymalna energia neutronów wynosiła 100 eV. Neutrony padały na jedną powierzchnię warstwy, a widma promieniowania gamma były rejestrowane po przeciwnej stronie warstwy, od strony powierzchni niebombardowanej neutronami. Transmisja fotonów  $T_f$  wytwarzanych w warstwie parafiny ( $E_\gamma = 2224,57$  keV) i boraksu ( $E_\gamma = 477,61$  keV) dla warstwy ołowiu o różnej grubości (**b**). Transmisja fotonów  $T_f$  została określona jako stosunek liczby fotonów, które przechodzą przez daną warstwę ołowiu, do liczby fotonów padających na tę warstwę. Wyniki uzyskano za pomocą symulacji komputerowych realizowanych metodą Monte Carlo (GEANT4) (z badań własnych, materiały niepublikowane)

ne jest zwiększenie grubości warstwy boraksu ze względu na stosunkowo mały (rzędu barnów) całkowity przekrój czynny na elastyczne rozpraszanie neutronów na jądrach atomów boru (zob. rys. 4.14) i nieco mniejszą ilość wodoru w jednostce objętości niż np. w przypadku parafiny. W takiej sytuacji zamiast boraksu można także zastosować warstwę parafinowo-boraksową, aby zwiększyć efektywność spowalniania neutronów i jednocześnie uniknąć znaczącej produkcji fotonów o energii 2224,57 keV.

## **Testowanie układu do radiochirurgii o nazwie Intrabeam, zwanego potocznie igłą fotonową**

Jednym z urządzeń stosowanych coraz częściej we współczesnej radioterapii jest tzw. igła fotonowa. Jest to miniaturowe urządzenie wytwarzające promieniowanie X o dużym natężeniu wiązki i o energiach fotonów nieprzekraczających 50 keV. Ze względu na niską energię promieniowania X spadek dawki w tkance miękkiej jest szybki, w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalny do trzeciej potęgi odległości od źródła wiązki (zob. rys. 5.1). Efekt taki jest bardzo korzystny, gdyż umożliwia ochronę głębiej położonych zdrowych tkanek. Duży gradient dawki jest szczególnie pożądany przy napromienianiu łoża po wyciętym guzie, gdzie radioterapii podlega tylko niewielki obszar tkanek zewnętrznych. W związku z tym igła fotonowa stosowana jest do napromieniowań śródoperacyjnych, najczęściej obszarów mózgu (COLOMBO i in., 2001; YANCH i in., 1995; VAIDYA i in., 2006), a także do leczenia nowotworów występujących w obszarze jamy ustnej i piersi (SARIN i in., 2005; TOBIAS i in., 2004). Mała energia wiązki emitowanej przez igłę fotonową sprawia, że efekt biologiczny jest większy niż w przypadku wiązek fotonowych stosowanych w teleradioterapii (BRENNER i in., 1999), ponieważ dla mniejszych energii występuje silniejsza absorpcja promieniowania gamma na skutek efektu fotoelektrycznego.

Układ do radiochirurgii fotonowej jest względnie nową technologią, stosowaną w praktyce klinicznej od 1992 roku. Wcześniejsze wersje urządzenia charakteryzowały się znaczącym spadkiem wydajności, pojawiającym się nawet w trakcie leczenia. Problem ten został jednak szybko wyeliminowany (BIGGS i in., 2006; ARMOOGUM i in., 2007). Mimo wielu ulepszeń, układ nadal wymaga udoskonaleń pod względem konstrukcji, aby generować promieniowanie o optymalnej jakości dla leczenia nowotworów. Uzyskanie jednorodnego rozkładu dawki w napromienianym obszarze pozostaje wciąż istotnym problemem



**Rys. 5.1.** Rozkład dawek w wodzie dla promieniowania X — 50 kV emitowanego przez układ Intrabeam, zmierzony za pomocą komory jonizacyjnej typu Markus (za: Z. MANIAKOWSKI, Centrum Onkologii w Gliwicach)

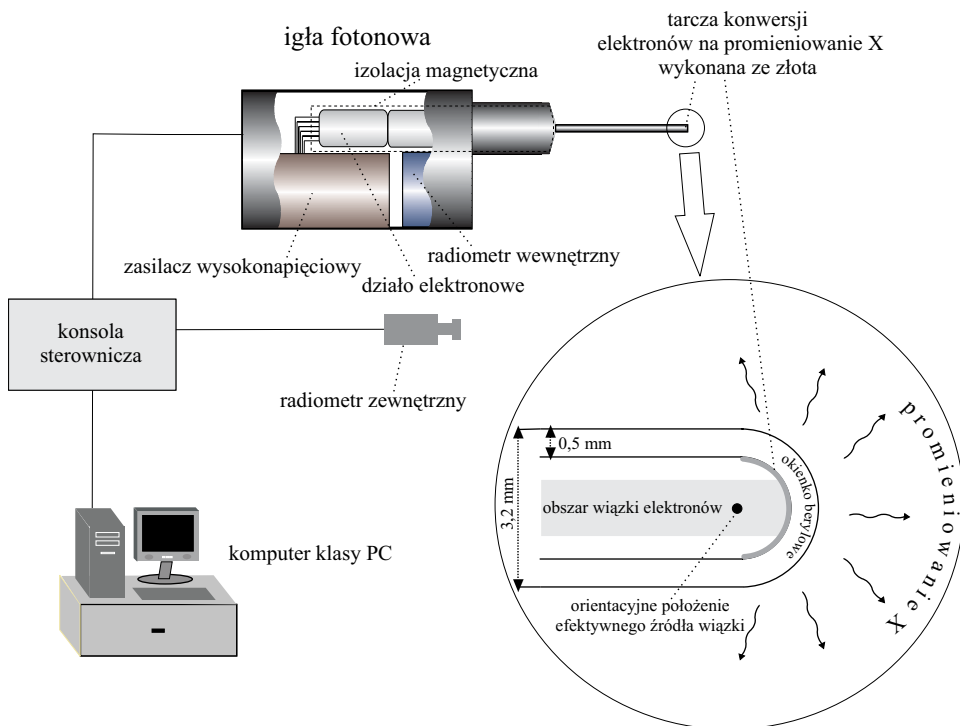
(BEATTY i in., 1996; DINSMORE i in., 1996; YASUDA i in., 1998). W związku z tym ważną kwestią jest wyznaczenie rozkładu dawek promieniowania X, a także określenie jakości generowanej wiązki dla każdej igły fotonowej stosowanej w praktyce klinicznej. Przedstawione w niniejszym rozdziale badania dotyczą jednej z komercyjnych wersji igły fotonowej o nazwie Intrabeam, znanej również jako PRS400. Producentem tego urządzenia jest firma Photoelectron Corporation (USA). W połowie bieżącej dekady prawa do układu PRS400 zostały wykupione przez niemiecką firmę Carl Zeiss Surgical, która wprowadziła kilka udoskonaleń, między innymi zaopatrzyła użytkowników w oprogramowanie służące do zarządzania pracą igły fotonowej za pomocą komputera klasy PC, a także zmieniła nazwę urządzenia na Intrabeam.

## 5.1. Budowa i zasada działania układu Intrabeam

Układ Intrabeam składa się z kilku głównych elementów. Serce stanowi układ przyspieszający elektrony, będący źródłem promieniowania X, charakteryzujący się dużym prądem wiązki, osiągającym wartość 40  $\mu\text{A}$ , i małą energią regulo-

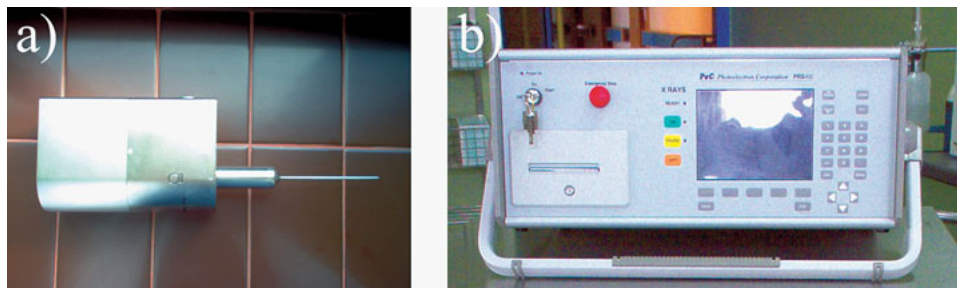
waną potencjałem przyspieszającym elektrony w zakresie od 40 kV do 50 kV. Tarcza konwertująca wiązkę elektronów na promieniowanie X umieszczona wewnątrz sondy (rys. 5.2 i 5.3a) utworzona jest z warstwy złota o grubości około 1  $\mu\text{m}$  (BEATY i in., 1996). Sonda ułatwia dotarcie źródła wiązki terapeutycznej w pobliże obszaru przeznaczanego do napromieniania. Długość sondy wynosi 10 cm, jej średnica zewnętrzna — 3,2 mm, grubość ścianek zaś — 0,5 mm. Ostatnie 2 cm sondy wykonane są z berylu o grubości 0,5 mm. Zakończenie sondy stanowiące okienko wyjściowe dla promieniowania X ma kształt półsfery. Część zewnętrzna na całej długości sondy składa się z kilku cienkich warstw pokryć. Ostatnią warstwę stanowi azotek chromu, zapewniający chemiczną kompatybilność z organizmem oraz odpowiednią wytrzymałość fizyczną.

Układ Intrabeam jest sterowany za pomocą pulpitu sterowniczego (rys. 5.3b). Można również podpiąć układ do zwykłego komputera klasy PC. Konsola sterownicza igły fotonowej jest mikroprocesorowym układem, który zawiera oprogramowanie i elektronikę monitorującą poszczególne części układu. Umożliwia wyświetlanie i zapisywanie wybranych parametrów roboczych układu, zarówno w czasie weryfikacji pracy igły, jak i podczas terapii. Ma zasilacz do-



**Rys. 5.2.** Schemat igły fotonowej z istotnymi elementami konstrukcyjnymi i urządzeniami peryferyjnymi, opracowany na podstawie instrukcji obsługi układu PRS400 oraz danych zawartych w literaturze specjalistycznej (BEATY i in., 1996)

starczający odpowiednie napięcie do igły fotonowej, niezbędne do pracy lampy rentgenowskiej. Konsola sterownicza ma wbudowaną drukarkę, umożliwiającą natychmiastowy wydruk danych wygenerowanych podczas terapii. Na rys. 5.3 zamieszczono zdjęcia układu Intrabeam zainstalowanego w Centrum Onkologii im. M. Skłodowskiej-Curie w Gliwicach. Obecna wersja urządzenia sterowana jest za pomocą komputera PC.



**Rys. 5.3.** Układ Intrabeam:  
a — igła fotonowa, b — konsola sterownicza

Igła fotonowa ma wbudowany radiometr wewnętrzny, będący podstawowym miernikiem promieniowania dostarczanego do pacjenta. Radiometr wewnętrzny pozwala określić i monitorować czas napromieniania. Dodatkowym miernikiem promieniowania aplikowanego pacjentowi jest radiometr zewnętrzny (rys. 5.4), będący układem detektorów scyntylicyjnych kontrolujących stabilność emitowanej wiązki w czasie trwania zabiegu. W razie przekroczenia przyjętego zakresu zmian mocy dawki promieniowania X emisja wiązki zostaje natychmiast przerwana. W trakcie radioterapii radiometr zewnętrzny jest umieszczany blisko ciała pacjenta, aby mógł rejestrować promieniowanie rentgenowskie opuszczające organizm.

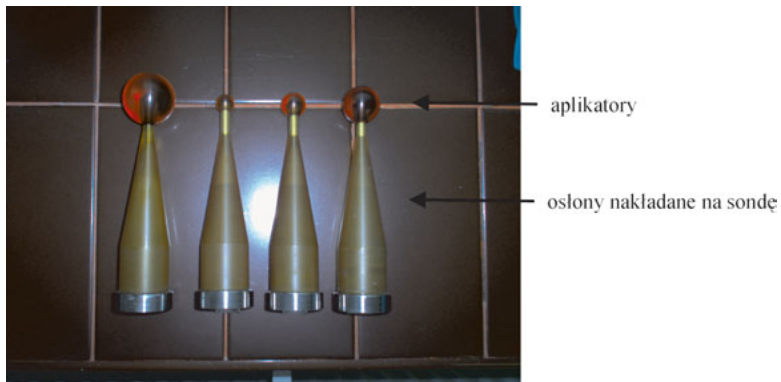
Zależnie od potrzeb terapeutycznych igłę fotonową umieszcza się na ramie stereotaktycznej lub części na wysięgniku (rys. 5.5), umożliwiającym precyzyjne wprowadzenie igły w pobliskie obszary przeznaczonego do radioterapii.



**Rys. 5.4.** Radiometr zewnętrzny promieniowania X generowanego przez układ Intrabeam



**Rys. 5.5.** Wysięgnik (tzw. ramię) umożliwiający precyzyjne manewrowanie igłą fotonową



**Rys. 5.6.** Zestaw sferycznych aplikatorów o różnej średnicy wraz z osłonami nakładanymi na sondę

W przypadku napromieniania śródoperacyjnego jedyną częścią układu Intra-beam, która może mieć bezpośredni kontakt z pacjentem, jest osłona sondy lub aplikator (rys. 5.6), tworzące sterylną, biokompatybilną barierę między pacjentem a sondą. Po każdym użyciu osłona i aplikatory są poddawane sterylizacji. Igła fotonowa stosowana jest również w opcji bez aplikatora. Wówczas końcówkę sondy umieszcza się w środku obszaru przeznaczonego do napromieniania.

## 5.2. Analiza jakościowa promieniowania X wytwarzanego przez układ Intrabeam

Niniejszy rozdział jest poświęcony badaniom dotyczącym jakości wiązki terapeutycznej promieniowania X, generowanej przez układ Intrabeam, pracujący w opcji z potencjałem przyspieszającym elektrony wynoszącym 50 kV. Podstawowym sposobem uzyskania informacji o jakości promieniowania jest analiza jego widma energetycznego. Do pomiaru widma promieniowania X emitowanego przez igłę fotonową doskonale nadaje się układ detekcyjny firmy Amptek (model XR-100T) z detektorem kadmowo-tellurowym (CdTe) (rys. 5.7), charakteryzujący się stałą, wynoszącą 100%, wydajnością detekcji<sup>1</sup> promieniowania X w zakresie energii od 10 keV do około 60 keV.



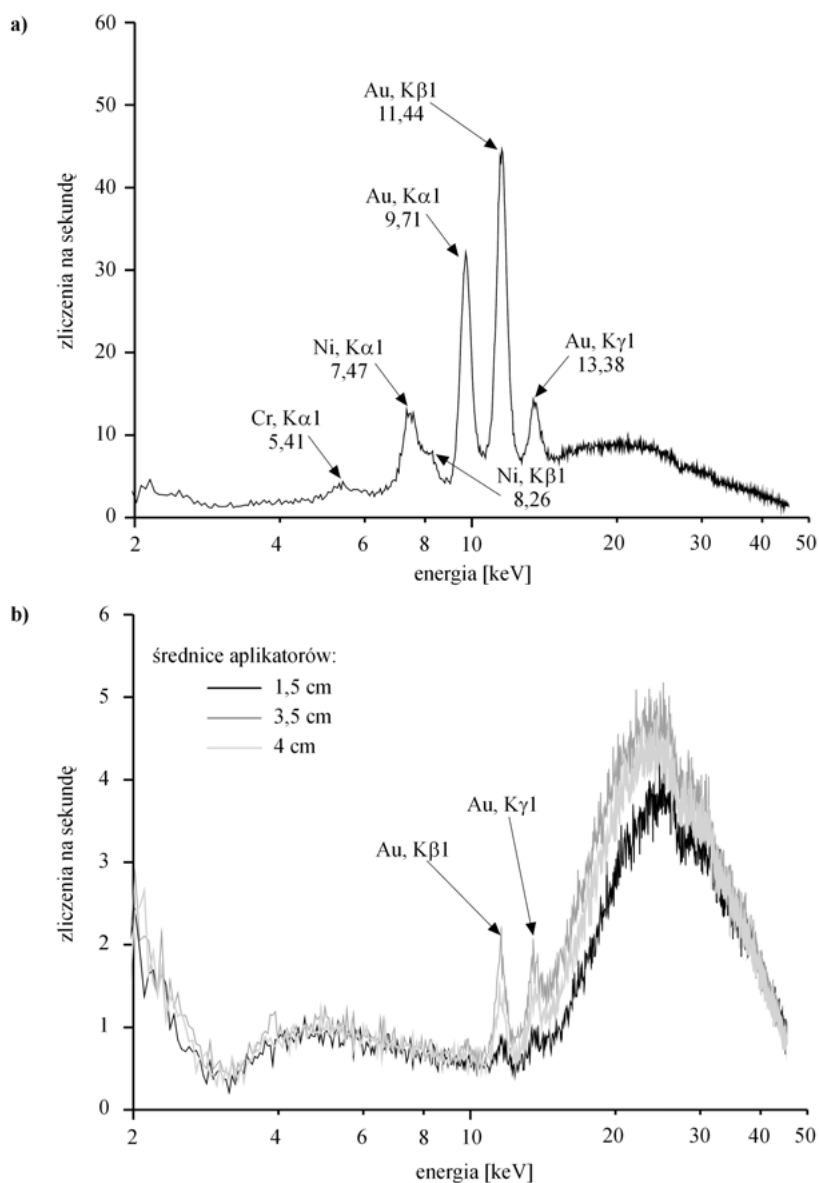
**Rys. 5.7.** Główna część układu detekcyjnego firmy Amptek — model XR-100T. Wymiary liniowe detektora CdTe: 3 mm × 3 mm × 1 mm. Rozdzielczość energetyczna układu detekcyjnego zależy od energii i wynosi 580 eV dla 14,4 keV i 1,2 keV dla 1 MeV (zob. <http://www.amptek.com>)

Na rys. 5.8 zaprezentowano widma energetyczne promieniowania X, emitowanego przez układ Intrabeam bez aplikatora i z aplikatorami o różnych średnicach.

Widmo promieniowania X emitowanego przez układ Intrabeam bez aplikatora (rys. 5.8a) prezentuje się jak typowe widmo promieniowania rentgenowskiego, tzn. można w nim wyróżnić piki pochodzące od promieniowania charakterystycznego (sześć pików) i część ciągłą odpowiadającą promieniowaniu hamowania. Trzy najsilniejsze piki odpowiadają przejściom elektronów w ato-

<sup>1</sup> Detektor CdTe zamknięty jest w hermetycznej obudowie, mającej okienko berylowe o grubości warstwy berylu wynoszącej 100  $\mu\text{m}$ . Fotony o energii mniejszej od 2 keV zostają całkowicie zaabsorbowane w warstwie berylu. Znając grubość warstwy berylu tworzącej okienko detektora, można dokładnie określić osłabienie wiązki promieniowania X występujące w zakresie energii od 2 keV do 10 keV i wprowadzić odpowiednią korektę kompensującą spadek liczby fotonów w detektorze.

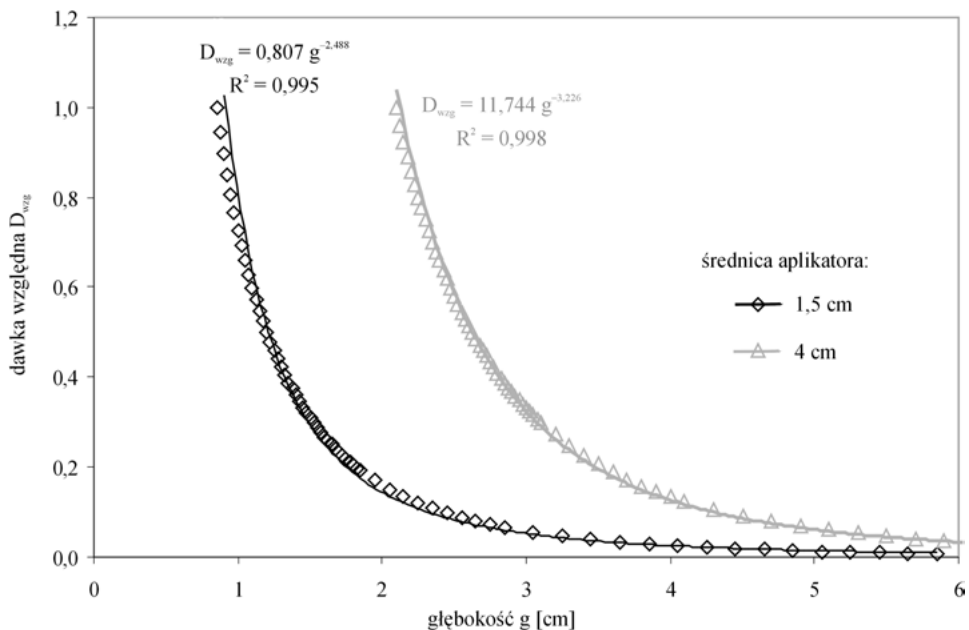




**Rys. 5.8.** Widma energetyczne promieniowania X — 50 kV emitowanego przez układ Intrabeam: **a** — bez aplikatora, **b** — z aplikatorami o średnicach 1,5 cm, 3,5 cm i 4 cm (z badań własnych, materiały niepublikowane)

Widma zostały zmierzone w powietrzu za pomocą detektora CdTe firmy Amptek — model XR-100T. W trakcie pomiarów detektor znajdował się w odległości 50 cm od końca sondy i był osłonięty kolimatorem aluminiowym (zob. rys. 5.7) w celu zredukowania strumienia fotonów docierającego do detektora, co zapewniało dopasowanie natężenia wiązki do zakresu pomiarowego układu detekcyjnego. Otwór w osłonie aluminiowej miał kształt walca o średnicy 400  $\mu\text{m}$ . Detektor był umieszczony wzdłuż osi sondy. Sygnał z detektora był wzmacniany przez układ PX2T i kierowany do analizatora wielokanałowego podłączonego do laptopa

mach złota, z którego wykonana jest tarcza konwersji. Są to przejścia:  $K\alpha_1$ ,  $K\beta_1$  i  $K\gamma_1$ , związane z emisją fotonów odpowiednio o energiach — 9,71 keV, 11,44 keV i 13,38 keV. Pik odpowiadający energii 5,41 keV związany jest z przejściem  $K\alpha_1$  w atomach chromu będącego składnikiem azotku chromu, który pokrywa zewnętrzną powierzchnię sondy (por. rozdz. 5.1). Natomiast piki odpowiadające energiom 7,47 keV i 8,26 keV związane są z przejściami  $K\alpha_1$  i  $K\beta_1$  w atomach niklu, stanowiącego główny materiał budulcowy sondy<sup>2</sup>. Po przejściu promieniowania X przez aplikator znacznemu osłabieniu ulega zwłaszcza niskoenergetyczna część widma, zanikają cztery spośród sześciu pi-



**Rys. 5.9.** Porównanie rozkładów dawek promieniowania X — 50 kV w powietrzu wzdłuż kierunku pokrywającego się z osią sondy dla układu Intrabeam z aplikatorami o średnicach 1,5 cm i 4 cm (za: M. SZEWCZUK, Centrum Onkologii w Gliwicach)

Rozkłady zostały zmierzone za pomocą komory jonizacyjnej typu Markus. W celu lepszego zobrazowania różnic w szybkościach spadku dawki do zmierzonych rozkładów dawek dopasowano, metodą najmniejszych kwadratów, funkcje potęgowe. Wartości kwadratu współczynnika korelacji Persona  $R^2$  bliskie 1 świadczą o dużej dokładności dopasowania

<sup>2</sup> Trzonek sondy jest wykonany z  $\mu$ -metal, zapewniającego właściwą sztywność struktury oraz osłonę przed polami magnetycznymi, niezbędną do zachowania prostoliniowego toru ruchu wiązki elektronów we wnętrzu sondy (SŁAPA i in., 2002).  $\mu$ -metal to stop niklu (75%) i żelaza (15%) z niewielkimi dodatkami miedzi i molibdenu. Stop ten wykazuje bardzo dużą względną przenikalność magnetyczną (nawet powyżej  $10^5$ ), co jest wykorzystywane do ekranowania statycznych i wolnozmiennych pól magnetycznych. Jeśli  $\mu$ -metal zostanie poddany naprężeniom ścisakającym, to jego przenikalność znacznie spada, dlatego też elementy wykonane z tego stopu są zabezpieczane przed naprężeniami mechanicznymi.

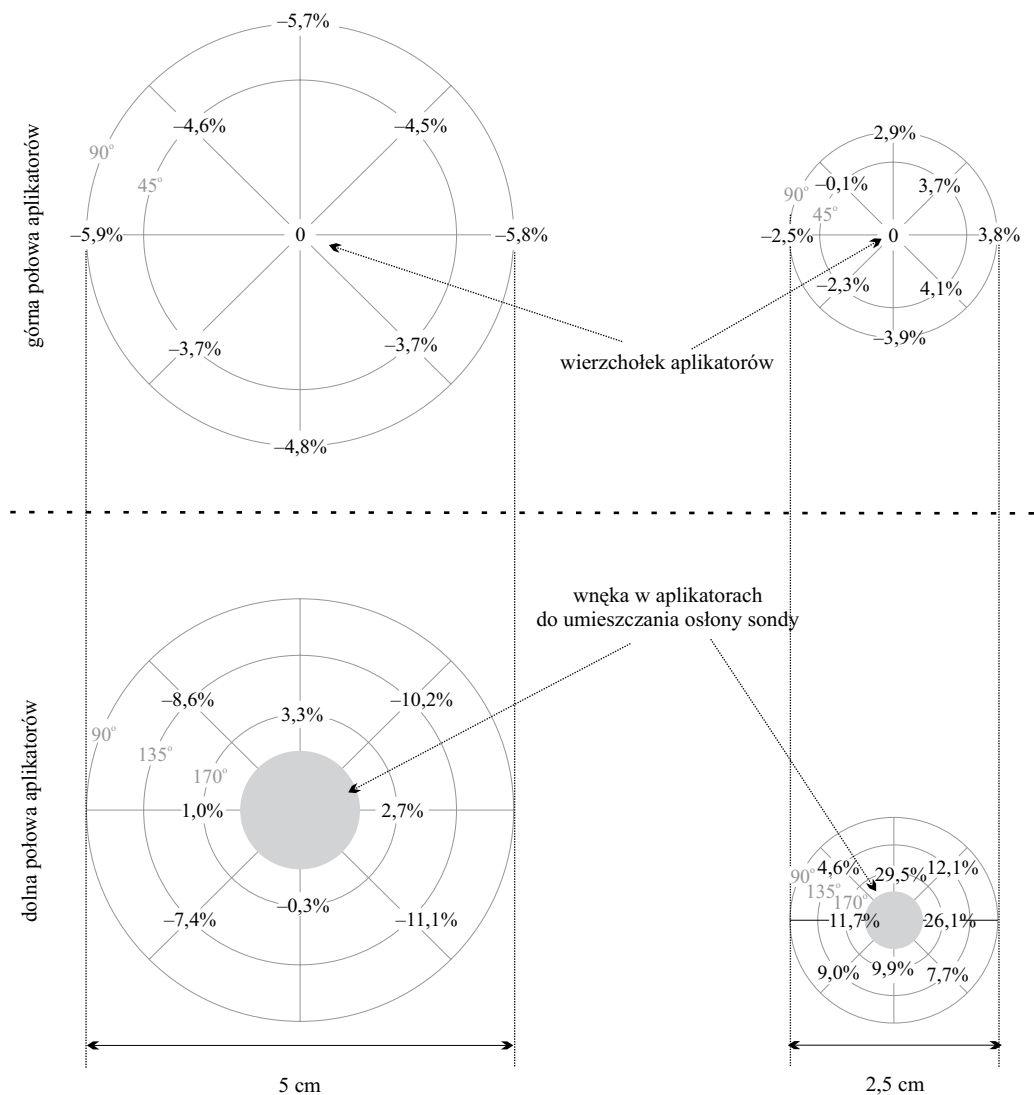
ków (rys. 5.8b). Z trzech rozważanych aplikatorów stanowiących podstawowe wyposażenie układu Intrabeam najsilniejsza degradacja wiązki zachodzi dla aplikatora o średnicy 1,5 cm. Związane jest to z budową tego aplikatora, który wykonany jest z tworzywa sztucznego z zatopioną w nim warstwą metalu. Pozostałe dwa aplikatory wykonane są w całości z tworzywa sztucznego. Nasuwa się więc wniosek, że jakość promieniowania X generowanego przez układ Intrabeam silnie zależy od zastosowanego aplikatora. Na rys. 5.9 zestawiono rozkłady dawek w powietrzu, zmierzone komorą jonizacyjną typu Markus wzdłuż kierunku pokrywającego się z osią sondy, dla dwóch różnych aplikatorów o średnicach 1,5 cm i 4 cm. Relatywnie małe różnice w widmach energetycznych wiązki przekładają się na znaczące różnice w rozkładach dawek.

### **5.3. Weryfikacja izotropii przestrzennej rozkładu dawek promieniowania X generowanego przez układ Intrabeam**

Izotropia przestrzenna rozkładu dawek promieniowania jest istotnym wymogiem, którego spełnienie pozwala osiągnąć równomierne napromienienie tkanek równo oddalonych od źródła promieniowania. Jednym ze sposobów weryfikacji izotropii przestrzennej rozkładu dawek promieniowania X generowanego przez układ Intrabeam z aplikatorem jest zastosowanie małych detektorów termoluminescencyjnych o wymiarach liniowych rzędu milimetrów. W trakcie pomiaru detektory umieszczane są na powierzchni aplikatora. Cechą detektorów termoluminescencyjnych jest występowanie dużego zróżnicowania ze względu na powtarzalność odpowiedzi na otrzymaną dawkę. Dotyczy to nawet detektorów wykonanych z tego samego materiału przez tego samego producenta. Aby otrzymać dokładne wyniki, do pomiarów rozkładu dawek na powierzchni aplikatora należy zastosować wyselekcjonowaną grupę detektorów wykazujących możliwie najlepszą powtarzalność odpowiedzi na zaabsorbowaną dawkę. Na rys. 5.10 pokazano, jak wygląda rozkład dawek na powierzchni dwóch wybranych aplikatorów o różnych średnicach, zmierzony za pomocą grupy termoluminescencyjnych detektorów LiF:Mg,Ti (rys. 1.2e)<sup>3</sup> i liniowością wskazań w zakresie dawek mniejszych od 1 Gy. Widoczna jest znaczna anizotropia rozkładu dawek, zwłaszcza na dolnej powierzchni aplikatorów.

---

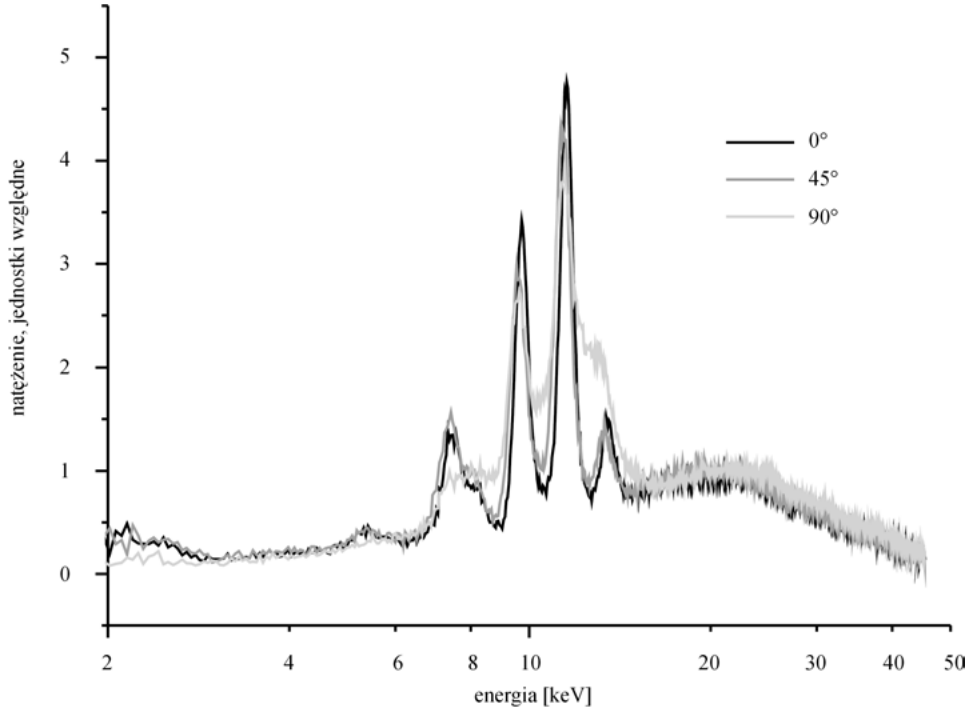
<sup>3</sup> Zaprezentowane na rys. 5.9 rozkłady dawek na powierzchni aplikatorów zostały zmierzone za pomocą 19 detektorów LiF:Mg,Ti, wyselekcjonowanych z grupy 50 detektorów. Rozbieżności między wartościami pojedynczego odczytu dawki a wartością średnią kilku kolejnych odczytów nie przekraczały 2,5% dla wyselekcjonowanej grupy detektorów, w zakresie dawek od 0,25 Gy do 0,75 Gy dla promieniowania X — 50 kV generowanego przez układ Intrabeam.



**Rys. 5.10.** Porównanie rozkładu dawek na powierzchni dwóch sferycznych aplikatorów o średnicach 2,5 cm i 5 cm (za: A. ORLEF, Centrum Onkologii w Gliwicach)

Dawki zostały zmierzone za pomocą detektorów termoluminescencyjnych LiF:Mg,Ti. Powierzchnie aplikatorów są reprezentowane przez rzuty prostokątne powierzchni górnej i dolnej połowy aplikatora na płaszczyznę prostopadłą do osi sondy. Wartości dawek są odniesione do dawki na wierzchołku aplikatora i wyrażone w procentach

Na rys. 5.11 zestawiono widma energetyczne wiązki promieniowania X generowanego przez układ Intrabeam bez aplikatora. Widma zostały zmierzone wzdłuż wybranych kierunków, w celu stwierdzenia występowania zmian jakości promieniowania X w zależności od kąta emisji wiązki.

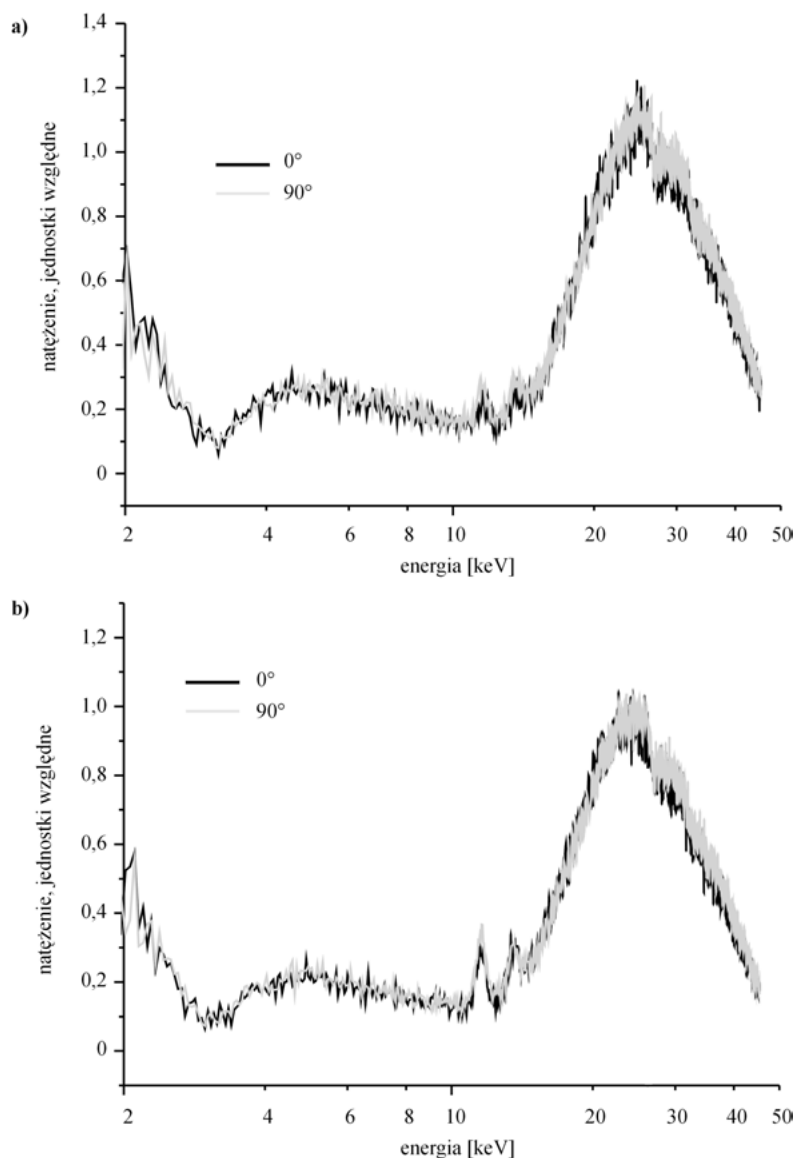


**Rys. 5.11.** Widma energetyczne promieniowania X — 50 kV emitowanego przez układ Intrabeam bez aplikatora, zmierzone w powietrzu za pomocą detektora CdTe firmy Amptek — model XR-100T (z badań własnych, materiały niepublikowane)

Każde z prezentowanych widm zostało unormowane do wartości natężenia odpowiadającej średniej energii wiązki, tj. 20 keV. W trakcie pomiarów detektor znajdował się w odległości 50 cm od końca sondy i był osłonięty kolimatorem aluminiowym. Detektor był umieszczany wzdłuż trzech różnych kierunków w stosunku do osi sondy, w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny symetrii igły fotonowej. Kierunki tworzyły z osią sondy następujące kąty:  $0^\circ$  (tj. pomiar wykonany wzdłuż kierunku pokrywającego się z osią sondy),  $45^\circ$  i  $90^\circ$ . Sygnał z detektora, podobnie jak w przypadku widm przedstawionych na rys. 5,8, był wzmacniany przez układ PX2T i kierowany do analizatora wielokanałowego podłączonego do laptopa

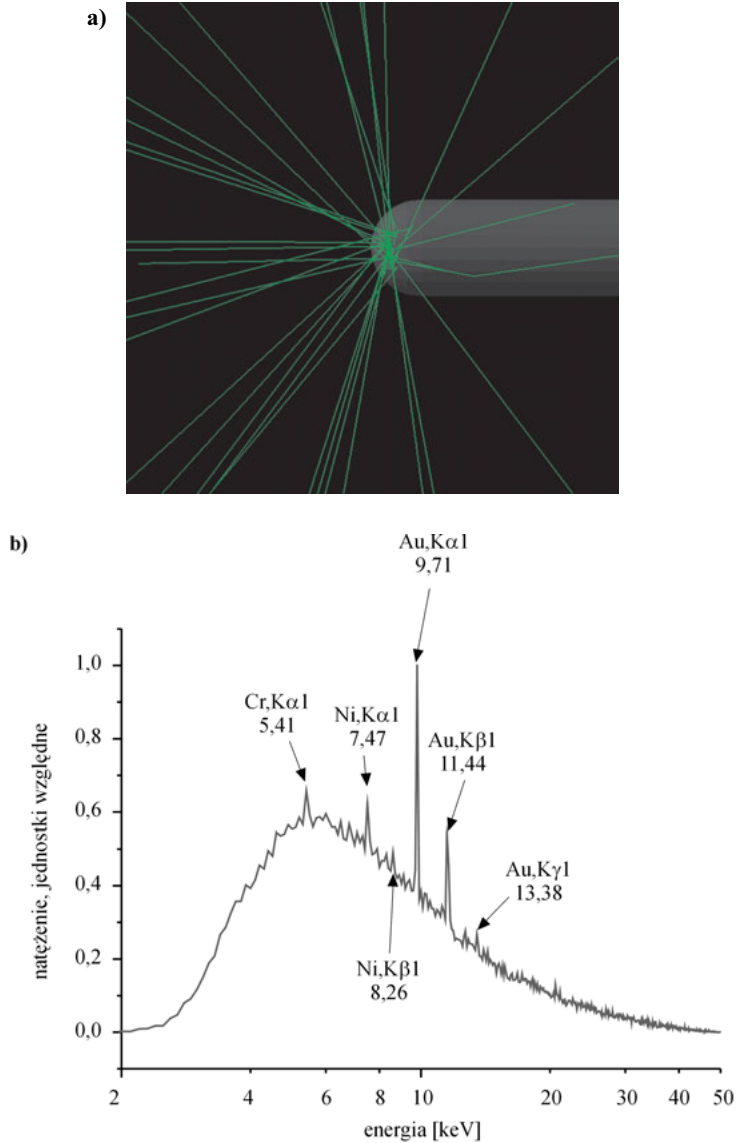
Na podstawie widm przedstawionych na rys. 5.11 można sformułować kilka istotnych wniosków. Mianowicie nie występuje znacząca różnica między widmem zmierzonym wzdłuż kierunku pokrywającego się z osią sondy i pod kątem  $45^\circ$  w stosunku do osi sondy. Dla kąta  $90^\circ$  obserwuje się poszerzenie pików i ich superpozycję. Obserwowany efekt jest najprawdopodobniej następstwem rosnącego wkładu procesów rozproszeniowych dla dużych kątów emisji wiązki, tj. rozprożeń fotonów zachodzących na granicy okienka berylowego i znacznie grubszego trzonka sondy.

Na rys. 5.12 porównano z sobą widmo zmierzone wzdłuż kierunku pokrywającego się z osią sondy i pod kątem  $90^\circ$  w stosunku do osi sondy w sytuacji, gdy stosowane są aplikatory o średnicach 1,5 cm i 4 cm. W przypadku obu rozważanych aplikatorów nie występują wyraźne różnice między widmami



**Rys. 5.12.** Widma energetyczne promieniowania X — 50 kV emitowanego przez układ Intrabeam z aplikatorem o średnicy: **a** — 1,5 cm, **b** — 4 cm, zmierzone w powietrzu za pomocą detektora CdTe firmy Amptek — model XR-100T (z badań własnych, materiały niepublikowane)

Każde z prezentowanych widm zostało unormowane do wartości natężenia odpowiadającej średniej energii wiązki, tj. 26,5 keV w przypadku mniejszego aplikatora i 25,7 keV dla większego aplikatora. W trakcie pomiarów detektor znajdował się w odległości 50 cm od końca sondy i był osłonięty kolimatorem aluminiowym, podobnie jak w przypadku pomiarów prezentowanych na rys. 5,8 i 5,11. Detektor był umieszczany wzdłuż dwóch prostopadłych do siebie kierunków, które tworzyły z osią sondy kąty: 0° i 90°. Pomiar przeprowadzono w płaszczyźnie prostopadłej do płaszczyzny symetrii igły fotonowej



**Rys. 5.13.** Wizualizacja końcówki modelu komputerowego sondy układu Intrabeam i torów fotonów powstających w wyniku wyhamowania elektronów na tarczy konwersji (a). Widmo energetyczne promieniowania X emitowanego przez układ Intrabeam, bezpośrednio za okienkiem berylowym sondy, obliczone metodą Monte Carlo za pomocą oprogramowania GEANT4 (b) (modele procesów fizycznych zaimplementowane z projektu PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons — PENELOPE) (z badań własnych, materiały niepublikowane)

Rejestrowano fotony w kącie brylowym 2 $\Pi$  sr. Widmo obliczone charakteryzuje się znacznie większą rozdzielczością niż widmo zmierzone (por. rys. 5.8a). Rozdzielczość widma otrzymanego za pomocą modelu komputerowego ograniczona jest jedynie statystyką, podczas gdy rozdzielczość widma zmierzonego zależy od zastosowanego detektora i elektroniki

zmierzonymi wzdłuż prostopadłych kierunków, jak to ma miejsce dla igły bez aplikatora. Tak więc aplikator ujednotacza przestrzennie widmo promieniowania.

Aktualnie prowadzone badania w Zakładzie Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań UŚ we współpracy z Zakładem Fizyki Medycznej Centrum Onkologii w Gliwicach mają na celu opracowanie komputerowego modelu igły fotonowej, opartego na metodzie Monte Carlo. Stworzenie wirtualnej igły fotonowej dokładnie odwzorowującej pracę układu Intrabeam pozwoli wyjaśnić wiele faktów eksperymentalnych. Przede wszystkim istotną rzeczą jest dokładne wyjaśnienie przyczyn obserwowanego braku izotropii rozkładu dawek. Tak więc analiza wyników eksperymentalnych oparta na obliczeniach Monte Carlo dostarczy wielu cennych informacji dla producentów igły fotonowej i być może przyczyni się do kolejnego udoskonalenia tych urządzeń. Na rys. 5.13a zaprezentowano wizualizację wirtualnej sondy układu Intrabeam i torów emitowanego promieniowania X, a rys. 5.13b obrazuje widmo energetyczne promieniowania X emitowanego przez układ Intrabeam, otrzymane za pomocą obliczeń metodą Monte Carlo, realizowanych na podstawie komputerowego modelu igły fotonowej.

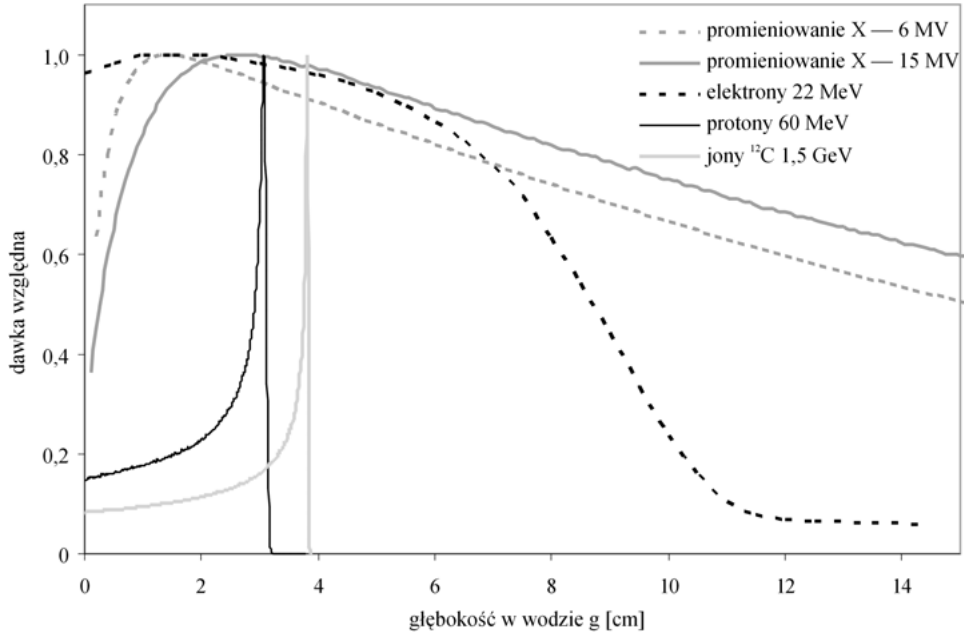


## **Badanie wpływu widma energetycznego i rozmycia przestrzennego wiązki protonowej stosowanej w terapii ciężkojonowej oka na rozkład dawki głębokościowej**

Jedną z najnowszych metod radioterapii jest terapia ciężkojonowa, zwana często terapią hadronową (KRAFT, 2000). W terapii hadronowej wiązkę terapeutyczną stanowi dobrze skolimowana wiązka protonów lub jonów węgla  $^{12}\text{C}$ . Cechą terapii ciężkojonowej jest specyficzny rozkład dawki w ciele pacjenta. Na początkowym odcinku drogi cząstki dawka jest niewielka. Znacząco rośnie dopiero na końcu drogi cząstki, gdzie tworzy się tzw. pik Bragga, za którym następuje bardzo gwałtowny spadek deponowanej dawki, ponieważ cząstki naładowane mają ściśle określony zasięg zależny od ich energii. Daje to ogromne możliwości leczenia zmian nowotworowych. Dobierając odpowiednio energię wiązki tak, aby pik Bragga formował się dokładnie na głębokości, na której położony jest guz, można dostarczyć dużą dawkę w obszar guza, jednocześnie oszczędzając zdrowe tkanki<sup>1</sup>. Na rys. 6.1 zestawiono rozkłady dawek głębokościowych dla wiązek stosowanych w teleradioterapii (promieniowanie X — 6 MV i 15 MV, elektrony — 22 MeV) i dla wiązek hadronowych — wiązki protonowej o energii 60 MeV i jonów węgla  $^{12}\text{C}$  o energii 1,5 GeV.

---

<sup>1</sup> W praktyce klinicznej stosuje się poszerzone piki Bragga tak, aby cały obszar guza nowotworowego znajdował się w maksimum dawki. Poszerzone piki Bragga uzyskuje się przez modulację zasięgu wiązki. Jednym ze sposobów tej modulacji jest umieszczenie ruchomych, odpowiednio wyprofilowanych degraderów na drodze wiązki. Przez dobór profilu degradera i zmian w czasie grubości degradera w miejscu przechodzenia przez niego wiązki uzyskuje się odpowiednie poszerzenie piku Bragga. Drugim sposobem poszerzenia obszaru dawki maksymalnej jest sterowanie energią wiązki.



**Rys. 6.1.** Rozkłady dawek w wodzie wzdłuż osi wiązki dla wybranych wiązek stosowanych w teleradioterapii i w terapii hadronowej (z badań własnych, materiały niepublikowane)

Rozkłady dla wiązek stosowanych w teleradioterapii zostały zmierzone komorą jonizacyjną typu Markus, podczas gdy rozkłady dla wiązek hadronowych obliczono metodą Monte Carlo

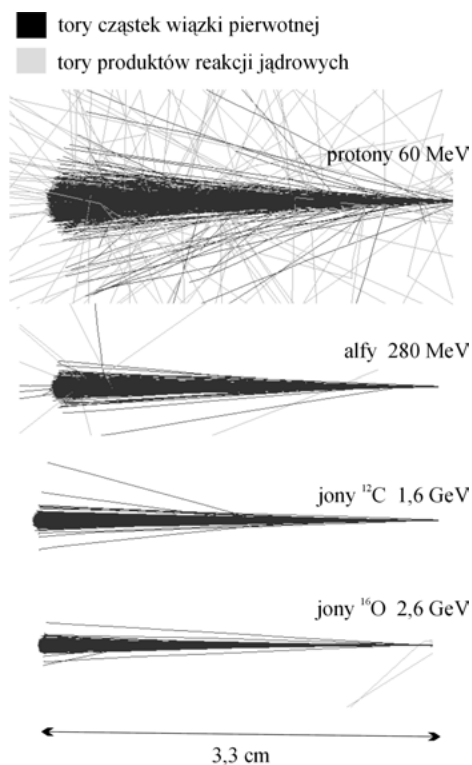
Szczególnie skuteczna i w związku z tym coraz powszechniej stosowana<sup>2</sup> okazuje się radioterapia protonowa czerniaka gałki ocznej (wyleczalność na poziomie 90—95%). W dodatku jest to obecnie jedyna metoda leczenia tego nowotworu złośliwego, dająca szansę całkowitego wyleczenia, tj. pacjent zachowuje użyteczne widzenie (CIRRONE i in., 2006). Do leczenia guzów oka stosuje się wiązki protonowe o energiach z zakresu od 50 MeV (guzy płytko położone) do 70 MeV (guzy pozagałkowe). Jednak terapia taka wymaga nie tylko bardzo dużej precyzji procesu napromieniania guza, ale także optymalizacji parametrów wiązki terapeutycznej.

<sup>2</sup> Obecnie na świecie działa kilkanaście ośrodków stosujących terapię protonową nowotworów oka. Jedynym ośrodkiem terapii hadronowej w Polsce, w którym aktualnie trwają przygotowania do uruchomienia terapii protonowej, jest Instytut Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk w Krakowie. Zgodnie z planem, pierwszy pacjent ma zostać tam napromieniony na początku 2011 roku.

## 6.1. Metodyka badań

Wpływ energii, rozmycia energetycznego i rozmycia przestrzennego terapeutycznej wiązki protonów na położenie maksimum i szerokość połówkową piku Bragga może być dokładnie określony przez zastosowanie symulacji komputerowych wiązki protonów w napromienianym środowisku. Dodatkowo realizacja symulacji za pomocą metody Monte Carlo zapewnia uzyskanie wyników wysokiej jakości. Zgodnie z zaleceniami zawartymi w raportach Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej (IAEA 1987; IAEA 2000), rozkłady dawek powinny być wyznaczone w wodzie, ponieważ jej masowe współczynniki absorpcji i liniowe współczynniki osłabienia pod względem wartości są podobne do analogicznych współczynników dla tkanek biologicznych.

Powszechnie stosowanym i zalecanym przez wielu naukowców (TANG SHI-BIAO i in., 2006; MORÁVEK i in., 2009) oprogramowaniem do symulacji wiązek hadronowych metodą Monte Carlo są opracowane w CERN-ie biblioteki GEANT4 (<http://geant4.web.cern.ch>; KONEFAŁ, 2006). Na rys. 6.2 przedstawiono wizualizację symulacji komputerowej wiązek hadronowych w wodzie, przeprowadzonej z zastosowaniem oprogramowania GEANT4.



**Rys. 6.2.** Wizualizacja torów cząstek w wodzie dla czterech rodzajów wiązek hadronowych o podobnym zasięgu, wykonana za pomocą bibliotek GEANT4 (KONEFAŁ, 2006)

Ze wzrostem masy jonu zmniejsza się rozproszenie wiązki. Ponadto w przypadku protonów, ze względu na mały ładunek i tym samym łatwość wnikania w głąb jądra, mają miejsce liczne reakcje jądrowe uwidocznione w postaci trajektorii produktów tych reakcji

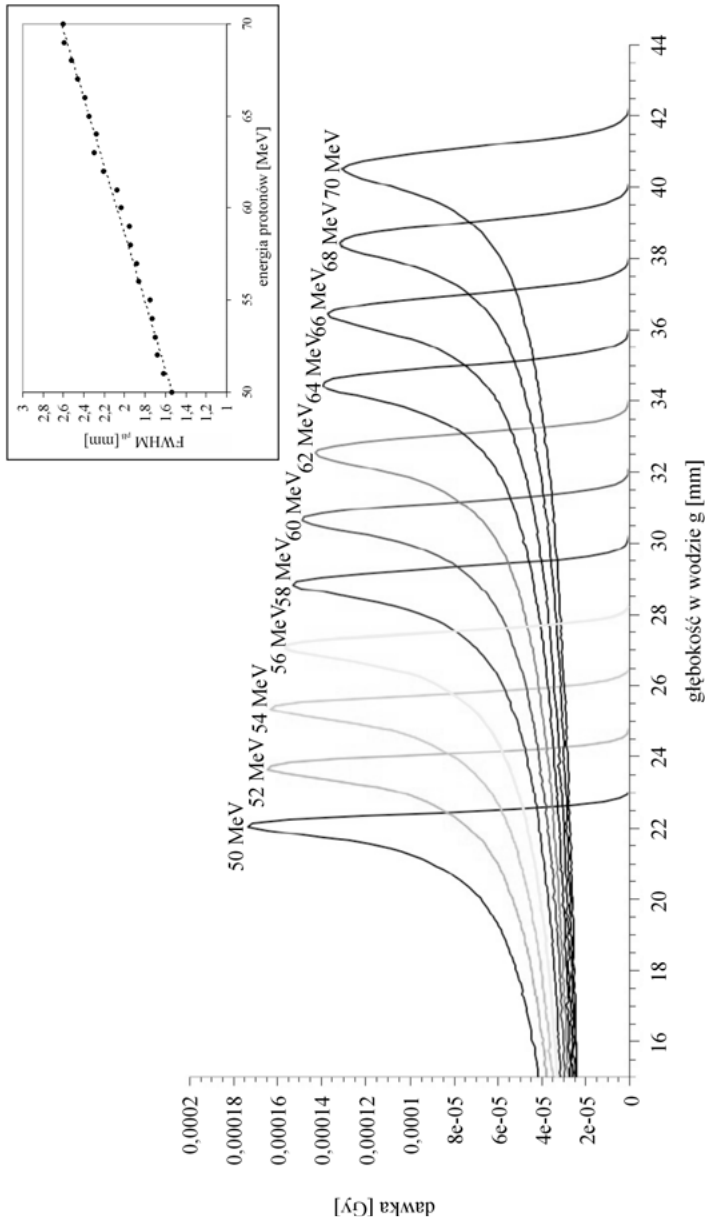
W prezentowanych w tym rozdziale badaniach rozkłady dawek były obliczane w fantomie wodnym, który miał kształt kuli o średnicy 5 cm. Detektorami dawek były wyznaczone w fantomie objętości, tzw. detektory logiczne, w kształcie walca o promieniu 5 mm i wysokości 0,1 mm, ułożone wzdłuż osi wiązki (tj. kierunku propagacji wiązki) w taki sposób, że prosta prostopadła do podstawy walca przechodząca przez jego środek pokrywała się z osią wiązki. Widmo energetyczne wiązki wejściowej miało rozkład normalny lub wiązka była monoenergetyczna. Podobnie rozkład przestrzenny wiązki wejściowej w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki odpowiadał rozkładowi normalnemu bądź rozważana była wiązka szpilkowa — „idealnie skolimowana”, tj. bez rozmycia przestrzennego.

## 6.2. Analiza wyników symulacji komputerowych wiązki protonów

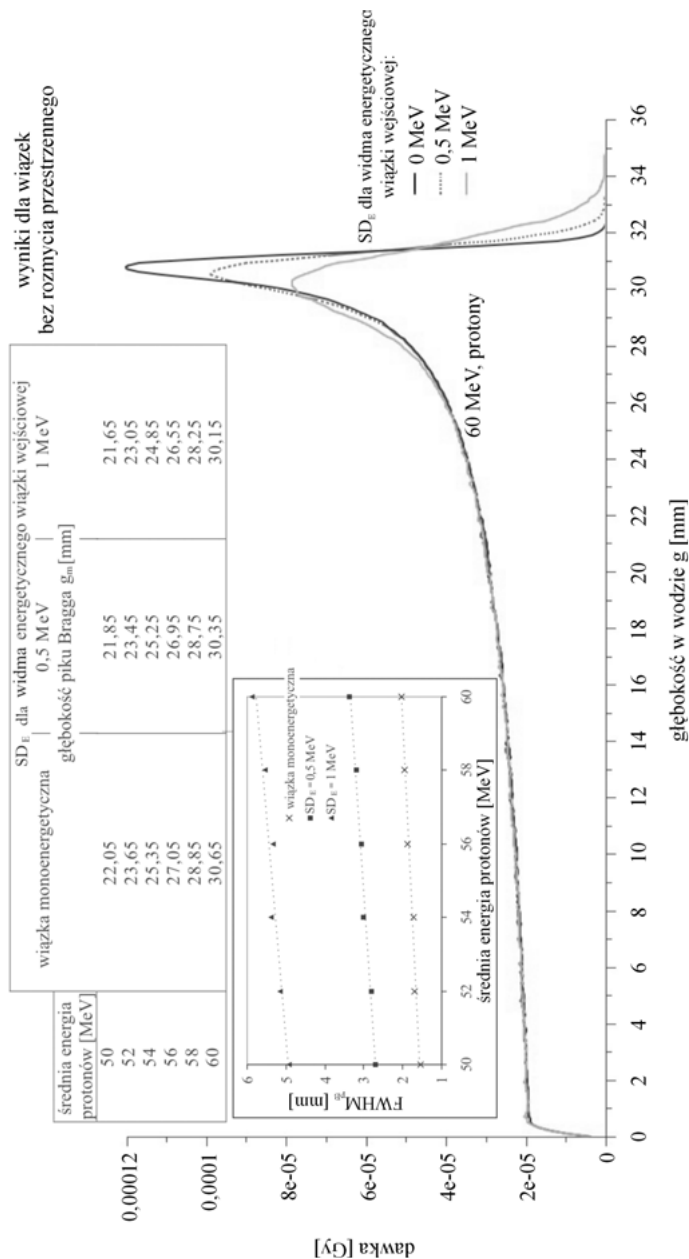
Na rys. 6.3 przedstawiono rozkłady dawek głębokościowych dla monoenergetycznych wiązek protonów o energiach z zakresu od 50 MeV do 70 MeV. Wiązki wchodzące do napromienianego ośrodka (wody) były „idealnie skolimowane”, aby wykluczyć ewentualny wpływ rozmycia przestrzennego wiązki na rozkłady dawek. Zatem w rozważanym przypadku o przebiegu rozkładu dawek decyduje jedynie energia wiązki wejściowej.

Wraz ze wzrostem energii wejściowej wiązki protonów rośnie głębokość odpowiadająca dawce maksymalnej, tj. maksimum piku Bragga przesuwa się w głąb napromienianej objętości. W przypadku wiązki o energii 50 MeV maksimum piku Bragga znajduje się na głębokości 22 mm, podczas gdy dla protonów o energii 70 MeV maksimum dawki występuje na głębokości 43 mm. Ponadto szerokość połówkowa  $FWHM_{pB}$  piku Bragga rośnie liniowo z energią wiązki od wartości 1,5 mm, odpowiadającej energii protonów 50 MeV, do wartości 2,6 mm dla energii 70 MeV. Dla stałej liczby protonów stanowiących wiązkę liniowy wzrost szerokości połówkowej piku Bragga pociąga za sobą liniowy spadek wartości dawki maksymalnej, będącej miarą natężenia piku Bragga.

Rozmycie energetyczne wiązki wejściowej jest określone przez odchylenie standardowe  $SD_E$  rozkładu normalnego opisującego widmo energetyczne wiązki. Na rys. 6.4 przedstawiono zależność między odchyleniem standardowym  $SD_E$  a głębokością  $g_m$  dawki maksymalnej, szerokością połówkową  $FWHM_{pB}$  i natężeniem piku Bragga dla protonów o energii z zakresu od 50 MeV do 60 MeV. Badania przeprowadzono dla wiązki monoenergetycznej i wiązek o  $SD_E = 0,5$  MeV i 1 MeV. Większe rozmycia energetyczne nie były rozważane, ponieważ norma dla klinicznych wiązek protonowych wymaga, aby rozmycie energetyczne wiązki nie przekraczało 2% energii średniej.



**Rys. 6.3.** Rozkłady dawek głębokościowych w wodzie dla monoenergetycznych wiązek protonów bez rozmycia przestrzennego (KONEFAŁ, SZAFLIK, ZIPPER, 2010)  
 Każdy z zaprezentowanych rozkładów uzyskano dla wiązki złożonej z 10 tys. protonów. Wykres w prawym górnym rogu przedstawia zależność między szerokością połowkową FWHM<sub>50%</sub> (Full Width at Half Maximum) piku Bragg a energią wiązki wejściowej



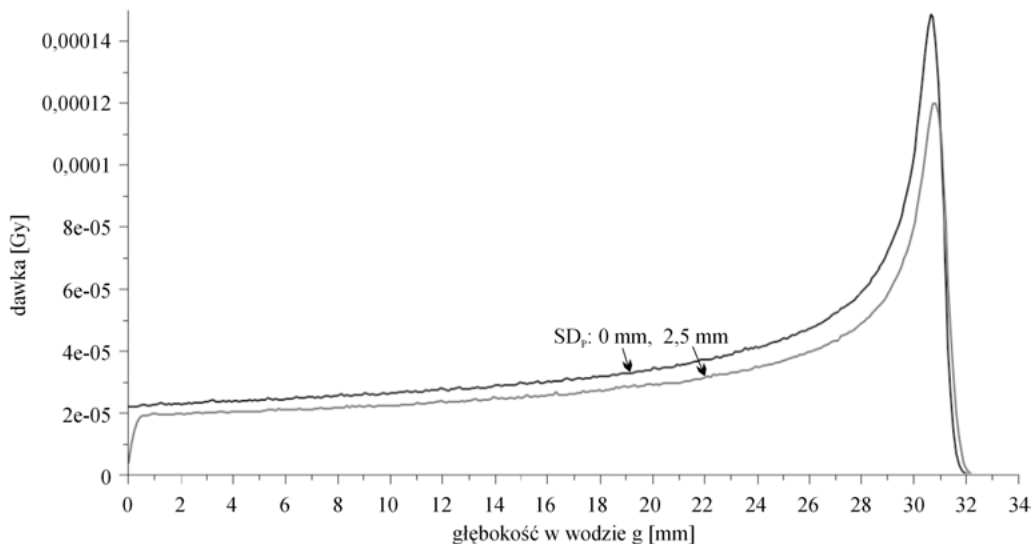
**Rys. 6.4.** Wpływ rozmycia energetycznego wiązki wejściowej określonego przez odchylenie standardowe  $SD_E$  rozkładu normalnego opisującego widmo wiązki na rozkład dawek głębokościowych dla wiązki protonów o energii 60 MeV (KONEFAŁ, SZAFLIK, ZIPPER, 2010)

Każdy z trzech rozkładów dawek (podobnie jak rozkłady zamieszczone na rys. 6.3) uzyskano dla wiązki złożonej z 10 tys. protonów. Na rysunku zamieszczono także wyniki symulacji prezentujące zależność między szerokością połówkową  $FWHM_{50}$  piku Bragga, głębokością  $g_m$  dawki maksymalnej a średnią energią wejściowej wiązki protonów, w zakresie energii od 50 MeV do 60 MeV dla wiązki monoenergetycznej i wiązek o rozmyciach energetycznych określonych przez parametr  $SD_E$  wynoszący 0,5 MeV i 1 MeV

Okazuje się, że rozmycie energetyczne wiązki wyraźnie wpływa zarówno na głębokość  $g_m$  dawki maksymalnej, jak i na szerokość połówkową  $FWHM_{pB}$  i natężenie piku Bragga. Szerokość połówkowa  $FWHM_{pB}$  wynosi 2,03 mm dla monoenergetycznej wiązki protonów o energii 60 MeV i jest prawie trzykrotnie większa ( $FWHM_{pB} = 5,86$  mm) dla  $SD_E = 1$  MeV. Jednocześnie spada wartość dawki maksymalnej o około 25%. Wraz ze wzrostem rozmycia energetycznego wiązki protonów maksimum piku Bragga przesuwa się w kierunku mniejszych głębokości. Dla wiązki o rozmyciu energetycznym  $SD_E = 0,5$  MeV przesunięcie piku Bragga wynosi od 0,2 mm do 0,3 mm w stosunku do wiązki monoenergetycznej, a w przypadku wiązki o  $SD_E = 1$  MeV to przesunięcie zawiera się w przedziale od 0,4 mm do 0,5 mm.

Na rys. 6.5 zestawiono rozkład dawek głębokościowych w wodzie dla wiązki wejściowej szpilkowej, tj. „idealnie skolimowanej”, i dla wiązki wejściowej charakteryzującej się rozkładem normalnym liczby protonów w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązki. W przypadku rozważanej wiązki „nieszpilkowej” szerokość wiązki określona przez odchylenie standardowe  $SD_p$  wymienionego rozkładu przestrzennego protonów wynosiła 2,5 mm, a więc odpowiadała wiązce dobrze skolimowanej. Rozważano wiązki monoenergetycznych protonów o energii 60 MeV, aby o różnicy w przebiegu rozkładu dawek decydowało jedynie rozmycie przestrzenne wiązki wejściowej.

Analiza uzyskanych rozkładów pozwoliła stwierdzić, że rozmycie przestrzenne wiązki nie wpływa na położenie maksimum piku Bragga i tylko nie-



**Rys. 6.5.** Wpływ szerokości wiązki na rozkład dawek głębokościowych dla monoenergetycznej wiązki protonów o energii 60 MeV (KONEFAŁ, SZAFLIK, ZIPPER, 2010)

Każdy z zaprezentowanych rozkładów dawek, podobnie jak rozkłady zamieszczone na rys. 6.3 i 6.4, został uzyskany dla wiązki złożonej z 10 tys. protonów

znacznie zmienia szerokość pików. Różnica w natężeniach pików wynika z faktu, że część poszerzonej wiązki wykracza poza obszar detektorów logicznych.

Zaprezentowane badania pozwalają na sformułowanie wniosków istotnych dla radioterapii protonowej nowotworów oka. Przede wszystkim ze względu na duży wpływ widma energetycznego wiązki wejściowej na rozkład dawek głębokościowych bardzo ważne jest, aby widmo wiązki wejściowej nie ulegało nawet małym zmianom w trakcie napromieniania chorego. Ponadto widmo energetyczne wiązki zastosowane w systemie planowania leczenia musi być całkowicie zgodne z rzeczywistym widmem wiązki terapeutycznej.

Zaprezentowane w rozdziale szóstym badania zostały w całości wykonane w Zakładzie Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań UŚ. Dalsze badania nad wiązkami hadronowymi będą realizowane we współpracy z Instytutem Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk w Krakowie-Bronowicach, w ramach Konsorcjum Narodowego Centrum Radioterapii Hadronowej (NCRH), które utworzono 13 września 2006 roku. Głównym celem Konsorcjum jest instalacja cyklotronu produkującego wiązkę protonów przyspieszanych do energii od około 70 MeV do około 250 MeV, co znacznie rozszerzy możliwości badawcze i terapeutyczne związane z wiązką protonową. W przyszłości planuje się wybudowanie w Warszawie dedykowanego ośrodka klinicznego z akceleratorem jonów węgla  $^{12}\text{C}$ .



## Literatura\*

- FRY D.W., WALKINSHAW W., **1949**: *Linear accelerators*. „Reports on Progress in Physics”, 12: 102—132.
- TITTLE W.C., **1951**: *Slow neutron detection by foils — II*. „Nucleonics”, 9: 60.
- MILLER C.W., **1954**: *An 8 MeV Linear accelerator for X-ray therapy*. In: Proceedings of the IEEE, 101: 207—222.
- MACKLIN R.L., POMERANCE H.S., **1955**: *Resonance capture integrals*. In: Proceedings of 1<sup>st</sup> International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, P/833.
- SCOTT M.B., HANSON A.O., KERST D.W., **1955**: *Electro- and photodisintegration cross sections of <sup>63</sup>Cu*. „Physical Review”, 100: 209—214.
- HAMMERSLEY J.M., HANDSCOMB D.C., **1964**: *Monte Carlo methods*. „Methuen’s monographs” [London].
- PRICE W.J., **1964**: *Nuclear Radiation Detection*. McGraw-Hill Book Company [USA].
- BECKURC K., WIRTC K. (eds.), **1968**: *Niejtronnaja fizika*. Moskwa, „Atomizdat”.
- LEVY L.B., WAGGENER R.G., McDAVID W.D., PAYNE W.H., **1974**: *Experimental and calculated bremsstrahlung spectra from a 25-MeV linear accelerator and a 19-MeV betatron*. „Medical Physics”, 1: 62—67.
- GOITEIN M., BUSSE J., **1975**: *Immobilization errors: Some theoretical considerations*. „Radiology”, 117: 407—412.
- ICRU Report 24, **1976**: *Determination of absorbed dose in a patient irradiated by beams of X or gamma rays in radiotherapy procedures*. [Washington].

---

\* Cytowane pozycje literaturowe zostały uporządkowane według roku ukazania się danej publikacji. W obrębie danego roku obowiązuje kolejność alfabetyczna, zgodnie z nazwiskiem autora pracy lub pierwszego autora pracy bądź nazwą organizacji.

- MC CALL R.C., JENKINS T.M., SHORE R.A., **1979**: *Transport of accelerator produced neutrons in a concrete room.* „IEEE Transactions on Nuclear Science”, NS-26(1): 1593—1597.
- HUANG P.H., KASE K.R., BJARNGARD B.E., **1983**: *Reconstruction of 4-MV bremsstrahlung spectra from measured transmission data.* „Medical Physics”, 10: 778—785.
- MCGINLEY P.H., **1983**: *Air activation produced by high-energy medical accelerators.* „Medical Physics”, 10(6): 796—800.
- BRAHME A., **1984**: *Dosimetric precision requirements in radiation therapy.* „Acta Radiologica. Oncology”, 23: 379—391.
- CYMERMAN U., MAJENKA I., **1984**: *Określenie dawek wtórnego promieniowania fotonowego i neutronowego z akceleratora liniowego Saturne-20.* „Nowotwory”, 1: 31—37.
- GALBRAITH D.M., RAWLINSON J.A., MUNRO P., **1984**: *Dose errors due to charge storage in electron irradiated plastic phantoms.* „Medical Physics”, 11(2): 197—203.
- BEWLEY D.K., **1985**: *The 8 MeV linear accelerator at the MRC Cyclotron Unit.* „British Journal of Radiology”, 58: 213—217.
- GINZTON E.L., NUNAN C.S., **1985**: *History of microwave electron linear accelerators for radiotherapy.* „International Journal of Radiation Oncology • Biology • Physics”, 11: 205—216.
- LARIVIERE P.D., **1985**: *Neutron sources in a 24-MV medical linear accelerator.* „Medical Physics”, 12: 806—809.
- RABINOWITZ I., BROOMBER J., GOITEIN M., **1985**: *Accuracy of radiation field alignment in clinical practice.* „International Journal of Radiation Oncology • Biology • Physics”, 11: 1857—1867.
- ANDREO P., BRAHME A., **1986**: *Stopping power data for high-energy photon beams.* „Physics in Medicine and Biology”, 31: 839—858.
- UWAMINO Y., NAKAMURA T., OHKUBO T., **1986**: *Measurement and calculation of neutron leakage from a medical electron accelerator.* „Physics in Medicine and Biology”, 13(3): 374—384.
- IAEA, **1987**: *Absorbed dose determination in photon and electron beams.* [Vienna].
- MIJNHEER B.J., BATTERMAN J.J., WAMBERSIE A., **1987**: *What degree of accuracy is required and can be achieved in photon and neutron therapy?* „Radiotherapy and Oncology”, 8: 237—252.
- BRAHME A., CHAUAUDRA J., LANDBERG T., **1988**: *Accuracy requirement and quality assurance of external beam therapy with photons and electrons.* „Acta Oncologica” Suppl., 1.
- DIETRICH S.S., BERMAH B.L. (eds.), **1988**: *Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons.* Atomic Data and Nuclear Data Tables, 38: 199—338.
- AAPM Report 32, **1991**: *Clinical electron — beam dosimetry.* Published for the American Association of Physicists in Medicine by the American institute of Physics [USA].

- HEUKELOM S., LANSON J.H., MIJNHEER B.J., **1991**: *Comparison of entrance and exit dose measurements using ionization chambers and silicon diodes*. „Physics in Medicine and Biology”, 36(1): 47—59.
- LANDRY D.J., **1991**: *Measurements of accelerator bremsstrahlung spectra with a high-efficiency Ge detector*. „Medical Physics”, 18: 527—532.
- ŁOBODZIEC W., ORLEF A., MANIAKOWSKI Z., MISZCZYK L., MACIEJEWSKI B., **1993**: *Dozymetria „in vivo” detektorami TLD dla oceny precyzji radioterapii nowotworów w obrębie głowy i szyi*. „Nowotwory”, 43, supl. 1: 102—107.
- SCHARF W., **1994**: *Akceleratory biomedyczne*. Warszawa, Wydawnictwo Naukowe PWN.
- HALL E.J., MARTIN S.G., AMOLS H., HEI T.K., **1995**: *Photoneutrons from medical linear accelerators — radiobiological measurements and risk estimates*. „International Journal of Radiation Oncology • Biology • Physics”, 33(1): 225—230.
- ICRP Publication 74, **1995**: *Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation*. Table A 41, 199.
- YANCH J., ZEVAZ N., **1995**: *The Photon Radiosurgery System*. „Scientific American, Science and Medicine”, 2(6): 38—47.
- BEATTY J., BIGGS P.J., GALL K., OKUNIEFF K.P., PARDO F.S., HARTE K.J., DALTERIO M.J., SLISKI A.P., **1996**: *A new miniature x-ray device for interstitial radiosurgery: Dosimetry*. „Medical Physics”, 23: 53—62.
- DINSMORE M., HARTE K.J., SLISKI A.P., SMITH D.O., NOMIKOS P.M., DALTERIO M.J., BOOM A.J., LEONARD W.F., OETTINGER P.E., YANCH J.C., **1996**: *A new miniature X-ray source for interstitial radiosurgery: Device description*. „Medical Physics”, 23: 45—52.
- FIRESTONE R.B. (eds.), **1996**: *Table of Isotopes, 8th ed. version 1.0*. California, Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California.
- GUDOWSKA J., BRAHME A., **1996**: *Neutron radiation from high-energy X-ray medical accelerators*. „Nukleonika”, 41(2): 105—118.
- ŁOBODZIEC W., ORLEF A., MANIAKOWSKI Z., **1996**: *Metoda bezpośredniego pomiaru dawki promieniowania X lub gamma u chorych napromienianych wiązkami zewnętrznymi (dozymetria „in vivo”)*. „Nowotwory”, 46: 67—78.
- ADEYEMI A., LORD J., **1997**: *An audit of radiotherapy patient doses measured with in vivo semiconductor detectors*. „The British Journal of Radiology”, 70: 399—408.
- FRANCOIS P., COSTE F., BONNET J., CASELLES O., **1997**: *Validation of reconstructed bremsstrahlung spectra between 6 MV and 25 MV from measured transmission data*. „Medical Physics”, 24: 769—773.
- KONEFAŁ A., **1997**: *Electron beam in radiotherapy*. „Polish Journal of Medical Physics and Engineering”, 3(2): 93—105.
- MAO X.S., KASE K.R., LIU J.C., NELSON W.R., KLECK J.H., JOHNSEN S., **1997**: *Neutron sources in the Varian Clinac 2100C/2300C medical accelerator calculated by the EGS4 code*. „Health Physics”, 72(4): 524—529.
- KONEFAŁ A., ORLEF A., ŁOBODZIEC W., MANIAKOWSKI Z., MATLAS B., **1998**: *Weryfikacja dawek promieniowania za pomocą półprzewodnikowych detektorów u chorych podanych radioterapii wiązkami elektronowymi*. W: Materiały konferencyjne II Ogól-

- popolskiego Sympozjum nt. *Problemy fizyki medycznej*, Szczyrk [niepublikowane], s. 124—125.
- ŁOBODZIEC W., ORLEF A., GANOWICZ M., MANIAKOWSKI Z., KONEFAŁ A., **1998**: *Weryfikacja dawek promieniowania elektronowego u chorych poddanych radioterapii*. „Reports of Practical Oncology and Radiotherapy”, 3(1): 54.
- ŁOBODZIEC W., ORLEF A., GANOWICZ M., MANIAKOWSKI Z., KONEFAŁ A., **1998**: *Verification of doses in electron beam in radiotherapy*. „Reports of Practical Oncology and Radiotherapy”, 3(2): 25—26.
- ORLEF A., KONEFAŁ A., ŁOBODZIEC W., MANIAKOWSKI Z., ZIPPER W., **1998**: *„In vivo” dosimetry in radiotherapy treatment by photon and electron beams*. „Polish Journal of Medical Physics and Engineering”, 4(4): 171—182.
- TOME W.A., PALTA J.R., **1998**: *On the calculation of mean restricted collision stopping powers*. „Medical Physics”, 25: 758—772.
- YASUDA T., BEATTY J., BIGGS P.J., GALL K., **1998**: *Two-dimensional dose distribution of a miniature x-ray device for stereotactic radiosurgery*. „Medical Physics”, 25: 1212—1216.
- BRENNER D.J., CHENG-SHIUN LEU, BEATTY J.F., SHEFER R.E., **1999**: *Clinical relative biological effectiveness of low-energy x-rays emitted by miniature x-ray devices*. „Physics in Medicine and Biology”, 44: 323—333.
- FASSO A., SILARI M., ULRICI L., **1999**: *Predicting induced activity at high energy accelerators*. SLAC-PUB-8215.
- KONEFAŁ A., **1999**: *Metoda pomiaru dawki „in vivo” w radioterapii nowotworów wiązkami elektronów wytwarzanych w liniowych przyspieszaczach*. Praca doktorska. Katowice Uniwersytet Śląski [niepublikowane].
- IAEA, **2000**: *Absorbed dose determination in External beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water*. Vienna.
- KRAFT G., **2000**: *Tumor therapy with heavy charged particles*. „Progress in Particle and Nuclear Physics”, 45.
- ONGARO C., ZANINI A., NASTASI U., RODENAS J., OTTAVIANO G., MANFREDOTTI C., **2000**: *Analysis of photoneutron spectra produced in medical accelerators*. „Physics in Medicine and Biology”, 45: L55—L61.
- Particle Data Group, **2000**: *Monte Carlo techniques*. „European Physical Journal”, C15, 1.
- WEINZIERL S., **2000**: *Introduction to Monte Carlo methods*. NIKHEF-00-012.
- COLOMBO F., FRANCESCON P., CAVEDON C., CASENTINI L., ZANUSSO M., **2001**: *Employ of a new device for intraoperative radiotherapy of intercranial tumours*. „Acta Neurochirurgica”, 143: 827—831.
- Intensity Modulated Radiation Therapy Collaborative Working Group, **2001**: *Intensity modulated radiotherapy: current status and issues of interest*. „International Journal of Radiation Oncology • Biology • Physics”, 51: 880—914.
- KONEFAŁ A., ORLEF A., ZIPPER W., DORDA J., ŁOBODZIEC W., **2001**: *Undesired neutron radiation generated by biomedical accelerators during high-energy X-ray and electron beam emission*. „Polish Journal of Medical Physics and Engineering”, 7(4): 291—304.

- EVDOKIMOFF V., WILLINS J., RICHTER H., **2002**: *Induced radioactive potential for a medical accelerator*. „Health Physics”, Operational Radiation Safety, 83, suppl. 5: S68—S70.
- SŁAPA M., STRAŚ W., TRACZYK M., DORA J., SNOPEK M., GUTOWSKI R., DRABIK W., **2002**: *X-ray tube with needle-like anode*. „Nukleonika”, 47(3): 101—105.
- GREER P., POPESCU C., **2003**: *Dosimetric properties of an amorphous silicon electronic portal imaging device for verification of dynamic intensity modulated radiation therapy*. „Medical Physics”, 30: 1618—1627.
- VERHAGEN F., SEUNTIENS J., **2003**: *Monte Carlo modeling of external radiotherapy photon beams*. „Physics in Medicine and Biology”, 48: R113.
- CARRIER J.F., ARCHAMBAULT L., BEAULIEU L., **2004**: *Validation of GEANT4, an object-oriented Monte Carlo Toolkit, for simulation in medical physics*. „Medical Physics”, 31: 484—492.
- DYBEK M., ŁOBODZIEC W., IWANICKI T., KAWA-IWANICKA A., MARKISCH S., **2004**: *MOSFET detectors as a tool for dose verification in photon beam*. „Reports of Practical Oncology and Radiotherapy”, 9, suppl. 2: 45—50.
- KONEFAŁ A., ORLEF A., ZIPPER W., MANIAKOWSKI Z., **2004**: *The use of the new Monte Carlo software packet called GEANT4 for the calculations of the doses from the X-rays outside the primary beam*. „Physica Medica”, 20, suppl., 1: 165—167.
- SHEIKH-BAGHERI D., ROGERS D.W.O., **2004**: *Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using BEAM code*. „Medical Physics”, 29: 391—402.
- TOBIAS J., VAIDYA J., KESHTGAR M., SOUZA D., BAUM M., **2004**: *Reducing radiotherapy dose in early breast cancer: the concept of conformal intraoperative brachytherapy*. „The British Journal of Radiology”, 77: 279—284.
- WONG V.Y., **2004**: *Quality assurance devices for dynamic conformal radiotherapy*. „Journal of Applied Clinical Medical Physics”, 5: 8—15.
- AAPM Report 87, **2005**: *Diode „in vivo” dosimetry for patients receiving external beam radiation therapy*. Published by Medical Physics Publishing for the American Association of Physicists in Medicine [USA].
- FACURE A., FALCAO R.C., SILVA A.X., CRISPIM V.R., VITORELLI J.C., **2005**: *A study of neutron spectra from medical linear accelerators*. „Applied Radiation and Isotopes”, 62: 69—72.
- GOSTKOWSKA B., **2005**: *Ochrona radiologiczna. Wielkości, jednostki i obliczenia*. Warszawa, Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej.
- IAEA, **2005**: *Radiation Oncology Physics: Handbook for teachers and students*. Vienna.
- KONEFAŁ A., DYBEK M., ZIPPER W., ŁOBODZIEC W., SZCZUCKA K., **2005**: *Thermal and epithermal neutrons in the vicinity of the Primus Siemens biomedical accelerator*. „Nukleonika”, 50(2): 73—81.
- KRY S.F., SALEHPOUR M., FOLLOWILL D.S., STOVALL M., KUBAN D.A., WHITE R.A., ROSEN I.I., **2005**: *Out-of-Field photon and neutron dose equivalents from step-and-shoot intensity-modulated radiation therapy*. „International Journal of Radiation Oncology • Biology • Physics”, 62(4): 1204—1216.

- SARIN R., **2005**: *Partial-Breast Treatment for Early Breast Cancer: Emergence of a new Paradigm*. „Nature Clinical Practice Oncology”, 2(1): 40—47.
- SEUNTJENS J., OLIVARES M., EVANS M., PODGORSAK E., **2005**: *Absorbed dose to water reference dosimetry using solid phantoms in the context of absorbed-dose protocols*. „Medical Physics”, 32(9): 2945—2953.
- ZHU J., **2005**: *Generation of wedge-shaped dose distributions through dynamic multileaf collimator dose delivery*. „Journal of Applied Clinical Medical Physics”, 6: 37—45.
- BIGGS P.J., **2006**: *Long-term stability of a 50-kV X-ray unit for stereotactic irradiation*. „Journal of Applied Clinical Medical Physics”, 7(3): 12—20.
- CHEN C.C., SHEU R.J., YEH C.Y., LIN U.T., JIANG S.H., **2006**: *A detailed study on the neutron contamination for a 10 MeV medical electron accelerator*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A”, 562: 1033—1037.
- CIRRONE G.A.P., CUTTONE G., BATTAGLIA D., CALABBRETTA L., CELONA L., DI ROSA F., LOJACONO P., MAGGIORE M., MONGELLI V., LO NIGRO S., PIAZZA L.A.C., PATTI V.I., RAFFAELE L., RE M., RIFUGGIATO D., RUSSO G., SABINI M.G., SALAMONE V., VALASTRO L.M., **2006**: *The INFN experience in the hadron therapy field*. „Polish Journal of Environmental Studies” 15(4A): 171—173.
- IAEA 47, **2006**: *Radiation protection in the design of radiotherapy facilities*. Vienna.
- KONEFAŁ A., **2006**: *Symulacje komputerowe metodą Monte Carlo przy pomocy nowoczesnego oprogramowania GEANT4*. „Postępy Fizyki”, 57(6): 242—251.
- KONEFAŁ A., POLACZEK-GRELİK K., ORLEF A., MANIAKOWSKI Z., ZIPPER W., **2006**: *Background neutron radiation in the vicinity of Varian Clinac-2300 medical accelerator working in the 20 MV mode*. „Polish Journal of Environmental Studies”, 15(4A): 177—180.
- POLACZEK-GRELİK K., KONEFAŁ A., ORLEF A., ZIPPER W., **2006**: *Radioactivity induced in bones during radiotherapy treatment with the use of 20 MV accelerator beam*. „Polish Journal of Environmental Studies”, 15(4A): 195—197.
- TANG SHI-BIAO, YIN ZE-JIE, HUANG HUAN, CHENG YAN, CHENG FU-HUI, MAO FENG-HUA, **2006**: *Geant4 used in medical physics and hadrontherapy technique*. „Nuclear Science and Techniques”, 17(5): 276—279.
- VAIDYA J., WALTON L., DEWAR J., **2006**: *Single dose targeted intraoperative radiotherapy (TARGIT) for breast cancer can be delivered as a second procedure under local anaesthetic*. „World Journal of Surgical Oncology”, 4(2): 1—8.
- ARMOOGUM K.S., PARRY J.M., SOULIMAN S.K., SUTTON D.G., MACKAY C.D., **2007**: *Functional intercomparison of intraoperative radiotherapy equipment — Photon Radio-surgery System*. „Radiation Oncology”, 2: 11 doi: 10.1186/1748-717X-2-11.
- KONEFAŁ A., ORLEF A., DYBEK M., MANIAKOWSKI Z., POLACZEK-GRELİK K., ZIPPER W., **2008**: *Correlation between radioactivity induced inside the treatment room and the undesirable thermal/resonance neutron radiation produced by linac*. „Physica Medica”, 24: 212—218.
- KONEFAŁ A., POLACZEK-GRELİK K., ZIPPER W., **2008**: *Undesirable nuclear reactions and induced radioactivity as a result of the use of the high-energy therapeutic beams generated by medical linacs*. „Radiation Protection Dosimetry”, 128(2): 133—145.

- MORÁVEK Z., BOGNER L., **2009**: *Analysis of the physical interactions of therapeutic proton beams in water with the use of Geant4 Monte Carlo calculations*. „Zeitschrift für Medizinische Physik”, 19: 174—181.
- FUJIO ARAKI, YUJI HANYU, MIYOKO FUKUOKA, KENJI MATSUMOTO, MASAHIKO, HIROSHI OGUCHI, **2009**: *Monte Carlo calculations of correction factors for plastic phantoms in clinical photon and electron beam dosimetry*. „Medical Physics”, 36(7): 2992—3001.
- KONEFAŁ A., GRELIK K., ZIPPER W., **2010**: *Preparation of method based on the high-purity germanium detector for measurements of the very low thermal neutron dose rate*. „Polish Journal of Environmental Studies”, Series: *Monographs*, 1: 139—145.
- KONEFAŁ A., ORLEF A., MANIAKOWSKI Z., **2010**: *Influence of the radiation field size and the depth in irradiated medium on energy spectra of the 6 MV X-ray beams from medical linac*. „Polish Journal of Environmental Studies”, Series: *Monographs*, 1: 115—118.
- KONEFAŁ A., SZAFLIK P., ZIPPER W., **2010**: *Influence of the energy spectrum and the spatial spread of the proton beams used in the eye tumor treatment on the depth-dose characteristics*. „Nukleonika”, 55(3): 313—316.
- KONEFAŁ A., ZIPPER W., **2010**: *Determination of the optimum frame of an entrance room to a treatment room with a linear accelerator generating high-energy X-ray*. In: *International Symposium on Standards, Applications and Quality Assurance in Medical Radiation Dosimetry*. Book of Extended Synopses. Vienna, IAEA, s. 623—624.
- KONOPACKA M., ROGOLIŃSKI J., BYSTRZYCKA J., ŚŁOSAREK K., **2010**: *Comparison of dose distribution of ionizing radiation in water phantom with frequency of genetic damage in a normal and cancer cells*. „Polish Journal of Environmental Studies”, Series: *Monographs*, 1: 166—170.
- POLACZEK-GRELIK K., ORLEF A., DYBEK M., KONEFAŁ A., ZIPPER W., **2010**: *Linear accelerator therapeutic dose — induced radioactivity dependence*. „Applied Radiation and Isotopes”, 68: 763—766.





Adam Konefat

## **Application of nuclear physics for solution of problems of the contemporary radiotherapy**

### **S u m m a r y**

The progress that has been made in radiotherapy lately besides unquestionable advantages, originated many new problems which can be known and even partially or completely solved by means of experimental and computational methods used in nuclear physics. The purpose of this book is a presentation of the contribution of nuclear physics in solving the problems of the contemporary radiotherapy.

Reduction of the irradiated field in telerradiotherapy saves healthy tissues located close to tumours. However, it needs a precise localization and immobilization of a patient and a control of its position during an irradiation séance. Therefore the experimental methods of nuclear physics were inculcated to the clinical practice. These methods are based on the use of the various type detectors of ionizing radiation, making it possible to control correctness and repeatability of a course of a irradiation process of a patient. One of the base methods to control a dose delivered to patients is *in vivo* dosimetry described in the first chapter of this book.

The contemporary planning systems take very accurate 3-D images of a patient's anatomy and a localization of a tumour into account. However, they need many parameters and characteristics. The knowledge of the therapeutic beam spectra is particularly significant. The accurate determination of such spectrum is not easy because of high radiation intensity in the therapeutic beam and a broad energy range of radiation. There are experimental methods to derive the spectra of therapeutic beams. However, the computer calculations based on the Monte Carlo method are a current standard. The methods of a obtention of the therapeutic beam energy spectra are described in the second chapter of this book.

Undesirable consequence of an increase of radiation energy in radiotherapy is a neutron contamination of the therapeutic X-ray and electron beams. This contamination causes an additional total body neutron dose to patients. Moreover, nuclear reactions induced by the neutrons are the main factor of radioactivity inside a radiotherapy facility. The methods of a determination of neutron fluence and an identification of induced radioisotope and occurred nuclear reactions are discussed in the third and fourth chapter.

The photon needle is a relatively new technology applied in a clinical practice since 1992. First versions of this device were characterized by a significant decrease of their efficiency appearing even during a radiotherapy treatment. This defect was eliminated. However, it is still a big problem to get an uniform dose distribution in an irradiated area. In connection with this fact it is important to perform measurement verifying the uniformity of a dose distribution for each photon needle used in a clinical practice. Results of the measurements testing the Intrabeam system — the photon needle by Photoelectron Corporation & Carl Zeiss Surgical were presented in the fifth chapter.

The proton radiotherapy of eye tumours is widely used among the hadrontherapy methods because of a high level of curability. Such therapy requires a high precision of a tumour irradiation and also an accurate determination of influence of the beam parameters as mean energy, an energy and spatial spread of the proton beam on the dose distribution. The determination of dependence between the proton beam parameters can be carried out with the use of computer simulations based on the Monte Carlo method ensuring a good quality of the obtained results. Investigations of the dependence between the parameters of a proton beam and the dose distribution, performed by computer simulations basing on the GEANT4 code are presented in the sixth chapter of the book.

## **Der Kernphysikanteil in die Lösung der gegenwartsnahen Bestrahlungstherapieprobleme**

### Zusammenfassung

Der Fortschritt, der in den letzten Jahren in der Bestrahlungstherapie gemacht wurde, außer unstrittigen Vorteilen viele neue Probleme verursachte. Die Erkenntnis dieser Probleme und in vielen Fällen teilweise oder komplette Auflösung ist nur möglich, wenn man die experimentellen und rechnerischen Methoden, die in der Kernphysik angewandt sind, wendet an. Das Ziel dieses Buches ist der Ausweis des Kernphysikanteils in die Lösung der gegenwartsnahen Bestrahlungstherapieprobleme.

Die Verengung der bestrahlten Zone in der Bestrahlungstherapie schont das gesunde Gewebe, das sich in der Nähe von der Krebsgewebe befindet, es erfordert aber sehr präzise Lagerung und Inbetriebnahme des Patienten und der Kontrolle seiner Position während der Bestrahlungssitzung. Im Zusammenhang mit dem, was aus der Kernphysik geschöpfte experimentelle Methoden, die auf der Verwertung verschiedener Detektoren für ionisierende Strahlung basieren, wurden in der klinischen Praxis eingearbeitet. Diese Methoden erlauben die Richtigkeit und Wiederholbarkeit des Verlaufs des Patientenbestrahlungstherapieprozesses zu kontrollieren. Die Dosimetriemethode *in vivo* ist eine auf der grundlegenden Kontrollmethode der Dosis, die dem Patienten verabreicht wird. Man kann darüber in dem ersten Kapitel des Buches lesen.

Gegenwartsnahe Systeme der Sanierungsplanung berücksichtigen präzise dreidimensionale Bilder der Patientenanatomie und der Geschwulstlokalisierung. Diese Systeme erfordern gute Kenntnisse vieler Parameter und Charakteristiken u. a. Energiespektrum des therapeutischen Strahles. Rücksichtlich der großen Strahlungsintensität innerhalb der therapeutischen Strahlen und möglicherweise breiten energetischen Bereiches, genaue Vorgabe des Spektrums ist nicht einfach. Es gibt experimentelle Methoden, aber die Markierung des Spektrums in Anlehnung an die Computerrechnungen (Simulationen), die auf der Monte Carlo Methode basieren, ist heutzutage geltender Standard. Die Probleme, die mit der Markierung des Energiespektrums verbunden sind, wurden in dem zweiten Kapitel besprochen.

Eine unerwünschte Konsequenz des Anstiegs der Strahlungsenergie, die in der Bestrahlungstherapie angewendet wird, ist die Verschmutzung der Strahlen durch die Röntgenstrahlung und Elektronen mit der Neutronenstrahlung. Die Verschmutzung der therapeutischen Strahlen verursacht viele Probleme — die Patienten bekommen zusätzlich unerwünschte Strahlungsdosen auf dem ganzen Körper, und die von den Neutronen verursachten Kernreaktionen sind der Hauptfaktor, der die Radioaktivität in dem Bestrahlungstherapiebereich induziert. In dem dritten und vierten Kapitel sind die Methoden der Markierung des Neutronenflusses, Identifikation entstehender Radioisotope und untergeordnete Kernreaktionen besprochen.

Die Photonnadel ist relativ eine neue Technologie, die in der klinischen Praxis seit 1992 angewendet wurde. Die ersten Versionen dieses Gerätes charakterisierten sich durch den erheblichen

Leistungsabfall, der sogar während der Sanierung erschien. Dieser Defekt der Photonnadel wurde aber sehr schnell eliminiert. Das Gewinnen der homogenen Aufspaltung der Dose in der strahlende Zone ist immer ein brennendes Problem. Im Zusammenhang mit das ist es sehr wichtig um die Vermessungen, die die Homogenität der Doseaufspaltung für jede Photonnadel, die in klinische Praxis benutzt wird verifizieren, zu machen. Die Vermessungen, die Intrabeam System — Photonnadel der Firma Photoelectron Corporation & Carl Zeiss Surgical prüften, sind in den fünften Kapitell präsentiert.

Die Proton Radiotherapie des Augapfelmelanomes ist aus den Hadronentherapiemethoden sehr oft angewendet, weil sie ein hohes Sanierungslevel hat. Diese Therapie erfordert eine große Präzision während der Bestrahlung der Geschwulst, und auch genaue Bezeichnung des Einflusses der Parameter des therapeutischen Strahles wie Mittelenergie, energetische und räumliche Auswaschung des Protonsstrahles für die Doseaufspaltung. Die Die Markierung des Zusammenhangs zwischen Protostrahlparameter und der Aufspaltung kann mit Hilfe der Computersimulationen, die auf die Monte Carlo Methode basieren durchgeführt. Diese Methode gewährleistet hohe Qualität von der erhaltenen Ergebnisse. Die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen oben genannten Protonstrahlparameter und der Strahlenaufspaltung, die mit der Hilfe der Computersimulationen die auf die GEANT4 Software basieren, durchgeführt sind, machen der Inhalt des sechstes Kapitell aus.



Redaktor: Barbara Todos-Burny  
Projektant okładki: Tomasz Gut  
Redaktor techniczny: Małgorzata Pleśniar  
Korektor: Lidia Szumigala

Copyright © 2011 by  
Wydawnictwo Uniwersytetu Śląskiego  
Wszelkie prawa zastrzeżone

**ISSN 0208-6336**  
**ISBN 978-83-226-2019-9**

Wydawca  
**Wydawnictwo Uniwersytetu Śląskiego**  
**ul. Bankowa 12B, 40-007 Katowice**  
[www.wydawnictwo.us.edu.pl](http://www.wydawnictwo.us.edu.pl)  
e-mail: [wydawus@us.edu.pl](mailto:wydawus@us.edu.pl)

---

Wydanie I. Ark. druk. 7,25. Ark. wyd. 8,5.  
Papier offset. kl. III, 90 g      Cena 10 zł (+ VAT)

---

Łamanie: Pracownia Składu Komputerowego  
Wydawnictwa Uniwersytetu Śląskiego  
Druk i oprawa: PPHU TOTEM s.c.  
M. Rejnowski, J. Zamiara  
ul. Jacewska 89, 88-100 Inowrocław