

**INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ
im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk**

ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków

<http://www.ifj.edu.pl/publ/reports/2007/?lang=en>

Raport Nr 1997/PN

**Wtórne źródła neutronowe
do generowania specyficznych
strumieni neutronów**

Grzegorz Tracz

PRACA DOKTORSKA

wykonana pod kierunkiem doc. dr hab. Krzysztofa Drozdowicza

Kraków, lipiec 2007

PODZIĘKOWANIA

Pragnę złożyć wyrazy wdzięczności doc. dr hab. Krzysztofowi Drozdowiczowi, za podjęcie odważnej decyzji zostania moim promotorem. Jego opiekuńczość, cierpliwość i wyrozumiałość – okazywane w trakcie przekazywania uwag tudzież trudnych do przecenienia wskazówek – sprawiły, iż nasza współpraca zaowocowała niniejszą rozprawą.

Dr Krzysztofowi Pytłowi oraz śp. dr inż. Ludwikowi Dąbkowskiemu z Instytutu Energii Atomowej w Świerku dziękuję za współpracę, sugestie i konsultacje przy projektowaniu konwertera neutronów oraz pozostałych elementów źródła dla celów terapii borowo-neutronowej.

Spieszę złożyć podziękowania Całemu Zespołowi Zakładu Fizyki Środowiska i Transportu Promieniowania IFJ PAN (NZ54), za pomoc w wykonaniu prototypu impulsowego źródła neutronów termicznych oraz pomiarów, które umożliwiły weryfikację wyników uzyskanych z symulacji Monte Carlo. Ze względu na dużą liczebność członków grupy, ich nazwiska pozostaną niewymienione (in pectore).

Nie mogę w tym miejscu pominąć dr inż. Ewy Krynickiej i dr inż. Urszuli Wiącek, które wprowadziły mnie w skomplikowaną materię wyznaczania stałej zaniku strumienia neutronów termicznych.

Dziękuję mgr Dominikowi Dworakowi, za wykonanie obliczeń komputerowych programem FLUKA, które pozwoliły częściowo sprawdzić moje własne symulacje, związane ze źródłem neutronów epitermicznych dla BNCT. Jego niewymuszony spokój wewnętrzny stanowił dla mnie wsparcie duchowe i bezsprzecznie pozwolił przetrwać te trudne chwile.

ABSTRACT

The foregoing paper presents the doctor's thesis entitled "The secondary neutron sources for generation of particular neutron fluxes". Two secondary neutron sources have been designed, which exploit already existing primary sources emitting neutrons of energies different from the desired ones. The first source is devoted to boron-neutron capture therapy (BNCT). The research reactor MARIA at the Institute of Atomic Energy in Świerk (Poland) is the primary source of the reactor thermal neutrons, while the secondary source should supply epithermal neutrons. The other secondary source is the pulsed source of thermal neutrons that uses fast 14 MeV neutrons from a pulsed generator at the Institute of Nuclear Physics PAN in Kraków (Poland).

The physical problems to be solved in the two mentioned cases are different. Namely, in order to devise the BNCT source the initial energy of particles ought to be increased, whilst in the other case the fast neutrons have to be moderated. Slowing down of neutrons is relatively easy since these particles lose energy when they scatter in media; the most effective moderators are the materials which contain light elements (mostly hydrogen). In order to increase the energy of neutrons from thermal to epithermal (the BNCT case) the so-called neutron converter should be exploited. It contains a fissile material, ^{235}U . The thermal neutrons from the reactor cause fission of uranium and fast neutrons are emitted from the converter. Then fissile neutrons of energy of a few MeV are slowed down to the required epithermal energy range.

The design of both secondary sources have been conducted by means of Monte Carlo simulations, which have been carried out using the MCNP code. In the case of the secondary pulsed thermal neutron source, some of the calculated results have been verified experimentally.

SPIS TREŚCI

ABSTRACT	i
SPIS TREŚCI	iii
SPIS RYSUNKÓW	v
SPIS TABEL	ix
LISTA SYMBOLI	xi
1. Wstęp	1-1
1.1. Specyfika projektowanych źródeł	1-1
1.1.1. Źródło dla celów terapii borowo-neutronowej	1-2
1.1.2. Impulsowe źródło neutronów termicznych	1-3
1.2. Metody rozwiązywania zagadnienia transportu cząstek	1-3
1.2.1. Metody numeryczne i analityczne rozwiązywania równania transportu	1-4
1.2.2. Metody Monte Carlo	1-7
Literatura	1-10
2. Terapia borowo-neutronowa (BNCT)	2-1
2.1. Podstawowe wiadomości o terapii borowo-neutronowej	2-1
2.2. Parametry optymalizacji wiązki terapeutycznej	2-4
2.2.1. Strumień neutronów epitermicznych	2-5
2.2.2. Czystość wiązki terapeutycznej	2-5
2.2.3. Kierunkowość wiązki	2-7
2.3. Przegląd istniejących stanowisk do terapii borowo-neutronowej	2-7
2.4. Specyfika projektowanego stanowiska BNCT przy reaktorze MARIA w Świerku	2-13
2.5. Założenia do symulacji komputerowych	2-16
2.5.1. Źródło neutronów i kwantów gamma	2-16
2.5.2. Konwerter neutronów	2-17
2.5.3. Warianty konwertera	2-18
2.5.3.1. Wariant I – blok konwertera z odchylną wiązką wtórną	2-19
2.5.3.2. Wariant II – blok rozpraszający z odchylną wiązką wtórną	2-19
2.5.3.3. Wariant III – konwerter prostopadły do wiązki pierwotnej	2-21
2.6. Symulacje Monte Carlo	2-21
2.7. Wybór wariantu konwertera neutronów	2-23
2.7.1. Symulacje komputerowe dla wariantu I	2-24
2.7.2. Symulacje komputerowe dla wariantu II	2-27
2.7.3. Symulacje komputerowe dla wariantu III	2-32
2.7.4. Porównanie wariantów I, II i III	2-34
2.8. Wstępna optymalizacja konwertera neutronów w wariantcie I	2-37
2.9. Filtr-moderator neutronów	2-41
2.10. Filtr kwantów gamma	2-45
2.11. Reflektor	2-46
2.12. Jednorodność strumienia neutronów	2-48
2.13. Optymalizacja konwertera neutronów	2-50
2.14. Kolimator	2-56
2.15. Współczynnik mnożenia neutronów i końcowa optymalizacja konwertera	2-59
2.16. Podsumowanie	2-61
Literatura	2-63
3. Impulsowe źródło neutronów termicznych przy generatorze neutronów prędkich	3-1
3.1. Wprowadzenie	3-1
3.2. Postawy teoretyczne projektowania impulsowego źródła neutronów termicznych	3-4
3.3. Symulacje Monte Carlo	3-7
3.3.1. Wybór bucklingu geometrycznego	3-8
3.3.2. Optymalna termalizacja neutronów prędkich ze źródła pierwotnego	3-9
3.3.3. Stała zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych dla tablicy moderatorów	3-13
3.3.4. Rozmiary porzecznice tablicy moderatorów	3-14

3.4. Testy impulsowego źródła neutronów termicznych	3-15
3.4.1. Pomiary testowe.....	3-15
3.4.2. Uzupełniające obliczenia Monte Carlo	3-19
3.5. Uwagi końcowe.....	3-20
Literatura	3-21
4. Podsumowanie	4-1
4.1. Źródło neutronów epitermicznych dla BNCT.....	4-1
4.2. Impulsowe źródło neutronów termicznych w IFJ PAN	4-2

SPIS RYSUNKÓW

Rysunek 2-1 Schemat reakcji neutronu termicznego z ^{10}B	2-2
Rysunek 2-2 Instalacja BNCT w Massachusetts Institute of Technology (MITR) [2.12]	2-8
Rysunek 2-3 Japońskie stanowisko do BNCT przy reaktorze JRR-4 w Tokio [2.14].....	2-9
Rysunek 2-4 Schemat instalacji BNCT przy reaktorze HFR w Petten (Holandia) [2.15].	2-10
Rysunek 2-5 Fińska instalacja BNCT w Otaniemi – reaktor badawczy FiR [2.16].....	2-11
Rysunek 2-6 Schemat stanowiska terapeutycznego w Studsvik [2.17].	2-12
Rysunek 2-7 Schemat stanowiska BNCT przy reaktorze LVR-15 w Řež [2.18].	2-13
Rysunek 2-8 Usytuowanie konwertera neutronów (wariant I) względem kanału poziomego H-2 reaktora MARIA wraz z układem płyt paliwowych.	2-18
Rysunek 2-9 Rozmieszczenie konwertera neutronów (wariant II) względem kanału poziomego H-2 reaktora MARIA wraz z układem płyt paliwowych.	2-19
Rysunek 2-10 Konfiguracja konwertera neutronów (wariant III) względem kanału poziomego H-2 reaktora MARIA wraz z układem płyt paliwowych.	2-21
Rysunek 2-11 Uproszczona geometria wariantu I konwertera przyjęta do symulacji komputerowych.	2-25
Rysunek 2-12 Wpływ grubości bocznych osłon grafitowych na wielkość parametru φ^{60} w wariancie I.....	2-26
Rysunek 2-13 Schemat geometrii do obliczania równomierności rozkładu przestrzennego strumienia neutronów na wyjściu konwertera (powierzchnia A-B).	2-27
Rysunek 2-14 Uproszczona geometria wariantu II konwertera przyjęta do symulacji komputerowych.....	2-28
Rysunek 2-15 Wpływ grubości bocznych osłon grafitowych na wielkość parametru φ^{60} w wariancie II – blok rozpraszający wykonany z polietylenu.	2-29
Rysunek 2-16 Wpływ materiału bloku rozpraszającego na parametr φ^{60} przy osłonie grafitowej 60 cm oraz z zastosowaniem płyt LEU.	2-30
Rysunek 2-17 Uproszczona geometria wariantu III konwertera przyjęta do symulacji komputerowych.	2-32
Rysunek 2-18 Wpływ grubości bocznych osłon grafitowych na wielkość parametru φ^{60} w wariancie III.....	2-33
Rysunek 2-19 Zależność liczby fotonów z reaktora na wyjściu konwertera od grubości warstwy bizmutu w wariancie III.....	2-35
Rysunek 2-20 Względne wartości parametru φ^{60} . Warianty I i II porównano z wariantem III dla 6 cm bizmutu.	2-36
Rysunek 2-21 Względne wartości parametru φ^{γ} . Warianty I i II porównano z wariantem III dla 6 cm bizmutu.	2-37
Rysunek 2-22 Schemat rozmieszczenia prętów paliwowych EK-10 w wariancie IA.....	2-37
Rysunek 2-23 Schemat rozmieszczenia prętów paliwowych EK-10 w wariancie IA_1 bez chłodziwa.	2-38
Rysunek 2-24 Rozmieszczenie prętów EK-10 w wariancie IA_1 z moderatorem “w rzędach”.....	2-39
Rysunek 2-25 Rozmieszczenie prętów EK-10 w wariancie IA_1 z moderatorem “miedzy rzędami”.....	2-39

Rysunek 2-26 Schemat rozmieszczenia prętów paliwowych EK-10 bez chłodziwa.	2-39
Rysunek 2-27 Modelowana geometria układu dla przypadku 5 – moderator składa się z 71 cm aluminium i 27 cm AlF_3	2-42
Rysunek 2-28 Widmo neutronów w pozycji głowy pacjenta dla przypadku 4 (71 cm Al i 17 cm AlF_3). Linie przerywane ograniczają założony zakres energii neutronów epitermicznych.	2-43
Rysunek 2-29 Zależność strumienia neutronów epitermicznych i względnej dawki fotonów od grubości filtrów z bizmutu i ołowiu. Linia przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.	2-45
Rysunek 2-30 Zależność strumienia neutronów epitermicznych i dawek względnych od grubości reflektora z bizmutu i ołowiu. Linia przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.	2-47
Rysunek 2-31 Rozkład względnych strumieni neutronów szybkich na wejściu A-B i neutronów epitermicznych na wylocie C-D układu filtra-moderatora.	2-49
Rysunek 2-32 Konfiguracja układu po przesunięciu filtra-moderatora w kierunku konwertera neutronów, tak by oba te elementy były jak najbliżej siebie.	2-50
Rysunek 2-33 Konfiguracja układu po przesunięciu filtra-moderatora w kierunku wylotu kanału reaktora o 20 cm, w porównaniu z położeniem gdy filtr-moderator stykał się z konwerterem.	2-51
Rysunek 2-34 Zależność strumienia neutronów epitermicznych i dawek względnych od wielkości przesunięcia filtra-moderatora, względem położenia gdy styka się on z konwerterem uranowym. Linia przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.	2-52
Rysunek 2-35 Konfiguracja konwertera uranowego w dwóch strefach, dla przypadku z 441 prętami.	2-52
Rysunek 2-36 Zależność strumienia neutronów epitermicznych i dawek względnych od ilości prętów rozmieszczonych w dwóch strefach. Linia przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.	2-53
Rysunek 2-37 Konwerter uranowy zbudowany z 89 prętów EK-10. Układ filtra-moderatora przesunięty o 40 cm w kierunku wylotu kanału reaktora.	2-54
Rysunek 2-38 Konwerter uranowy zbudowany z 89 prętów EK-10. Układ filtra-moderatora przesunięty o 40 cm w kierunku wylotu kanału reaktora oraz rozszerzony do 84 cm.	2-54
Rysunek 2-39 Zależność strumienia neutronów epitermicznych i dawek względnych od ilości prętów dla dwóch różnych (64 cm i 84 cm) szerokości filtra-moderatora. Linia przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.	2-55
Rysunek 2-40 Zależność strumienia neutronów epitermicznych od liczby prętów rozmieszczonych w różnych siatkach. Szerokość filtra-moderatora wynosiła 84 cm.	2-55
Rysunek 2-41 Zależność strumienia neutronów epitermicznych od grubości wykładziny kolimatora dla 20 cm kolimatora, o kształcie stożka ściętego, dla ołowiu, bizmutu i niklu.	2-57
Rysunek 2-42 Zależność strumienia neutronów epitermicznych oraz względnych dawek neutronów prędkich i fotonów od długości grafitowego kolimatora, o kształcie stożka ściętego. Linia przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.	2-57
Rysunek 2-43 Zależność strumienia neutronów epitermicznych oraz względnych dawek neutronów prędkich i fotonów od grubości wykładziny ołowianej dla 10 cm kolimatora, o kształcie stożka ściętego. Linia przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.	2-58
Rysunek 2-44 Końcowa konfiguracja źródła neutronów epitermicznych dla celów terapii BNCT. Konwerter składa się z 489 prętów uranowych rozmieszczonych w siatce 1.8 + 2.5 cm.	

Szerokość filtra-moderatora wynosi 101 cm. Grafitowy kolimator o długości 10 cm ma kształt ostrosłupa ściętego.....	2-61
Rysunek 3-1 Schemat ideowy impulsowego źródła neutronów termicznych.....	3-2
Rysunek 3-2 Porównanie stałych zaniku czasowego dla sześciątów z polietylenu, o gęstości $0.9507 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, obliczonych z przybliżenia dyfuzyjnego i symulacji Monte Carlo.	3-6
Rysunek 3-3 Strumienie neutronów termicznych z tablic moderatorów, zbudowanych z parzystej oraz nieparzystej liczby segmentów polietylenowych (w jednym rzędzie), w funkcji grubości tablicy.	3-12
Rysunek 3-4 Dwie lokalizacje detektorów za tablicą moderatorów.	3-16
Rysunek 3-5 Przykładowy rozkład czasowy zmierzonego zaniku strumienia neutronów termicznych, emitowanego z prototypu źródła wtórnego.	3-17
Rysunek 3-6 Schemat pomiaru stałej zaniku czasowego próbki polietylenowej bez tablicy moderatorów oraz z jej użyciem.	3-18
Rysunek 3-7 Porównanie zaniku strumienia neutronów termicznych $\phi(t)$ emitowanych z tablicy moderatorów i próbki polietylenu.	3-21

SPIS TABEL

Tabela 2-1 Dane płyt paliwowych przyjęte do obliczeń konwertera.	2-17
Tabela 2-2 Rozkład gęstości względnej w segmentach bloku rozpraszającego dla polietylenu.....	2-20
Tabela 2-3 Zestawienie wyników symulacji komputerowych dla wariantu I konwertera.	2-26
Tabela 2-4 Rozkład przestrzenny strumienia neutronów prędkich na wyjściu konwertera w wariantcie I – wyniki znormalizowane są do powierzchni nr 1.....	2-26
Tabela 2-5 Zestawienie wyników symulacji komputerowych dla wariantu II konwertera.	2-29
Tabela 2-6 Względny rozkład przestrzenny strumienia neutronów prędkich na wyjściu konwertera, znormalizowany do powierzchni 1 w wariantcie II.	2-30
Tabela 2-7 Zestawienie wyników symulacji komputerowych dla wariantu III konwertera.	2-33
Tabela 2-8 Parametry wiązki fotonów na wyjściu konwertera neutronów.....	2-34
Tabela 2-9 Parametr φ^{60} dla porównywanych konfiguracji konwertera.	2-35
Tabela 2-10 Parametr φ^{60} dla wariantów IA_1 oraz IA_2.....	2-38
Tabela 2-11 Parametr φ^{60} dla wariantu IA_1 z prętami otoczonymi moderatorem.....	2-40
Tabela 2-12 Strumień neutronów epitermicznych oraz dawki względne „in-air” dla różnych konfiguracji moderatora neutronów.	2-42
Tabela 2-13 Strumień neutronów epitermicznych oraz dawki względne „in-air” dla rozważanych konfiguracji przypadku 4 (aluminium i AlF ₃) moderatora neutronów.....	2-44
Tabela 2-14 Parametry wiązki „in-air” w funkcji grubości filtra fotonów.	2-45
Tabela 2-15 Parametry wiązki „in-air” dla zmieniającej się grubości reflektora.	2-47
Tabela 2-16 Parametry wiązki terapeutycznej dla różnych konfiguracji kolimatora i filtra gdy konwerter składa się z 489 prętów, rozmieszczonych w siatce mieszanej 1.8 + 2.5 cm.....	2-60
Tabela 3-1 Stałe zaniku (analityczne i z symulacji) dla sześciątów z polietylenu o różnych rozmiarach.....	3-8
Tabela 3-2 Stałe zaniku (analityczne i z symulacji) dla prostopadłościątów z polietylenu o zbliżonym bucklingu geometrycznym.	3-9
Tabela 3-3 Strumienie neutronów termicznych z tablicy moderatorów o rozmiarach poprzecznych bliskich 9×9 cm ²	3-10
Tabela 3-4 Strumienie neutronów termicznych z “nieskończonej” tablicy moderatorów o nieparzystej liczbie segmentów w jednym rzędzie.....	3-11
Tabela 3-5 Strumienie neutronów termicznych z “nieskończonej” tablicy moderatorów o parzystej liczbie segmentów w jednym rzędzie.	3-11
Tabela 3-6 Stałe zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych dla całej tablicy.	3-14
Tabela 3-7 Strumienie neutronów termicznych emitowanych z tablicy moderatorów dla różnych ilości segmentów, dla dwóch grubości siatki kadmowej.	3-14
Tabela 3-8 Parametry i wyniki eksperymentów związanych z testami prototypu impulsowego źródła wtórnego.....	3-17

Tabela 3-9 Stałe zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych dla próbki polietylenowej, bez użycia tablicy moderatorów (wariant „c”) oraz z jej wykorzystaniem (wariant „d”).	3-18
Tabela 3-10 Porównanie stałych zaniku czasowego z pomiarów i symulacji Monte Carlo.	3-19

LISTA SYMBOLI

- a_i - wymiary geometryczne krawędzi sześcianu powiększone o długość ekstrapolacji (r. 3.2)
- a_i^g - wymiary geometryczne krawędzi sześcianu (r. 3.2)
- d - długość ekstrapolacji (r. 3.2)
- k - stała Boltzmanna (r. 3.2)
- k_{eff} - współczynnik mnożenia neutronów (r. 2.15)
- l - odległość jaką przebywa cząstka między zderzeniami (r. 1.2.2)
- m - masa neutronu (r. 3.2)
- n - gęstość cząstek (r. 1.2.1)
- \tilde{n} - waga cząstki w symulacjach Monte Carlo (r.1.2.2)
- \mathbf{r} - położenie cząstki (r. 1.2.1)
- t - czas (r. 1.2.1, 3)
- Δt - szerokość kanału analizatora czasowego (r. 3.4.1)
- v - szybkość cząstki (r. 1.2.1)
- v_T - prędkość najbardziej prawdopodobna neutronów termicznych (r. 3.2)
- x - odległość między konwerterem a wylotem kanału reaktora (r. 2.4)
- A - liczba atomowa (r. 2.9)
- B^2 - buckling geometryczny układu (r. 3.2, 3.3)
- C - współczynnik ochładzania dyfuzyjnego (r. 3.2, 3.3)
- D_0 - stała dyfuzji (r. 3.2, 3.3)
- $D(\mathbf{r}, E, t)$ - współczynnik dyfuzji cząstek, zależny od energii, czasu i położenia (r. 1.2.1)
- D_{fn}/ϕ_{epi} - dawka względna neutronów prędkich (r. 2)
- D_γ/ϕ_{epi} - dawka względna fotonów (r. 2)
- E, E' - energia cząstki po i przed zderzeniem (r. 1.2.1)
- F - parametr korekcyjny (r. 3.2, 3.3)

- G - liczba grup energetycznych (r. 1.2.1)
- H - powierzchnia czoła kanału reaktora (r. 2.4)
- I_p - średnia częstość zliczeń (r. 3.4.1)
- \mathbf{J} - prąd cząstek (r. 1.2.1, 2.2.3)
- K_f - miara efektywności konwertera neutronów (r. 2.4)
- L - długość kanału reaktora od czoła do wylotu (r. 2.4)
- N - liczba członów rozwinięcia na wielomiany Legendre'a (r. 1.2.1)
- \tilde{N} - liczba kanałów analizatora czasowego (r. 3.4.1)
- N_{MC} - liczba historii w symulacjach Monte Carlo (r.1.2.2)
- N_r - liczba jąder rozszczepialnych w całym konwerterze (r. 2.4)
- P_1 - przybliżenie pierwszego stopnia rozwinięcia na wielomiany Legendre'a (r. 1.2.1)
- P_N - przybliżenie N -tego stopnia rozwinięcia na wielomiany Legendre'a (r. 1.2.1)
- Q - energia reakcji (r. 2.1)
- S - źródło cząstek (r. 1.2.1)
- T - temperatura ośrodka (r. 3.2)
- T_{imp} - czas trwania impulsu neutronów prędkich (r. 3.4.1)
- T_{rep} - czas repetycji impulsu neutronów prędkich (r. 3.4.1)
- $\langle v\Sigma_a \rangle$ - średnia częstość absorpcji neutronów w ośrodku (r. 3.2, 3.3)
- α - liczba losowa z przedziału (0,1) (r.1.2.2)
- η_{epi} - względny udział neutronów epitermicznych w wiązce (r. 2.4)
- η_f - względny udział neutronów prędkich w wiązce (r. 2.4)
- η_t - względny udział neutronów termicznych w wiązce (r. 2.4)
- κ - współczynnik nieizotropowego rozkładu neutronów u czoła kanału (r. 2.4)
- λ - stała zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych (r. 3)
- λ_C - stała zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych, gdy parametr korekcyjny został zaniedbany (r. 3.3.1)
- λ_F - stała zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych, gdy parametr

- korekcyjny został uwzględniony (r. 3.3.1)
- λ_{MC} - stała zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych z symulacji Monte Carlo (r. 3.3.1)
- $\bar{\mu}$ - średni kosinus kąta rozpraszania w układzie laboratoryjnym (r. 2.9)
- ν - średnia liczba neutronów na jedno rozszczepienie (r. 2.4)
- ρ - gęstość materiału (r. 2.7.2, 3.3, 3.4)
- σ - mikroskopowy przekrój czynny (r. 2.1, 2.2)
- σ_f - mikroskopowy przekrój czynny na rozszczepienie (r. 2.4)
- ϕ - strumień cząstek (r. 1.2.1, 2.2.3, 3)
- ϕ^0 - całkowity strumień neutronów w połowie rdzenia reaktora (r. 2.4)
- ϕ_t^k - strumień neutronów termicznych w miejscu konwertera (r. 2.4)
- ϕ^w - całkowity strumień neutronów na wylocie kanału reaktora (r. 2.4)
- ϕ_{epi}^w - strumień neutronów epitermicznych na wylocie kanału reaktora (r. 2.4)
- ϕ_f^w - strumień neutronów prędkich na wylocie kanału reaktora (r. 2.4)
- ϕ_{epi} - strumień neutronów epitermicznych (r. 2)
- $\phi^{\delta 0}$ - liczba neutronów prędkich przechodzących przez powierzchnię koła o średnicy 60 cm, usytuowanego na wylocie konwertera (r. 2.7, 2.8)
- ϕ^γ - liczba fotonów przechodzących przez powierzchnię koła o średnicy 60 cm, usytuowanego na wylocie konwertera (r. 2.7, 2.8)
- $\phi^\gamma(n)$ - liczba fotonów przy źródle neutronowym przechodzących przez powierzchnię koła o średnicy 60 cm, usytuowanego na wylocie konwertera (r. 2.7)
- $\phi^\gamma(\gamma)$ - liczba fotonów przy źródle kwantów gamma przechodzących przez powierzchnię koła o średnicy 60 cm, usytuowanego na wylocie konwertera (r. 2.7)
- Γ_{tot} - dowolna wielkość związana z kwantami gamma na 1 neutron źródła (r. 2.6)
- Γ_n - dowolna wielkość związana z kwantami gamma przy źródle neutronowym na 1 neutron źródła (r. 2.6)
- Γ_γ - dowolna wielkość związana z kwantami gamma przy źródle fotonowym na 1 foton źródła (r. 2.6)
- Σ - całkowity makroskopowy przekrój czynny (r. 1.2.1, 1.2.2)

- Σ_a - makroskopowy przekrój czynny absorpcji (r. 3.2)
- Σ_s - makroskopowy przekrój czynny na rozpraszanie (r. 1.2.1)
- Ω, Ω' - wektor kierunkowy ruchu cząstki po i przed zderzeniem (r. 1.2.1)

1. Wstęp

W pracy doktorskiej zatytułowanej „Wtórne źródła neutronowe do generowania specyficznych strumieni neutronów” przedstawiono projektowanie dwóch wtórnych źródeł neutronów, które wykorzystują istniejące źródła pierwotne, emitujące neutrony o energiach innych niż pożądane. W pierwszym przypadku chodzi o źródło neutronów epitermicznych do celów terapii borowo-neutronowej (BNCT) [1.1] ÷ [1.3], dla którego źródło pierwotne stanowi reaktor jądrowy, dostarczający głównie neutronów termicznych. Źródłem drugim jest impulsowe źródło neutronów termicznych, wykorzystujące neutrony prędkie (o energii 14 MeV) z generatora impulsowego.

Problem fizyczny do rozwiązania w wymienionych wyżej przypadkach jest odmienny; aby zaprojektować źródło dla terapii borowo-neutronowej należy zwiększyć energię początkową neutronów, natomiast budowa impulsowego źródła neutronów termicznych wymaga spowolnienia cząstek. Ponieważ neutron jest cząstką elektrycznie obojętną, niemożliwe jest wykorzystanie pola elektromagnetycznego do zmiany jego energii kinetycznej. Spowolnienie neutronu (przypadek źródła impulsowego) jest stosunkowo proste, bowiem traci on energię w zderzeniach z jądrami pierwiastków. Przekaz energii w pojedynczym zderzeniu jest tym większy, im lżejszy jest pierwiastek, na którym zachodzi rozproszenie; najbardziej efektywnymi moderatorami są substancje zawierające głównie wodór. Zaprojektowanie źródła neutronów epitermicznych wymaga „przyspieszenia” neutronów. Realizowane jest to poprzez wykorzystanie konwertera neutronów, składającego się z elementów paliwowych – płyt lub prętów – zawierających materiał rozszczepialny (^{235}U). Neutrony termiczne z reaktora powodują rozszczepienie uranu, czemu towarzyszy emisja neutronów prędkich o energii do kilku MeV, które następnie są spowalniane do energii epitermicznej.

Całość pracy została wykonana w oparciu o symulacje Monte Carlo, przeprowadzone powszechnie stosowanym kodem MCNP [1.4].

1.1. Specyfika projektowanych źródeł

Obszerne omówienie podstaw fizycznych i zagadnień związanych z projektowanymi źródłami wtórnymi zostanie przedstawione w dalszej części pracy; rozdział 2 opisuje źródło dla celów terapii borowo-neutronowej, zaś rozdział 3 dotyczy impulsowego źródła neutronów termicznych. We wstępie zamieszczono jedynie bardzo zwięzłe omówienie problemu oraz uwypuklono cechy odróżniające zaprojektowane źródła od dotychczasowych rozwiązań.

1.1.1. Źródło dla celów terapii borowo-neutronowej

Źródło neutronów epitermicznych dla BNCT ma zostać zbudowane przy reaktorze MARIA w Świerku. Terapia borowo-neutronowa polega na podaniu pacjentowi farmaceutyku zawierającego ^{10}B , który gromadzony jest głównie w komórkach nowotworowych. Następnie powierzchnia skóry naświetlana jest neutronami epitermicznymi, które spowalniane są w tkance do energii termicznych. Neutrony termiczne powodują rozszczepienie jąder ^{10}B , zaś krótkozasięgowe produkty reakcji deponują swą energię wewnątrz komórki, gdzie reakcja ta zaszła. Ponieważ koncentracja boru w komórkach rakowych jest większa, to niszczone są głównie komórki nowotworowe.

Z uwagi na zbyt mały strumień neutronów epitermicznych z samego reaktora, postanowiono posłużyć się konwerterem neutronów, zawierającym ^{235}U . Neutrony prędkie pochodzące z rozszczepienia uranu są spowalniane do energii epitermicznych przy pomocy odpowiedniego filtra-moderatora. Innymi elementami źródła są: filtr fotonów, filtr neutronów termicznych, kolimator, ekran ołowiany wokół układu filtrów i wreszcie ekran grafitowy otaczający konwerter neutronów. Zadaniem autora była optymalizacja całego układu, tak aby osiągnąć jak największy strumień neutronów epitermicznych w pozycji terapeutycznej, a równocześnie dawki względne kwantów gamma i neutronów szybkich powinny nie przekraczać założonych wartości.

Zwykle elementy źródła wtórnego są rozlokowane w kanale reaktora. Tym razem całość konstrukcji będzie zlokalizowana w pomieszczeniu znajdującym się za wylotem kanału poziomego reaktora MARIA. Szczerpłość dostępnego miejsca powoduje, że układ filtrów zostanie umieszczony ukośnie względem osi kanału, co nigdy wcześniej nie zostało zrealizowane. Taka konfiguracja implikuje pytanie o jednorodność rozkładu przestrzennego strumienia neutronów epitermicznych na wylocie źródła wtórnego. Początkowo elementy paliwowe konwertera neutronów były rozmieszczane nierównomiernie, tak aby kompensować różną odległość od wylotu kanału reaktora do pozycji terapeutycznej. Doktorant wykazał jednak, że – po przejściu przez układ filtrów i moderatorów, na skutek wielokrotnych rozprożeń – strumień neutronów epitermicznych w pozycji głowy pacjenta jest przestrzennie równomierny, pomimo znacznej niejednorodności strumienia neutronów prędkich na wejściu do systemu filtrująco-moderującego.

Zaletą – w porównaniu z innymi źródłami tego typu – ukośnego ustawienia filtrów jest praktyczna eliminacja promieniowania gamma, pochodzącego z rdzenia reaktora, które zwykle stanowi duży problem, gdyż jest ono zupełnie nieprzydatne dla omawianej terapii. Symulacje Monte Carlo, przeprowadzone przez doktoranta, pokazały, że udział względnej

dawki fotonów pochodzących z rdzenia reaktora w sumarycznej dawce względnej kwantów gamma wynosi zaledwie 1.13 %.

1.1.2. Impulsowe źródło neutronów termicznych

Wtórne, impulsowe źródło neutronów termicznych powstaje w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie, przy istniejącym impulsowym generatorze neutronów prędkich. Generator ten wykorzystywany jest do pomiaru parametrów neutronowych różnych materiałów w zakresie termicznym; na przykład do weryfikacji modeli fizycznych, stosowanych do opisu rozpraszania takich neutronów w materiałach wodorowych, czy też do pomiaru neutronowych parametrów dyfuzyjnych dla próbek geologicznych. Niektóre z tych próbek zbyt słabo moderują neutrony prędkie z generatora i konieczne jest spowolnienie neutronów 14 MeV, zanim osiągną one badany materiał. Strumień neutronów termicznych ze źródła wtórnego winien stosunkowo szybko zanikać, aby nie nakładał się na neutrony pochodzące z próbki i tym samym nie zaburzał pomiaru jej parametrów. Z tego względu, źródłem wtórnym będzie tablica moderatorów – o stosunkowo małych rozmiarach jej elementów – rozdzielonych kadmem, który bardzo dobrze pochłania neutrony termiczne. Niewielkie rozmiary pojedynczych segmentów źródła zapewniają szybki zanik strumienia neutronów termicznych z nich emitowanych. Obecność kadmu powoduje, że neutrony termiczne nie przechodzą pomiędzy sąsiednimi segmentami, co sprawia, że stała zaniku strumienia neutronów termicznych z całej tablicy jest taka sama jak dla pojedynczego elementu źródła. Wykorzystanie wielu segmentów, zamiast tylko jednego, pozwala na uzyskanie większego strumienia neutronów termicznych.

Taką samą szybkość zaniku omawianego strumienia można uzyskać dla wielu wariantów rozmiarów pojedynczego elementu moderującego. Optymalizacja wtórnego źródła neutronów termicznych polegała na wyborze konfiguracji, w której strumień neutronów termicznych ze źródła jest największy.

1.2. Metody rozwiązywania zagadnienia transportu cząstek

Zaprojektowanie obu źródeł neutronowych wymaga przeprowadzenia obliczeń związanych w transporcie neutronów – a w przypadku BNCT także kwantów gamma – w ośrodkach o złożonej geometrii. Optymalizacja – zarówno źródła dla celów terapii borowo-neutronowej, jak i wtórnego, impulsowego źródła neutronów termicznych – wiąże się z policzeniem różnych wielkości fizycznych; takich jak: strumień i prąd cząstek, tudzież depozycja energii. Można tego dokonać dwójako: rozwiązując analitycznie (lub numerycznie)

odpowiednie równania transportu, bądź też symulując losy cząstek metodami Monte Carlo. Obydwa podejścia omówiono w kolejnych podrozdziałach niniejszej pracy.

Ścisłe rozwiązanie równania transportu jest możliwe tylko w bardzo prostych przypadkach. Zwykle przyjmuje się pewne uproszczenia przy analitycznym podejściu do problemu. Istnieją programy pozwalające na numeryczne rozwiązywanie równania Boltzmanna w jednym [1.6], dwóch [1.7], a także trzech wymiarach [1.8]. Metody numeryczne umożliwiają rozwiązywanie bardziej skomplikowanych geometrii, jednak i one niosą ograniczenia: mianowicie rozważany układ należy przedstawić jako zbiór komórek zdefiniowanych w określonych współrzędnych; na przykład kartezjańskich, cylindrycznych lub sferycznych. O ile modelowanie impulsowego, wtórnego źródła neutronów termicznych w układzie kartezjańskim jest łatwe do zrealizowania, to w przypadku BNCT konfiguracja jest tak złożona, że żadna z dostępnych opcji nie pozwala na modelowanie geometrii układu bez kardynalnych uproszczeń. Dlatego metody Monte Carlo, które nie podlegają podobnym ograniczeniom przy definiowaniu kształtu poszczególnych komórek, wydają się bardziej właściwe przy tego typu zagadnieniach. Ponadto, stosowany kod Monte Carlo (MCNP) posiada „ciągłe” biblioteki przekrojów czynnych, co jest zaletą w porównaniu z grupowymi bibliotekami występującymi w kodach rozwiązujących równanie transportu metodą dyskretnych współrzędnych. Przede wszystkim jednak, program MCNP posiada specjalne dane jądrowe dla niektórych materiałów (takich jak m.in. woda, polietylen czy grafit) w zakresie energii termicznych, gdzie rozpraszanie neutronów zachodzi zupełnie inaczej niż dla wyższych energii. Słabością metody dyskretnych współrzędnych jest konieczność wyboru odpowiednio gęstej siatki przestrzennej; w przeciwnym razie uzyskuje się ujemne strumienie, które nie posiadają sensu fizycznego. Wadą metod Monte Carlo jest czasochłonność obliczeń, ale wymienione przed chwilą zalety rekompensują tę niedogodność.

1.2.1. Metody numeryczne i analityczne rozwiązywania równania transportu

Powszechnie stosowane w fizyce neutronowej równanie transportu zostało sformułowane przez Boltzmann, w roku 1872, dla rozrzedzonego gazu. Jest to zatem równanie klasyczne i taki opis – dla znakomitej większości problemów związanych z transportem neutronów i innych cząstek – jest całkowicie zadawalający. Równanie Boltzmann można wyprowadzić w oparciu o bilansowanie cząstek pojawiających się i znikających w dowolnym obszarze o objętości V . Poniżej przytoczono liniowe równanie transportu cząstek w ośrodku materialnym [1.9], które opisuje transport nie tylko neutronów, ale również fotonów, elektronów oraz innych cząstek:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla \phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) + \Sigma(\mathbf{r}, E, t) \phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = \iint \Sigma_s(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}' \rightarrow \mathbf{\Omega}, E' \rightarrow E) \phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E', t) d\mathbf{\Omega}' dE' + S(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) \quad (1-1)$$

gdzie:

- v - szybkość cząstki
- t - czas
- E, E' - energia cząstki po i przed zderzeniem
- \mathbf{r} - położenie cząstki
- $\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}'$ - wektor kierunkowy ruchu cząstki po i przed zderzeniem
- ϕ - strumień cząstek
- Σ - całkowity makroskopowy przekrój czynny
- Σ_s - makroskopowy przekrój czynny na rozpraszanie
- S - źródło cząstek

Strumień $\phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}', E', t)$ jest iloczynem szybkości i gęstości cząstek:

$$\phi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = vn(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) \quad (1-2)$$

gdzie: n - gęstość cząstek

Gęstość cząstek $n(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) dV d\mathbf{\Omega} dE$ jest średnią liczbą cząstek w objętości dV , w chwili t , poruszających się wewnątrz kąta bryłowego $d\mathbf{\Omega}$ wokół wektora kierunkowego $\mathbf{\Omega}$, które mają energie w przedziale od E do $E + dE$, zaś wektor \mathbf{r} określa położenie objętości dV w wybranym układzie współrzędnych.

Warto zwrócić uwagę, że zdefiniowany powyżej strumień cząstek jest wielkością skalarną, w przeciwieństwie do strumieni spotykanych w innych działach fizyki, które są wielkościami wektorowymi.

Zazwyczaj równanie (1-1) sprowadza się postaci wielogrupowych równań transportu. Polega to na tym, że rozpatrywany zakres energii cząstek dzieli się na pewną liczbę przedziałów G , zwanych grupami energetycznymi. Wybór granic energetycznych – szerokość poszczególnych grup jest zazwyczaj różna – oraz ich liczba jest kwestią arbitralną i zależy od typu rozważanego zagadnienia. Rozwiązuje się wtedy układ G równań. Grupowe przekroje czynne otrzymuje się poprzez uśrednianie przekrojów w danym przedziale energetycznym; przy czym jako funkcja ważąca służy strumień cząstek w danej grupie. Niedogodność stanowi to, iż strumień ten z reguły trzeba dopiero wyliczyć. Bardzo ważną kwestią jest zatem wybór odpowiedniej funkcji ważącej, adekwatnej dla danego zagadnienia, bowiem innego rozkładu strumienia należy spodziewać się, przykładowo, w reaktorze jądrowym, a innego w otworze wiertniczym, w którym umieszczona jest sonda wyposażona w źródło neutronów.

Jedną z najbardziej rozpowszechnionych metod przybliżonego rozwiązywania równania transportu jest metoda dyskretnych współrzędnych. Polega ona na zastąpieniu wielkości

ciągłych (strumienia cząstek, energii, położenia itd.) skończoną liczbą wielkości dyskretnych. W miejscu pochodnych – w równaniu transportu – pojawiają się ilorazy różnicowe, zaś całki zastępowane są sumami skończonymi. Otrzymuje się wtedy układ algebraicznych równań liniowych. Cała rozpatrywana przestrzeń podzielona jest siatką, zdefiniowaną w wybranym układzie współrzędnych. Konieczne jest także ustalenie warunków brzegowych dla komórek znajdujących się na granicach rozważanej geometrii. Rozwiązywanie układu równań rozpoczyna się od rozpatrywania grupy o najwyższej energii, dla której zakłada się, że źródła dla innych grup są znane i na tej podstawie – metodą iteracji – oblicza się człon źródła związany z rozpraszaniem w tej grupie. Potem rozpatruje się grupę drugą, stopniowo przechodząc do grup o coraz niższych energiach. Kiedy założona zbieżność iteracji odnośnie źródeł zostaje osiągnięta, znane są wartości strumienia w poszczególnych grupach. Pozwala to na przeprowadzenie kolejnej serii iteracji, w celu wyliczenia wszystkich członów źródła, o których uprzednio założono, że są wiadome. Powyższy schemat postępowania powtarza się dla wszystkich grup, otrzymując nowe wartości strumieni i źródeł; aż do osiągnięcia określonej zbieżności wyników.

Istnieją również przybliżone postaci równania transportu. Wyprowadza się je liniowego równania transportu, poprzez rozwinięcie strumienia cząstek w szereg sferycznych harmonicznych. W tym celu wykorzystuje się stowarzyszone wielomiany Legendre’a, które stanowią ortonormalny układ funkcji. Podobnie rozwija się przekroje czynne i człony źródła. Rozpatrywanie nieskończonego układu równań różniczkowych jest niemożliwe, przeto rozwinięcie na wielomiany Legendre’a ogranicza się do wybranej liczby członów N ; mówi się wtedy o przybliżeniu P_N . Oczywiście uwzględnienie większej liczby członów daje dokładniejsze wyniki, z drugiej jednak strony wydłuża i komplikuje obliczenia.

Szczególne rolę odgrywa przybliżenie P_1 , gdzie rozpatruje się tylko zerowy i pierwszy człon rozwinięcia. Można z niego wyprowadzić, szeroko stosowane w fizyce neutronów, równanie przybliżenia dyfuzyjnego. Równanie dyfuzyjne opiera się na pewnych uproszczeniach. Mianowicie zakłada się, że prędkość zmian prądu cząstek jest zaniedbywanie mała; ponadto, źródło cząstek jest izotropowe; pomija się wreszcie transfer energii od cząstek do ośrodka w rezultacie rozpraszania anizotropowego. W rezultacie wymienionych uproszczeń otrzymuje się równanie zwane prawem Ficka [1.9]:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, E, t) = -D(\mathbf{r}, E, t)\nabla\phi(\mathbf{r}, E, t) \quad (1-3)$$

gdzie: \mathbf{J} - prąd cząstek
 D - współczynnik dyfuzji cząstek

Powyższa zależność pokazuje, że cząstki przemieszczają się od rejonów o większej koncentracji cząstek, do miejsc o koncentracji mniejszej, zaś ich prąd jest proporcjonalny do gradientu strumienia. Współczynnik dyfuzji charakteryzuje własności materiału dla danego rodzaju cząstek.

Wykorzystując wzór (1-3), otrzymuje się równanie przybliżenia dyfuzyjnego:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi = \nabla D \nabla \phi - \Sigma_a \phi + \int \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(\mathbf{r}, E', t) dE' + S \quad (1-4)$$

Powyższe równanie jest znacznie prostsze do rozwiązania, niż zależność (1-1).

1.2.2. Metody Monte Carlo

Obliczenia Monte Carlo polegają na symulowaniu transportu cząstek w ośrodkach materialnych metodami losowymi. Warto nadmienić, że przy takim podejściu równanie Boltzmanna w ogóle nie jest wykorzystywane. Prawdopodobieństwo danego zdarzenia, jakiemu podlega cząstka w czasie transportu, jest zależne od parametrów ośrodka (mikroskopowe przekroje czynne, gęstość, skład chemiczny), zaś parametry źródła zadawane są poprzez odpowiednie rozkłady prawdopodobieństwa.

Symulacja transportu cząstek poprzedzona jest modelowaniem geometrii rozpatrywanego układu. Wspomniana geometria podzielona jest na komórki, przy pomocy równań powierzchni w przestrzeni trójwymiarowej, takich jak: płaszczyzna, sfera, cylinder, stożek, elipsoida, torus i inne. Dla każdej komórki podaje się jej skład chemiczny i gęstość. Należy podkreślić, iż w jednym zadaniu można używać kombinacji dowolnych typów dostępnych powierzchni; zatem modelowanie geometrii układu nie podlega podobnym ograniczeniom jak w metodzie dyskretnych współrzędnych. Przy pomocy rozkładów prawdopodobieństwa definiuje się także widmo energetyczne cząstek emitowanych ze źródła, ich rozkłady kątowe, czasowe i kształt geometryczny źródła.

Program Monte Carlo losuje energię, położenie początkowe i kierunek emisji cząstki źródła. Następnie trzeba określić punkt, w którym ma nastąpić oddziaływanie tej cząstki z ośrodkiem. W tym celu należy wylosować liczbę z przedziału od 0 do 1, a także wykorzystać dane jądrowe (przekroje czynne) dla materiału wypełniającego daną komórkę. Odległość l jaką przebędzie cząstka wyniesie [1.9]:

$$l = -\frac{1}{\Sigma} \ln(1 - \alpha) \quad (1-5)$$

gdzie: Σ - całkowity makroskopowy przekrój czynny materiału
 α - wylosowana liczba z przedziału (0,1)

Znane są zatem współrzędne punktu, gdzie zachodzi zderzenie. Następuje seria kolejnych losowań. Przede wszystkim ustala się z jakim pierwiastkiem zachodzi oddziaływanie, a potem – w oparciu o przekroje czynne – dalsze losy cząstki. Może ona zostać rozproszona (elastycznie lub nieelastycznie), pochłonięta lub wywołać reakcję jądrową. O ile nie nastąpi absorpcja, należy określić nowy kierunek poruszania się cząstki oraz odległość do następnego zderzenia. Procedurę tę powtarza się wielokrotnie, aż do momentu gdy cząstka opuści rozważany układ albo zostanie pochłonięta. Wówczas ze źródła emitowana jest cząstka kolejna, a jej losy symulowane w podobny sposób jak przed chwilą naszkicowano.

Naturalnie, aby osiągnąć wiarygodne wyniki, należy wysymulować wiele historii. Ich liczba zależy od konkretnego przypadku i zmienia się w bardzo szerokich granicach. Generalnie, im większa komplikacja układu i większa odległość od źródła do detektora, tym dłuższe obliczenia są wymagane.

Strumień cząstek o energiach pomiędzy E_1 i E_2 – zdefiniowany równaniem (1-2) – można wyliczyć jako sumę dróg przebytych w danej objętości, w danym czasie, przez cząstki energii mieszczące się w wybranym przedziale. Inny sposób określenia strumienia polega na zliczaniu oddziaływań cząstki w danej objętości i określonym czasie. Wykorzystuje się tu prostą zależność, iż gęstość zderzeń (ilość zderzeń na jednostkę czasu) jest równa iloczynowi strumienia i całkowitego makroskopowego przekroju czynnego [1.10]. Oczywiście, pierwszy z wymienionych estymatorów jest bardziej wydajny, bowiem nie wszystkie cząstki przechodzące przez wybraną objętość ulegają w niej oddziaływaniom. Dla bardzo małych objętości detektora lub innych skomplikowanych przypadków – gdzie populacja cząstek w danym obszarze jest znikoma – istnieje możliwość stosowania techniki detektora punktowego [1.10]. Metoda ta polega na obliczaniu prawdopodobieństwa, że cząstka emitowana ze źródła lub ulegająca zderzeniu poleci w żądanym kierunku.

Programy Monte Carlo pozwalają wyliczyć również inne wielkości, takie jak: prąd cząstek przechodzących przez wybraną płaszczyznę, energię zdeponowaną w komórce, liczbę reakcji danego typu czy – dla fotonów i elektronów – liczbę impulsów w detektorze.

Czasami zdarza się, że – mimo wysymulowania bardzo dużej liczby historii – wyniki obarczone są dużą niepewnością, gdyż do detektora dotarła bardzo mała liczba cząstek. Proste symulowanie coraz większej liczby historii N_{MC} bywa mało efektywne. Odchylenie standardowe uzyskanych wyników jest odwrotnie proporcjonalne do pierwiastka z N_{MC} , przeto zmniejszenie odchylenia k razy wymaga k^2 -krotnego zwiększenia czasu obliczeń.

Rozpowszechnionym sposobem na zwiększenie populacji w wybranym obszarze jest „dzielenie” cząstek. Polega on na przypisaniu różnym komórkom tak zwanych wag. Przy przechodzeniu cząstki z komórki o wadze mniejszej do komórki z wagą \tilde{n} razy większą, cząstkę tę zastępuje się \tilde{n} cząstkami, przy czym każdej z nich przypisuje się wagę $1/\tilde{n}$. Z kolei, kiedy \tilde{n} cząstek wnika do obszaru z wagą \tilde{n} razy mniejszą, zastępuje się je jedną cząstką, ale przypisuje się jej wagę \tilde{n} razy większą. Okazuje się, że – do efektywnego stosowania tej techniki redukcji wariancji – należy utrzymywać mniej więcej stałą populację cząstek we wszystkich komórkach [1.4].

Kolejną metodą redukcji wariancji jest „rosyjska ruletka”. Ustanawia się w niej pewne kryteria. Przykładowo, jeśli czas symulacji historii danej cząstki przekroczy wybraną wartość, następuje losowanie, czy historię tę należy przerwać, czy też kontynuować. Można ustalić liczbę k większą od jedności. „Rosyjska ruletka” polega na wylosowaniu liczby z przedziału $(0,1)$; jeśli jest ona większa niż $1/k$ cząstka jest „zabijana”, tzn. symulacja historii danej cząstki kończy się. W wypadku „wygranej” cząstce przypisuje się wagę k , zaś obliczenia z nią związane są dalej prowadzone. Dzięki takiej procedurze, rozpatruje się tylko część czasochłonnych historii. Omawianą technikę można także stosować do cząstek, których energia lub waga przekroczyła pewną wartość. „Rosyjska ruletka” jest także używana w połączeniu z „geometrycznym” dzieleniem cząstek, omówionym w poprzednim akapicie.

Inną metodą skracania czasu obliczeń jest arbitralne – bez wykonywania jakichkolwiek losowań – przerywanie symulacji historii spełniających określone warunki odnośnie energii, czasu lub wagi cząstki. Przypuśćmy, że źródło emituje neutrony prędkie, a użytkownik programu Monte Carlo zainteresowany jest jedynie strumieniem neutronów epitermicznych. W takiej sytuacji symulowanie transportu neutronów termicznych jest bezcelowe, zatem można „zabić” neutrony, których energia spadnie poniżej wybranej energii. Niniejsza technika wymaga pewnej uwagi. Jeśli w omawianym przykładzie występują materiały takie jak, na przykład, ^{235}U , to neutrony termiczne mogą wywołać ich rozszczepienie, w wyniku czego nastąpi emisja neutronów prędkich, które następnie mogą zostać spowolnione do rozważanego przedziału energii epitermicznej.

Literatura

- [1.1] W.S. Kiger III, S. Sakemoto and O.K. Harling, *Neutronic design of a fission converter-based epithermal neutron beam for neutron capture therapy*. Nucl. Sci. Eng. 131 (1999) 1-22.
- [1.2] D.W. Nigg, *Some recent trends and progress in the physics and biophysics of neutron capture therapy*. Prog. Nucl. Energy. 35(1) (1999) 79-127.
- [1.3] *Current status of neutron capture therapy*, IAEA, Vienna, IAEA-TEDOC-1223, ISSN 1011-4298 (2001).
- [1.4] X-5 Monte Carlo Team, *MCNP – A general Monte Carlo N-particle transport code. Version 5*, Los Alamos National Laboratory, LA-UR-03-1987 (2003).
- [1.5] R.E. Mayer, J.R. Granada, V.H. Gillette and J. Dawidowski, *High efficiency moderator for pulsed neutron diffraction*, Nucl. Instr. and Meth. A288 (1990) 467-476.
- [1.6] W.W. Engle, *A user manual for ANISN*, ORNL Report K-1693, (1967).
- [1.7] W.A. Rhodes and F.R. Mynatt, *The DORT two-dimensional discrete ordinates transport code*, Nucl. Sci. Eng. 99 (1988) 88–89.
- [1.8] W.A. Rhoades and D.B. Simpson, *The TORT three-dimensional discrete ordinates neutron-photon transport code (TORT version 3)*, ORNL/TM-13221 (1997).
- [1.9] M. Kielkiewicz, *Teoria reaktorów jądrowych*, PWN, Warszawa 1987.
- [1.10] E.E. Lewis and W.F. Miller Jr., *Computational methods of neutron transport*, John Willey & Sons 1984.

2. Terapia borowo-neutronowa (BNCT)

Niniejszy rozdział poświęcony jest symulacjom Monte Carlo, związanym z optymalizacją źródła neutronów epitermicznych dla celów terapii borowo-neutronowej, które ma powstać przy reaktorze MARIA w Świerku. Omówiono podstawy fizyczne terapii oraz istniejące już instalacje BNCT. Specyfika projektowanego stanowiska w naszym kraju wymusza nowatorskie usytuowanie systemu filtrów-moderatorów ukośnie względem osi kanału poziomego reaktora, który jest pierwotnym źródłem neutronów termicznych. Zadaniem autora jest takie dopasowanie poszczególnych elementów źródła wtórnego, aby osiągnąć jak największy strumień neutronów epitermicznych w przewidywanej pozycji naświetlania pacjenta, przy równoczesnym ograniczeniu ilości fotonów oraz neutronów prędkich w wiązce terapeutycznej. Neutrony szybkie i kwanty gamma są niepożądaną składową promieniowania, gdyż jednakowo oddziałują na tkankę zdrową i nowotworową, podczas gdy neutrony epitermiczne – po spowolnieniu w tkance do energii termicznej – niszczą głównie tkankę rakową, jeśli wcześniej pacjent otrzymał odpowiedni specyfik zawierający związki boru.

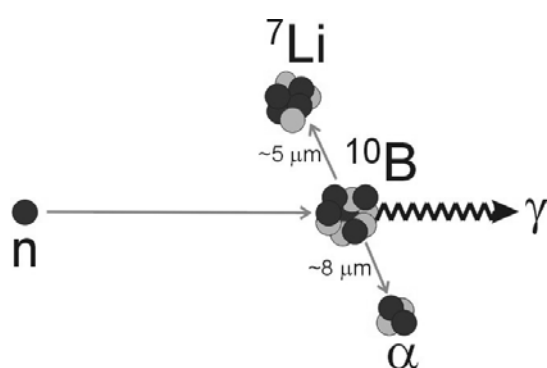
Zasadniczymi elementami projektowanego źródła są: uranowy konwerter neutronów – w którym neutrony termiczne powodują rozszczepienia ^{235}U , w wyniku czego otrzymujemy neutrony prędkie – oraz system filtrów i moderatorów, gdzie neutrony prędkie są spowalniane, zaś zanieczyszczenia wiązki, na ile to możliwe, eliminowane. Dodatkowo, pomiędzy filtrami a pozycją pacjenta znajduje się kolimator. Reflektor wokół filtrów przeciwdziała ucieczce neutronów z wiązki, a osłony grafitowe spełniają podobną rolę, dodatkowo moderując neutrony rozszczepieniowe z konwertera. Każdy z wymienionych elementów został zoptymalizowany, przez co należy rozumieć taki dobór materiału oraz jego wymiarów, aby zmaksymalizować intensywność wiązki, zachowując wymaganą czystość. Konwerter neutronów składa się z elementów (płyt lub prętów) paliwowych, których konfiguracja także jest istotna. Kolejne etapy optymalizacji zostały obszernie omówione poniżej.

2.1. Podstawowe wiadomości o terapii borowo-neutronowej

Terapia borowo-neutronowa (Boron Neutron Capture Therapy – BNCT) [2.1] ÷ [2.3] jest metodą leczenia nowotworów, która umożliwia selektywne naświetlanie komórek rakowych usytuowanych pomiędzy zdrowymi komórkami. Jest to korzystne w przypadku niektórych typów nowotworów – takich jak glejak wielopostaciowy lub czerniak – które ciężko jest usunąć metodami chirurgicznymi, z uwagi na ich charakter. Komórki rakowe są rozproszone

na znacznym obszarze, zatem interwencja chirurgiczna wiązałaby się z usunięciem dużej ilości – również zdrowej – tkanki.

BNCT jest radioterapią dwuetapową. Najpierw choremu aplikuje się związek chemiczny zawierający pierwiastek o dużym przekroju czynnym na reakcję z neutronami termicznymi – powszechnie stosuje się izotop boru ^{10}B ; rozważano także użycie ^6Li – który gromadzi się głównie w komórkach nowotworowych. Następnie pacjent naświetlany jest wiązką neutronów o odpowiedniej energii, zaś krótkozasięgowe produkty reakcji neutronu z jądrem ^{10}B deponują swą energię wewnątrz komórki, w której reakcja ta miała miejsce. Zazwyczaj związki boru podaje się pacjentowi dożylnie. W praktyce klinicznej powszechnie stosowane są: sól sodowa anionu tioboranowego ($\text{Na}_2\text{B}_{12}\text{H}_{11}\text{SH}$, zwana BSH) – głównie w ośrodkach europejskich – oraz L-4-(dihydroksyborylo) fenyloalanina (p-boranofenyloalanina, BPA) preferowana w Stanach Zjednoczonych. Głównym czynnikiem decydującym o powodzeniu terapii jest selektywna akumulacja nośnika boru-10 w komórkach rakowych. Obecnie udaje się osiągnąć stężenie ^{10}B w komórkach nowotworowych 3.5, a nawet 5, razy większe niż w komórkach zdrowych. Ważnym parametrem jest również stosunek koncentracji boru w tkance nowotworowej i krwi. Ponadto, związki chemiczne dla celów BNCT nie powinny



Rysunek 2-1 Schemat reakcji neutronu termicznego z ^{10}B .

wywoływać u pacjenta skutków ubocznych, łatwo przenikać przez błony komórkowe oraz barierę krew-mózg, być odporne na katabolizm (rozpad na związki prostsze, na przykład pod wpływem hydrolizy) [2.4].

Neutrony epitermiczne wywołują reakcję $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ (przekrój czynny $\sigma = 3837 \text{ b}$), której produkty deponują energię wewnątrz komórki gdzie umiejscowiony jest nośnik boru-10. Wyzwolona energia wynosi $Q = 2.79 \text{ MeV}$ (6% przypadków) lub 2.31 MeV , gdy reakcji towarzyszy emisja kwantu gamma 0.477 MeV (94% zdarzeń). Zasięg ^7Li wynosi około $5 \mu\text{m}$, zaś cząstek α około $8 \mu\text{m}$ (Rysunek 2-1). Ponieważ ^{10}B dostarczony został głównie do tkanki nowotworowej, zatem otrzymuje ona znacznie większą dawkę promieniowania niż tkanka zdrowa. W efekcie, w trakcie naświetlania ma miejsce selektywne niszczenie komórek. Należy tak dobierać parametry wiązki terapeutycznej aby dawka, którą otrzymują komórki rakowe, była jak największa, a równocześnie dawka pochłonięta przez komórki zdrowe nie przekraczała akceptowalnych wartości.

Pierwsze próby kliniczne radioterapii z wykorzystaniem związków ^{10}B podjęto w latach pięćdziesiątych i sześćdziesiątych ubiegłego stulecia w Brookhaven National Laboratory (BNL) oraz Massachusetts General Hospital / Massachusetts Institute of Technology (MIT) w Stanach Zjednoczonych [2.5]. Neutrony termiczne osiągają maksimum wydajności na głębokości nie przekraczającej dwóch do trzech centymetrów. Użycie do naświetlania neutronów termicznych wiązało się z koniecznością chirurgicznego odsłaniania czaszki – powodowało to dodatkowe komplikacje i ryzyko powikłań, a także powiększało koszt oraz złożoność leczenia – aby zwiększyć efektywną głębokość penetracji promieniowania, która w takim przypadku wynosi od około 3 do 5 cm. Zaproponowano więc wykorzystanie neutronów epitermicznych. Neutrony te spowalniane są w tkance – zawierającej silnie moderujący wodór – i osiągają energię termiczną na większych głębokościach. Leczenie nie przyniosło jednak spodziewanych rezultatów. Średni czas przeżycia pacjentów po zakończeniu terapii nie przekraczał kilku miesięcy i ostatecznie dalsze próby stosowania BNCT w USA zostały zaniechane we wczesnych latach 60. XX wieku. Wydaje się, że główną przyczyną był brak farmaceutyku, który cechowałby się dostateczną selektywnością odnośnie koncentracji w tkance rakowej. Ponadto, wiązki neutronów odznaczały się płytką penetracją tkanki, co uniemożliwiało niszczenie głębiej usytuowanych nowotworów.

Dalsze prace związane z terapią borowo-neutronową zostały podjęte w Japonii – pod koniec lat 60. – pod kierunkiem Hiroshi Hatanaki. Zastosowany został nowy, bardziej efektywny związek chemiczny będący nośnikiem ^{10}B , mianowicie BSH. Do terapii wykorzystywane były neutrony termiczne, co wiązało się z koniecznością interwencji chirurgicznej. Średni czas przeżycia po kuracji był wyższy niż w przypadku wcześniejszych prób amerykańskich, aczkolwiek wiązać to się mogło z tym, iż pacjenci poddawani terapii w Japonii byli około 20 lat młodsi niż w USA (odpowiednio 40 i 60 lat), bowiem sam wiek pacjenta ma duże znaczenie jeśli chodzi o rokowania pooperacyjne.

Początek lat 80. XX wieku przyniósł, pod wpływem doświadczeń dalekowschodnich, renesans zainteresowania metodą w USA; zainicjowano prace, prawie równocześnie, w MIT i BNL. Pod koniec dekady także europejskie ośrodki naukowe rozpoczęły badania związane z zastosowaniem BNCT w terapii nowotworów. Postęp w dziedzinie nauk chemicznych umożliwił produkcję środków spełniających wymagania stawiane farmaceutom (głównie chodzi o ich selektywne gromadzenie się w komórkach nowotworowych), które aplikuje się pacjentom przed naświetlaniem. Ponadto, udoskonalono także wiązkę terapeutyczną. Obecnie stosuje się neutrony epitermiczne o energiach od 1 eV do 10 keV (a nawet 40 keV), które pozwalają na stosunkowo głęboką penetrację naświetlanej tkanki (bez potrzeby

chirurgicznego odsłaniania czaszki), zaś odpowiednio duży strumień neutronów umożliwia skrócenie czasu naświetlania do kwadransa [2.1].

Powszechnie stosowanymi źródłami neutronów do celów BNCT są reaktory jądrowe. Dostarczają one neutronów o wystarczająco dużym natężeniu i odpowiednich energiach. Oczywiście, aby osiągnąć pożądane parametry wiązki, niezbędne są elementy kolimujące a także układ filtrów. Bezpośrednie użycie neutronów z rdzenia reaktora może powodować problemy, jeżeli dostępne są głównie neutrony termiczne, zaś ilość neutronów epitermicznych jest niedostateczna. Z taką sytuacją spotykamy się jeżeli reaktor nie jest zbudowany specjalnie do celów terapii borowo-neutronowej; częstą praktyką jest wykorzystanie reaktora badawczego. Kwestię tę można rozwiązać stosując konwerter neutronów, co zostało zaproponowane na początku lat 90. [2.6]. Konwerter zbudowany jest z płyt lub prętów zawierających materiał rozszczepialny (^{235}U). Neutrony termiczne powodują rozszczepienia, którym towarzyszy emisja neutronów prędkich o energii kilku MeV. Neutrony prędkie są następnie spowalniane do energii epitermicznych za pomocą odpowiednich elementów filtrująco-moderujących.

W celu wytworzenia wiązki leczniczej, proponuje się również zastosowanie akceleratorów protonów o niskiej energii, które wydają się najbardziej obiecujące – przykładowo japoński projekt NEDO [2.7] – a także innych źródeł neutronów takich jak źródła spallacyjne tudzież akceleratory elektronów. Pojawiła się koncepcja wykorzystania źródła ^{252}Cf [2.8], lecz – mimo udoskonaleń – uzyskany strumień neutronów jest o rząd wielkości mniejszy niż w przypadku istniejących instalacji opartych na reaktorach jądrowych [2.9]. Minimalna ilość kalifornu potrzebna dla terapii BNCT wynosi 1 gram, co odpowiada ponad dwuletniej produkcji tego izotopu w całych Stanach Zjednoczonych.

2.2. Parametry optymalizacji wiązki terapeutycznej

Proces optymalizacji wiązki terapeutycznej wymaga zdefiniowania parametrów, które pozwalają porównywać stopień przydatności rozmaitych konfiguracji źródła dla celów BNCT. Istnieją trzy zasadnicze czynniki brane pod uwagę w procesie modelowania. Są to: strumień neutronów epitermicznych, czystość wiązki oraz jej kierunkowość. Naturalnie istnieją inne czynniki, które nie mogą być pominięte w trakcie budowy stanowiska, takie jak – wspomniana już – zdolność nośnika boru do selektywnego gromadzenia się w komórkach nowotworowych, możliwość odprowadzania ciepła wytworzonego w konwerterze neutronów, możliwość fizycznego zbudowania proponowanej konstrukcji (dostępność materiałów, ich koszt itp.), budowa odpowiednich zabezpieczeń na wypadek awarii tudzież osłon chroniących

personel zaangażowany w terapię; jednakowoż leżą one poza zakresem niniejszej pracy i nie będą w niej rozważane.

W przypadku stosowania konwertera uranowego – a tak jest w tym przypadku – należy mieć na uwadze jego parametry krytyczne, zarówno w trakcie normalnej pracy, jak i w przypadku awarii, gdyby konwerter został zalany wodą. Współczynnik mnożenia neutronów w konwerterze nie był liczony systematycznie w całym procesie jego optymalizacji. Dla finalnych konfiguracji konwertera zostanie pokazane, że spełniają one wymogi bezpieczeństwa w tym aspekcie.

2.2.1. Strumień neutronów epitermicznych

Strumień neutronów epitermicznych ϕ_{epi} w wiązce terapeutycznej powinien być jak największy. Jest to fundamentalny parametr przy porównaniu proponowanych układów konwertera uranowego oraz zestawów filtrujących i moderujących. Duży strumień neutronów epitermicznych pozwala na skrócenie czasu naświetlania pacjenta. Szacuje się [2.1], że przy strumieniu $\phi_{epi} \sim 1 \cdot 10^{10} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ kilkuminutowe naświetlanie jest zupełnie wystarczające. Oczywiście niższe intensywności także są użyteczne, ale wymagają odpowiednio dłuższych czasów ekspozycji. W następnym rozdziale zostaną pokrótce przedstawione charakterystyki wybranych, istniejących na świecie instalacji BNCT, które nie osiągają aż tak wielkich strumieni neutronów epitermicznych, a mimo to z powodzeniem prowadzona jest na nich terapia nowotworowa. Z drugiej strony należy pamiętać, że nadmierne wydłużenie czasu hospitalizacji może powodować komplikacje związane z ograniczonym czasem przebywania nośnika ^{10}B w organizmie pacjenta. Warto dodać, iż „nadwyżka” intensywności wiązki może być wykorzystana do jej dalszej filtracji lub kolimacji.

Trudno o jednoznaczną definicję zakresu energetycznego dla neutronów termicznych. Dla celów tej pracy epitermicznymi nazywane będą neutrony o energiach od 1 eV do 10 keV. W konsekwencji, przez neutrony termiczne należy rozumieć neutrony o energii poniżej 1 eV, zaś w przypadku neutronów szybkich (prędkich) $E > 10 \text{ keV}$. Dolną granicę energetyczną ustala się czasem na poziomie 0.5 eV, natomiast za górną przyjmowane bywa 40 keV, a nawet 100 keV.

2.2.2. Czystość wiązki terapeutycznej

Niemożliwe jest uzyskanie wiązki składającej się wyłącznie z neutronów epitermicznych. W jej skład wchodzi również neutrony szybkie i fotony, które jednakowo oddziałują na tkankę zdrową i nowotworową. Stanowią one zatem niepożądaną składową promieniowania

i dlatego traktowane są jako zanieczyszczenie wiązki terapeutycznej. W procesie optymalizacji stanowiska BNCT należy dążyć do minimalizacji udziałów neutronów prędkich i fotonów względem neutronów termicznych, aby polepszyć stosunek dawek pochłanianych w tkance nowotworowej i zdrowej.

Również neutrony termiczne, obok neutronów prędkich i fotonów, indukują niepotrzebne dawki. W trakcie propagacji w tkance neutrony termiczne oddziałują z nią, co skutkuje powstaniem promieniowania szkodliwego z punktu widzenia terapii, bowiem jedynie reakcje z ^{10}B umiejscowionym w tkance rakowej są użyteczne. Neutrony termiczne ulegają wychwytwi, co powoduje powstawanie promieniowania jonizującego w wyniku reakcji typu (n,p) lub (n,γ) . Najważniejsze z nich to $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ oraz $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$. Pozostałe – $^{14}\text{N}(n,\gamma)^{15}\text{N}$, $^{16}\text{O}(n,\gamma)^{17}\text{O}$ i $^{17}\text{C}(n,\gamma)^{18}\text{C}$, a także oddziaływanie z atomami Na, P, S, Cl, K i Ca – mają mniejsze znaczenie, gdyż ich wkład do całkowitej dawki jest relatywnie niewielki, z uwagi bądź to na małą zawartość wymienionych pierwiastków, bądź też mały przekrój czynny na daną reakcję [2.10]. Reakcja $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ ($\sigma = 0.33$ b) jest związana z długozasięgową depozycją energii. Kwanty gamma o energii 2.2 MeV mogą przebyć kilka centymetrów, oddziałując na tkankę nawet poza obszarem naświetlania. Druga istotna reakcja to $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ ($\sigma = 1.81$ b). Ma ona charakter krótkozasięgowy. Protony o energii 0.6 MeV są pochłaniane w obszarze oddalonym nie więcej niż około 10 μm od miejsca wychwytu neutronu. W rejonach umiejscowionych głęboko wewnątrz ciała pacjenta składowa pochodząca od kwantów gamma może być większa o jeden, a nawet dwa rzędy wielkości w porównaniu z protonami.

Szacuje się [2.1], że strumień neutronów epitermicznych o wartości $1 \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ padający na skórę pacjenta powoduje – w wyniku wspomnianych reakcji $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ i $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ – powstanie sumarycznej dawki $\sim 2\cdot 10^{-10} \text{ cGy}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{n}^{-1}$. Stąd wynika powszechnie przyjmowane kryterium czystości wiązki jeśli chodzi o fotony i neutrony szybkie. Dąży się do tego aby dawka dla obu zanieczyszczeń, względem strumienia neutronów epitermicznych (D_{fn}/ϕ_{epi} a także D_{γ}/ϕ_{epi} – w dalszym ciągu pracy nazywana dawką względną), nie była większa niż $2\cdot 10^{-11} \text{ cGy}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{n}^{-1}$, czyli była o rząd wielkości mniejsza niż nieusuwalna dawka, będąca immanentną własnością terapii borowo-neutronowej. Redukowanie udziałów neutronów prędkich i fotonów w wiązce na ogół wiąże się z osłabieniem strumienia neutronów epitermicznych, zatem zmniejszanie dawek względnych kosztem utraty intensywności strumienia jest nieracjonalne, mając na względzie istnienie tła. W praktyce okazuje się, że

niewiele istniejących na świecie instalacji BNCT spełnia przedstawione w tym podrozdziale kryteria.

2.2.3. Kierunkowość wiązki

Przyjętym parametrem opisującym kierunkowość wiązki jest stosunek prądu do strumienia neutronów J/ϕ . Dobra kolimacja wiązki ($J/\phi \geq 0.9$) powinna umożliwiać penetrację głębszych rejonów tkanki [2.11] i ograniczać dodatkową dawkę otrzymywaną przez pacjenta; atoli inni autorzy [2.1] pokazują, że słabiej skolimowana wiązka ($0.65 \leq J/\phi \leq 0.8$) może zapewnić nawet lepsze efekty w terapii BNCT niż wiązka silnie ukierunkowana o $J/\phi \geq 0.9$.

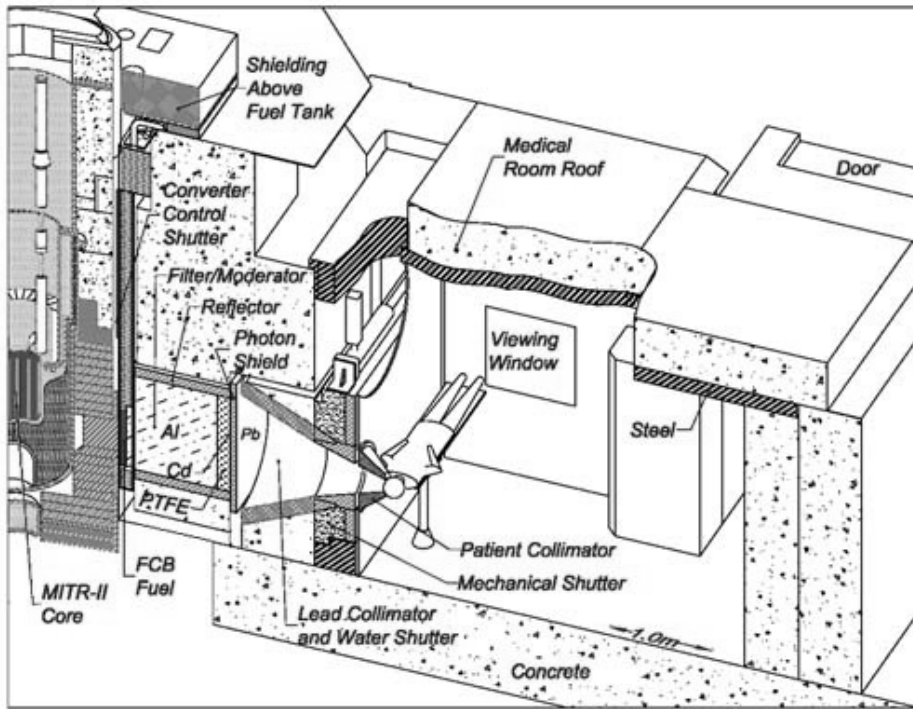
W procesie symulacji komputerowych, przeprowadzonych przez autora, aspekt kierunkowości wiązki nie był stosowany jako kryterium optymalizacji. Trudno ocenić czy silna kolimacja może polepszyć czy pogorszyć parametry wiązki bez szczegółowych obliczeń w fantomie głowy, a te nie były przedmiotem rozważań niniejszej pracy. Przy ocenie adekwatności kolejnych konfiguracji konwertera neutronów oraz systemu filtrów dążono do osiągnięcia jak największego strumienia neutronów epitermicznych, przy równoczesnym zachowaniu względnych dawek neutronów szybkich i fotonów poniżej wartości $2 \cdot 10^{11}$ cGy·cm²·n⁻¹. Ostatecznym kryterium efektywności instalacji BNCT są obliczenia w fantomie głowy. Jest to bardzo czasochłonne i komplikuje obliczenia. W celu ich przyspieszenia powszechnie stosuje się – i dotyczy to również tej pracy – symulacje w powietrzu zwane „in-air”.

2.3. Przegląd istniejących stanowisk do terapii borowo-neutronowej

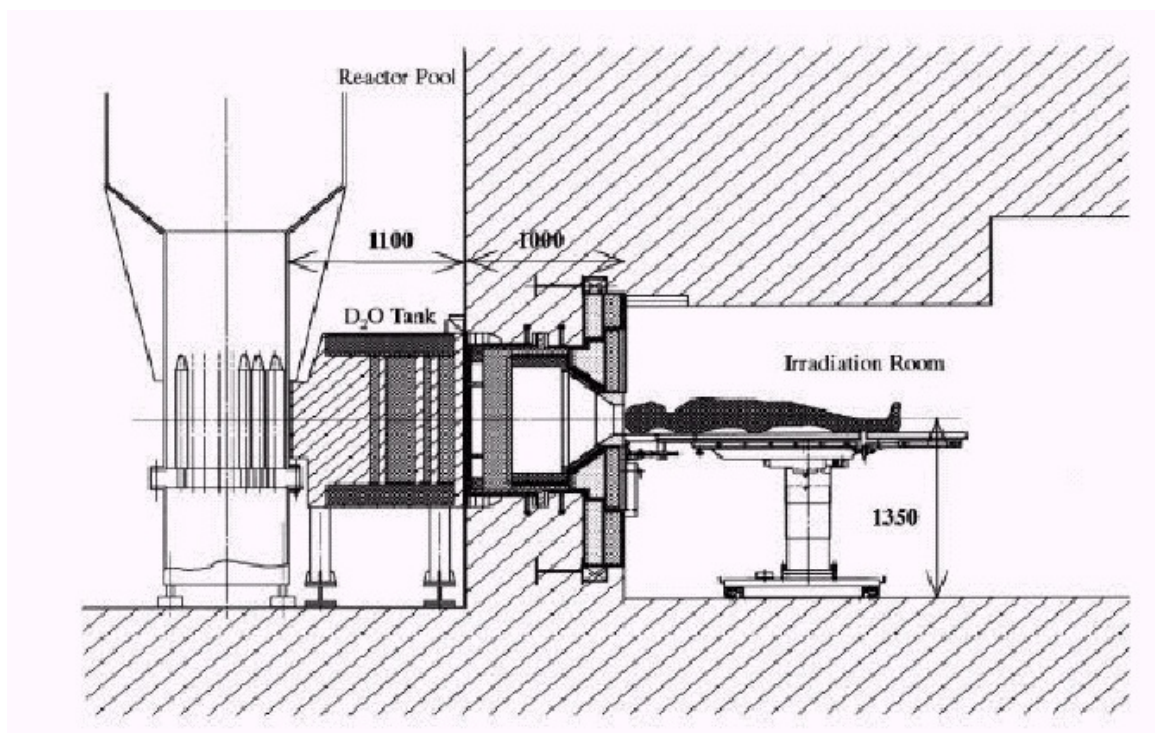
Na świecie funkcjonuje, i jest projektowanych, wiele instalacji BNCT. W niniejszym podrozdziale pobieżnie przedstawiono wybrane stanowiska terapeutyczne oparte na źródłach reaktorowych.

Stanowisko przy reaktorze w Massachusetts Institute of Technology (MITR) w USA [2.12] wykorzystuje konwerter neutronów zbudowany z 10 wypalonych elementów paliwowych, chłodzonych ciężką wodą (Rysunek 2-2). Aluminium i teflon tworzą moderator spowalniający neutrony do energii epitermicznych. Średnica wylotu ołowianego kolimatora może być zmieniana, w zależności od potrzeb, w zakresie od 8 cm do 16 cm. Strumień neutronów epitermicznych w pozycji głowy pacjenta, wynosi od $3.2 \cdot 10^9$ n·cm⁻²·s⁻¹ do $4.6 \cdot 10^9$ n·cm⁻²·s⁻¹. Względne dawki neutronów szybkich i fotonów wynoszą odpowiednio $7.75 \cdot 10^{12}$ cGy·cm²·n⁻¹ oraz $2.32 \cdot 10^{11}$ cGy·cm²·n⁻¹; zapewniając bardzo czystą wiązkę, zwłaszcza dla neutronów prędkich.

Drugi amerykański ośrodek, który istniał przy medycznym reaktorze badawczym w Brookhaven National Laboratory (BMRR) i – jak wspomniano wcześniej – położył wielkie zasługi przy rozwoju BNCT, zakończył działalność w roku 2000, kiedy to reaktor został wyłączony z eksploatacji. Reaktor BMRR o mocy 5 MW pozwalał w roku 1996 na uzyskanie strumienia neutronów epitermicznych $1.8 \cdot 10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ [2.13], podczas gdy czystość wiązki wynosiła $D_{fn}/\phi_{epi} = 4.3 \cdot 10^{-11} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$ oraz $D_{\gamma}/\phi_{epi} = 1.4 \cdot 10^{-11} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$.

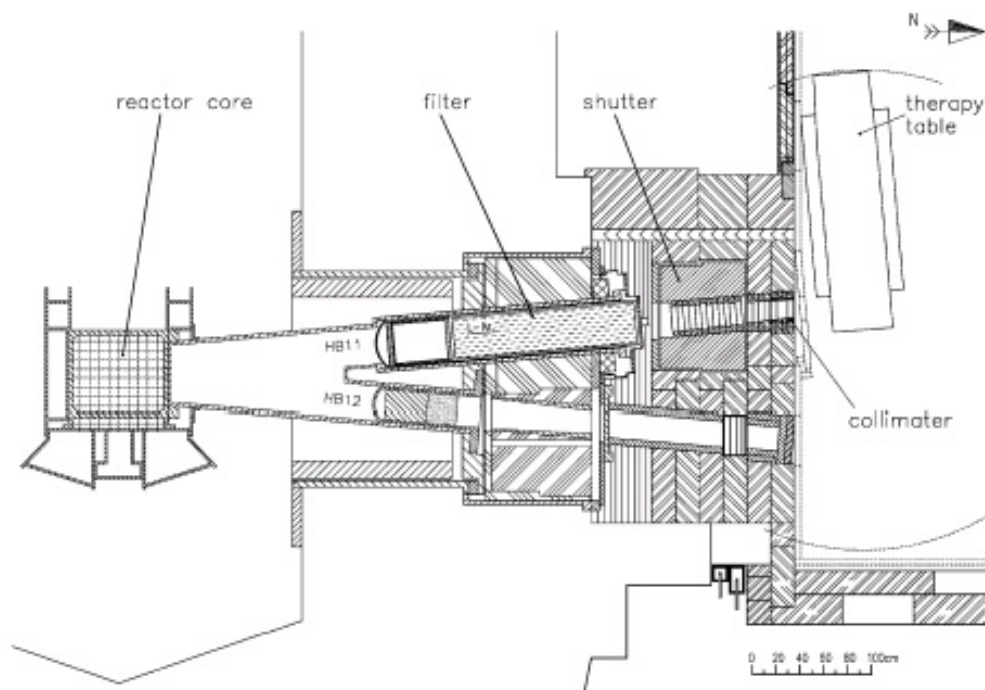


Rysunek 2-2 Instalacja BNCT w Massachusetts Institute of Technology (MITR) [2.12].



Rysunek 2-3 Japońskie stanowisko do BNCT przy reaktorze JRR-4 w Tokio [2.14].

Japońska instalacja BNCT [2.14], umiejscowiona przy reaktorze badawczym JRR-4 (Japan Research Reactor) w Tokio, wykorzystuje do celów terapeutycznych neutrony termiczne bądź epitermiczne, w zależności od głębokości umiejscowienia nowotworu (Rysunek 2-3). Zmiana parametrów wiązki realizowana jest przy pomocy warstw ciężkiej wody, moderujących neutrony. Zakres zmienności D₂O wynosi od 0 do 28 cm co 4 cm. Konwerter neutronów nie jest tu stosowany. Neutrony szybkie z rdzenia reaktora spowalniane są w filtrze aluminiowym o grubości 75 cm. Charakterystyki wiązki zależą od grubości warstwy ciężkiej wody. Przykładowo, przy 8 cm warstwie ciężkiej wody, $D_{fn}/\phi_{epi} = 3.1 \cdot 10^{-11}$ cGy·cm²·n⁻¹, $D_{\gamma}/\phi_{epi} = 3.0 \cdot 10^{-11}$ cGy·cm²·n⁻¹, zaś $\phi_{epi} = 2.2 \cdot 10^9$ n·cm⁻²·s⁻¹.

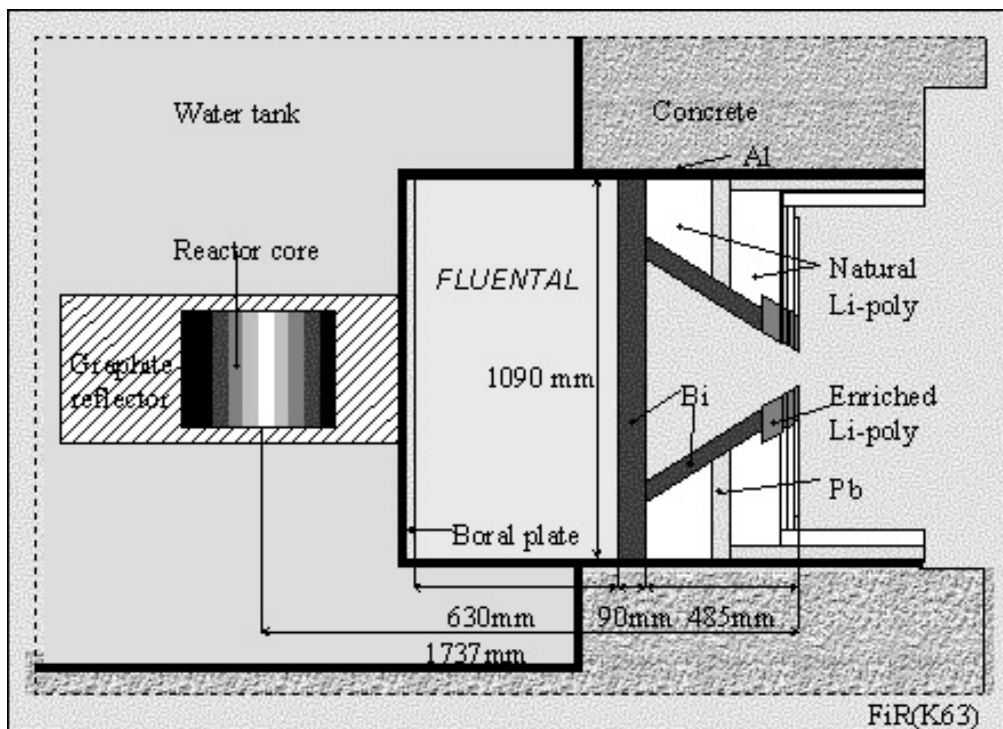


Rysunek 2-4 Schemat instalacji BNCT przy reaktorze HFR w Petten (Holandia) [2.15].

Pierwsze stanowisko do terapii borowo-neutronowej w Europie wybudowane zostało przy wysokostrumieniowym reaktorze badawczym (HFR) o mocy 45 MW w Petten w Holandii [2.15], przy wykorzystaniu neutronów z kanału poziomego HB11 (Rysunek 2-4). Z uwagi na silne pole promieniowania gamma z rdzenia reaktora, zastosowano filtr argonowy o długości 150 cm. Pomimo, że fotony osłabiane są od 350 do 17000 razy (w zależności od mocy HFR) dawka z nimi związana to wciąż około 20 % całkowitej dawki jaką otrzymuje tkanka zdrowa. Neutrony filtrowane i moderowane są przez układ 15 cm aluminium, 5 cm siarki, 1 cm tytanu oraz 0.1 cm kadmu. Zanieczyszczenia wiązki są stosunkowo duże i wynoszą: $D_{fn}/\phi_{epi} = 8.6 \cdot 10^{-11} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$, $D_{\gamma}/\phi_{epi} \sim 1.0 \cdot 10^{-10} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$, przy strumieniu neutronów epitermicznych $3.3 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

Prace nad fińskim projektem BNCT rozpoczęto w 1991 roku. W ich efekcie, w roku 1999, powstało stanowisko terapeutyczne w Otaniemi, Espoo [2.16]. Do jego konstrukcji wykorzystano reaktor typu TRIGA o mocy 250 kW. Rysunek 2-5 przedstawia schemat instalacji. Naukowcy z Finlandii opracowali unikalny materiał do moderowania i filtrowania neutronów o nazwie fluentaTM, składający się z aluminium, AlF_3 i LiF . Promieniowanie gamma zredukowane jest przy użyciu 9 cm warstwy bizmutu. Duży nacisk położono na kolimację wiązki terapeutycznej. Zapewnia ją stożkowy (60°) kolimator z bizmutu, o długości 36 cm, otoczony polietylenowymi osłonami z dodatkiem litu oraz osłonami z ołowiu. Pierścienie z polietylenu, z domieszką ^6Li , o zmiennej średnicy pozwalają zmieniać aperturę

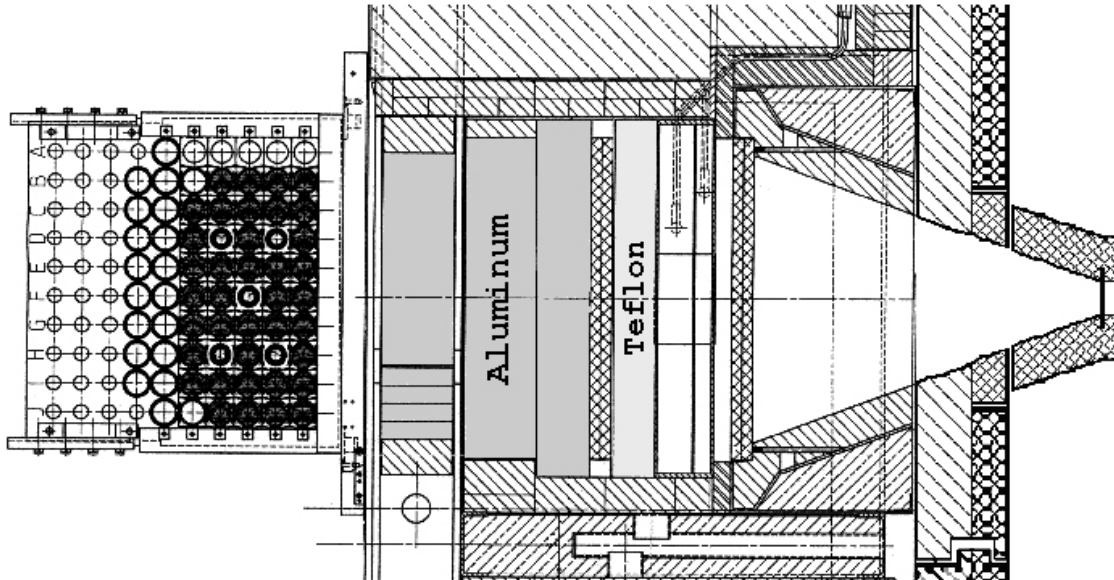
od 8 do 20 cm. Parametry wiązki to: $\phi_{epi} = 1.1 \cdot 10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, natomiast dawki względne $D_{fn} / \phi_{epi} = 2.4 \cdot 10^{-11} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$, $D_{\gamma} / \phi_{epi} = 0.5 \cdot 10^{-11} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$ (dane przy średnicy otworu 14 cm). Godna podkreślenia jest duża czystość wiązki, zwłaszcza dla fotonów.



Rysunek 2-5 Fińska instalacja BNCT w Otoniemi – reaktor badawczy FiR [2.16].

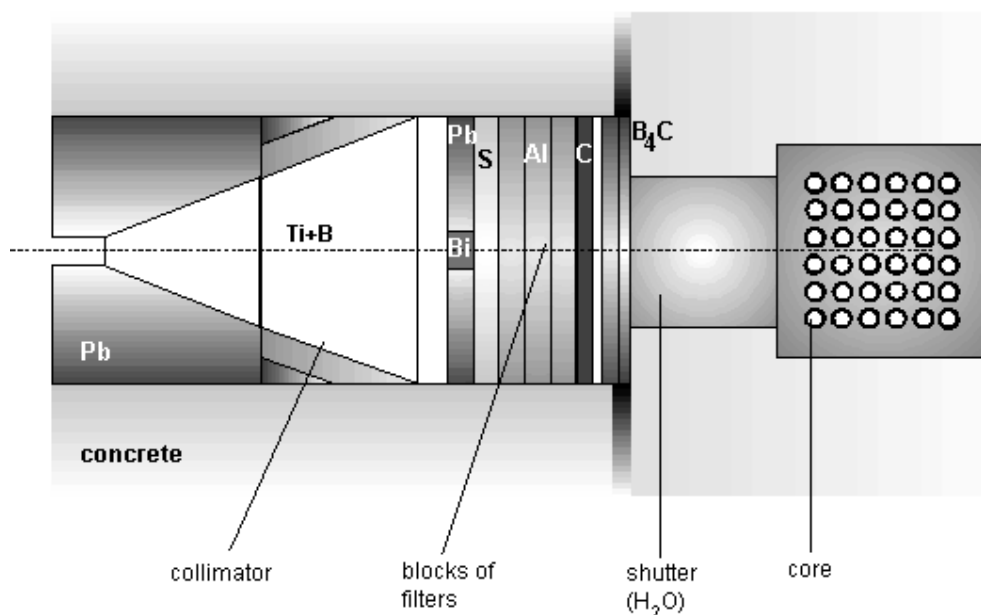
Reaktor badawczy R2-0, o mocy nominalnej 1 MW, w Studsvik (Szwecja) jest oddalony około 100 km na południe od Sztokholmu. Pozwolił on na zbudowanie kolejnego skandynawskiego stanowiska do celów terapii borowo-neutronowej [2.17]. Rysunek 2-6 prezentuje szkieletowo układ filtrów. Pierwsza warstwa to 60 cm aluminium. Cienki (0.05 cm) plaster kadmu redukuje neutrony termiczne. W procesie filtrowania wiązki wykorzystano również teflon (12 cm) oraz dwie warstwy bizmutu (po 6 cm każda). Kluczową rolę odgrywają dwa zbiorniki, umieszczone za warstwą teflonu, o grubościach kolejno 10 cm i 5 cm. Mogą być one wypełniane – w zależności od potrzeb – lekką lub ciężką wodą albo ^3He , co umożliwia zmianę parametrów wiązki końcowej, a w efekcie różne głębokości penetracji tkanki. Cały system otoczony jest ołowianym reflektorem o zmiennej grubości od 10 do 15 cm. Kolimator składa się z dwóch segmentów; pierwszy wyłożony został 10 cm ołowiu i ma kształt ostrosłupa ściętego, natomiast do konstrukcji segmentu drugiego wykorzystano polietylen z domieszkami ołowiu i boru. Całość zamyka ośmiomilimetrowa warstwa ^6Li , której zadaniem jest usunięcie neutronów termicznych. Apertura otworu wynosi $14 \times 10 \text{ cm}^2$ lub $9 \times 9 \text{ cm}^2$. Strumień neutronów epitermicznych, przy pełnym otwarciu kolimatora i mocy

reaktora 1 MW, osiąga $3.3 \cdot 10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. W porównaniu z innymi stanowiskami BNCT względne dawki neutronów szybkich i fotonów są duże: odpowiednio $5.6 \cdot 10^{-11} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$ i $7.1 \cdot 10^{-11} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$; znacznie powyżej zalecanych limitów.



Rysunek 2-6 Schemat stanowiska terapeutycznego w Studsvik [2.17].

Przegląd europejskich instalacji BNCT kończy stanowisko przy reaktorze LVR-15, o maksymalnej mocy 10 MW, w Řež koło Pragi (Republika Czeska) [2.18]. Układ filtrów jest stosunkowo złożony (Rysunek 2-7) i składają się nań: 4 cm B_4C , 5 cm ołowiu, 4 cm grafitu, 55 cm aluminium, 15 cm siarki i wreszcie 11 cm ołowiu/bizmutu. Pierwsza część kolimatora, wyłożonego aluminium z domieszką grafitu, zakończona jest cienką (1 cm) warstwą $\text{Ti} + \text{B}_4\text{C}$. Pomiedzy rdzeniem reaktora a filtrami usytuowany jest zbiornik, który po napełnieniu wodą pełni rolę zasowy. Średnica wiązki wynosi terapeutycznej wynosi 11.5 cm i może być redukowana. Spodziewany strumień neutronów epitermicznych, przy wykorzystaniu pełnej mocy reaktora (10 MW), wynosi $1.07 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Szacowane dawki względne są jeszcze większe niż w Studsvik i Petten i o rząd wielkości przekraczają zalecane wartości: $D_{fn}/\phi_{epi} = 5.84 \cdot 10^{-10} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$, $D_{\gamma}/\phi_{epi} = 1.3 \cdot 10^{-10} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$ [2.18].



Rysunek 2-7 Schemat stanowiska BNCT przy reaktorze LVR-15 w Řeř [2.18].

2.4. Specyfika projektowanego stanowiska BNCT przy reaktorze MARIA w Świerku

Podstawowe ustalenia odnośnie budowy stanowiska do terapii borowo-neutronowej zostały szczegółowo przedstawione w wewnętrznym raporcie Instytutu Energii Atomowej [2.19]. MARIA jest 30 MW reaktorem badawczym, uruchomionym w roku 1974 w Świerku koło Warszawy. Posiada on siedem kanałów poziomych, z których dwa (H-2 i H-8) posiadają odpowiednio dużo miejsca przy ich wylotach, aby można myśleć o budowie stanowiska terapeutycznego. Kanał H-8 jest już wykorzystywany do innych celów, dlatego zdecydowano się na kanał H-2; zwłaszcza, że zapewnia on więcej przestrzeni niż kanał H-8. Niestety kanał H-2 w chwili rozpoczęcia symulacji nie istniał. Obecnie prowadzone są prace nad jego odtworzeniem, co wiąże się z czasochłonnym i kosztownym demontażem nie eksploatowanych już urządzeń.

Zmierzone zostało [2.19] widmo neutronów u czola kanału H-2. Dominującą składową okazały się neutrony termiczne. Względne udziały neutronów epitermicznych η_{epi} i prędkich η_f wynoszą odpowiednio: 9.7 % i 4.2 %. Przy nominalnej mocy reaktora całkowity strumień neutronów w połowie rdzenia (maksymalna wartość) wynosił $\phi^0 = 8.4 \cdot 10^{13} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Długość kanału H-2 jest równa 412 cm i zgodnie z przybliżonym wzorem strumień ϕ^w na wylocie kanału:

$$\phi^w(E) \cong \frac{\kappa H \phi^0(E)}{4\pi L^2} \quad (2-1)$$

gdzie: κ - współczynnik nieizotropowego rozkładu neutronów u czoła kanału
 H - powierzchnia czoła kanału
 L - długość kanału od czoła do wylotu

Zważywszy, że dla reaktora MARIA współczynnik $\kappa \cong 0.6$, zaś efektywna powierzchnia czoła kanału wynosi 466 cm^2 [2.19], szacuje się, że całkowity strumień neutronów na wylocie wyniesie $\phi^w \cong 1.1 \cdot 10^{10} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Zatem, przewidywany strumień neutronów prędkich w tym samym miejscu to $\phi_f^w \cong 4.6 \cdot 10^8 \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Neutrony szybkie muszą zostać zmoderowane do energii epitermicznych, a cała wiązka przejść przez układ filtrów, co spowoduje dalsze jej osłabienie. Analogicznie można obliczyć strumień neutronów epitermicznych na wylocie kanału H-2: $\phi_{epi}^w \cong 1.07 \cdot 10^9 \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Co prawda, jest to wielkość porównywalna ze strumieniami w większości z istniejących instalacji BNCT, ale należy pamiętać o zanieczyszczeniach wiązki, których minimalizacja nieuchronnie wiąże się ze spowolnieniem neutronów epitermicznych do zbyt małych energii. Wobec powyższego, bezpośrednie użycie promieniowania z rdzenia reaktora nie zapewni wystarczająco dużego strumienia neutronów epitermicznych i konieczne jest zastosowanie konwertera neutronów [2.19].

Powstaje pytanie jaka będzie najkorzystniejsza lokalizacja konwertera. Jeżeli jako x oznaczymy odległość między konwerterem a wylotem kanału, to strumień neutronów termicznych w miejscu gdzie znajduje się konwerter jest opisany wzorem analogicznym do (2-1):

$$\phi_t^k \cong \frac{\kappa H \phi_t^0}{4\pi(L-x)^2} \quad (2-2)$$

W wyniku rozszczepień w konwerterze powstaną neutrony szybkie, których ilość jest proporcjonalna do padającego nań strumienia neutronów termicznych ϕ_t^k . W konsekwencji, strumień neutronów prędkich, powstałych w konwerterze, na wylocie kanału opisuje wzór:

$$\phi_f^w \cong \frac{\nu N \sigma_f \phi_t^k}{4\pi x^2} \quad (2-3)$$

gdzie: ν - średnia liczba neutronów na jedno rozszczepienie
 N - liczba jąder rozszczepialnych w całym konwerterze
 σ_f - przekrój czynny na rozszczepienie

Aby wyrazić strumień neutronów prędkich na wylocie kanału w układzie bez konwertera, wystarczy wykorzystać wzór (2-1), posługując się udziałem neutronów szybkich u czoła kanału η_f . Można teraz obliczyć miarę efektywności konwertera K_f , jako stosunek strumienia

neuronów szybkich w jego obecności i bez stosowania konwertera. Jeśli udział neutronów termicznych w całym widmie u czoła kanału oznaczymy jako η_t , to $\phi_t^0 = \eta_t \phi^0$ i ostatecznie:

$$K_f \cong \frac{\nu N \sigma_f \eta_t}{4\pi \eta_f L^2} \cdot \frac{1}{(1-x/L)^2 (x/L)^2} \quad (2-4)$$

Drugi człon powyższego równania, $1/[(1-x/L)^2 (x/L)^2]$, dąży do nieskończoności gdy x/L jest równe 0 lub 1, zaś minimum przypada dla wartości 1/2. Oznacza to, że konwerter powinien być zbudowany albo u czoła kanału, bądź też u jego wylotu. Analiza miała charakter uproszczony, zatem osiągnięcie nieskończonej wydajności nie jest realne, ale generalne wnioski są takie jakie wynikają z równania (2-4): najlepiej umieścić konwerter neutronów przy końcu kanału, zaś minimum wydajności przypada w jego środku. Czynnikiem silnie ograniczającym efektywność konwertera jest wyrażenie L^2 , występujące w mianowniku wyrażenia na K_f . Niestety, w przypadku reaktora MARIA nie ma możliwości skrócenia długości kanału.

Ostatecznie zdecydowano się umieścić konwerter neutronów na wylocie kanału poziomego H-2 [2.19]. Przemówiły za tym następujące czynniki:

- konwerter nie będzie musiał być chłodzony wodą przy niższych strumieniach neutronów; zakłada się, że ciepło będzie odprowadzane bez użycia chłodziwa,
- paliwo w konwerterze będzie wypalało się stosunkowo powoli,
- budowa będzie łatwiejsza ze względu na lepszą dostępność miejsca, zaś cała konstrukcja nie będzie ograniczona gabarytami kanału, co zwiększa ilość możliwych rozwiązań, zarówno dla konwertera jak i układu filtrów,
- stanowisko do naświetlań może być umiejscowione poza osią kanału reaktora, gdyż neutrony w procesie rozszczepienia są emitowane izotropowo, co umożliwi łatwą eliminację promieniowania gamma pochodzącego z rdzenia reaktora.

Zasadniczą wadą przyjętej lokalizacji jest konieczność budowy dodatkowych osłon dla konwertera i układu filtrów-moderatorów.

Podstawową cechą wyróżniającą planowane stanowisko do BNCT przy reaktorze MARIA, w stosunku do przyjętych gdzie indziej rozwiązań, jest ukośne ustawienie osi układów filtrujących w stosunku do osi kanału. Rodzi to pytanie, czy wiązka będzie dostatecznie symetryczna, aby nie powodowało to komplikacji przy planowaniu terapii. Ten aspekt zostanie zbadany przy wykorzystaniu symulacji Monte Carlo przez autora pracy i,

obok oceny strumienia neutronów epitermicznych oraz zanieczyszczeń wiązki, będzie dodatkowym kryterium stanowiącym o jakości modelowanego wtórnego źródła neutronów.

2.5. Założenia do symulacji komputerowych

Założenia przyjęte do symulacji Monte Carlo zostały opracowane przez K. Pytla i J. Dąbkowskiego [2.20], mając na względzie lokalne uwarunkowania przy reaktorze MARIA, zwięźle przedstawione w poprzednim podrozdziale. Zarówno konwerter neutronów jak i układ filtrów powinny być osłaniane grafitem, z uwagi na znaczne jego zapasy w IEA. Grubość projektowanych osłon grafitowych będzie wielokrotnością 12 cm.

2.5.1. Źródło neutronów i kwantów gamma

Jak wspomniano w podrozdziale 2.4, kanał poziomy H-2 reaktora MARIA w czasie rozpoczęcia prac nad projektem BNCT był zabudowany, co uniemożliwiło pomiary promieniowania na jego wylocie. Ponadto, projektowano wykonanie przeróbek w basenie reaktora polegających na umieszczeniu tam kesonów [2.19], które niewątpliwie wpłyną na kształt i natężenie wiązki neutronów i kwantów gamma z rdzenia reaktora. W związku z tym, konieczne stało się przyjęcie założeń do obliczeń Monte Carlo, które realistycznie opisywałyby źródło promieniowania po dokonaniu stosownych prac konstrukcyjnych.

Założono, że wiązka neutronów i kwantów gamma jest równomiernie rozłożona na całej powierzchni wylotu kanału H-2 – którą stanowi koło o promieniu 30 cm – i wydostaje się prostopadle do tej powierzchni [2.20]. Wylot ten będzie stanowił źródło neutronów i fotonów w procesie modelowania.

Czoło kanału znajdować się będzie w reflektorze grafitowym w sąsiedztwie prętów berylowych, a to oznacza, iż neutrony termiczne powinny zdecydowanie dominować zarówno na wlocie jak i wylocie kanału. Przyjęto zatem, że założone widmo neutronów będzie opisane rozkładem Maxwella o temperaturze 70°C. Neutrony szybkie i epitermiczne zostały zaniedbane, z uwagi na ich małe udziały w wiązce.

Widmo promieniowania gamma na wylocie kanału H-2 zostało oszacowane przez K. Pytla, w oparciu o pomiar dawek na wylocie kanału H-8 i obliczenia teoretyczne [2.21]. Przy strumieniu neutronów termicznych $2 \cdot 10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ na wylocie kanału poziomego H-8, moc dawki ekspozycyjnej kwantów gamma wynosi $4.1 \cdot 10^{-4} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Mimo odmiennej geometrii kanałów, stosunek ilości fotonów do neutronów powinien być zdeterminowany warunkami panującymi u czoła kanału, a te są dla obu omawianych kanałów podobne. Pozwoliło to na ustalenie względnej liczby kwantów gamma, przypadającej na jeden neutron

źródła, jako równej 1.6356; i taka właśnie wartość będzie używana przy obliczaniu dawek fotonów na jeden neutron źródła. Widmo fotonów zostało obliczone w oparciu o wielogrupowy model bezwymiarowy [2.21], uwzględniając promieniowanie gamma z rozszczepień ^{235}U , wychwytu neutronów w ^{235}U , ^{27}Al i ^{238}U , produktów rozszczepień oraz aktywacji materiałów konstrukcyjnych rdzenia. W efekcie uzyskano 66 linii widmowych, o energiach od 0.105 MeV do 7.696 MeV, wyszczególnionych – wraz ze względnymi intensywnościami – w opracowaniu K. Pytla i J. Dąbkowskiego [2.20].

2.5.2. Konwerter neutronów

W początkowym etapie prac obliczeniowych, do budowy konwertera neutronów zaproponowano płyty paliwowe MTR [2.20]. Planowano zakup około 80-ciu płyt we francuskich zakładach paliw dla reaktorów badawczych CERCA w Romain. Oferują one płyty paliwa nisko wzbogaconego (LEU) oraz wysoko wzbogaconego (HEU).

Wzbogacenie płyt LEU wynosi 19.75 %, co odpowiada masie 12.34 g ^{235}U w pojedynczej płycie. Materiał paliwowy w płytach LEU to UAl_x bądź U_3O_8 . Płyty HEU zawierają 10.05 g ^{235}U , mimo wzbogacenia 93 %, ponieważ grubość materiału paliwowego jest mniejsza. Poniżej szczegółowe dane obu typów płyt paliwowych.

Tabela 2-1 Dane płyt paliwowych przyjęte do obliczeń konwertera.

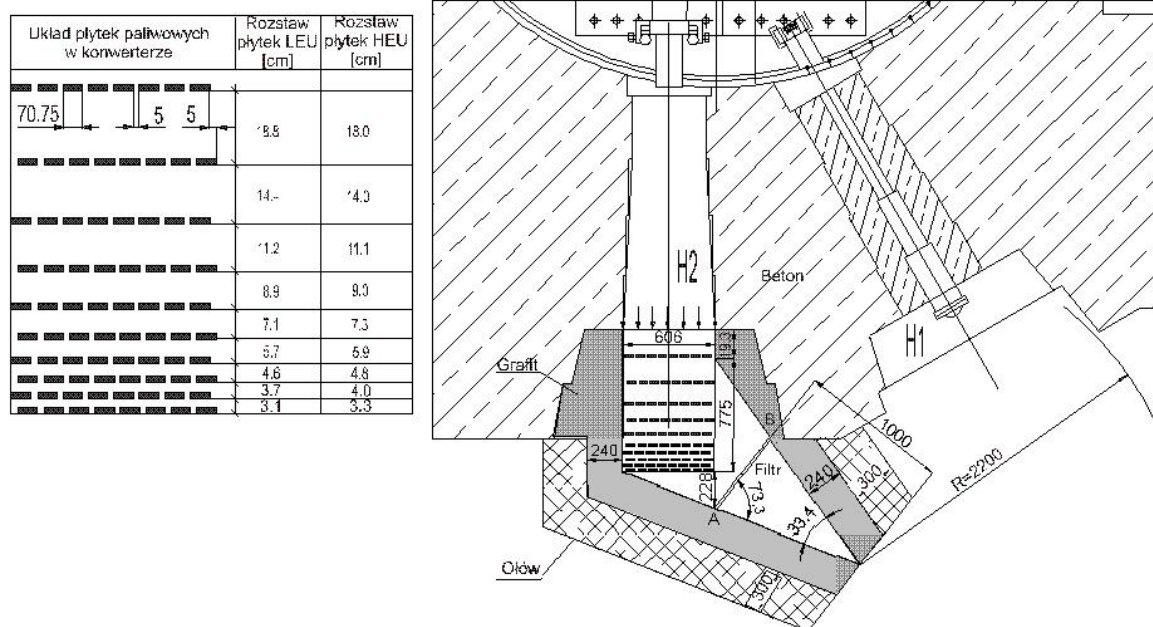
	Płyty paliwa nisko wzbogaconego (LEU)	Płyty paliwa wysoko wzbogaconego (HEU)
Rozmiar płyty [mm ³]	600,0 x 62,75 x 0,76	600,0 x 62,75 x 0,5
Rozmiar koszulki [mm ³]	625,5 x 70,75 x 1,52	625,5 x 70,75 x 1,52
Wzbogacenie [%]	19,75	93
Masa ^{235}U [g]	12,34	10,05
Gęstość uranu w warstwie paliwowej bez koszulki [g cm ⁻³]	2,2	0,581
Udział U metalicznego w warstwie paliwa [%]		
UAl_x	50,09	18,18
U_3O_8	51,0	-----
Materiał koszulki	Al	Al

Wstępna optymalizacja konwertera neutronów, wybór wariantu oraz grubości osłon zostały przeprowadzone przy użyciu płyt paliwowych. Później zaproponowano zastąpienie płyt prętami paliwowymi EK-10, już znajdującymi się w IEA w Świerku, co wiąże się ze zmniejszeniem kosztów konstrukcji stanowiska do terapii borowo-neutronowej. Ich duża liczba pozwoli na zwiększenie masy materiału rozszczepialnego w konwerterze. Strumień neutronów szybkich z rozszczepień, na skutek efektów samoabsorpcji, nie rośnie liniowo z

masą ^{235}U , ale – jak zostanie pokazane – wzrost ilości materiału rozszczepialnego powoduje znaczący wzrost wydajności konwertera. Koszulka prętów EK-10 wykonana jest z aluminium. Jej długość wynosi 588 mm, zaś średnica 10 mm. Strefa paliwa ma średnicę 7 mm, a jej długość to 500 mm. Masa ^{235}U w pojedynczym pręcie wynosi 8.045 g (wzbogacenie 9.89 %). W skład paliwa wchodzi także: ^{238}U (73.332 g), Mg (13.03 g) i O (12.194 g).

2.5.3. Warianty konwertera

Zaproponowano trzy rozwiązania konstrukcji konwertera neutronów. Jak wspomniano w podrozdziale 2.4, układ filtrująco-moderujący ma być ustawiony ukośnie do osi kanału H-2 reaktora MARIA. Jeden z wariantów (III) nie spełnia tego założenia. Został on wprowadzony jako wariant o charakterze referencyjnym, aby umożliwić oszacowanie różnic jakie powoduje ukośne usytuowanie instalacji. We wszystkich przypadkach liczba płyt (od 80 do 84) – a więc i masa ^{235}U (odpowiednio od 987.2 g do 1036.56 g, w przypadku nisko wzbogaconych płyt LEU) – jest prawie taka sama. Warianty poniższe były w znaczący sposób modyfikowane w toku symulacji Monte Carlo, co zostanie szczegółowo omówione w niniejszej pracy. Obecnie zaprezentowane zostaną rozwiązania wyjściowe do dalszych analiz.



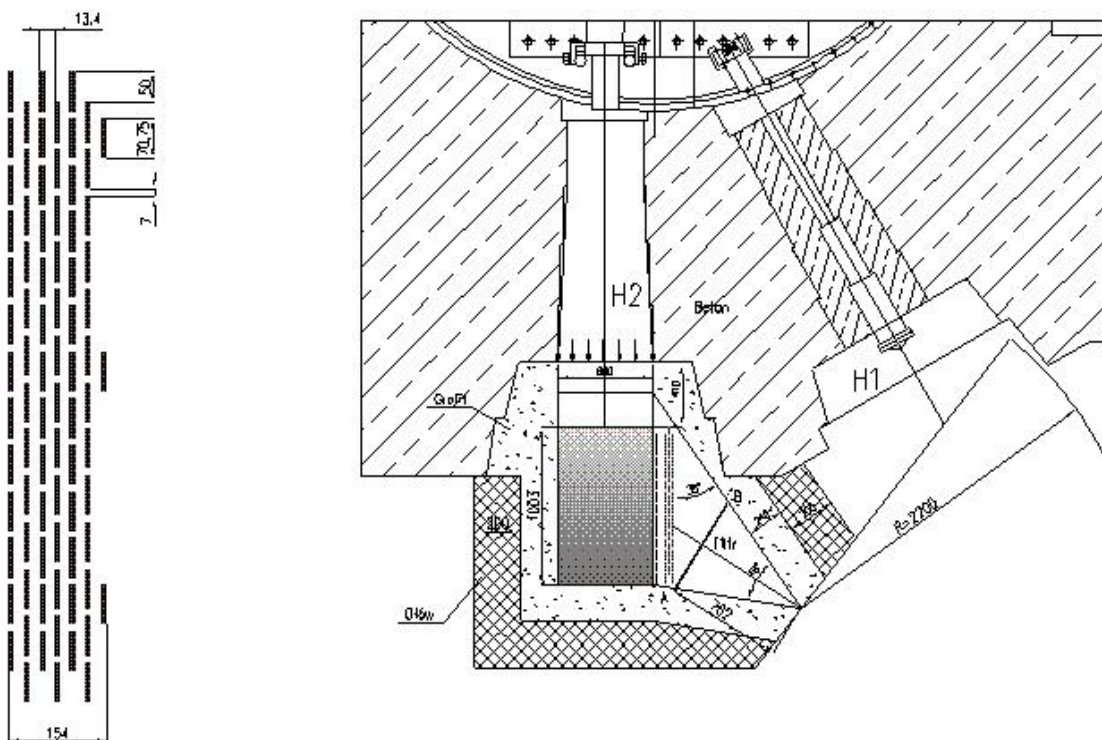
Rysunek 2-8 Usytuowanie konwertera neutronów (wariant I) względem kanału poziomego H-2 reaktora MARIA wraz z układem płyt paliwowych.

2.5.3.1. Wariant I – blok konwertera z odchyloną wiązką wtórną

W wariantcie tym konwerter neutronów znajduje się na osi kanału reaktora. Neutrony pochodzące z rozszczepienia kierowane są na układ filtr-moderator, ustawiony poza zasięgiem pierwotnej wiązki promieniowania. Płyty konwertera rozmieszczone są w dziesięciu rzędach, po 8 płyt w każdym rzędzie. Rzędy z elementami paliwowymi rozmieszczone są nieregularnie; im dalej od wylotu kanału tym gęściej (Rysunek 2-8). Taka konfiguracja została podyktowana koniecznością zapewnienia równomierności rozkładu wiązki neutronów prędkich padających na płaszczyznę wlotową filtrów. Przy wyznaczaniu geometrii rozmieszczenia płyt paliwowych korzystano z procedur omówionych w założeniach do obliczeń konwertera [2.20]. Zaletą wariantu I będzie całkowite wykorzystanie neutronów termicznych z wiązki pierwotnej oraz minimalizacja promieniowania gamma z rdzenia reaktora, zaś wadą wydaje się stosunkowo mały kąt bryłowy, w który mają trafiać neutrony z rozszczepienia.

2.5.3.2. Wariant II – blok rozpraszający z odchyloną wiązką wtórną

Wykorzystano tutaj blok z materiału rozpraszającego, znajdujący się na drodze neutronów termicznych, które po rozproszeniach trafiają do konwertera uranowego. Sam konwerter umiejscowiony jest poza osią kanału H-2, a bezpośrednio za nim znajduje się początek układu



Rysunek 2-9 Rozmieszczenie konwertera neutronów (wariant II) względem kanału poziomego H-2 reaktora MARIA wraz z układem płyt paliwowych.

filtrującego. Konwerter zbudowany jest z 81 płyt uranowych, rozmieszczonych w 6 płaszczyznach równoległych do osi kanału. Analogicznie jak w wariacie I, filtry i moderatory ustawiono ukośnie względem kierunku wiązki pierwotnej (Rysunek 2-9). Dzięki temu, podobnie jak w poprzednim przypadku, praktycznie wyeliminowane zostanie promieniowanie gamma z rdzenia reaktora, natomiast neutrony pochodzące z konwertera niestety nie zostaną w pełni wykorzystane. Również tutaj należy zapewnić równomierność strumienia neutronów szybkich, padających na płaszczyznę początkową moderatora. Realizowane jest to poprzez zmienną gęstość materiału rozpraszającego, która została obliczona podobnie jak nierównomierne odstępstwa pomiędzy rzędami płyt w wariacie I [2.20]; tym razem dla 10 segmentów bloku rozpraszającego. Im dalej od wylotu kanału, tym gęstość powinna być większa. Do budowy bloku zaproponowane zostały trzy materiały: polietylen, pleksiglas i grafit. Rozkład względnej gęstości dla polietylenu w poszczególnych segmentach zawiera Tabela 2-2.

Tabela 2-2 Rozkład gęstości względnej w segmentach bloku rozpraszającego dla polietylenu.

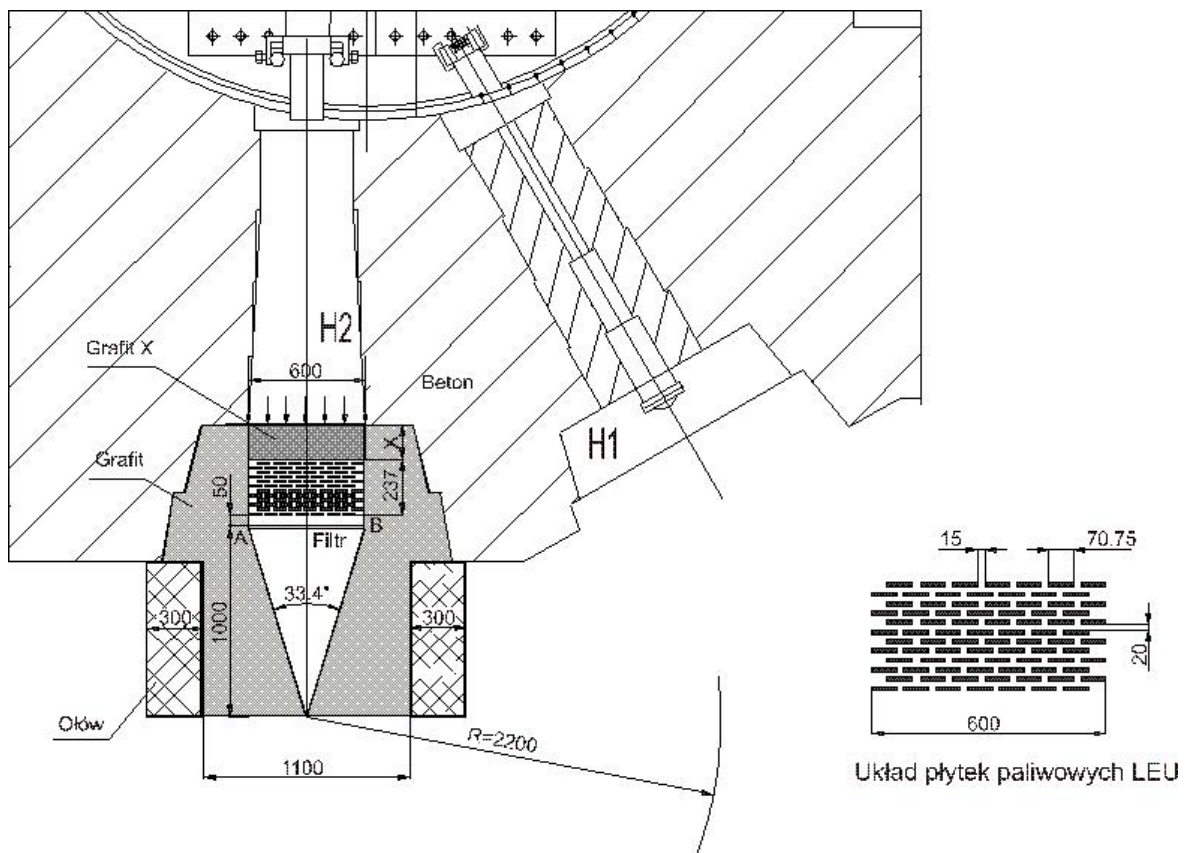
Segment [cm]	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70	70-80	80-90	90-100
Gęstość względna	1.0000	0.2138	0.1243	0.0862	0.0658	0.0526	0.0434	0.0368	0.0316	0.0270

2.5.3.3. Wariant III – konwerter prostopadły do wiązki pierwotnej

W wariantcie ostatnim konwerter zbudowany jest z 84 płyt uranowych, rozmieszczonych w 12 płaszczyznach. Tym razem nie ma potrzeby niesymetrycznego rozmieszczenia elementów paliwowych, ponieważ zarówno konwerter uranowy, jak i układ moderująco-filtrujący znajdują się na osi kanału H-2 reaktora MARIA (Rysunek 2-10). W wariantcie III neutrony termiczne z reaktora oraz neutrony szybkie z rozszczepień zostaną najpełniej wykorzystane, a więc należy spodziewać się najlepszej wydajności konwertera. Wadą będzie obecność silnej składowej promieniowania gamma z rdzenia reaktora, którą należy zredukować filtrem bizmutowym bądź ołowianym. Geometria układu jest w wariantcie tym najprostsza. Z tego względu został on zaproponowany jako konfiguracja o charakterze referencyjnym, do której odnoszone będą warianty I oraz II.

2.6. Symulacje Monte Carlo

Obliczenia numeryczne prowadzone były przy użyciu kodu MCNP. Początkowo używana była wersja 4C [2.22], zainstalowana na platformie HP UNIX. Po ukazaniu się nowszej wersji



Rysunek 2-10 Konfiguracja konwertera neutronów (wariant III) względem kanału poziomego H-2 reaktora MARIA wraz z układem płyt paliwowych.

programu 4C2 [2.23], została ona uruchomiona na komputerze PC Windows (procesor Athlon 1600). Stosowane były standardowe biblioteki neutronowe dystrybuowane wraz z kodem: rmccs, endf60 oraz misc5xs. Są one oparte na amerykańskich bazach danych jądrowych ENDF/B-V.0 i ENDF/B-VI.0 [2.24], przetworzonych do formatu ACE, używanego przez program MCNP, powszechnie stosowanym kodem NJOY [2.25]. W przypadku niektórych materiałów – grafit, lekka i ciężka woda, polietylen oraz pleksiglas – użyto bibliotek termicznych dla węgla w graficie, a także wodoru w H₂O, D₂O i polietylenie. Biblioteki te zawierają dane jądrowe dla energii poniżej 4 eV, czyli w zakresie gdzie kinetyczna energia neutronu staje się porównywalna z energią drgań atomu związanego w cząsteczce, bądź sieci krystalicznej, na którym zachodzi rozproszenie. Powoduje to, że neutron może po zderzeniu nie tylko stracić, ale również zyskać energię. Biblioteki termiczne przygotowywane są modułem LEAPR programu NJOY, w oparciu o widmo oscylacji danego atomu w cząsteczce lub sieci krystalicznej. Dane dla energii termicznych zawarte są w bibliotece programu MCNP nazwanej „tmccs”. Niestety, nie dla wszystkich materiałów biblioteki termiczne są dostępne. Przykładowo, nie istnieje biblioteka dla wodoru w pleksiglasie. Okazuje się, że w takim przypadku użycie danych w zakresie termicznym dla polietylenu jest lepszym przybliżeniem niż traktowanie wodoru w pleksiglasie jako gazu swobodnego; tak też postąpił autor niniejszej pracy. Przy okazji warto podkreślić, że tlen wchodzący w skład lekkiej i ciężkiej wody oraz węgiel w polietylenie, są traktowane jak atomy niezwiązane.

Wyniki symulacji Monte Carlo przeliczone są na jedną cząstkę źródła. Aby otrzymać rzeczywisty strumień albo prąd cząstek, wyniki wystarczy przemnożyć przez całkowitą liczbę neutronów (lub fotonów) emitowanych ze źródła na jednostkę czasu. Jak zostało to wyjaśnione w podrozdziale 2.5.1, wielkość ta nie jest znana. W związku z tym, wszystkie strumienie i prądy neutronów w rozdziale 2 są wyrażone na jeden neutron źródła; w przeciwnym razie zostało to zaznaczone. Dawki względne to ilorazy dwóch wielkości, zatem parametry te są niezależne od intensywności źródła. Program MCNP dopuszcza tylko jeden rodzaj cząstek źródła w danym przebiegu. Ponieważ mamy do czynienia z fotonami pochodzącymi z rdzenia reaktora, a także zrodzonymi w wyniku oddziaływań neutronów, aby obliczyć dowolną wielkość (np. dawkę) związaną z promieniowaniem gamma Γ_{tot} , znormalizowaną na jeden neutron źródła, konieczne są dwa przebiegi symulacji – raz ze źródłem neutronowym, a następnie fotonowym – aby uzyskać ostateczny wynik. Jako że na jeden neutron źródła przypada 1.6356 fotonu (patrz podrozdział 2.5.1), należy posłużyć się równaniem:

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_n + 1.6356\Gamma_\gamma \quad (2-5)$$

gdzie: Γ_n - dowolna wielkość dla kwantów gamma ze źródłem neutronowym na 1 neutron źródła

Γ_γ - dowolna wielkość dla kwantów gamma ze źródłem fotonowym na 1 foton źródła

Do obliczania strumieni i prądów używane były standardowe estymatory kodu MCNP (zwane przez twórców programu „tally”): tally F1 (current integrated over a surface – prąd cząstek), tally F2 (flux averaged over a surface – strumień przez powierzchnię) i tally F4 (flux averaged over a cell – strumień w komórce) [2.22]. W dalszej części pracy wprowadzony zostanie parametr wyrażający liczbę cząstek przechodzących przez koło o promieniu 30 cm. Do jego wyliczenia służył estymator F1, odpowiednio zmodyfikowany, tak aby wziąć pod uwagę jedynie cząstki poruszające się w jednym, wybranym kierunku. Dla strumienia przez powierzchnię (F2) w programie MCNP nie ma możliwości bezpośredniego rozdzielenia cząstek w zależności od kierunku ruchu; dlatego przedstawia on całkowity strumień w dowolnym kierunku. W przypadku dawek stosowany był estymator F6, który umożliwia obliczenie energii zdeponowanej w komórce dla neutronów i fotonów.

W początkowej fazie symulacji komputerowych nie stosowano żadnych technik redukcji wariancji (poza tymi, które są domyślnie wprowadzone w MCNP). Wraz ze wzrostem komplikacji modelowanych układów, tudzież odległości między źródłem a miejscem gdzie zbierane były wyniki, konieczne stało się użycie generatora wag. Właściwe przypisanie poszczególnym komórkom różnych wag, w zależności od ich znaczenia w rozważanej konfiguracji, pozwala na uzyskanie dokładniejszych wyników w tym samym czasie. Uzyskane w trakcie obliczeń błędy względne były bardzo małe i tylko incydentalnie przekraczały 3%; działo się tak przy bardzo małych wartościach pola promieniowania (głównie przy obliczaniu dawek fotonów „in-air”, pochodzących od kwantów gamma z rdzenia reaktora).

2.7. Wybór wariantu konwertera neutronów

W procesie wyboru wariantu konwertera badana była jego wydajność, w zależności od zastosowanych płyt paliwowych oraz grubości bocznych osłon grafitowych. Przeprowadzono także porównanie trzech zaproponowanych wariantów z wyselekcjonowanymi uprzednio osłonami bocznymi. W przypadku wariantu II, należało dodatkowo ustalić optymalny materiał rozpraszający neutrony wychodzące z kanału reaktora.

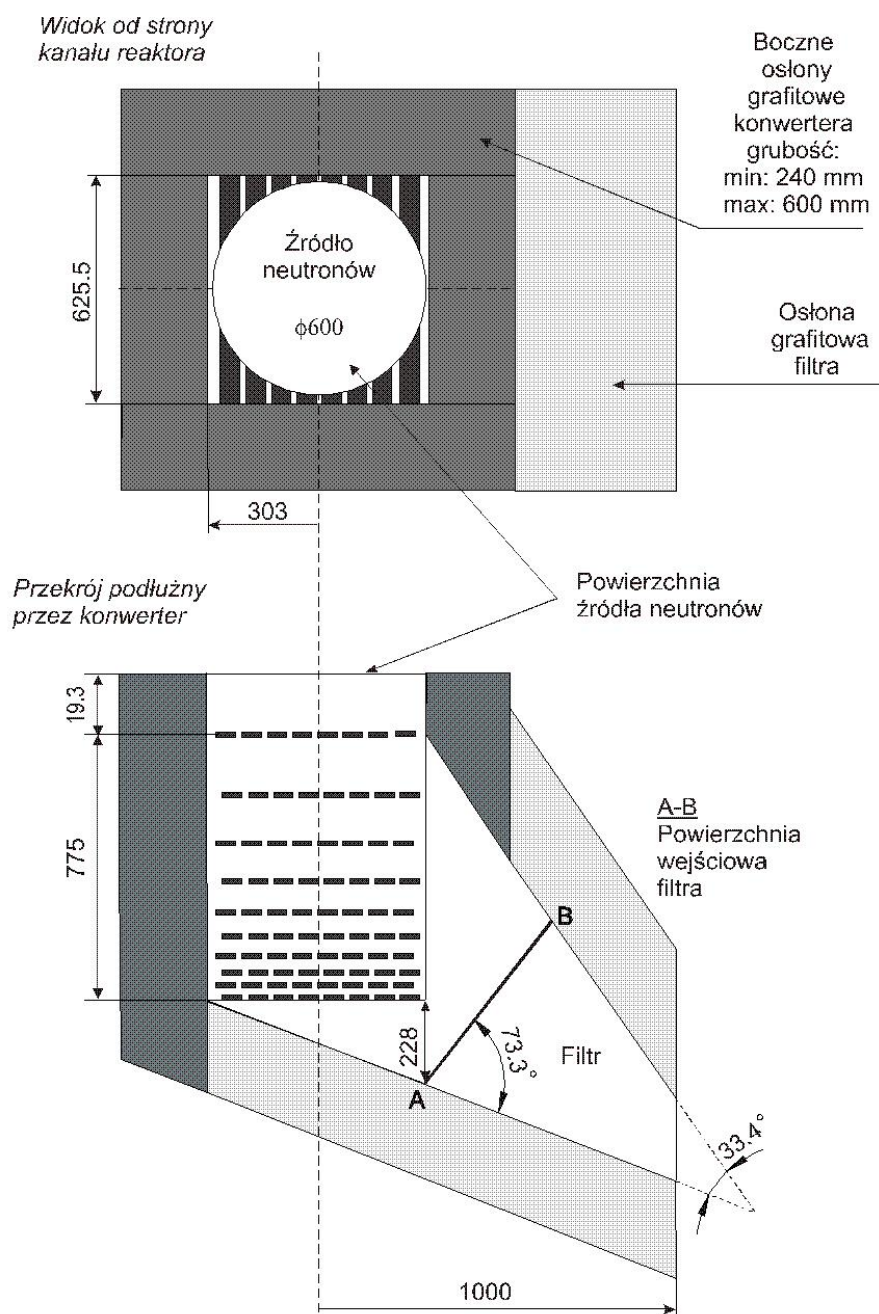
Na tym etapie obliczeń nie był modelowany układ filtrów-moderatorów. W związku z tym niezasadnym byłoby przyjęcie strumienia neutronów epitermicznych jako kryterium do

porównywania poszczególnych konfiguracji. Ponieważ neutrony epitermiczne zostaną uzyskane w wyniku spowolnienia neutronów prędkich, wydajność konwertera opisuje liczba neutronów szybkich, pochodzących z rozszczepień, zmierzających w pożądanym kierunku. Przez neutrony prędkie rozumieć tu będziemy neutrony o energii większej niż 10 keV. Zdefiniowany został bezwymiarowy parametr ϕ^{60} , który równy jest liczbie neutronów prędkich przechodzących przez powierzchnię koła o średnicy 60 cm, usytuowanego bezpośrednio na wylocie konwertera (a więc na wlocie przyszłego moderatora), przypadającej na jeden neutron źródła [2.26]. Przy wyliczaniu ϕ^{60} brane były pod uwagę tylko cząstki przechodzące w kierunku „konwerter-pacjent”.

Przy porównywaniu wariantów I, II i III, odnośnie promieniowania gamma, użyty został – zdefiniowany analogicznie jak powyżej – parametr ϕ^γ , który wyraża całkowitą (czyli zarówno z oddziaływań neutronów, jak i kwantów gamma z kanału reaktora) liczbę fotonów przechodzących przez powierzchnię koła o średnicy 60 cm, usytuowanego tak jak dla ϕ^{60} , na jeden neutron źródła.

2.7.1. Symulacje komputerowe dla wariantu I

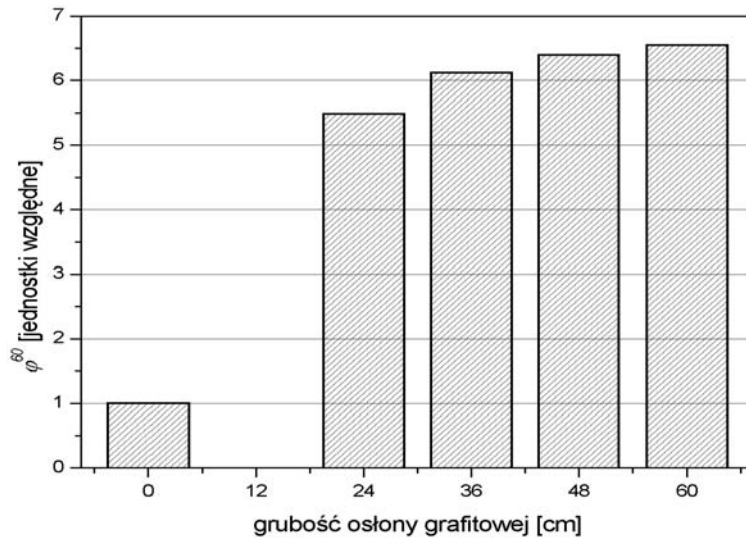
Do obliczeń Monte Carlo w tym wariantcie przyjęta została geometria, którą przedstawia Rysunek 2-11. Płyty paliwowe (80 sztuk) rozmieszczone są wewnątrz prostopadłościanu o wymiarach $606 \times 625.5 \times 775 \text{ mm}^3$, osłoniętego grafitem, którego grubość była zmieniana i stanowiła krotność 120 mm. Powierzchnia źródła znajduje się 19.3 mm przed pierwszą warstwą płyt uranowych. Przestrzenie między elementami konwertera i osłon wypełniono powietrzem.



Rysunek 2-11 Uproszczona geometria wariantu I konwertera przyjęta do symulacji komputerowych.

Zbadana została wydajność konwertera w zależności od grubości osłon bocznych; wypełniono konwerter płytami LEU z paliwem Al-U. Wzięto również pod uwagę, jako punkt odniesienia, konfigurację bez osłon grafitowych. Rysunek 2-12 pokazuje, że wydajność ta zwiększa się zauważalnie do grubości 36 cm grafitu; potem jej wzrost jest mało znaczący. Dokładne wartości liczbowe parametru ϕ^{60} prezentuje Tabela 2-3. Warto zauważyć jak fundamentalne znaczenie ma zastosowanie osłon konwertera. Neutrony prężkie, które nie poruszają się w kierunku pozycji pacjenta, są moderowane w graficie i część z nich powraca

do konwertera, powodując rozszczepienia ^{235}U . Zdecydowano, że za optymalną grubość bocznych osłon grafitowych w wariancie I zostanie uznane 36 cm.



Rysunek 2-12 Wpływ grubości bocznych osłon grafitowych na wielkość parametru ϕ^{60} w wariancie I.

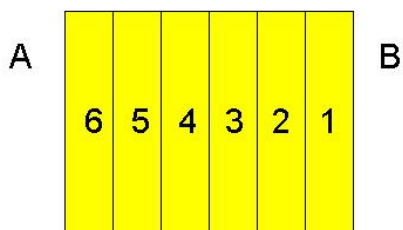
Tabela 2-3 Zestawienie wyników symulacji komputerowych dla wariantu I konwertera.

		ϕ^{60}							
Rodzaj płyty:	LEU Al-U	x	x	x	x	x			
	LEU Al-U ₃ O ₈							x	
	HEU								x
Grubość bocznej osłony grafitowej	0 cm	0.033							
	24 cm		0.181						
	36 cm			0.202				0.202	0.176
	48 cm				0.211				
	60 cm					0.216			

Następnie przeliczone zostały przypadki z pozostałymi płytami paliwowymi dla osłon 36 cm. Jak widać (Tabela 2-3), oba typy płyt LEU zapewniają taką samą ilość neutronów prędkich z rozszczepień; i jest ona większa niż w przypadku płyt o wysokim wzbogaceniu. Czynnikiem decydującym okazuje się więc ilość ^{235}U w elemencie paliwowym.

Tabela 2-4 Rozkład przestrzenny strumienia neutronów prędkich na wyjściu konwertera w wariancie I – wyniki znormalizowane są do powierzchni nr 1.

Numer powierzchni	1	2	3	4	5	6
Względna wartość strumienia neutronów $E > 10$ keV	1.000	1.029	1.073	1.131	1.197	1.219



Rysunek 2-13 Schemat geometrii do obliczania równomierności rozkładu przestrzennego strumienia neutronów na wyjściu konwertera (powierzchnia A-B).

Następnie obliczone zostały strumienie neutronów szybkich przechodzących przez każdy z prostokątów. Zebrane wyniki – względem powierzchni numer 1 – przedstawia Tabela 2-4.

Nierównomierność rozkładu pola neutronów rośnie w miarę zbliżania się do punktu A, jednakowoż nie przekracza ona 22 % i w zasadzie można uznać ją za satysfakcjonującą. Jednorodność strumienia neutronów, po dodaniu systemu filtrująco-moderującego, będzie zależała od konstrukcji całego układu. Z tego względu, nie prowadzono dalszych symulacji – odnośnie rozmieszczenia rzędów płyt paliwowych w konwerterze dla wariantu I – w celu polepszenia równomierności pola promieniowania. Powyższe rezultaty mają charakter pilotażowy i mogą być traktowane jako weryfikacja poprawności modelu przyjętego do obliczeń przeprowadzonych przez K. Pytla oraz J. Dąbkowskiego [2.20].

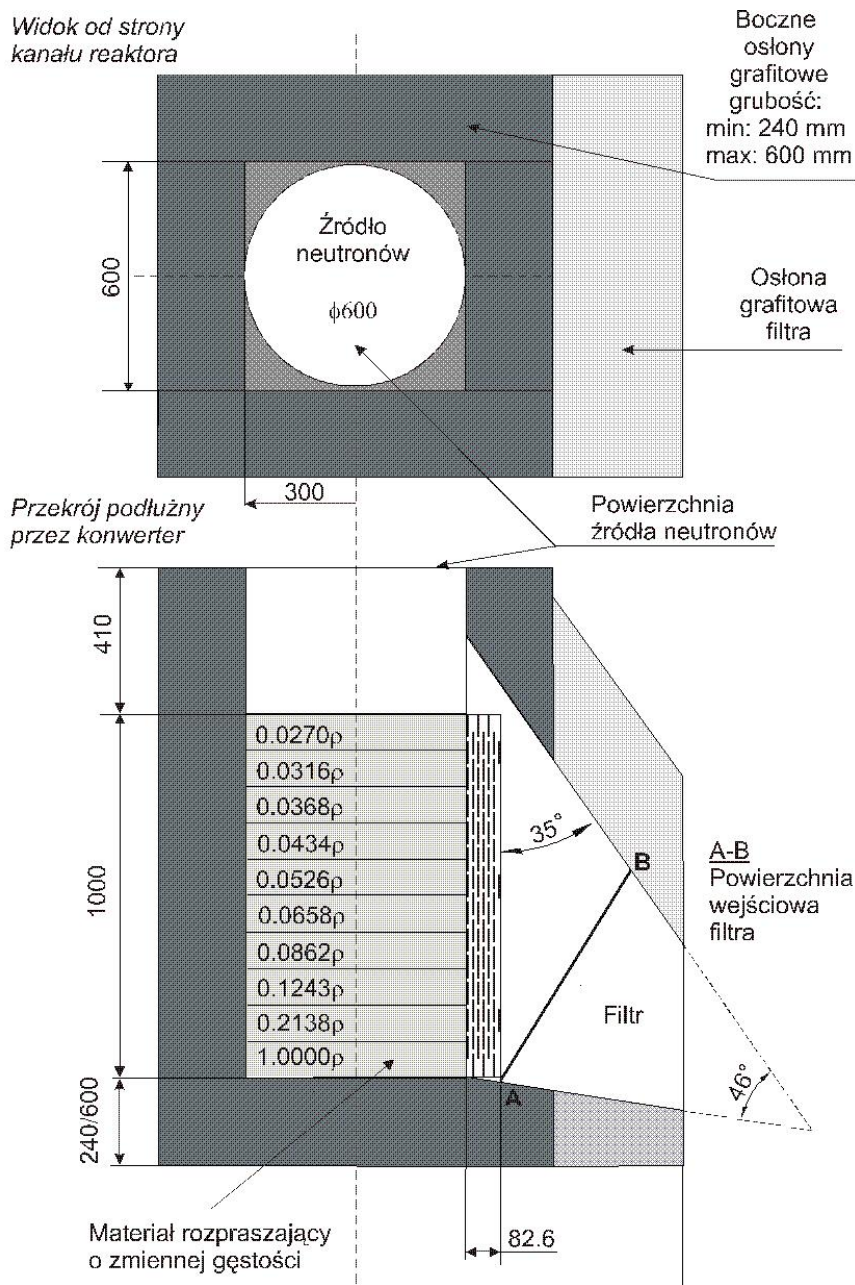
2.7.2. Symulacje komputerowe dla wariantu II

W wariacie II wiązka neutronów termicznych z kanału reaktora pada na blok rozpraszający, natomiast sam konwerter – składający się z 81 płyt paliwowych, rozmieszczonych w 6 płaszczyznach, z 12 mm odstępem pomiędzy płaszczyznami – umieszczony jest poza osią kanału, a więc i zasięgiem wiązki pierwotnej (Rysunek 2-14).

Analogicznie jak w wariacie I, zbadano wpływ zastosowanych płyt paliwowych, grubości osłon grafitowych oraz rozkład przestrzenny neutronów na wyjściu konwertera. Dodatkowo, należało wybrać optymalny materiał rozpraszający neutrony z wiązki pierwotnej. Wzięto pod uwagę trzy materiały:

- polietylen ($\Sigma_{tot} = 1.99 \text{ cm}^{-1}$; $\rho = 1.0 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$)
- pleksiglas ($\Sigma_{tot} = 1.405 \text{ cm}^{-1}$; $\rho = 1.18 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$)
- grafit ($\Sigma_{tot} = 0.623 \text{ cm}^{-1}$; $\rho = 2.62 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$)

przy czym optymalizację bocznych osłon grafitowych, a także płyt uranowych, przeprowadzono dla polietylenu.

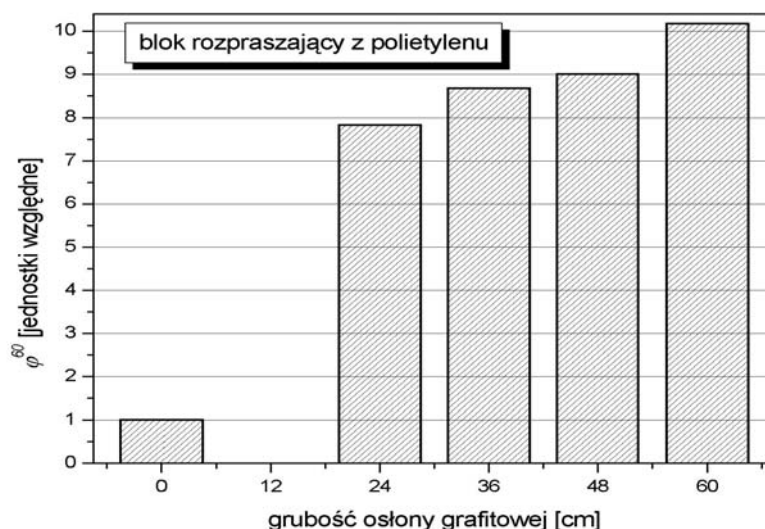


Rysunek 2-14 Uproszczona geometria wariantu II konwertera przyjęta do symulacji komputerowych.

Okazuje się, że w wariantcie II wydajność konwertera zwiększa się zauważalnie ze wzrostem grubości grafitu, aż do 60 cm (patrz Rysunek 2-15); i dlatego taką jego wartość przyjęto do dalszych rozważań w tym wariantcie.

Symulacje dotyczące płyt paliwowych wykazały, że – podobnie jak dla wariantu I – większe wartości parametru ϕ^{60} uzyskuje się stosując płyty o niskim wzbogaceniu. Nie ma znaczenia czy materiałem paliwowym jest Al-U, czy też Al-U₃O₈; w związku z większą masą

^{235}U , w porównaniu z płytami HEU. Komplet uzyskanych wyników dla wariantu II przedstawia Tabela 2-5.



Rysunek 2-15 Wpływ grubości bocznych osłon grafitowych na wielkość parametru ϕ^{60} w wariantcie II – blok rozpraszający wykonany z polietylenu.

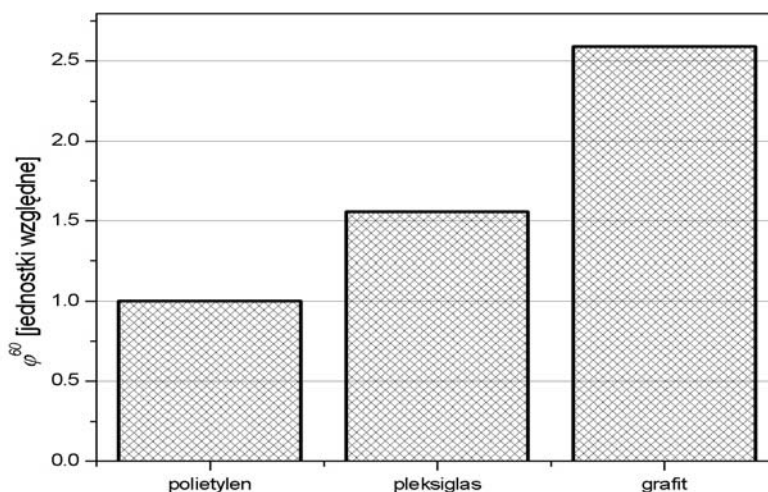
Tabela 2-5 Zestawienie wyników symulacji komputerowych dla wariantu II konwertera.

		ϕ^{60}									
Rodzaj płyty:	LEU Al-U	x	x	x	x	x				x	x
	LEU Al-U ₃ O ₈						x				
	HEU							x			
Blok rozpraszający	polietylen	x	x	x	x	x	x	x			
	pleksiglas									x	
	grafit										x
Grubość bocznej osłony grafitowej	0 cm	0.006									
	24 cm		0.047								
	36 cm			0.052							
	48 cm				0.054						
	60 cm					0.061	0.061	0.054	0.095	0.158	

Dla płyt LEU (Al-U) i 60 cm osłon grafitowych przeprowadzono analizę wydajności układu, w zależności od zastosowanego materiału bloku rozpraszającego. Wyniki liczbowe parametru ϕ^{60} prezentuje Tabela 2-5, natomiast zależności względne obrazuje Rysunek 2-16.

Jak widać najlepsze rezultaty przynosi użycie grafitu, który zdecydowanie przewyższa pozostałe dwa materiały.

Podsumowując, w wariancie II optymalną konfiguracją jest zastosowanie grafitu zarówno do konstrukcji bloku rozpraszającego, jak i osłon bocznych, których grubość powinna wynosić 60 cm. Konwerter winien składać się z płyt LEU.



Rysunek 2-16 Wpływ materiału bloku rozpraszającego na parametr φ^{60} przy osłonie grafitowej 60 cm oraz z zastosowaniem płyt LEU.

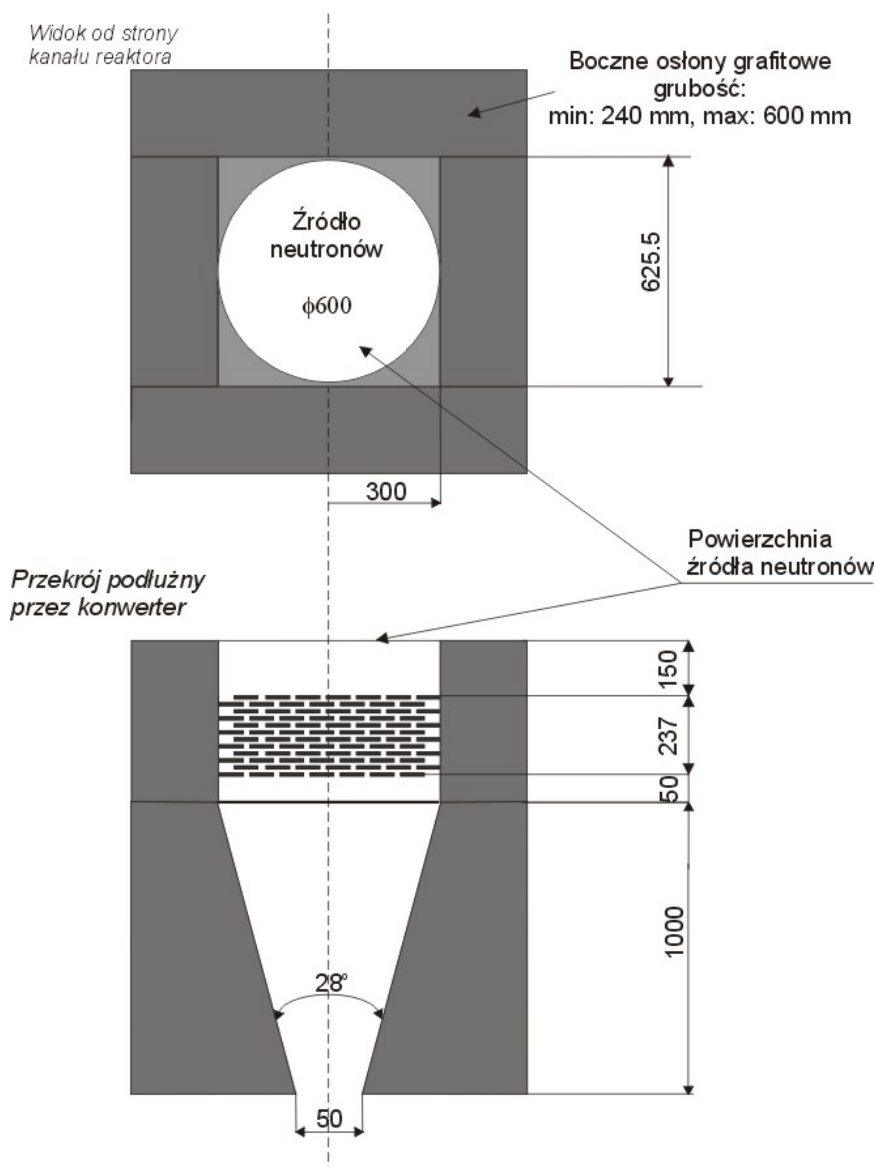
Tak jak i w wariancie poprzednim, dokonano pilotażowych obliczeń odnośnie jednorodności wiązki neutronów w wybranych konfiguracjach, które prezentuje Tabela 2-6. Procedura dzielenia płaszczyzny A-B (Rysunek 2-14) na sześć części była dokładnie taka sama jak dla wariantu I.

Tabela 2-6 Względny rozkład przestrzenny strumienia neutronów prędkich na wyjściu konwertera, znormalizowany do powierzchni 1 w wariancie II.

Rozpraszacz	Osłona grafitowa [cm]	Numer powierzchni					
		1	2	3	4	5	6
Polietylen	0 cm	1.000	0.972	0.934	0.825	0.685	0.458
	24 cm	1.000	0.987	0.943	0.917	0.891	0.855
Grafit	60 cm	1.000	1.017	1.043	1.111	1.154	1.162

Niejednorodność strumienia neutronów prędkich na wylocie konwertera uwarunkowana jest nie tylko przez materiał bloku rozpraszającego, ale i grubość osłon bocznych. Widać, że obecność grafitu wokół konwertera wyraźnie pomaga w uzyskaniu bardziej jednorodnego rozkładu pola neutronów. Jest to skutek wielokrotnych rozproszeń w osłonach, jakim ulegają neutrony z rozszczepienia. Powyższe wyniki sugerują, że po dodaniu filtrów homogeniczność

strumienia neutronów na ich wylocie może się jeszcze poprawić; a zatem konfiguracja elementów paliwowych wpływa w coraz mniejszym stopniu na ten czynnik, gdy dodawane są kolejne elementy źródła neutronów epitermicznych do celów terapii borowo-neutronowej. W dalszej części pracy zostanie pokazane, że możliwe jest uzyskanie prawie jednorodnego strumienia neutronów epitermicznych na wylocie układu filtrów, przy równoczesnej kilkunastoprocentowej niejednorodności strumienia neutronów prędkich na wylocie konwertera uranowego. Wobec tego, samo rozmieszczenie płyt (lub prętów) paliwowych nie ma aż tak zasadniczego znaczenia jak się początkowo wydawało. Poczyniona tutaj obserwacja zostanie wykorzystana w czasie dalszej optymalizacji konwertera, gdzie elementy paliwowe zostaną rozłożone równomiernie.



Rysunek 2-17 Uproszczona geometria wariantu III konwertera przyjęta do symulacji komputerowych.

2.7.3. Symulacje komputerowe dla wariantu III

W odróżnieniu od dwóch poprzednich wariantów, wszystkie elementy układu – łącznie z konwerterem – umieszczone są na osi kanału reaktora (Rysunek 2-17). W związku z tym nie badano tutaj jednorodności strumienia neutronów na wylocie konwertera, poprzestając na optymalizacji osłon grafitowych oraz analizie wpływu stosowanych płyt uranowych na wydajność konwertera. Płyty te rozmieszczono w 12 rzędach, po 7 płyt w każdym z nich; tym razem odstępy między rzędami były równomierne.

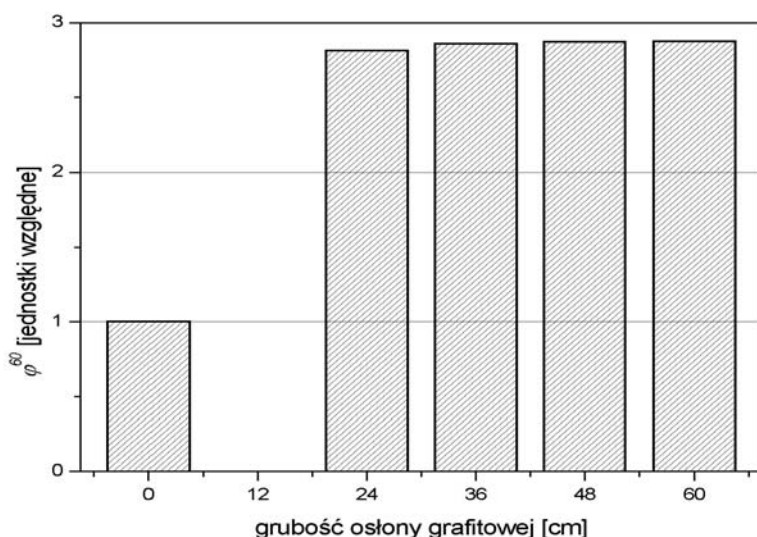
Optymalną grubością bocznych osłon grafitowych w wariantcie III wydaje się 24 cm, bowiem dalsze ich powiększanie praktycznie nie przynosi znaczących korzyści. W

obliczeniach dotyczących osłon bocznych – podobnie jak w pozostałych wariantach – założono płyty LEU (Al-U). Rysunek 2-18 prezentuje względne wartości parametru ϕ^{60} w omawianym wariacie, zaś dokładne wartości liczbowe zawiera Tabela 2-7.

Po raz kolejny potwierdziło się, że płyty wysokowzbogacone są mniej wydajne niż płyty LEU; aczkolwiek tym razem, dla tych drugich, paliwo Al-U₃O₈ daje minimalnie lepsze rezultaty niż Al-U (Tabela 2-7).

Uznano, że w wariacie III najlepszą konfiguracją jest konwerter zbudowany z płyt LEU, otoczony osłonami grafitowymi o grubości 24 cm.

Część symulacji odnośnie tego etapu obliczeń była równolegle prowadzona kodem FLUKA (nie były one wykonywane przez doktoranta), a uzyskane wyniki pokazały dużą zgodność [2.26].



Rysunek 2-18 Wpływ grubości bocznych osłon grafitowych na wielkość parametru ϕ^{60} w wariacie III.

Tabela 2-7 Zestawienie wyników symulacji komputerowych dla wariantu III konwertera.

		ϕ^{60}							
Rodzaj płyty:	LEU Al-U	x	x	x	x	x			
	LEU Al-U ₃ O ₈						x		
	HEU								x
Grubość bocznej osłony grafitowej	0 cm	0.130							
	24 cm		0.365					0.367	0.324
	36 cm			0.371					
	48 cm				0.373				
	60 cm					0.373			

2.7.4. Porównanie wariantów I, II i III

Na podstawie poprzednich rozważań, ustalona została optymalna konfiguracja każdego z wariantów. We wszystkich przypadkach konwerter winien składać z płyt LEU, zaś grubość bocznych osłon grafitowych dla wariantów I, II i III powinna wynosić odpowiednio: 36 cm, 60 cm i 24 cm. W wariacie II blok rozpraszający należy wykonać z grafitu. Takie też parametry założono w symulacjach odnośnie porównania trzech proponowanych opcji.

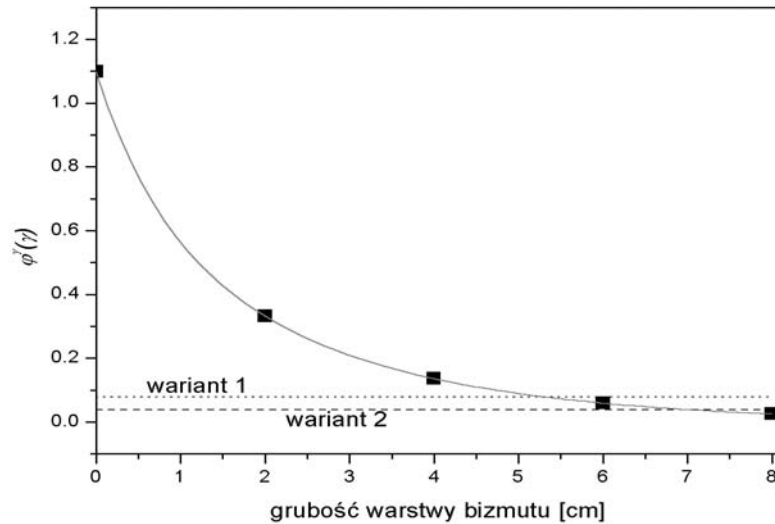
Bezpośrednie porównanie wartości parametru ϕ^{60} , podanych w poprzednich podrozdziałach, nie jest właściwe, ponieważ różny był kształt kolimatora (Rysunek 2-11, Rysunek 2-14 i Rysunek 2-17), co miało wpływ na wartość albedo w każdym przypadku. Co prawda, przy obliczaniu parametru ϕ^{60} brane są pod uwagę tylko neutrony przechodzące przez płaszczyznę wylotu konwertera w kierunku pozycji pacjenta, jednakże część neutronów prędkich (po rozproszeniach i termalizacji w kolimatorze) wraca do elementów paliwowych, powodując kolejne rozszczepienia. Mając to na uwadze, przy porównaniu wydajności wariantów na wylocie konwertera, modelowany był taki sam kolimator (stożek ścięty o długości 900 mm, średnica wlotu 600 mm, zaś średnica wylotu 200 mm), aby zapewnić porównywalność wyników.

Dodatkowo, w wariacie III wprowadzona została warstwa bizmutu pomiędzy źródłem a konwerterem, ażeby zredukować liczbę kwantów gamma pochodzących bezpośrednio z rdzenia reaktora. Sprawdzono kiedy ilość fotonów z reaktora na wylocie konwertera w wariacie III staje się porównywalna z analogiczną wielkością dla wariantów I i II. Dopiero dla tej grubości bizmutu porównane zostały wartości parametru ϕ^{60} we wszystkich trzech wariantach. Wcześniej zdefiniowany został parametr ϕ^γ , jako całkowita liczba fotonów przechodzących przez powierzchnię koła o średnicy 60 cm, za wylotem konwertera, na jeden neutron źródła. W niniejszych rozważaniach $\phi^\gamma(n)$ oznaczać będzie liczbę fotonów przy źródle neutronowym, natomiast $\phi^\gamma(\gamma)$ liczbę fotonów, gdy źródło opuszczają jedynie kwanty gamma (przeliczone na jeden neutron źródła). Naturalnie $\phi^\gamma = \phi^\gamma(n) + \phi^\gamma(\gamma)$. Rezultaty symulacji (Tabela 2-8, Rysunek 2-19) pokazują, że wartości $\phi^\gamma(\gamma)$ są zbliżone gdy w wariacie III zastosuje się 6 cm bizmutu.

Tabela 2-8 Parametry wiązki fotonów na wyjściu konwertera neutronów.

	$\phi^\gamma(n)$	$\phi^\gamma(\gamma)$	ϕ^γ
Wariant I - osłona grafitowa 36 cm	0.402	0.079	0.480
Wariant II - osłona grafitowa 60 cm	0.387	0.038	0.425
Wariant III - osłona grafitowa 24 cm			

Warstwa bizmutu: brak	0.716	1.099	1.815
2 cm	0.634	0.332	0.967
4 cm	0.560	0.136	0.697
6 cm	0.498	0.059	0.557
8 cm	0.442	0.026	0.468



Rysunek 2-19 Zależność liczby fotonów z reaktora na wyjściu konwertera od grubości warstwy bizmutu w wariantcie III.

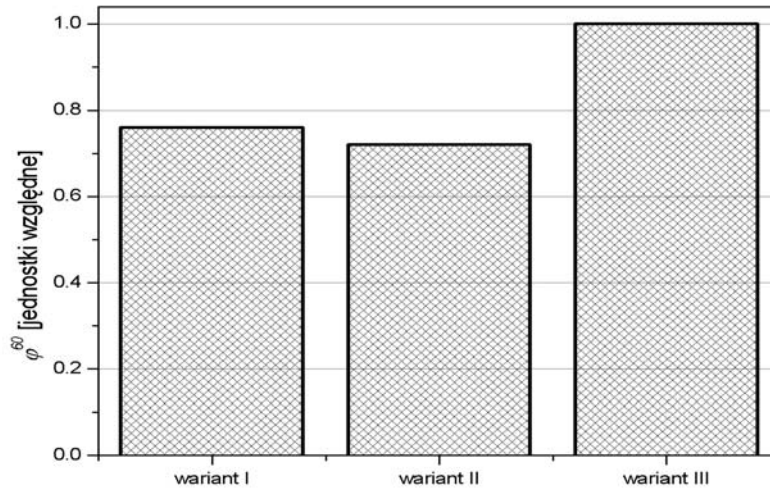
Tabela 2-9 Parametr ϕ^{60} dla porównywanych konfiguracji konwertera.

	ϕ^{60}
Wariant I - osłona grafitowa 36 cm	0.229
Wariant II - osłona grafitowa 60 cm	0.217
Wariant III - osłona grafitowa 24 cm	
Warstwa bizmutu: brak	0.343
2 cm	0.340
4 cm	0.323
6 cm	0.301
8 cm	0.278

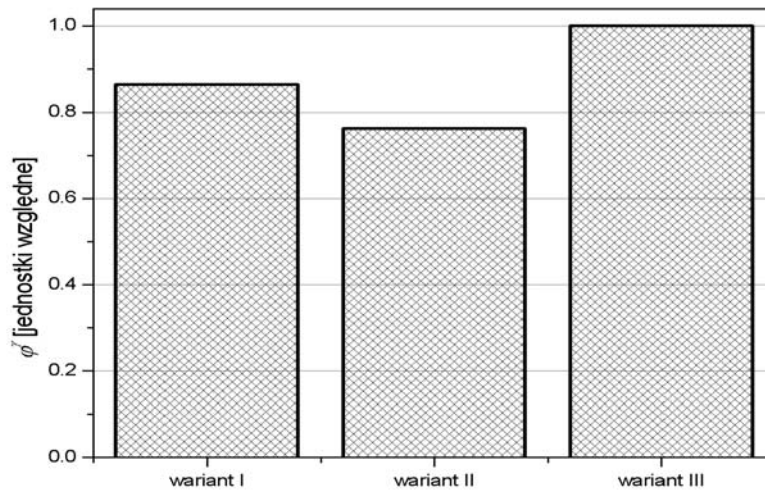
Tabela 2-9 przedstawia bezwzględne wartości parametru ϕ^{60} w rozważanych konfiguracjach. Porównanie parametrów wiązki w wariantach I i II, względem trzeciego, przeprowadzono przy założeniu 6 cm warstwy Bi pomiędzy wylotem kanału a konwerterem w wariantcie III (Rysunek 2-20, Rysunek 2-21). Zgodnie z przewidywaniami, najlepszą wydajność konwertera osiąga się w wariantcie III, ale różnica nie jest atak znacząca, bowiem w wariantach I oraz II względna efektywność wynosi odpowiednio 76 % i 72 %. Nawet gdyby porównanie prowadzić w wariantem III bez bizmutu, względne wydajności konwertera

wyniosłyby 67 % i 63 %, co jest zupełnie przyzwoitym wynikiem, zważywszy że neutrony z rozszczepienia w dwóch pierwszych wariantach są zbierane w mniejszy kąt bryłowy. Dla odmiany, w wariacie III mamy więcej kwantów gamma, ale – po zastosowaniu bizmutu – nie jest to wielkość znacząca.

Ze względu na uwarunkowania omówione w podrozdziale 2.4, wariant III ma charakter referencyjny, zatem wybór ograniczony jest do dwóch konfiguracji. Parametry wiązki w wariantach I oraz II są porównywalne, zarówno jeśli chodzi o neutrony jak i kwanty gamma. Wariant I jest prostszy do realizacji, ponieważ nie wymaga obecności bloku rozpraszającego, co ułatwi budowę konwertera i pozwoli zmniejszyć rozmiary całego urządzenia. Dlatego zdecydowano, że wariant I będzie podstawą do dalszej optymalizacji źródła neutronów epitermicznych dla terapii BNCT, przy reaktorze MARIA.



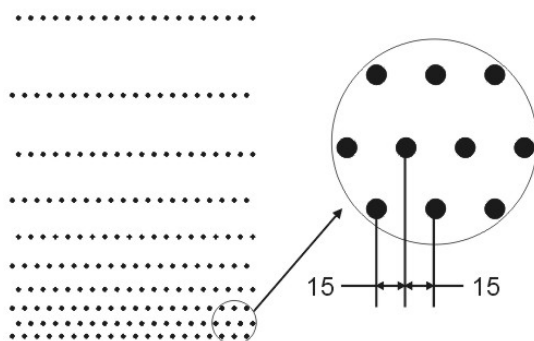
Rysunek 2-20 Względne wartości parametru ϕ^{60} . Warianty I i II porównano z wariantem III dla 6 cm bizmutu.



Rysunek 2-21 Względne wartości parametru ϕ . Warianty I i II porównano z wariantem III dla 6 cm bizmutu.

2.8. Wstępna optymalizacja konwertera neutronów w wariacie I

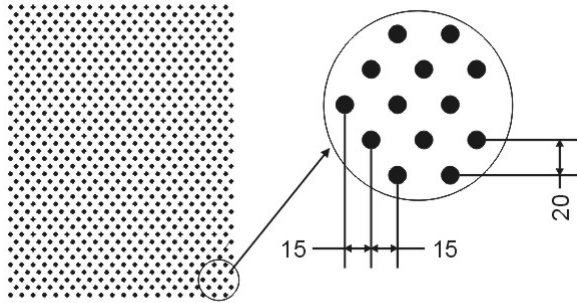
W efekcie symulacji omówionych powyżej, do dalszych rozważań wybrano wariant I z 36 cm osłonami grafitowymi. Ze względów ekonomicznych do budowy konwertera zaproponowano wykorzystanie prętów EK-10 (patrz podrozdział 2.5.2), zamiast płyt paliwowych. Liczba i rozmieszczenie elementów paliwowych w rzędach pozostały takie jak poprzednio (Rysunek 2-11), natomiast zwiększono ilość prętów w poszczególnych rzędach do 20, zaś odstęp między ich środkami wynosił 30 mm (Rysunek 2-22). Aby lepiej wykorzystać neutrony termiczne z kanału reaktora, pręty w danym rzędzie są usytuowane w środku przerwy między prętami w rzędach sąsiadujących. Tę konfigurację oznaczono jako IA. W efekcie zmian masa ^{235}U w całym konwerterze wzrosła do 1.609 kg (w wariacie I było to 0.9945 kg).



Rysunek 2-22 Schemat rozmieszczenia prętów paliwowych EK-10 w wariacie IA.

Po dokonaniu tych modyfikacji parametry wiązki wyniosły: $\phi^{60} = 0.223$, $\phi^{\gamma} = 0.419$; a więc różnice w porównaniu z wariantem I okazały się niewielkie ($\phi^{60} = 0.229$, $\phi^{\gamma} = 0.480$ – patrz Tabela 2-8 i Tabela 2-9). Mimo większej masy ^{235}U w konwerterze, liczba neutronów prędkich minimalnie zmalała, co można tłumaczyć mniej korzystnym rozmieszczeniem

materiału rozszczepialnego w prętach, w porównaniu z płytami. W przypadku płyt uran wypełnia bardziej równomiernie objętość konwertera, co daje większą szansę na oddziaływanie z neutronem termicznym.



Rysunek 2-23 Schemat rozmieszczenia prętów paliwowych EK-10 w wariacie IA_1 bez chłodziwa.

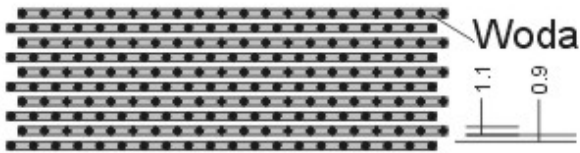
Ponieważ pręty EK-10 są łatwo dostępne w IEA w Świerku, postanowiono kontynuować prace pod kątem ich wykorzystania. Przede wszystkim zdecydowano się zwiększyć masę ^{235}U w konwerterze, która zwykle wynosi kilka kilogramów; nawet przekracza 7 kg [2.1]. Zbadano także czy inne rozlokowanie prętów (mniejsze przesławy między poszczególnymi prętami patrząc od strony

płaszczyzny wylotu kanału reaktora) pozwoli uzyskać lepsze parametry wiązki.

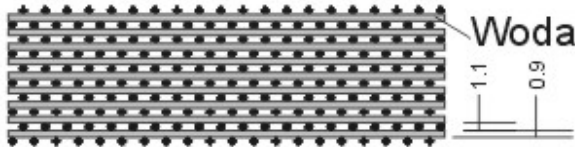
Tabela 2-10 Parametr ϕ^{60} dla wariantów IA_1 oraz IA_2.

	ϕ^{60}
IA „podstawowy”	0.223
IA_1 bez chłodziwa	0.307
IA_1 lekka woda „w rzędach”	0.146
IA_1 lekka woda „miedzy rzędami”	0.060
IA_1 ciężka woda „w rzędach”	0.135
IA_1 ciężka woda „miedzy rzędami”	0.131
IA_2 bez chłodziwa	0.297
IA_2 lekka woda „w rzędach”	0.143
IA_2 lekka woda „miedzy rzędami”	0.060
IA_1 bez chłodziwa, 5 cm Pb, osłona grafitowa 36cm	0.315
IA_1 bez chłodziwa, 5 cm Pb, osłona grafitowa 24cm	0.266

W efekcie, przeprowadzono symulacje dla wariantu nazwanego IA_1, gdzie liczba prętów wynosiła 780 (6.275 kg ^{235}U). Rozmieszczone one były w 39 rzędach, po 20 sztuk w każdym, oddalonym o 2 cm od sąsiedniego rzędu, przy czym środki prętów w sąsiadujących rzędach były wzajemnie przesunięte o 1.5 cm (Rysunek 2-23). Dodatkowo przeanalizowano wpływ moderatora w konwerterze na jego wydajność. Woda, zarówno lekka jak i ciężka, znajdowała się bądź pomiędzy prętami w danym rzędzie, bądź też w przestrzeni między rzędami (Rysunek 2-24, Rysunek 2-25).



Rysunek 2-24 Rozmieszczenie prętów EK-10 w wariacie IA_1 z moderatorem "w rzędach".

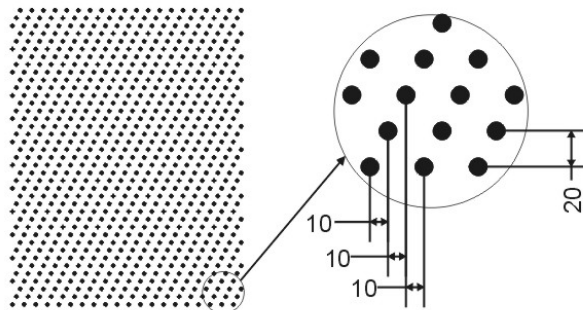


Rysunek 2-25 Rozmieszczenie prętów EK-10 w wariacie IA_1 z moderatorem "miedzy rzędami".

Zmodyfikowano także konfigurację prętów w konwerterze, tak aby zapewnić bardziej równomierne ich rozmieszczenie (tj. zmniejszyć prześwity) – wariant IA_2, w którym środki prętów w sąsiednich rzędach są przesunięte o 1 cm „z okresem 3” (Rysunek 2-26). Dla wariantu IA_2 badano także układy z H₂O jako chłodziwem.

Na tym etapie pominięta została kwestia jednorodności wiązki neutronów na wylocie konwertera uranowego. Będzie ona rozważana ponownie, po

zakończeniu optymalizacji układu filtrująco-moderującego, ponieważ oczekuje się, że jego obecność będzie miała duży wpływ na ten parametr. Wyniki obliczeń przedstawia Tabela 2-10.



Rysunek 2-26 Schemat rozmieszczenia prętów paliwowych EK-10 bez chłodziwa.

Stosowanie chłodziwa, zarówno wody lekkiej jak i ciężkiej, ujemnie wpływa na wydajność konwertera uranowego. W związku z tym, wytworzone ciepło należy odprowadzać przy użyciu powietrza; tak jak to było pierwotnie planowane. Zgodnie z oczekiwaniami, zwiększenie masy materiału rozszczepialnego spowodowało wzrost parametru ϕ^{60} , jednakże prawie czterokrotny przyrost masy ²³⁵U przyniósł tylko około 40 % poprawę wydajności konwertera. Bardziej szczegółowe wyniki symulacji związanych z samoabsorpcją są przedstawione w raporcie IFJ [2.27]. Okazuje się, że wariant IA_2 nie przynosi poprawy parametru ϕ^{60} , choć wydawało się, że zastosowane w nim rozłożenie

prętów uranowych pozwoli lepiej wykorzystać pierwotną wiązkę neutronów. Najwyraźniej, dominującą rolę odgrywają rozproszenia w osłonach grafitowych.

Badany był również wpływ 5 cm warstwy ołowiu otaczającej osłony grafitowe w wariantcie IA_1 bez chłodziwa (Tabela 2-10). Ołów jest pierwiastkiem o dużej liczbie masowej i oczekiwano, że będzie zmniejszał ucieczkę neutronów z grafitu na zewnątrz układu. Okazało się jednak, że korzyść wynikająca z zastosowania ekranu jest bardzo mała. Ze względów bezpieczeństwa prawdopodobnie nie wszędzie uda się zastosować osłony grafitowe o zalecanej grubości 36 cm. Symulacje pokazują, że cieńsza (24 cm) warstwa grafitu, nawet z osłoną ołowianą, przyczynia się do zauważalnego zmniejszenia parametru ϕ^{60} . W związku z tym – jeśli tylko jest to możliwe – należy budować grubsze (36 cm) osłony z grafitu, co zapewni lepszą termalizację neutronów prędkich, które bezpośrednio po rozszczepieniu nie podążają w kierunku płaszczyzny wlotowej układu filtrów.

Przekrój czynny na rozszczepienie ^{235}U w zakresie termicznym jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalny do prędkości neutronu. Zrodził się pomysł, aby moderować neutrony epitermiczne w warstwie H_2O lub D_2O otaczającej bezpośrednio pręt EK-10. Z drugiej strony, neutrony termiczne mogą zostać w warstwie tej pochłonięte. Wyniki obliczeń – przeprowadzonych dla grubości 1 mm i 2 mm – pokazują (Tabela 2-11), że ten drugi efekt przeważa i straty związane z absorpcją neutronów termicznych są większe niż zyski z moderowania neutronów epitermicznych.

Tabela 2-11 Parametr ϕ^{60} dla wariantu IA_1 z prętami otoczonymi moderatorem.

	ϕ^{60}
IA_1 bez chłodziwa	0.307
IA_1 woda lekka 1mm	0.206
IA_1 woda ciężka 1mm	0.265
IA_1 woda lekka 2mm	0.162
IA_1 woda ciężka 2mm	0.211

Wstępna optymalizacja konwertera neutronów pokazała, że racjonalne jest zwiększenie masy materiału rozszczepialnego w konwerterze. Ciepło powinno być odprowadzane bez udziału chłodziwa. Użycie ekranu ołowianego wokół osłon grafitowych jest niezasadne; większe znaczenie ma odpowiednia grubość grafitu. Sposób rozmieszczenia prętów w przestrzeni konwertera, w zasadzie, nie ma znaczenia dla wydajności układu opisywanego parametrem ϕ^{60} , zaś otaczanie elementów paliwowych moderatorem nie przynosi zysków.

Następnym etapem była optymalizacja systemu moderującego i filtrującego wiązkę. W czasie tych symulacji założono, że konwerter składa się z 780 prętów EK-10, a osłony

boczne stanowi 36 cm warstwa grafitu. Konwerter neutronów będzie jeszcze ponownie udoskonalany w dalszej części pracy.

2.9. Filtr-moderator neutronów

Układ do moderowania i filtrowania neutronów powinien odznaczać się stosunkowo dużym przekrojem czynnym na rozpraszanie dla neutronów prędkich i małym przekrojem czynnym dla neutronów epitermicznych. Najlepsze są stosunkowo lekkie pierwiastki, z uwagi na większe straty energii neutronów w czasie zderzeń, w porównaniu z pierwiastkami ciężkimi, oraz nieizotropowe rozpraszanie, w którym - zgodnie z przybliżonym wzorem - w układzie laboratoryjnym kierunek ruchu neutronu taki jak przed zderzeniem jest bardziej prawdopodobny [2.28]:

$$\bar{\mu} = \frac{2}{3A} \quad (2-6)$$

gdzie: $\bar{\mu}$ - średni kosinus kąta rozpraszania w układzie laboratoryjnym
 A - liczba atomowa

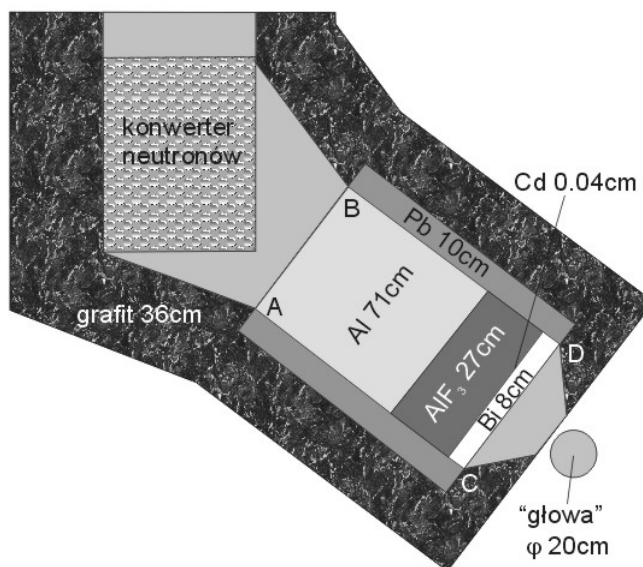
Materiały stosowane do budowy filtrów nie powinny ulegać przemianom fazowym, rozkładowi, ani emitować szkodliwych substancji pod wpływem warunków panujących w czasie naświetlania pacjenta. Ich okres dezaktywacji winien być krótki, aby uniknąć komplikacji związanych z długotrwałym polem promieniowania w pomieszczeniu terapeutycznym. Należy także wziąć pod uwagę koszt i łatwość obróbki materiałów.

Przy wyborze materiałów do pierwszego etapu symulacji, w zakresie optymalizacji filtra-moderatora, korzystano z doświadczeń Massachusetts Institute of Technology (USA) [2.1]. Modelowane były moderatory zbudowane z następujących substancji:

- aluminium
- Al_2O_3
- AlF_3
- grafit
- teflon (politetrafluoroetylen $-[-CF_2-CF_2]-$)
- tytan
- fluenta[™] (29 % Al, 70 % AlF_3 i 1 % LiF) [2.29]

Bezpośrednio za każdym z moderatorów znajdowała się warstwa kadmu o grubości 0.04 cm, aby usunąć z wiązki neutrony termiczne, a następnie filtr fotonów, który stanowił bizmut o grubości 8 cm. Całość kończył kolimator grafitowy o długości 20 cm i takiejże średnicy wylotu. Filtr-moderator otoczony był ekranem ołowianym o grubości 10 cm, który

zapobiegał ucieczce neutronów z systemu filtrującego (Rysunek 2-27). Zarówno wymiary jak i materiały wymienionych elementów zostały wybrane arbitralnie i są one optymalizowane w dalszej części pracy. W tej fazie obliczeń chodziło o zapewnienie jednakowych warunków przy porównywaniu wyników dla poszczególnych konfiguracji moderatora. Konwerter neutronów składał się z 780 prętów EK-10.



Rysunek 2-27 Modelowana geometria układu dla przypadku 5 – moderator składa się z 71 cm aluminium i 27 cm AlF₃.

Za wylotem kolimatora, w spodziewanej pozycji głowy pacjenta, modelowana była kula powietrza o promieniu 10 cm, której środek znajdował się 12 cm od płaszczyzny końcowej kolimatora. Strumień neutronów termicznych oraz względne dawki fotonów i neutronów prędkich, podawane w dalszej części niniejszego rozdziału, odnoszą się do wartości obliczonych we wzmiankowanej kuli. Taka technika, zwana „in-air”, jest powszechnie stosowana [2.1] w celu przyspieszenia obliczeń na etapie optymalizacji filtrów i kolimatora.

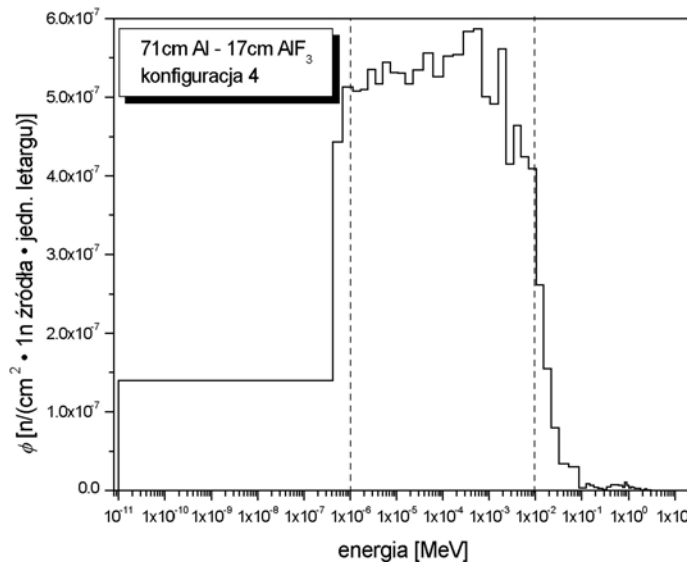
Tabela 2-12 Strumień neutronów epitermicznych oraz dawki względne „in-air” dla różnych konfiguracji moderatora neutronów.

LP		ϕ_{epi} [10 ⁻⁶ n·cm ⁻²]	D_{γ}/ϕ_{epi} [10 ⁻¹¹ cGy·cm ² ·n ⁻¹]	D_{fn}/ϕ_{epi} [10 ⁻¹¹ cGy·cm ² ·n ⁻¹]
1	66 cm fluental	1.58	1.24	0.17
2	68 cm AlF ₃ – 2 cm Ti	0.98	3.96	0.15
3	68 cm fluental – 2 cm Ti	1.18	1.16	0.15
4	71 cm Al – 17 cm AlF ₃	2.08	1.23	0.10
5	71 cm Al – 27 cm AlF ₃	1.15	1.24	0.05
6	80 cm Al – 11 cm teflon	1.95	1.25	0.14
7	80 cm Al – 17 cm teflon	1.25	1.41	0.07
8	83 cm Al – 11 cm Al ₂ O ₃	1.81	1.24	0.13

9	83 cm Al – 17 cm Al ₂ O ₃	1.19	1.23	0.07
10	96 cm Al – 12 cm grafit	0.52	2.28	0.05

Tabela 2-12 przedstawia wyniki wykonanych symulacji Monte Carlo. We wszystkich przypadkach czystość wiązki związana z neutronami prędkimi jest bardzo dobra; co najmniej o rząd wielkości lepsza niż rekomendowane $D_{fn}/\phi_{epi} = 2 \cdot 10^{-11} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$. Jeśli chodzi o fotony, to tylko w dwóch przypadkach (2 i 10) przekroczony jest zalecany poziom zanieczyszczeń. Dawka kwantów gamma pochodzi w zasadzie wyłącznie z oddziaływań neutronów z modelowanymi elementami stanowiska terapeutycznego. Składowa tej dawki związana z fotonami pochodzącymi z rdzenia reaktora MARIA – przeliczona na jeden neutron źródła – jest o 5 rzędów wielkości mniejsza od wartości podanych w tabeli i jej obliczona wartość wynosi około $10^{-16} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$; zmienia się ona od $5.64 \cdot 10^{-17} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$ w konfiguracji 9, do $8.26 \cdot 10^{-16} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$ w geometrii 10. Zatem, koncepcja ustawienia stanowiska BNCT ukośnie do osi kanału reaktora spełniła pokładane nadzieje pod względem minimalizacji promieniowania gamma z reaktora.

Zasadniczym kryterium oceny jakości wiązki jest strumień neutronów epitermicznych. Jeśli chodzi o ten parametr, najkorzystniejsze są warianty 4, 6 oraz 8. Co istotne, w tych konfiguracjach wiązka jest odpowiednio czysta. Przykładowe widmo neutronów w pozycji głowy pacjenta (przypadek 4 – 71 cm aluminium i 17 cm AlF₃) przedstawia Rysunek 2-28.



Rysunek 2-28 Widmo neutronów w pozycji głowy pacjenta dla przypadku 4 (71 cm Al i 17 cm AlF₃). Linie przerywane ograniczają założony zakres energii neutronów epitermicznych.

Największy strumień neutronów epitermicznych oferuje przypadek 4 i dlatego zdecydowano, aby ten zestaw materiałów (aluminium i AlF_3) stanowił podstawę do dalszych udoskonaleń moderatora. Zmniejszenie grubości powinno przynieść zwiększenie strumienia neutronów, zarówno jeśli chodzi o neutrony epitermiczne jak i prędkie. Ponieważ względna dawka neutronów szybkich jest mała, spodziewano się, że całkowita długość moderatora może być znacznie skrócona, bez znaczącego uszczerbku na czystości wiązki, przez co należy rozumieć utrzymanie D_{fn}/ϕ_{epi} poniżej zalecanej wartości. Kolejne symulacje polegały na stopniowym zmniejszaniu grubości obydwu segmentów moderatora neutronów.

Tabela 2-13 Strumień neutronów epitermicznych oraz dawki względne „in-air” dla rozważanych konfiguracji przypadku 4 (aluminium i AlF_3) moderatora neutronów.

LP	Al [cm]	AlF_3 [cm]	ϕ_{epi} [10^{-6} n·cm ⁻²]	D_γ / ϕ_{epi} [10^{-11} cGy·cm ² ·n ⁻¹]	D_{fn} / ϕ_{epi} [10^{-11} cGy·cm ² ·n ⁻¹]
4	71	17	2.08	1.23	0.10
4a	71	12	2.68	1.18	0.18
4b	71	7	3.36	1.37	0.32
4c	61	17	2.76	1.60	0.18
4d	51	17	3.69	1.19	0.29
4e	51	7	5.63	1.45	0.92
4f	41	17	4.86	1.32	0.54
4g	41	7	7.19	1.43	1.52
4h	31	17	6.44	1.55	0.90
4i	31	7	9.17	1.82	2.66
4j	21	17	8.50	1.86	1.64
4h	21	7	11.60	2.05	4.60

Tabela 2-13 przedstawia rezultaty optymalizacji przypadku 4. Zgodnie z oczekiwaniami, strumień neutronów epitermicznych zwiększał się w miarę zmniejszania grubości aluminium oraz AlF_3 , przy równoczesnym wzroście względnej dawki neutronów prędkich. Względna dawka kwantów gamma podnosiła się bardzo nieznacznie w porównaniu z dwoma pozostałymi parametrami wiązki. Co prawda przypadki 4i oraz 4h oferują najkorzystniejszą wartość ϕ_{epi} , jednakże względna dawka neutronów szybkich jest zbyt duża. Dlatego jako optymalny uznany został przypadek 4j, gdy moderador składał się z 21 cm aluminium i 17 cm AlF_3 i on właśnie został wybrany do dalszych obliczeń, z uwagi na czystość wiązki terapeutycznej. W konfiguracji tej względna dawka pochodząca od fotonów wychodzących z kanału reaktora wynosiła $5.49 \cdot 10^{-17}$ cGy·cm²·n⁻¹. Aczkolwiek bezwzględna dawka od fotonów z reaktora, po skróceniu długości moderatora, zwiększyła się o 45 %, ale równocześnie strumień neutronów epitermicznych wzrósł ponad czterokrotnie, co zaowocowało

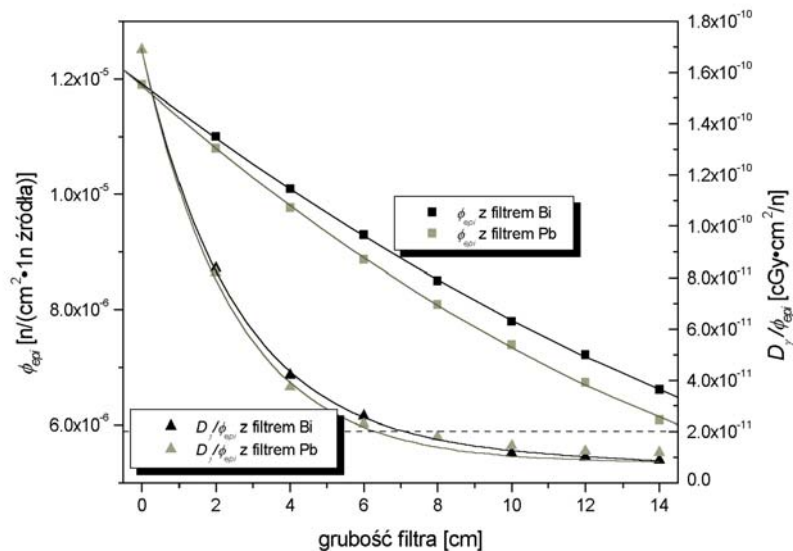
zmniejszeniem dawki względnej fotonów z reaktora z $1.55 \cdot 10^{-16}$ cGy·cm²·n⁻¹ dla przypadku 4, do $5.49 \cdot 10^{-17}$ cGy·cm²·n⁻¹ dla przypadku 4j.

2.10. Filtr kwantów gamma

Filtr kwantów gamma umiejscowiony jest bezpośrednio za kadmiowym filtrem neutronów termicznych (Rysunek 2-27). W celu zmniejszenia dawki fotonów należy stosować materiały o dużej liczbie masowej, które jednocześnie stosunkowo słabo zmniejszają strumień neutronów epitermicznych. Wymienione warunki spełniają ołów i bizmut; materiały te są rutynowo stosowane jako filtry promieniowania gamma.

Tabela 2-14 Parametry wiązki „in-air” w funkcji grubości filtra fotonów.

grubość [cm]	ϕ_{epi} [10 ⁻⁶ n·cm ⁻²]		D_γ / ϕ_{epi} [10 ⁻¹¹ cGy·cm ² ·n ⁻¹]		D_{in} / ϕ_{epi} [10 ⁻¹¹ cGy·cm ² ·n ⁻¹]	
	Bi	Pb	Bi	Pb	Bi	Pb
0	11.93	11.93	16.91	16.91	2.09	2.09
2	10.97	10.79	8.35	8.20	1.88	1.91
4	10.09	9.77	4.20	3.74	1.84	1.80
6	9.29	8.87	2.60	2.31	1.73	1.62
8	8.50	8.09	1.80	1.80	1.68	1.55
10	7.80	7.39	1.17	1.45	1.62	1.48
12	7.22	6.74	1.02	1.24	1.48	1.42
14	6.61	6.09	0.88	1.20	1.46	1.30



Rysunek 2-29 Zależność strumienia neutronów epitermicznych i względnej dawki fotonów od grubości filtrów z bizmutu i ołowiu. Linia przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.

W trakcie optymalizacji moderatora neutronów arbitralnie założono, że filtr fotonów stanowić będzie 8 cm bizmutu. Należy zatem sprawdzić jaki materiał – i o jakiej grubości – jest optymalny. Zbadano parametry wiązki terapeutycznej dla filtrów Pb i Bi, w zakresie od 0 do 14 cm, przy czym grubość warstwy filtra zwiększano co 2 cm. Tabela 2-14 przedstawia obliczone parametry wiązki, zaś graficzną zmienność strumienia neutronów epitermicznych – oraz względnej dawki kwantów gamma – w zależności od grubości filtra fotonów prezentuje Rysunek 2-29.

Strumień neutronów epitermicznych maleje prawie liniowo ze wzrostem grubości ołowiu lub bizmutu, przy czym drugi pierwiastek zapewnia nieco więcej neutronów. Podobnie zachowuje się względna dawka neutronów prędkich. Natomiast spadek względnej dawki kwantów gamma ma charakter eksponencjalny. Obserwuje się bardzo szybki spadek D_γ / ϕ_{epi} w przedziale od 0 do 4 cm, zarówno dla Pb, jak i Bi. Później zysk ze zwiększania grubości materiału filtrującego jest coraz mniejszy. Najcieńsza warstwa, przy której zalecana wartość względnej dawki fotonów nie jest przekroczona, wynosi 8 cm; czyli tyle ile pierwotnie założono przy optymalizacji moderatora neutronów prędkich. Taka grubość powoduje prawie dziesięciokrotną redukcję promieniowania gamma, w porównaniu z sytuacją bez filtra fotonów, której towarzyszy około trzydziestoprocentowy spadek ϕ_{epi} . Również wstępny wybór materiału okazał się słuszny. Bizmut – w porównaniu z ołowiem – zapewnia większy strumień neutronów epitermicznych, przy bardzo zbliżonych parametrach opisujących czystość wiązki. W trakcie budowy stanowiska można rozważyć użycie ołowiu, który jest materiałem tańszym od bizmutu, atoli symulacje wskazują, że spowoduje to redukcję strumienia neutronów epitermicznych o około 5 %.

Do dalszej optymalizacji wybrano: 8 cm bizmutu jako filtr fotonów, przed którym znajdował się 0.4 mm filtr neutronów termicznych z kadmu, oraz dwusegmentowy moderator neutronów prędkich (21 cm aluminium i 17 cm AlF_3).

2.11. Reflektor

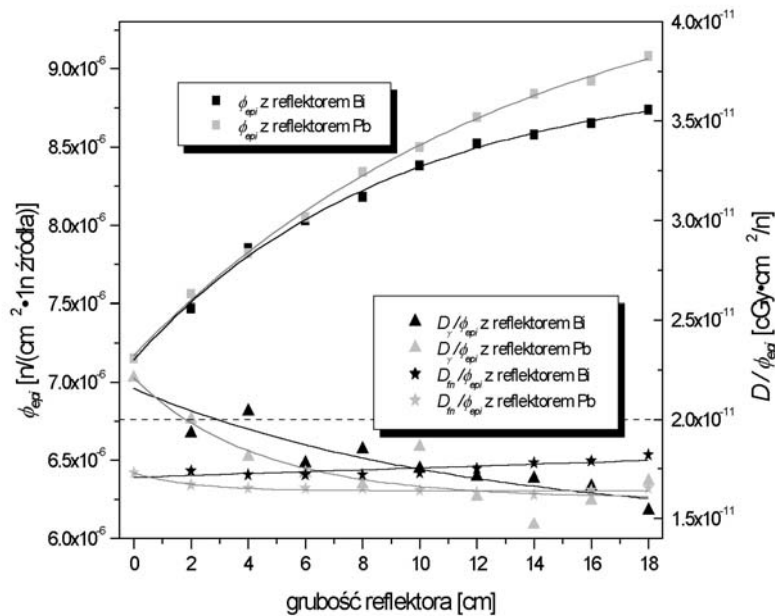
Reflektor, otaczający układ filtrująco-moderujący, ogranicza ucieczkę neutronów z rozważanego systemu, co prowadzi do zwiększenia intensywności wiązki terapeutycznej. Materiał reflektora powinien cechować się wysokim przekrojem czynnym na rozpraszanie dla neutronów epitermicznych oraz dużą masą atomową, aby zminimalizować straty energii neutronów w procesie rozpraszania. Dodatkowo, pierwiastki ciężkie zapewniają prawie izotropowe rozpraszanie w układzie laboratoryjnym. Niski przekrój czynny na produkcję

kwantów gamma oraz aktywacja odgrywają mniejszą rolę, z uwagi na stosunkowo duży dystans do pozycji głowy pacjenta.

Podobnie jak w przypadku filtra fotonów, grubość i materiał tego elementu źródła terapeutycznego początkowo przyjęto arbitralnie. W trakcie optymalizacji reflektora pod uwagę wzięto ołów i bizmut, zaś ich grubość zwiększano od 0 do 18 cm, co 2 cm.

Tabela 2-15 Parametry wiązki „in-air” dla zmieniającej się grubości reflektora.

grubość [cm]	ϕ_{epi} [10^{-6} n·cm ⁻²]		D_γ / ϕ_{epi} [10^{-11} cGy·cm ² ·n ⁻¹]		D_{in} / ϕ_{epi} [10^{-11} cGy·cm ² ·n ⁻¹]	
	Bi	Pb	Bi	Pb	Bi	Pb
0	7.15	7.15	2.21	2.21	1.73	1.73
2	7.47	7.56	1.93	2.00	1.74	1.67
4	7.85	7.82	2.04	1.81	1.72	1.65
6	8.03	8.05	1.78	1.73	1.72	1.65
8	8.18	8.34	1.85	1.67	1.72	1.65
10	8.38	8.50	1.75	1.86	1.73	1.64
12	8.52	8.69	1.71	1.61	1.75	1.63
14	8.58	8.84	1.70	1.47	1.78	1.62
16	8.65	8.92	1.66	1.59	1.79	1.64
18	8.74	9.08	1.54	1.69	1.82	1.65

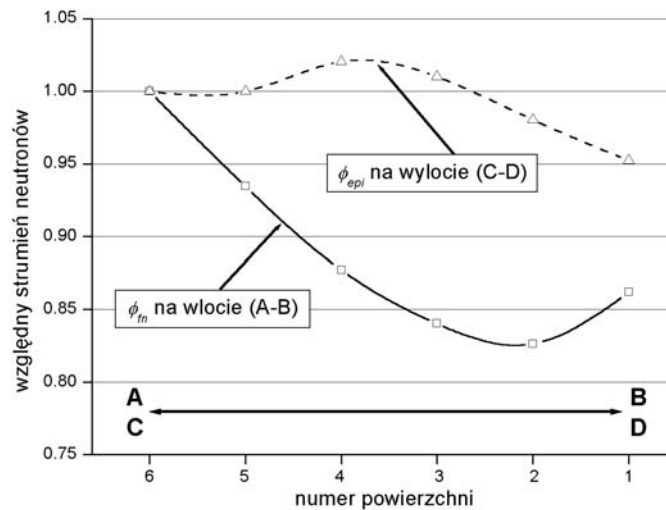


Rysunek 2-30 Zależność strumienia neutronów epitermicznych i dawek względnych od grubości reflektora z bizmutu i ołowiu. Linia przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.

Wyniki symulacji – które przedstawia Rysunek 2-30, zaś odpowiednie wartości liczbowe Tabela 2-15 – pokazują, iż strumień neutronów epitermicznych zwiększa się ze wzrostem grubości reflektora dla obydwu materiałów, przy czym ołów zapewnia większą intensywność wiązki pod tym względem. Różnice stają się coraz bardziej wyraźne wraz ze wzrostem grubości reflektora neutronów. Względna dawka neutronów prędkich spada nieco ze wzrostem grubości reflektora, spełniając wymogi czystości dla wartości powyżej 4 cm bizmutu lub ołowiu. Równocześnie względna dawka fotonów w zasadzie pozostaje niezmienna. W związku z powyższym, decydującym kryterium doboru optymalnego reflektora staje się ϕ_{epi} . W toku dalszych symulacji zdecydowano się zachować reflektor ołowiany o grubości 10 cm, ponieważ duża masa tego elementu może powodować problemy konstrukcyjne. Jednakowoż, w czasie budowy stanowiska do terapii borowo-neutronowej należy rozważyć zastosowanie większej warstwy ołowiu, jeśli okaże się to możliwe, ponieważ wzrost strumienia neutronów epitermicznych dla grubszego reflektora jest znaczący.

2.12. Jednorodność strumienia neutronów

Pilotażowe obliczenia, związane z jednorodnością strumienia neutronów, przeprowadzono w czasie symulacji wariantów I oraz II konwertera (podrozdziały 2.7.1 i 2.7.2). Okazało się, że zastosowanie bloku rozpraszającego przyczynia się do poprawy jednorodności wiązki, wskutek wielokrotnych rozprożeń cząstek. Wybrany do dalszych rozważań wariant I nie posiada takiego bloku, ale – jak pokazano w podrozdziale 2.7.2 – homogeniczność pola neutronów zależy także silnie od grubości osłon bocznych. Oczekiwano, że obecność dalszych, nie symulowanych wtedy elementów układu (flitry, reflektor) przyczyni się do poprawy jednorodności wiązki terapeutycznej.



Rysunek 2-31 Rozkład względnych strumieni neutronów szybkich na wejściu A-B i neutronów epitermicznych na wylocie C-D układu filtra-moderatora.

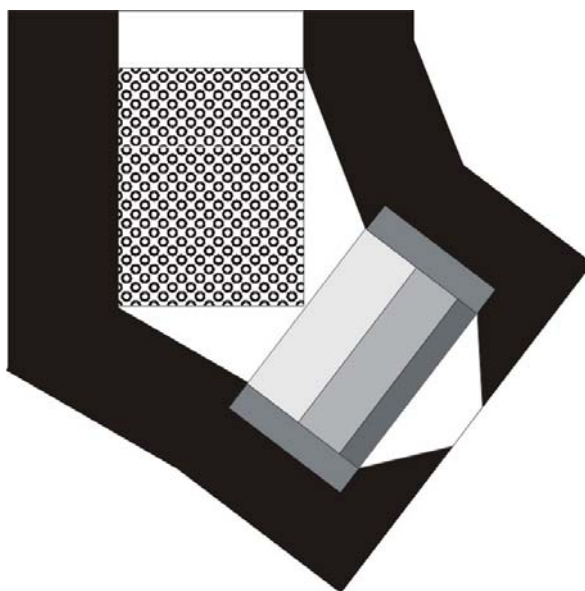
Dla układu 21 cm aluminium i 17 cm AlF_3 , 0.4 mm Cd, 8 cm Bi, wraz z 10 cm reflektorem Pb, obliczone zostały strumienie neutronów na wlocie i wylocie układu moderująco-filtrującego, zgodnie z procedurą opisaną wcześniej, tj. płaszczyzna wlotowa A-B (patrz Rysunek 2-27) została podzielona na sześć prostokątów o wymiarach $10 \times 60 \text{ cm}^2$ – tak jak to przedstawia Rysunek 2-13 – zaś powierzchnia numer 1 usytuowana jest przy punkcie B. W taki sam sposób podzielono płaszczyznę wylotu C-D (powierzchnia numer 1 przy punkcie D). Jeśli chodzi o płaszczyznę A-B, brane były pod uwagę neutrony prężkie, natomiast w płaszczyźnie wylotowej obliczono strumienie neutronów epitermicznych. Względne wartości odpowiednich strumieni przedstawia Rysunek 2-31.

Niejednorodność strumienia neutronów prężkich na wlocie moderatora sięga 17%. Mimo to, po przejściu przez system filtrów i spowolnieniu do energii epitermicznych, niejednorodność nie przekracza 5%, co jest dobrym rezultatem. Zgodnie z oczekiwaniami, wielokrotne rozproszenia w elementach układu źródła pomagają w zachowaniu homogeniczności pola neutronów. Ukośne usytuowanie filtra-moderatora względem wylotu kanału reaktora nie stwarza zatem takich problemów jak się pierwotnie spodziewano, odnośnie jednorodności wiązki terapeutycznej. Równocześnie potwierdziła się jego zaleta, polegająca na praktycznej eliminacji kwantów gamma z wiązki pierwotnej.

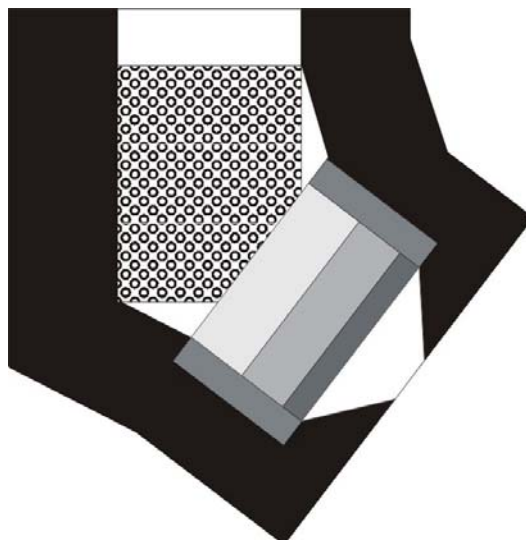
2.13. Optymalizacja konwertera neutronów

Wstępna optymalizacja konwertera neutronów opisana została w rozdziale 2.8. Rozważane było m.in. użycie wody jako chłodziwa – tudzież moderatora neutronów prędkich – oraz wpływ liczby prętów uranowych i ich rozmieszczenia na efektywność konwertera. Założono tam prostokątny kształt konwertera neutronów, zaś początek układu filtrów zlokalizowany był w stałej odległości od wylotu kanału reaktora. Czynniki geometryczne powinny odgrywać dużą rolę, jeśli chodzi o intensywność wiązki terapeutycznej; dlatego postanowiono zbadać, jak zmniejszenie odległości wpływa na strumień neutronów epitermicznych w pozycji głowy pacjenta. Ponadto, prostokątny kształt konwertera został zarzucony.

W pierwszym rzędzie układ filtra-moderatora został przemieszczony o 15 cm w kierunku konwertera, tak aby obydwa te elementy się stykały (patrz Rysunek 2-32). Następnie układ ten był stopniowo przesuwany (o 2, 4, 8, 12, 16 i 20 cm) w tym samym kierunku, a równocześnie liczba prętów EK-10 odpowiednio zmniejszała się: od początkowych 780 do 778, 775, 765, 749, 728 i 702, dla podanych powyżej przesunięć. Ostatni przypadek (przesunięcie o 20 cm i 702 pręty) przedstawia Rysunek 2-33.



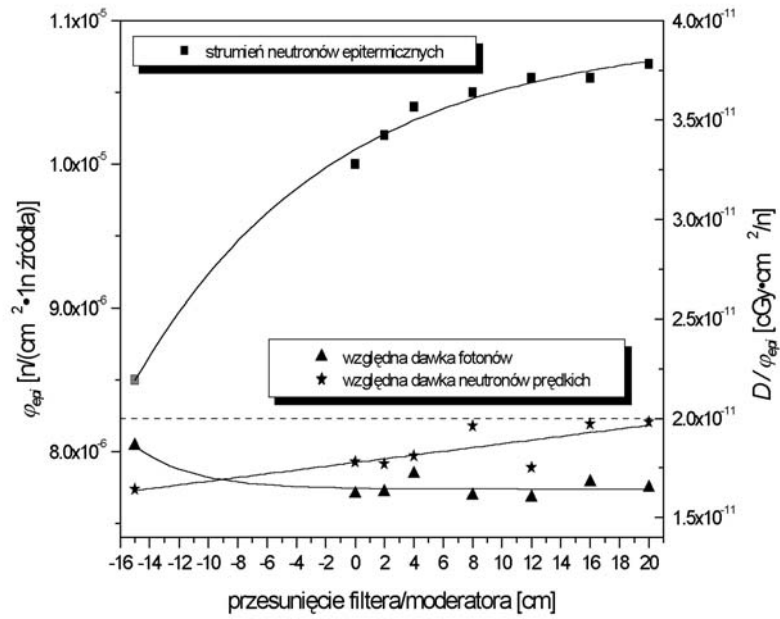
Rysunek 2-32 Konfiguracja układu po przesunięciu filtra-moderatora w kierunku konwertera neutronów, tak by oba te elementy były jak najbliżej siebie.



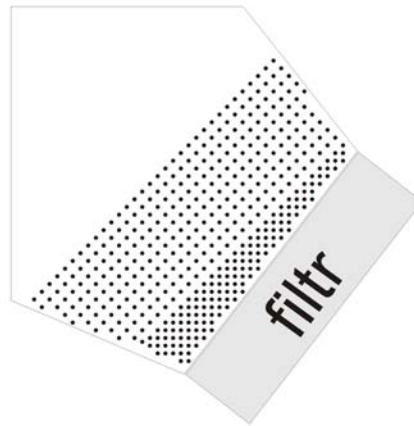
Rysunek 2-33 Konfiguracja układu po przesunięciu filtra-moderatora w kierunku wylotu kanału reaktora o 20 cm, w porównaniu z położeniem gdy filtr-moderator stykał się z konwerterem.

Wyniki obliczeń (patrz Rysunek 2-34) potwierdzają, że zmniejszenie odległości pomiędzy wylotem kanału poziomego reaktora i pozycją terapeutyczną wydatnie wpływa na intensywność wiązki. Strumień neutronów epitermicznych przy przesunięciu 20 cm osiąga wartość $1.07 \cdot 10^{-5} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ i – pomimo, że masa uranu w konwerterze zmalała – jest znacząco większy niż dla konfiguracji początkowej (-15 cm), gdzie wynosi on $8.50 \cdot 10^{-6} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$.

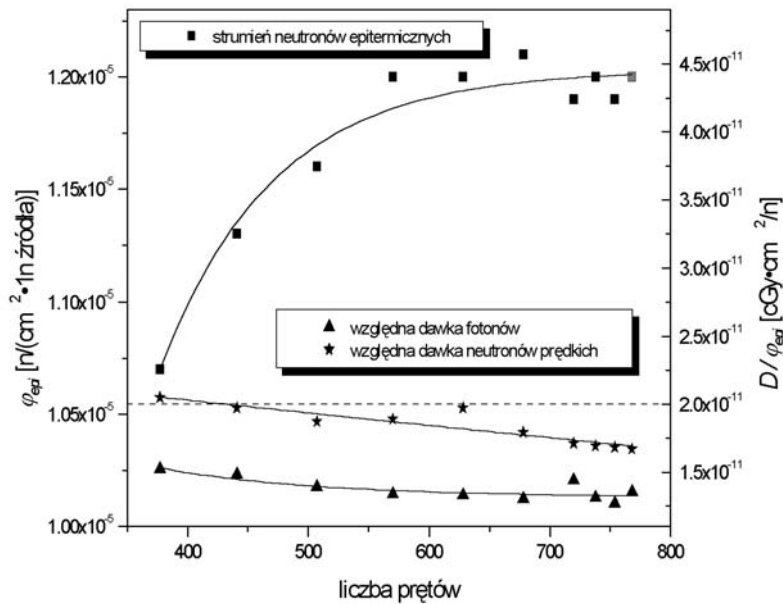
Następna seria symulacji poświęcona została zbadaniu jak rozmieszczenie prętów uranowych, w całej dostępnej przestrzeni pomiędzy wylotem kanału a moderatorem, oraz ich liczba wpływają na parametry wiązki. Położenie początku układu filtr-moderator było takie jak w przypadku gdy prostokątny jeszcze konwerter stykał się z filtrami (przesunięcie 0 cm w poprzednich obliczeniach). Oczekiwano, że pręty znajdujące się bliżej filtra-moderatora będą dawały większy wkład do wiązki terapeutycznej. W związku z tym, elementy paliwowe zostały rozmieszczone w dwóch strefach. Strefa pierwsza („gęsta”) składała się ze stałej liczby 143 prętów ułożonych w siatce o skoku 2 cm i rozciągała się wzdłuż płaszczyzny początkowej moderatora. Strefę drugą („rzadką”) stanowiły pręty rozmieszczone w co drugim polu siatki 2 cm (Rysunek 2-35). Ich liczba była stopniowo redukowana, poprzez usuwanie dwóch rzędów elementów paliwowych równocześnie. Całkowita liczba prętów w obu strefach zmieniała się od 768 do 377.



Rysunek 2-34 Zależność strumienia neutronów epitermicznych i dawek względnych od wielkości przesunięcia filtra-moderatora, względem położenia gdy styka się on z konwerterem uranowym. Linią przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.



Rysunek 2-35 Konfiguracja konwertera uranowego w dwóch strefach, dla przypadku z 441 prętami.

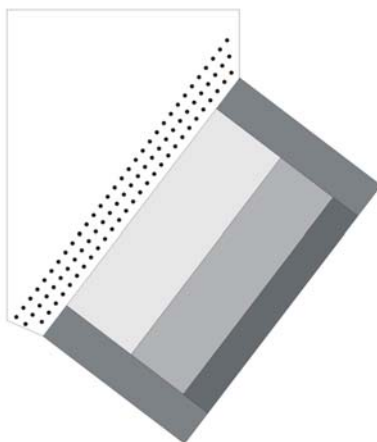


Rysunek 2-36 Zależność strumienia neutronów epitermicznych i dawek względnych od ilości prętów rozmieszczonych w dwóch strefach. Linia przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.

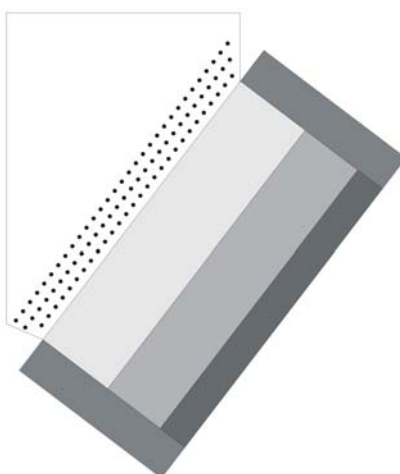
Wyniki symulacji Monte Carlo (Rysunek 2-36) sugerują, że pręty umieszczone w lewym górnym rogu przestrzeni zajmowanej przez konwerter nie przyczyniają się do wzrostu strumienia neutronów epitermicznych i są zbędne. Już dla 570 prętów strumień neutronów epitermicznych ϕ_{epi} osiąga, w zasadzie, maksymalną wartość i dla większej ich liczby jego wielkość jest w przybliżeniu stała ($1.19 \div 1.21 \cdot 10^{-5} n \cdot cm^{-2}$), chociaż całkowita masa ^{235}U rośnie. W porównaniu z poprzednią serią obliczeń ϕ_{epi} (tam maksymalnie $1.07 \cdot 10^{-5} n \cdot cm^{-2}$ dla przesunięcia 20 cm) zauważalnie wzrósł, pomimo że odległość od wylotu kanału do układu filtra-moderatora była taka jak uprzednio przy przesunięciu 0 cm; przy analogicznym umiejscowieniu filtrów strumień neutronów epitermicznych wynosił $1.00 \cdot 10^{-5} n \cdot cm^{-2}$. Wyniki te wskazują, że rozmieszczenie prętów w całej dostępnej przestrzeni jest bardziej korzystne (efekty samoabsorpcji), zaś ich liczba może zostać zredukowana, bez szkody dla intensywności wiązki. Oczywiście należy w dalszym ciągu pamiętać o czynniku geometrycznym i dążyć do zmniejszenia odległości elementów filtrujących od kanału reaktora.

W trzeciej serii obliczeń, dotyczących optymalizacji konwertera neutronów, filtr-moderator został przysunięty o 40 cm w kierunku wylotu kanału, tak że znajdował się on już częściowo w świetle kanału reaktora. Pręty uranowe EK-10 rozmieszczono w siatce 3 cm

(tyle wynosiła odległość pomiędzy sąsiednimi elementami paliwowymi), tak jak pokazuje to Rysunek 2-37.



Rysunek 2-37 Konwerter uranowy zbudowany z 89 prętów EK-10. Układ filtra-moderatora przesunięty o 40 cm w kierunku wylotu kanału reaktora.

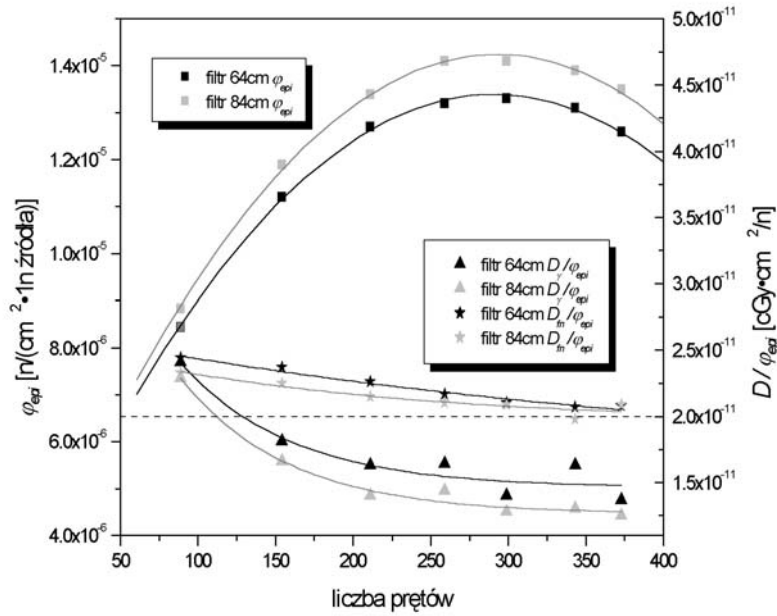


Rysunek 2-38 Konwerter uranowy zbudowany z 89 prętów EK-10. Układ filtra-moderatora przesunięty o 40 cm w kierunku wylotu kanału reaktora oraz rozszerzony do 84 cm.

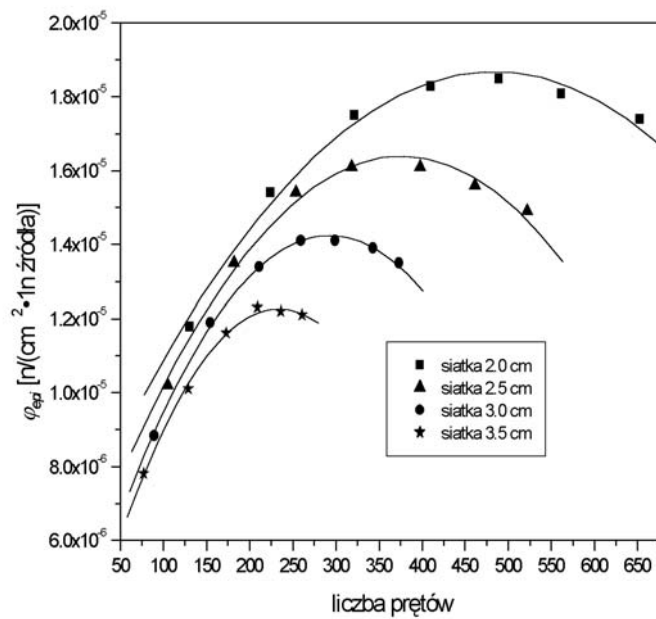
Następnie, aby lepiej wykorzystać neutrony pochodzące z rozszczepienia, filtr-moderator został rozszerzony o 20 cm: do 84 cm (patrz Rysunek 2-38). Porównano parametry wiązki dla obydwu szerokości filtra, przy tej samej liczbie prętów, rozmieszczonych w siatce 3 cm (Rysunek 2-39).

Szerszy filtr zapewnia lepsze parametry wiązki dla każdej liczby prętów w konwerterze. Strumień neutronów epitermicznych osiąga maksimum wynoszące $1.41 \cdot 10^{-5} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ dla konwerterów składających się z 259 i 299 prętów. W porównaniu z poprzednią konfiguracją, z dwoma strefami prętów (Rysunek 2-35), największa wartość ϕ_{epi} (w przypadku 570 prętów EK-10) wzrosła o 16.5 %, pomimo że liczba prętów znacznie zmalała. Zatem odległość pomiędzy źródłem pierwotnych neutronów termicznych a pozycją terapeutyczną jest

kluczowym czynnikiem, jeśli chodzi o intensywność wiązki. Co prawda, względna dawka fotonów nieznacznie przekracza zalecaną wartość, ale są to wielkości akceptowalne.



Rysunek 2-39 Zależność strumienia neutronów epitermicznych i dawek względnych od ilości prętów dla dwóch różnych (64 cm i 84 cm) szerokości filtra-moderatora. Linią przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.



Rysunek 2-40 Zależność strumienia neutronów epitermicznych od liczby prętów rozmieszczonych w różnych siatkach. Szerokość filtra-moderatora wynosiła 84 cm.

Postanowiono pozostać przy filtrze-moderatorze poszerzonym do 84 cm i w tej konfiguracji przeprowadzono dalsze symulacje, dla prętów rozmieszczonych w siatkach 2.0, 2.5 i 3.0 cm.

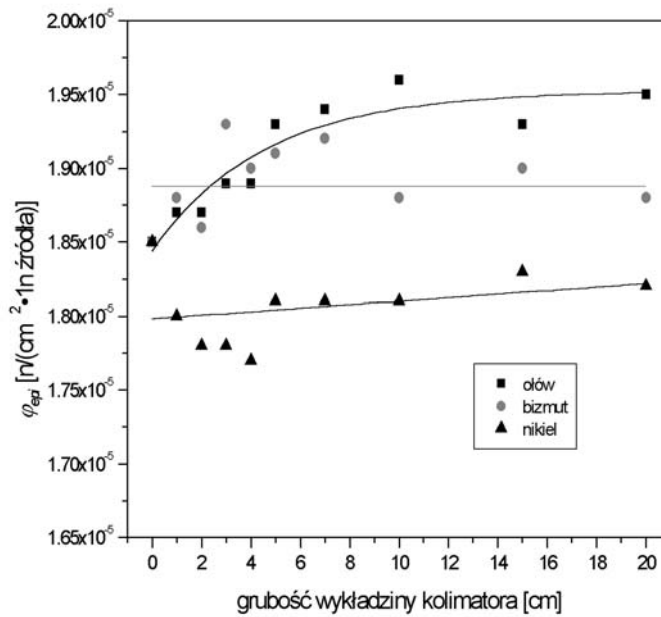
Rysunek 2-40 prezentuje uzyskane wyniki. Najlepsze rezultaty uzyskano dla siatki 2 cm. Maksimum strumienia neutronów epitermicznych przypada dla konwertera składającego się z 489 prętów i wynosi $1.85 \cdot 10^{-5} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$. Konwerter o mniejszej siatce pozwala zmieścić więcej materiału rozszczepialnego w dostępnej przestrzeni, choć – jak widać z rysunku – przy dużej liczbie prętów uwidaczniają się efekty samoabsorpcji.

W efekcie symulacji opisanych w niniejszym podrozdziale, postanowiono przesunąć układ filtra-moderatora o 40 cm i rozszerzyć go do 84 cm (tak jak przedstawia to Rysunek 2-38), zaś za optymalną liczbę prętów konwertera uznano 489, przy czym rozmieszczone były one w siatce 2 cm. Taka konfiguracja posłużyła do optymalizacji kolimatora. Warto przypomnieć, że początkowa wartość ϕ_{epi} – po wstępnej optymalizacji – wynosiła $8.50 \cdot 10^{-6} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$. Przesunięcie i poszerzenie moderatora, oraz odpowiednia konfiguracja konwertera, pozwoliły zatem na ponad dwukrotny wzrost strumienia neutronów epitermicznych. Na razie nie badano parametrów krytycznych konwertera; odpowiednie obliczenia zostaną przeprowadzone po dobraniu najbardziej efektywnego kolimatora wiązki.

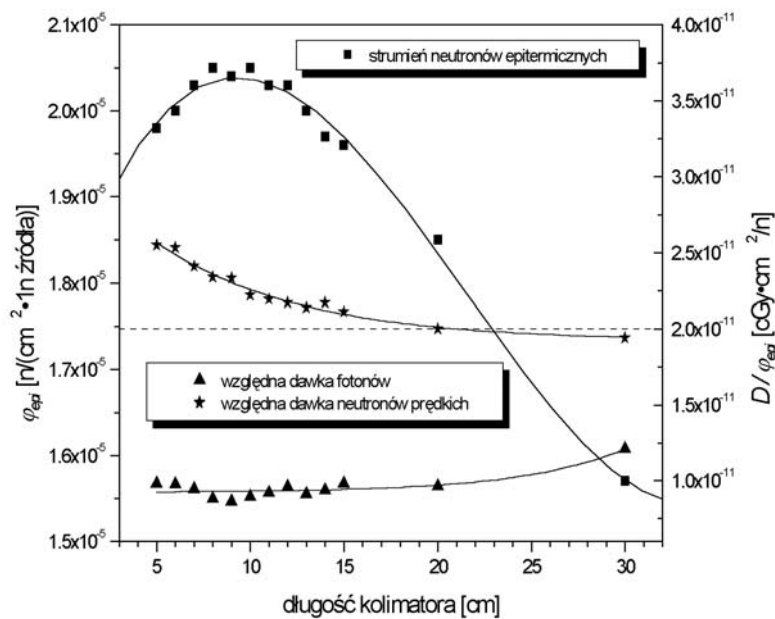
2.14. Kolimator

W poprzednich symulacjach modelowany był kolimator grafitowy o długości 20 cm i kształcie stożka ściętego. Również ten element wtórnego źródła neutronów epitermicznych winien zostać zoptymalizowany. Jego kształt będzie omawiany w następnym podrozdziale, zaś ten poświęcony jest badaniu wpływu długości kolimatora oraz materiału wykładziny na parametry wiązki.

Materiały do wyłożenia wewnętrznej powierzchni kolimatora powinny posiadać podobne własności jak przy budowie reflektora. Rozważono zatem wykorzystanie ołowiu, bizmutu i niklu jako wykładziny kolimatora. Dla 20 cm stożkowatego kolimatora przeprowadzono obliczenia, zastępując częściowo grafit wymienionymi materiałami, o grubościach od 1 do 20 cm (1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 15 i 20 cm). Jak wspomniano w zakończeniu poprzedniego podrozdziału, konwerter neutronów składał się z 489 prętów, rozmieszczonych w siatce 2 cm, natomiast szerokość filtra-moderatora wynosiła 84 cm.



Rysunek 2-41 Zależność strumienia neutronów epitemicznych od grubości wykładziny kolimatora dla 20 cm kolimatora, o kształcie stożka ściętego, dla ołowiu, bizmutu i niklu.



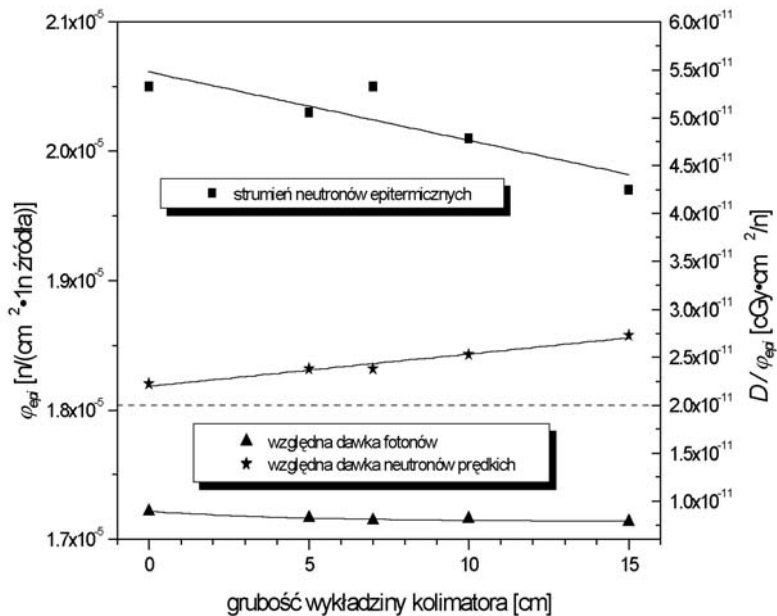
Rysunek 2-42 Zależność strumienia neutronów epitemicznych oraz względnych dawek neutronów prędkich i fotonów od długości grafitowego kolimatora, o kształcie stożka ściętego. Linia przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.

Uzyskane rezultaty (Rysunek 2-41) pokazują, że nikiel powoduje osłabienie strumienia neutronów epitemicznych w porównaniu z kolimatorem grafitowym, gdzie ϕ_{epi} wynosił $1.85 \cdot 10^{-5} n \cdot cm^{-2}$. Spośród dwóch pozostałych materiałów lepszy okazuje się ołów. Warstwa

wykładziny z Pb o grubościach $5 \div 10$ cm powoduje wzrost strumienia neutronów epitermicznych o 4 % do 6 %, w porównaniu z kolimatorem bez wykładziny.

Następnym optymalizowanym parametrem była długość kolimatora. Optymalizację przeprowadzono dla kolimatora grafitowego, bez żadnego dodatkowego materiału. Długość kolimatora zmieniana była od 5 cm do 15 cm, co jeden centymetr; przeliczono także przypadki 20 cm i 30 cm.

Jak pokazuje to Rysunek 2-42, największy strumień neutronów epitermicznych osiągnięty został dla kolimatora o długości 10 cm i wynosi on $2.05 \cdot 10^{-5} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$. Dla tego przypadku względna dawka neutronów prędkich ($2.22 \cdot 10^{-11} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$) przekracza nieznacznie zalecaną wartość, ale bardzo mała dawka względna dla fotonów ($8.94 \cdot 10^{-12} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$) z nadatkiem rekompensuje nadmiar neutronów szybkich w wiązce terapeutycznej.



Rysunek 2-43 Zależność strumienia neutronów epitermicznych oraz względnych dawek neutronów prędkich i fotonów od grubości wykładziny ołowianej dla 10 cm kolimatora, o kształcie stożka ściętego. Linia przerywaną zaznaczono dopuszczalną dawkę względną.

Mając na uwadze omówione powyżej rezultaty, oczekiwano, że uda się osiągnąć jeszcze bardziej intensywnej wiązki, jeśli kolimator zostanie wyłożony ołowiem. Przeprowadzone zostały symulacje dla 10 cm kolimatora z wykładziną Pb o grubościach 5, 7, 10 i 15 cm. Wyniki prezentuje Rysunek 2-43. Zastosowanie ołowiu w kolimatorze o długości 10 cm nie przyniosło jednak spodziewanych korzyści, a nawet spowodowało spadek strumienia neutronów epitermicznych, choć dla kolimatora o długości 20 cm następowało zauważalne zwiększenie ϕ_{epi} (Rysunek 2-41). Przypuszczalnie, w kolimatorze z grafitu zachodzi

dodatkowa termalizacja części neutronów szybkich wychodzących z układu filtra-moderatora, przy równoczesnym spowolnieniu części „użytecznych” neutronów epitermicznych. Dla kolimatora krótszego zyski związane z termalizacją neutronów prędkich w graficie mogą przeważać nad stratami, wynikającymi z ubytku neutronów wcześniej odpowiednio zmoderowanych w filtrach. W kolimatorze dłuższym przeważać może efekt odwrotny, stąd zastosowanie ołowiu pomaga zwiększyć strumień neutronów epitermicznych w pozycji głowy pacjenta, gdyż wykładzina redukuje dodatkowe spowalnianie neutronów w kolimatorze.

Ostatecznie postanowiono pozostać przy kolimatorze grafitowym, pozbawionym wykładziny i skróconym do 10 cm.

2.15. Współczynnik mnożenia neutronów i końcowa optymalizacja konwertera

Na podstawie symulacji omówionych w podrozdziale 2.13, za optymalny uznany został konwerter zbudowany z 489 prętów EK-10, rozmieszczonych w siatce 2 cm. Obliczenia współczynnika mnożenia dla tego konwertera – w przypadku gdyby musiał być awaryjnie zalany lekką wodą – pokazały, że k_{eff} w takiej konfiguracji wynosi dokładnie 1.00. Zatem, zostałyby osiągnięty stan krytyczny, co jest niedopuszczalne ze względów bezpieczeństwa. Dla 398 prętów uranowych, rozmieszczonych w siatce 2.5 cm, wartość k_{eff} wynosi 0.92, gdy konwerter zalany jest wodą. Zwiększenie siatki powoduje jednakże znaczący spadek strumienia neutronów epitermicznych: z $1.85 \cdot 10^{-5} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ do $1.61 \cdot 10^{-5} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$ (318 lub 398 prętów w siatce 2.5 cm; patrz Rysunek 2-40). Zaproponowano wykorzystanie siatki „mieszanej”, w której 245 pręty paliwowe (5 rzędów) rozmieszczone zostały w siatce 1.8 cm, usytuowanej w bezpośrednim sąsiedztwie moderatora, zaś 244 pręty (8 rzędów) w siatce 2.5 cm znajdowały się bliżej wylotu kanału reaktora. Konfiguracja konwertera jest zbliżona do tej, którą przedstawia Rysunek 2-40. Całkowita liczba prętów jest taka sama dla siatki 2 cm, ale – dzięki czynnikom geometrycznym – współczynnik mnożenia neutronów, w warunkach awaryjnych, wynosi 0.98. Aby porównać parametry wiązki dla siatki mieszanej z wynikami z podrozdziału 2.13, w obliczeniach użyto grafitowego kolimatora stożkowego o długości 20 cm. Okazuje się, że dla siatki mieszanej ϕ_{epi} osiąga wartość $1.80 \cdot 10^{-5} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$. Jest to nieco mniej niż dla siatki 2 cm, lecz zauważalnie więcej niż gdy pręty rozmieszczone są w siatce 2.5 cm. Zatem, postanowiono pozostać przy siatce 1.8 + 2.5 cm, jako spełniającej

warunki bezpieczeństwa, a równocześnie zapewniającej bardziej intensywną wiązkę niż siatka 2 cm.

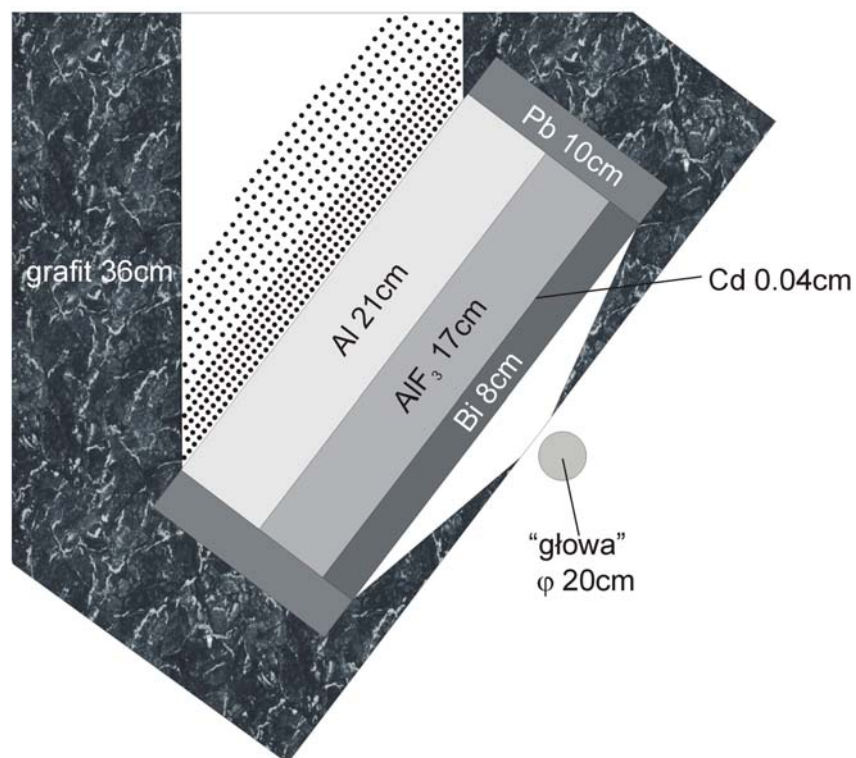
Tabela 2-16 Parametry wiązki terapeutycznej dla różnych konfiguracji kolimatora i filtra gdy konwerter składa się z 489 prętów, rozmieszczonych w siatce mieszanej 1.8 + 2.5 cm.

konfiguracja	ϕ_{epi} [10^{-5} n·cm ⁻²]	D_{γ}/ϕ_{epi} [10^{-11} cGy·cm ² ·n ⁻¹]	D_{in}/ϕ_{epi} [10^{-11} cGy·cm ² ·n ⁻¹]
84 cm filtr-moderator 20 cm kolimator stożkowy	1.80	1.23	2.03
84 cm filtr-moderator 10 cm kolimator stożkowy	1.98	0.93	2.25
84 cm filtr-moderator 10 cm kolimator ostrosłup	2.02	0.90	2.30
101 cm filtr-moderator 10 cm kolimator ostrosłup	2.04	0.82	2.19

Zgodnie z wynikami uzyskanymi w trakcie optymalizacji kolimatora, został on skrócony do 10 cm. Tak jak oczekiwano, strumień neutronów epitermicznych wzrósł (patrz Tabela 2-16) i osiągnął $1.98 \cdot 10^{-5}$ n·cm⁻². Ponieważ kolimator stożkowy jest trudny do wykonania, zastąpiono go kolimatorem o takiej samej długości, lecz o kształcie ostrosłupa ściętego. Przyniosło to nieznaczny wzrost ϕ_{epi} do $2.02 \cdot 10^{-5}$ n·cm⁻². Rozszerzenie układu filtra-moderatora do 101 cm prowadzi do dalszej poprawy parametrów wiązki; strumień neutronów epitermicznych wynosi $2.04 \cdot 10^{-5}$ n·cm⁻², przy równoczesnym spadku względnych dawek kwantów gamma i neutronów prędkich w porównaniu z poprzednią konfiguracją, gdy szerokość moderatora wynosiła 84 cm.

Po rozszerzeniu filtrów do 101 cm, konwerter składał się z 489 prętów w siatce mieszanej, lecz tym razem w siatce 1.8 cm znajdowało się 270 prętów w 5 rzędach, natomiast siatkę 2.5 cm tworzyło 219 prętów rozmieszczonych w 7 rzędach. Ta konfiguracja (Rysunek 2-44) została uznana za ostateczną i optymalną, jako dostarczająca największy strumień neutronów epitermicznych, przy równoczesnym spełnieniu wymogów bezpieczeństwa. Co prawda względna dawka neutronów szybkich nieznacznie przekracza rekomendowaną wartość, lecz nie powinno powodować to zauważalnych problemów w czasie terapii zwłaszcza, że względna dawka fotonów jest tak mała, iż z nadwyżką rekompensuje zbyt duży udział neutronów prędkich w wiązce.

Przesunięcie układu filtra-moderatora w kierunku reaktora – oraz umieszczenie go częściowo w świetle wylotu kanału poziomego – spowodowało znaczące zwiększenie względnej dawki fotonów pochodzących bezpośrednio z reaktora w całkowitej D_{γ}/ϕ_{epi} . W



Rysunek 2-44 Końcowa konfiguracja źródła neutronów epitermicznych dla celów terapii BNCT. Konwerter składa się z 489 prętów uranowych rozmieszczonych w siatce 1.8 + 2.5 cm. Szerokość filtra-moderatora wynosi 101 cm. Grafitowy kolimator o długości 10 cm ma kształt ostrosłupa ściętego.

podrozdziale 2.9 wspomniano, że omawiana wielkość dla 21 cm aluminium i 17 cm AlF_3 wynosiła zaledwie $5.49 \cdot 10^{-17} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$, a więc o 6 rzędów wielkości mniej niż całkowita względna dawka fotonów (Tabela 2-13). W konfiguracji uznanej za optymalną (Rysunek 2-44), całkowita D_γ / ϕ_{epi} wynosi $8.16 \cdot 10^{-12} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$, przy czym względna dawka od fotonów zrodzonych w wyniku oddziaływań neutronów to $8.07 \cdot 10^{-12} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$, zaś względna dawka związana z kwantami gamma bezpośrednio z reaktora wynosi $9.25 \cdot 10^{-14} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$, stanowiąc 1.13 % całkowitej dawki względnej fotonów. Aczkolwiek D_γ / ϕ_{epi} od fotonów z reaktora, po przesunięciu i rozszerzeniu układu filtrująco-moderującego, zwiększyła się o 3 rzędy wielkości, to i tak stanowi ona bardzo mały ułamek dawki całkowitej; co zdecydowanie odróżnia zaproponowane źródło neutronów epitermicznych od istniejących instalacji BNCT, dla których redukcja kwantów gamma z reaktora stanowi istotny problem.

2.16. Podsumowanie

W efekcie symulacji komputerowych, prowadzonych przy użyciu kodu MNCP, wybrana została optymalna konfiguracja źródła neutronów epitermicznych dla terapii BNCT (Rysunek

2-44). Konwerter neutronów powinien składać się z 489 prętów EK-10, rozmieszczonych w siatce mieszanej: 270 prętów w 5 rzędach, w siatce 1.8 cm oraz 219 prętów w 7 rzędach, w siatce 2.5 cm. Taki układ elementów paliwowych zapewnia stan podkrytyczny, gdyby konwerter musiał być zalany wodą. Całkowita masa ^{235}U wynosi 3.934 kg. Układ filtrująco-moderujący wiązkę ustawiony jest ukośnie względem osi kanału poziomego H-2 reaktora MARIA. Zbudowany jest on z moderatora neutronów (21 cm aluminium i 17 cm AlF_3), 0.04 cm kadmu, którego zadaniem jest eliminacja neutronów termicznych, oraz 8 cm warstwy bizmutu, służącej jako filtr fotonów. Filtr-moderator, o szerokości 101 cm, otoczony jest reflektorem ołowianym, którego założona grubość wynosi 10 cm. Rezultaty symulacji zaprezentowane w podrozdziale 2.11 wskazują, że użycie grubszego reflektora – jeśli konstrukcyjnie okaże się to możliwe – powinno poprawić intensywność wiązki. Zaleca się wykorzystanie kolimatora grafitowego o długości 10 cm i kształcie ostrosłupa ściętego. Całość winna być osłonięta grafitem o grubości 36 cm, który jest bardzo ważnym elementem zapobiegającym ucieczce neutronów pochodzących z rozszczepienia w konwerterze i moderującym je do energii termicznych.

Omówiony powyżej układ zapewnia strumień neutronów epitermicznych $2.04 \cdot 10^{-5} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$, na jeden neutron źródła, w pozycji głowy pacjenta. Przy strumieniu neutronów termicznych na wylocie kanału reaktora, o średnicy 60 cm, szacowanym na $1.1 \cdot 10^{10} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, daje to orientacyjnie $6.34 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ neutronów epitermicznych w pozycji terapeutycznej; a więc poniżej wartości zapewniającej bardzo krótkie czasy naświetlania. Drogą do poprawy tego parametru jest przebudowa reaktora MARIA, poprzez zmiany w jego rdzeniu oraz zastosowanie odpowiednich kesonów pomiędzy rdzeniem i wlotem kanału H-2, tak aby zwiększyć strumień neutronów wpadających do konwertera uranowego. Wspomniane przedsięwzięcie o charakterze konstrukcyjnym leży jednak poza zakresem niniejszej pracy. Warto dodać, że nie we wszystkich istniejących stanowiskach do terapii borowo-neutronowej ϕ_{epi} przekracza $1 \cdot 10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$; dla stanowisk w Petten i Řež wynosi on odpowiednio $3.3 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ i $1.07 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (patrz podrozdział 2.3), a więc poniżej wartości oczekiwanej dla reaktora MARIA, nawet bez jego przyszłych udoskonaleń.

Godna uwagi jest przewidywana czystość wiązki, zwłaszcza w zestawieniu z danymi dla innych instalacji BNCT, przedstawionymi w podrozdziale 2.3. Względne dawki neutronów prędkich i fotonów wynoszą odpowiednio: $8.16 \cdot 10^{-12} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$ i $2.19 \cdot 10^{-11} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$. Dawka względna neutronów szybkich nieznacznie przekracza zalecane $2 \cdot 10^{-11} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$, ale jest ona z nadstatkiem rekompensowana przez bardzo małą dawkę względną fotonów.

Ukośne ustawienie filtrów względem osi kanału reaktora spowodowało, że pozycja naświetlania znajduje się, w zasadzie, poza oddziaływaniem fotonów pochodzących z rdzenia reaktora. Ich udział w całkowitej dawce względnej kwantów gamma to zaledwie 1.13 %. Propozycja nietypowego usytuowania elementów filtrujących pomogła zatem rozwiązać poważny problem, związany z silnym polem fotonowym zanieczyszczającym wiązkę, choć z drugiej strony ucierpiał na tym strumień neutronów epitermicznych. Symulacje Monte Carlo pokazują, że niejednorodność wiązki po przejściu przez układ filtrująco-moderujący nie jest znacząca (podrozdział 2.12), bowiem wielokrotne rozproszenia neutronów niwelują efekty związane z ukośnym usytuowaniem filtrów.

Literatura

- [2.1] W.S. Kiger III, S. Sakemoto and O.K. Harling, *Neutronic design of a fission converter-based epithermal neutron beam for neutron capture therapy*. Nucl. Sci. Eng. 131 (1999) 1-22.
- [2.2] D.W. Nigg, *Some recent trends and progress in the physics and biophysics of neutron capture therapy*. Prog. Nucl. Energy. 35(1) (1999) 79-127.
- [2.3] *Current status of neutron capture therapy*, IAEA, Vienna, IAEA-TEDOC-1223, ISSN 1011-4298 (2001).
- [2.4] A.H. Soloway, W. Tjarks, B.A. Barnum, F.G. Rong, F.G. Barth, I.M. Codogni and J.G. Wilson, *The chemistry of neutron capture therapy*, Chem. Rev. 98 (1998) 1515-1562.
- [2.5] D.N. Slatkin, *A history of boron neutron capture therapy of brain tumours*, Brain 114, (1991) 1609-1629.
- [2.6] H. Rief, R. van Heusden and G. Perlini, *Generating epithermal neutron beams for BNCT for neutron capture therapy in TRIGA reactors*, in *Advances in Neutron Capture Therapy*, eds. A. Soloway, R. Barth and D. Carpenter, New York: Plenum Press (1993) 85-93.
- [2.7] <http://www.nedo.go.jp/english/activities/portal/gaiyou/p05003/p05003.html>
- [2.8] J.C. Yanch, J.K. Kim and M.J. Wilson, *Design of a californium-based epithermal neutron beam for neutron capture therapy*, Phys. Med. Biol. 38 (1993) 1145-1155.
- [2.9] C.K. Wang, J.F. Zino and G. Kessler, *Enhancement of a ^{252}Cf -based neutron beam via subcritical multiplication for neutron capture therapy*, Appl. Rad. Isot. 53 (2000) 811-814.

- [2.10] G Gambarini, S. Agosteo, P. Marchesi, E. Nava, P. Palazzi, A. Pecci, G. Rosi and R Tinti, *Discrimination of various contributions to the absorbed dose in BNCT: fricke-gel imaging and intercomparison with other experimental results*, Appl. Radiat. Isot. 53, (2000) 765-772.
- [2.11] R.L. Moss, O. Aizawa, D. Beynon, R. Brugger, G. Constantine, O. Harling, H.B. Liu and P. Watkins, *The requirements and development of neutron beams for neutron capture therapy of brain cancer*, J. Neurooncology 33 (1997) 27-40.
- [2.12] K.J. Riley, P.J. Binns and O.K. Harling, *Performance characteristics of the MIT fission converter based epithermal neutron beam*, Phys. Med. Biol. 48 (2003) 943-958.
- [2.13] R.F. Barth, A.H. Soloway and R.M. Brugger, *boron neutron capture therapy of brain tumors: Past history, current status and future potential*, Cancer Invest., 14(6) (1996) 534-550.
- [2.14] Y. Torli, T. Kishi, H. Kumada, K. Yamamoto, K. Yokoo, N. Ohbashi, F. Sakurai and K. Kaieda, *BNCT irradiation facility at the JRR-4*, Proc. 7th Meeting of the International Group on Research Reactors, San Carlos de Bariloche, Argentina, Oct. 26-29, 1999.
- [2.15] R. Moss, J. Casado, K. Ravensberg, F. Stecher-Rasmussen and P. Watkins, *The completed boron neutron capture therapy facility at the HFR Petten*, Advances in Neutron Capture Therapy, Vol. 1, Proceedings of the Seventh International Symposium on Neutron Capture Therapy for Cancer, Elsevier, Amsterdam (1997) 331-335.
- [2.16] I. Auterinen, P. Hiismäki, T. Serén and T. Seppälä, *Creating an epithermal neutron field for BNCT using a TRIGA reactor and an aluminum-aluminum fluoride composite as neutron moderator*, Proceedings of the 1998 ANS Radiation Protection and Shielding Division Topical Conference Technologies for the New Century, Nashville, TN, USA, April 19-23, 1998. Vol. 2. American Nuclear Society (1998) II 77-83.
- [2.17] V. Giusti, P.M. Munck, P.M. Rosenschold, K. Skold, B. Montagnini and J. Capala. *Monte Carlo model of the Studsvik BNCT clinical beam: description and validation*, Med Phys. 30(12), (2003) 3107-3117.
- [2.18] M. Marek, J. Burian, J. Rataj, J. Polak and F. Spurny, *Reactor based epithermal neutron beam enhancement at Rez*, Radiat. Prot. Dosimetry 70 (1-4) (1997) 567-570.
- [2.19] K. Pytel i L. Dąbkowski: *Projekt koncepcyjny stanowiska do terapii BNCT przy kanale poziomym reaktora MARIA, MERITUM, (1999)*
- [2.20] K. Pytel i J. Dąbkowski, *Optymalizacja konwertera uranowego dla potrzeb BNCT w reaktorze MARIA. Założenia do obliczeń*. Warszawa (2001).
- [2.21] K. Pytel, *Widmo energetyczne promieniowania gamma w rdzeniu reaktora MARIA, Opracowanie wewnętrzne IBJ, Nr 0-63/XI/79 (1979)*.
- [2.22] J.F. Briesmaister, *MCNP – A general monte carlo N-particle transport code, Version 4C*. Los Alamos National Laboratory, LA-13709-M, (2000).

- [2.23] RSICC Computer Code Collection, *MCNP4C2 Monte Carlo N-particle transport code system*, Oak Ridge National Laboratory (2001).
- [2.24] V. McLane, Ed., *ENDF-102 data formats and procedures for the evaluated nuclear data file, ENDF-6*, BNL-NCS-44945-01/04-Rev, Brookhaven National Laboratory (2001).
- [2.25] R.E. MacFarlane and D.W. Muir, *NJOY99.0 code system for producing pointwise and multigroup neutron and photon cross sections from ENDF/B data*, PSR-480, Los Alamos National Laboratory (2000).
- [2.26] U. Woźnicka, G. Tracz and D. Dworak, *Computer simulation of the fission-uranium converter as the neutron source for the boron-neutron capture therapy (in Polish)*, IFJ Report 1886/AP (2001).
- [2.27] G. Tracz and U. Woźnicka, *Optimization of the fission-converter and the filter/moderator arrangement for the boron-neutron capture therapy (BNCT)*, IFJ Report 1913/AP (2002).
- [2.28] M. Kielkiewicz, *Teoria reaktorów jądrowych*, PWN, Warszawa 1987.
- [2.29] Finnish patent No. 92890; US patent No. 5703918.

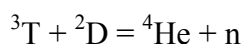
3. Impulsowe źródło neutronów termicznych przy generatorze neutronów prędkich

W niniejszym rozdziale zaprezentowano projektowanie impulsowego, wtórnego źródła neutronów termicznych, które znajdzie zastosowanie w pomiarach parametrów neutronowych dla materiałów słabo moderujących, między innymi próbek skalnych. Pierwotnym źródłem jest impulsowy generator neutronów, o energii 14 MeV, znajdujący się w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie. Celem pracy jest zaprojektowanie układu najwydajniej spowalniającego neutrony prędkie ze źródła pierwotnego, a równocześnie zapewniającego wystarczająco szybki zanik strumienia neutronów termicznych pochodzących ze źródła wtórnego.

Całość prac związanych z symulacjami Monte Carlo – wykonanych nowszą niż w poprzednim rozdziale wersją kodu MCNP5 [3.1] – została przeprowadzona osobiście przez doktoranta. Na ich podstawie skonstruowany został prototyp źródła, co pozwoliło na wykonanie serii eksperymentów sprawdzających przewidywania teoretyczne odnośnie zaniku strumienia neutronów termicznych z zaprojektowanego źródła. Ponadto, upewniono się, że obecność dodatkowego elementu układu eksperymentalnego nie zaburza pomiaru parametrów neutronowych próbek.

3.1. Wprowadzenie

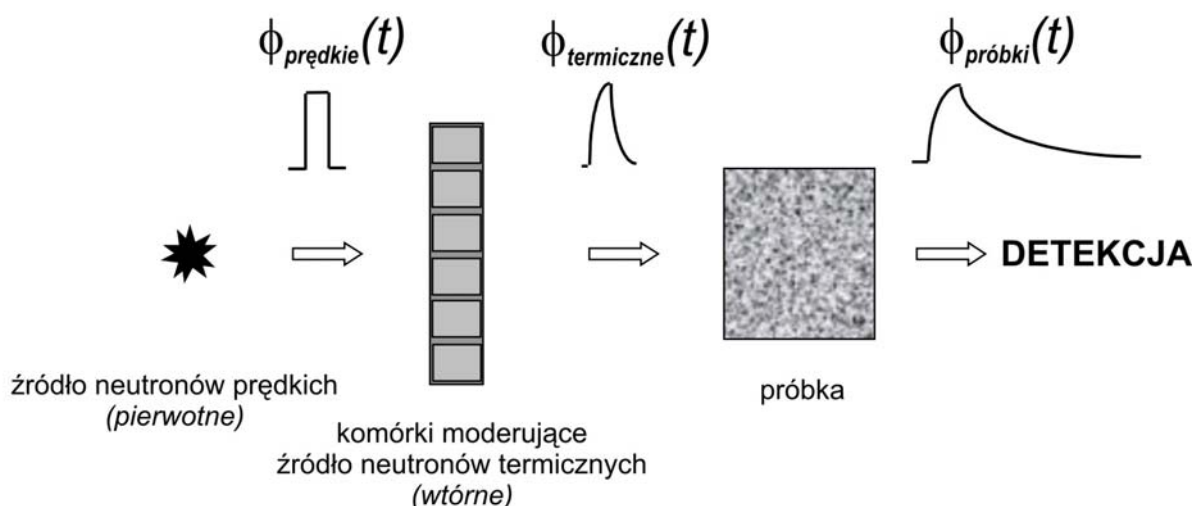
W Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie znajduje się impulsowe źródło neutronów prędkich. Do ich wytwarzania wykorzystuje się w rozpędzone cząstki deuteru, które uderzają w tarczę trytową; w efekcie czego otrzymuje się praktycznie monoenergetyczne neutrony o energii 14 MeV. Wspomniana reakcja przebiega następująco:



Istniejące źródło wykorzystuje się głównie do pomiarów parametrów dyfuzyjnych neutronów termicznych różnych materiałów, takich jak: makroskopowy przekrój czynny absorpcji, stała dyfuzji oraz współczynnik ochładzania dyfuzyjnego. Do wyznaczania powyższych parametrów wykorzystuje się tak zwany eksperyment impulsowy. Polega on na użyciu krótkiego impulsu neutronów, które padają na badaną próbkę. Neutrony prędkie spowalniane są w próbce, zatem – po pewnym czasie – wewnątrz mierzonego materiału pojawiają się neutrony termiczne. Rejestracja strumienia neutronów termicznych opuszczających próbkę pozwala na wyznaczenie podstawowej składowej stałej zaniku czasowego λ , która jest fundamentalną wielkością w eksperymencie impulsowym. Po stosunkowo krótkim czasie wyższe składowe zaniku strumienia neutronów termicznych

wygasają; zaś przebieg czasowy strumienia neutronów termicznych można opisać relacją $\phi(t) \sim \exp(-\lambda t)$. Stała zaniku czasowego – wyznaczana na podstawie zmierzonych danych – zależy nie tylko od parametrów neutronowych ośrodka, ale także od jego kształtu i rozmiarów geometrycznych.

Zwykle próbki są stosunkowo duże, przeto neutrony szybkie są dostatecznie dobrze moderowane w badanym materiale, zwłaszcza gdy próbki zawierają wodór i inne pierwiastki lekkie. W przypadku słabo spowalniających materiałów, odpowiednio duży strumień neutronów termicznych można uzyskać, otaczając próbkę dobrym moderatorem neutronów [3.2]. Następnie rejestruje się zanik strumienia neutronów termicznych dla dwustrefowego układu próbki i zewnętrznego moderatora. W takich przypadkach wymagana jest doskonała znajomość parametrów neutronowych stosowanego moderatora.



Rysunek 3-1 Schemat ideowy impulsowego źródła neutronów termicznych.

W przypadku pomiarów małych próbek geologicznych – a takie eksperymenty planowane są w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie – zbudowanych głównie z pierwiastków ciężkich, a więc słabo spowalniających neutrony prędkie, osiągnąć strumień neutronów termicznych jest zbyt mały, aby wyznaczyć żądane parametry z odpowiednią dokładnością [3.3]. W eksperymencie bucklingowym konieczne jest użycie źródła impulsowego. Można rozważyć zastosowanie zwykłego źródła neutronów termicznych (lub epitermicznych) i czopera. Jednakże pomiar stałej zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych wymaga mikrosekundowych przedziałów czasowych, co wyklucza wspomniany wariant. Zatem, niezbędne jest spowolnienie neutronów prędkich, zanim osiągną one próbkę.

Odpowiednio zaprojektowany moderator, umieszczony pomiędzy źródłem neutronów 14 MeV a mierzonym materiałem (Rysunek 3-1), stanowił będzie wtórne źródło neutronów termicznych.

Warto zwrócić uwagę, iż przy takiej konfiguracji neutrony termiczne emitowane ze źródła wtórnego będą nakładać się na neutrony pochodzące z próbki, zakłócając tym samym pomiar. Należy zatem zaprojektować taki moderator, którego stała zaniku będzie odpowiednio duża, tak aby strumień neutronów z nim związany zanikł zanim rozpocznie się właściwy pomiar czasowej stałej zaniku neutronów termicznych; to jest w czasie, gdy z badanej próbki emitowane są jeszcze wyższe składowe stałej zaniku. Szacuje się, że $\lambda = 100\,000\text{ s}^{-1}$ powinna zapewnić odpowiednie warunki dla przeprowadzenia eksperymentu bucklingowego, w przypadku materiałów nie zawierających (dostatecznie dużo) wodoru.

Zgodnie z przybliżeniem dyfuzyjnym teorii transportu neutronów, aby osiągnąć wysoką stałą zaniku strumienia neutronów, należy zastosować małe rozmiary moderatora. Z drugiej strony, większe gabaryty pozwalają na bardziej efektywną termalizację neutronów. Optymalizacja źródła będzie więc polegała na wyborze odpowiednich rozmiarów moderatora. Należy wybrać taki wariant, który zapewni żadaną stałą zaniku, a równocześnie strumień neutronów termicznych będzie jak największy. Podobny problem był już badany [3.4], aczkolwiek nie poprzedziły go symulacje komputerowe, pozwalające teoretycznie wyselekcjonować najlepszą konfigurację. Pomysł zasadza się na użyciu tablicy moderatorów, rozdzielonych kadmem, umieszczonej prostopadle do padającej wiązki neutronów prędkich. Pojedynczy element tablicy ma małe rozmiary, żeby zapewnić wysoką stałą zaniku. Silny absorbent neutronów termicznych, jakim jest kadm, powoduje, że neutrony o energii mniejszej niż około 0.4 eV praktycznie nie przenikają pomiędzy poszczególnymi segmentami moderatora; a zatem stała zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych dla całej tablicy powinna być taka sama jak dla pojedynczego jej elementu. Obecność kadmu powoduje, że neutrony, które długo przebywały w objętości źródła wtórnego i poruszają się w kierunkach prostopadłych do wiązki pierwotnej, są eliminowane. Większy strumień neutronów termicznych wychodzących z moderatora można osiągnąć zwiększając jego grubość. Wysoka stała zaniku zapewniona zostanie dzięki małym rozmiarom poprzecznym segmentów źródła. Z drugiej strony – jak zostanie to pokazane – zbyt gruba warstwa moderatora prowadzi do zmniejszenia strumienia neutronów termicznych, gdyż zostają one zaabsorbowane zanim opuszczą układ spowalniający.

3.2. Postawy teoretyczne projektowania impulsowego źródła neutronów termicznych

Zależność czasowa modu podstawowego strumienia neutronów termicznych $\phi(t)$, emitowanych z próbki, ma charakter eksponencjalny $\sim \exp(-\lambda \cdot t)$, gdzie λ jest stałą zaniku czasowego. Wspomniana stała czasowa – zależna od neutronowych i geometrycznych parametrów ośrodka – może być wyliczona w oparciu o wielogrupowe równanie transportu w ośrodkach jednorodnych [3.5], [3.6]:

$$\lambda = \langle v\Sigma_a \rangle + D_0 B^2 - CB^4 + FB^6 - O(B^8) \quad (3-1)$$

gdzie: $\langle v\Sigma_a \rangle$ - średnia częstość absorpcji neutronów w ośrodku
(v – prędkość neutronów, Σ_a – makroskopowy przekrój czynny absorpcji)

D_0 - stała dyfuzji

C - współczynnik ochładzania dyfuzyjnego

F - parametr korekcyjny, bez interpretacji fizycznej

B^2 - buckling geometryczny układu

Buckling geometryczny B^2 wynika z rozwiązania przestrzennego rozkładu strumienia neutronów termicznych, w danej geometrii; i dla prostopadłościanu wynosi [3.6]:

$$B^2 = (\pi/a_1)^2 + (\pi/a_2)^2 + (\pi/a_3)^2 \quad (3-2)$$

gdzie: a_i - wymiary geometryczne a_i^g krawędzi sześcianu, powiększone o długość ekstrapolacji d

Przy czym, zachodzi następująca relacja:

$$a_i = a_i^g + 2d \quad (3-3)$$

Długość ekstrapolacji wyprowadzona jest z rozwiązania podstawowego problemu [3.7], w ramach teorii dyfuzji, dla neutronów termicznych. Zależy ona od własności neutronowych ośrodka i może być wyrażona [3.8] za pomocą stałej dyfuzji D_0 :

$$d = 2.28D_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2v_T} \quad (3-4)$$

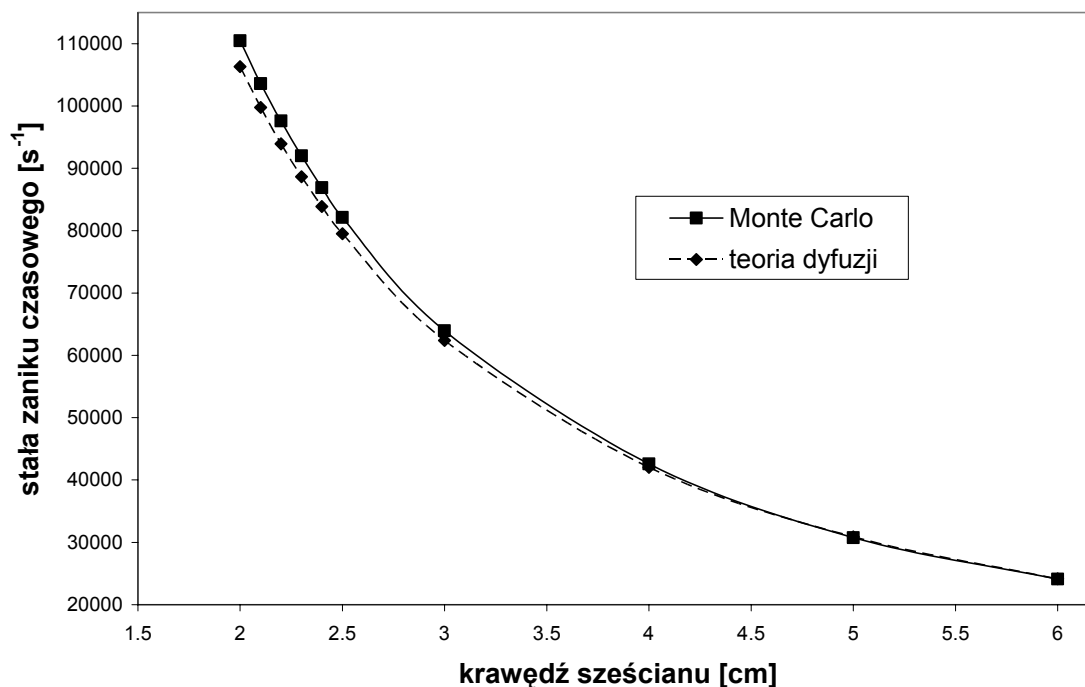
gdzie: v_T - prędkość najbardziej prawdopodobna neutronów termicznych

Równanie (3-4) obowiązuje dla ośrodków wodorowych. Zakładając maxwellowski rozkład energii neutronów termicznych, można wyliczyć prędkość najbardziej prawdopodobną:

$$v_T = \sqrt{2kT/m} \quad (3-5)$$

gdzie: k - stała Boltzmannna
 T temperatura ośrodka
 m masa neutronu

Aby wyliczyć stałą zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych, wystarczy tedy znać parametry neutronowe i rozmiary ośrodka. Jednakże, teoria przybliżenia dyfuzyjnego ma pewne ograniczenia; a jednym z nich jest warunek, aby rozmiary rozważanych obiektów przekraczały trzy średnie drogi swobodne neutronu w danym medium. Nawet jeśli to założenie jest spełnione, przy małych gabarytach próbek daje o sobie znać zjawisko ochładzania dyfuzyjnego. Polega ono na ucieczce neutronów o wyższych energiach z układu, co powoduje, że rozkład energetyczny neutronów termicznych odbiega od maxwellowskiego. Tymczasem prędkość najbardziej prawdopodobna jest wyliczana ze wzoru (3-5), przy założeniu rozkładu Maxwella. Zatem, prawdziwa wartość v_T jest mniejsza, co zmienia długość ekstrapolacji. Przede wszystkim jednak, zniekształcony rozkład energetyczny wpływa na średnie wartości parametrów neutronowych, występujących we wzorze (3-1), które wyznacza się przez ważenie odpowiednich wielkości – zmiennych energetycznie – oczekiwanym strumieniem neutronów w danym przedziale energii. Co prawda ochładzanie dyfuzyjne jest w opisie analitycznym uwzględniane przez wprowadzenie stałej C (ewentualnie zmodyfikowanej przez parametr korekcyjny F), którą można wyliczyć korzystając z przybliżenia teoretycznego tudzież znajomości parametrów neutronowych i rozmiarów moderatora. Niestety, uzyskana w ten sposób wartość współczynnika ochładzania dyfuzyjnego C zależy zarówno od przybliżenia teoretycznego zastosowanego dla danego problemu fizycznego, jak i założonego modelu rozpraszania neutronów.



Rysunek 3-2 Porównanie stałych zaniku czasowego dla sześcianów z polietylenu, o gęstości $0.9507 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, obliczonych z przybliżenia dyfuzyjnego i symulacji Monte Carlo.

Powyższe zjawisko zostało zaobserwowane dla próbek o dużym bucklingu [3.9], a takie właśnie elementy będą potrzebne, aby zbudować moderator, którego stała zaniku czasowego neutronów termicznych ma wynosić $\lambda = 100\,000 \text{ s}^{-1}$. W związku z tym, zasadne staje się przeprowadzenie symulacji Monte Carlo, które nie podlegają ograniczeniom omówionym w poprzednim akapicie, a więc powinny dawać bardziej wiarygodne rezultaty.

Problem ilustruje Rysunek 3-2. Obliczono – na dwa sposoby: teoria dyfuzji i symulacje Monte Carlo – stałą zaniku dla sześcianów, wykonanych z polietylenu o gęstości $0.9507 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, o różnych wymiarach. W przypadku przybliżenia dyfuzyjnego wzięto pod uwagę parametr korekcyjny F z równania (3-1) – który zazwyczaj jest pomijany – ze względu na stosunkowo duży buckling. Zgodność wyników jest bardzo dobra dla dużych rozmiarów sześcianów. Poniżej rozmiarów kostki $4\times 4\times 4 \text{ cm}^3$ pojawiają się rozbieżności, które rosną, gdy zmniejsza się długość krawędzi sześcianu. Postulowana wartość stałej zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych jest w zakresie, gdzie różnica pomiędzy wynikami analitycznymi i Monte Carlo jest już dość znacząca.

Naturalnie, stałą zaniku można wyznaczyć eksperymentalnie; tak jak opisano to w poprzednim podrozdziale. Jednakowoż wykonanie i pomiary wielu ewentualnych wariantów moderatora byłyby kłopotliwe i długotrwałe. Zdecydowano przeprowadzić stosowne pomiary

– opisane w dalszej części pracy – tylko dla prototypu, który został uznany za optymalny na podstawie symulacji Monte Carlo.

3.3. Symulacje Monte Carlo

Można rozważać rozmaite kształty pojedynczych segmentów impulsowego źródła wtórnego neutronów termicznych (na przykład: heksagonalny, o podstawie trójkąta); jednak prostopadłościan jest najłatwiejszy do wykonania. Ponadto, dla prostoty i aby zachować symetrię, zdecydowano prowadzić symulacje komputerowe tylko dla prostopadłościanów o kwadratowym polu podstawy, w kierunku prostopadłym do pierwotnej wiązki neutronów prędkich. A zatem, grubość moderatora była determinowana przez dwie jednakowe krawędzie elementu źródła.

Założono, że obliczenia będą prowadzone dla polietylenu, $(\text{CH}_2)_n$, jako wodorowego materiału spowalniającego. Jego neutronowe parametry termiczne – to jest $\langle \nu \Sigma_a \rangle$, D_0 , C oraz F – zostały już wcześniej wyznaczone [3.8]. Ich wartości zostały jedynie przeliczone przez doktoranta dla materiału o gęstości $\rho = 0.9507 \text{ g cm}^{-3}$, która nieznacznie różni się od oryginalnej. Wspomniane przeliczenie polegało na wymnożeniu (w przypadku średniej częstości absorpcji neutronów w ośrodku) lub podzieleniu (dla pozostałych parametrów) przez odpowiednią potęgę gęstości tak zwanych parametrów bezgęstościowych. Omawiane wielkości zostały wykorzystane w rozważaniach wstępnych – opartych na teorii dyfuzji – i wynoszą one: $\langle \nu \Sigma_a \rangle = 6072 \text{ s}^{-1}$, $D_0 = 27050 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $C = 1892 \text{ cm}^4 \cdot \text{s}^{-1}$, zaś $F = 135 \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$.

Przyjęto, że w trakcie symulacji komputerowych, za termiczne uznawane będą neutrony o energii nie większej niż 0.8 eV. Wszystkie obliczenia, przeprowadzone programem MCNP5 [3.1], wykonano dla temperatury 20° C. Wodór związany w polietylenie – w zakresie energii termicznych – posiada odmienne przekroje czynne na rozpraszanie, w porównaniu z wodorem traktowanym jako gaz swobodny. Dlatego też – przy symulacji rozpraszania neutronów o energii poniżej 4.46 eV na wodorce w polietylenie – użyto danych „poly.60t” z biblioteki „sab2002”, dystrybuowanej standardowo wraz z kodem MCNP5. Aczkolwiek początkowa energia neutronów z pierwotnego źródła impulsowego wynosi 14 MeV, do obliczania stałej zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych przyjęto źródło o rozkładzie maxwellowskim. Wykazano wcześniej, że inicjalny rozkład energetyczny źródła nie ma znaczenia w tego typu symulacjach [3.8], natomiast założenie źródła maxwellowskiego znacznie przyspiesza obliczenia. Niemniej, aby uzyskać całkowitą pewność, dla końcowej konfiguracji moderatora sprawdzono czy stała zaniku nie zmienia się, gdy początkowa energia neutronów jest równa 14 MeV. Liczba symulowanych historii była tak dobierana, aby

błąd względny – rosnący wraz z czasem – wartości strumienia w poszczególnych przedziałach czasowych nie przekraczał 2÷3 %; co zapewniało dostateczną dokładność przy wyznaczaniu stałej zaniku. Stała zaniku modu podstawowego strumienia neutronów termicznych $\phi(t)$ była wyznaczana w ten sam sposób jak w rutynowych eksperymentach [3.10].

Wszystkie wartości strumienia neutronów, zaprezentowane poniżej, zostały obliczone i podane – analogicznie jak w rozdziale poświęconym terapii borowo-neutronowej – w przeliczeniu na jeden neutron źródła.

3.3.1. Wybór bucklingu geometrycznego

Pierwszy etap symulacji polegał na znalezieniu bucklingu geometrycznego, który zapewnia żadaną stałą zaniku strumienia neutronów termicznych λ . Obliczenia Monte Carlo prowadzono dla sześcianów o rozmaitych rozmiarach, metodą kolejnych przybliżeń. Początkowo przyjęto długości krawędzi sześcianu równe: 2, 2.5, 3 i 4 cm. Następnie zbadano przedział od 2 cm do 2.5 cm, co 0.1 cm; a wreszcie zakres od 2.1 cm do 2.2 cm, z krokiem 0.02 cm. Dalsze zwiększanie dokładności nie jest zasadne, z uwagi na ograniczenia techniczne przy budowie rzeczywistego prototypu źródła. Uzyskane wyniki – wraz z analogicznymi wartościami stałej zaniku wynikającymi z teorii dyfuzji – przedstawia Tabela 3-1.

Bardzo często stała zaniku – wyprowadzona z przybliżenia dyfuzyjnego – obliczana jest, zaniehbując parametr korekcyjny F . W przypadku gdy buckling geometryczny jest stosunkowo duży, istotne stają się wyższe człony rozwinięcia w równaniu (3-1). Tabela 3-1 zawiera – w celach poglądowych – dwie wartości stałej zaniku wyliczonej z omawianego równania. Kolumna λ_C zawiera stałą zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych, gdy parametr korekcyjny został zaniehbany, zaś kolumna λ_F przedstawia analogiczną wielkość z uwzględnieniem F . Zgodność pomiędzy wynikami uzyskanymi z symulacji Monte Carlo i analitycznymi jest dużo lepsza, gdy weźmie się pod uwagę parametr korekcyjny F .

Tabela 3-1 Stałe zaniku (analityczne i z symulacji) dla sześcianów z polietylenu o różnych rozmiarach.

krawędź [cm]	B^2 [cm ⁻²]	λ_C [s ⁻¹]	λ_F [s ⁻¹]	λ_{MC} [s ⁻¹]
2	4.75	91843	106313	110460 ± 250
2.1	4.39	88344	99777	103609 ± 146
2.12	4.32	87638	98557	102313 ± 103
2.14	4.26	86932	97363	101092 ± 107
2.16	4.19	86226	96195	99864 ± 128

2.18	4.13	85520	95051	98700 ± 106
2.2	4.07	84817	93931	97613 ± 121
2.3	3.78	81334	88659	92008 ± 125
2.4	3.53	77941	83875	86905 ± 107
2.5	3.30	74669	79510	82127 ± 159
3	2.42	60465	62384	63965 ± 43
4	1.46	41616	42040	42586 ± 62

Tabela 3-2 Stałe zaniku (analityczne i z symulacji) dla prostopadłościanów z polietylenu o zbliżonym bucklingu geometrycznym.

rozmiary prostopadłościanu [cm ³]	B^2 [cm ⁻²]	λ_F [s ⁻¹]	λ_{MC} [s ⁻¹]
1.7×1.7×18.0	4.12	94804	100438 ± 132
1.8×1.8×4.4	4.15	95436	100038 ± 170
1.9×1.9×3.1	4.20	96272	100397 ± 161
2.0×2.0×2.6	4.19	96209	100046 ± 139
2.1×2.1×2.3	4.19	96089	99761 ± 124
2.2×2.2×2.1	4.18	95884	99630 ± 137
2.3×2.3×1.9	4.24	97051	100920 ± 98
2.4×2.4×1.8	4.22	96715	100628 ± 173
2.5×2.5×1.7	4.24	97078	101112 ± 127

Postulowana stała zaniku osiągnana jest gdy $\lambda_F \approx 96000 \text{ s}^{-1}$; zatem założono, że dla prostopadłościanów λ_{MC} wyniesie około 100000 s^{-1} , gdy będą one miały taki sam buckling geometryczny jak sześciąt o krawędzi 2.16 cm. Przeprowadzono kolejną serię symulacji komputerowych, aby sprawdzić powyższe przypuszczenie. Długości krawędzi prostopadłych do kierunku wiązki pierwotnej zmieniano od 1.7 cm do 2.5 cm, co 0.1 cm; natomiast grubość moderatora była dobierana tak, aby zachować $B^2 \approx 4.19 \text{ cm}^{-2}$, odpowiadający $\lambda_F \approx 96000 \text{ s}^{-1}$.

Tabela 3-2 przedstawia uzyskane rezultaty, potwierdzające wcześniejsze założenie odnośnie stałej zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych dla prostopadłościanów o różnych wymiarach, lecz zbliżonym bucklingu geometrycznym.

3.3.2. Optymalna termalizacja neutronów prędkich ze źródła pierwotnego

Jak wykazano w poprzednim podrozdziale, różne rozmiary pojedynczego prostopadłościanu mogą zapewnić taką samą stałą zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych, z uwagi na ten sam buckling geometryczny. Kolejny etap pracy polegał na wyselekcjonowaniu takiego segmentu do budowy tablicy moderatorów, który najefektywniej spowalnia neutrony prędkie ze źródła pierwotnego. Intuicyjnie jest jasne, że im grubsza warstwa moderatora, tym więcej spowolnionych neutronów. Z drugiej strony, jeśli wymiar

podłużny prostopadłościanu jest zbyt duży, to stermalizowane neutrony będą absorbowane. Wielkość strumienia neutronów termicznych, emitowanych z całej tablicy, będzie zależała także od jej rozmiarów poprzecznych, z uwagi na efekty transportu, takie jak rozpraszanie i absorpcja.

Aby znaleźć optymalny wariant tablicy moderatorów, przeprowadzono obliczenia Monte Carlo, których celem było porównanie strumieni neutronów termicznych emitowanych ze źródła wtórnego. Symulowano transport neutronów prędkich, o energii 14 MeV, przechodzących przez tablicę składającą się z prostopadłościanów polietylenowych, rozdzielonych kadmem o grubości 2 mm. Izotropowe, punktowe źródło neutronów umieszczone było na osi prostopadłej do płaszczyzny tablicy moderatorów, przechodzącej przez środek wspomnianej tablicy. Pomiędzy źródłami pierwotnym i wtórnym umieszczono płytę żelazną, o grubości 1 cm, która jest elementem konstrukcyjnym realnego impulsowego generatora neutronów. Kryterium porównawcze, dla rozmaitych wariantów tablicy moderującej, stanowił strumień neutronów termicznych przechodzący przez powierzchnię kwadratu $3 \times 3 \text{ cm}^2$, zlokalizowanego na tylnej (względem źródła 14 MeV) powierzchni źródła wtórnego. Zgodnie z wcześniejszymi uwagami, strumień ów liczony był na jeden neutron źródła.

Jak to już zostało powiedziane, optymalizować należy zarówno grubość jak i wymiary poprzeczne moderatora. Początkowo skupiono się na pierwszym z wymienionych czynników; natomiast drugi zostanie omówiony w dalszej części pracy. Wymodelowano wszystkie warianty pojedynczego elementu źródła wtórnego, które zawiera Tabela 3-2. Najpierw wymiary poprzeczne całej tablicy były dobrane najbliżej jak to możliwe kwadratowi $9 \times 9 \text{ cm}^2$, gdyż takie gabaryty – z konstrukcyjnego punktu widzenia – zapewniają łatwe wkomponowanie źródła wtórnego w istniejący układ pomiarowy.

Tabela 3-3 Strumienie neutronów termicznych z tablicy moderatorów o rozmiarach poprzecznych bliskich $9 \times 9 \text{ cm}^2$.

rozmiary pojedynczego segmentu [cm ³]	liczba segmentów	rozmiar poprzeczny tablicy [cm ²]	ϕ [10 ⁻⁶ n·cm ⁻²]	σ [%]
1.7×1.7×18.0	5×5	9.7×9.7	0.53	7.04
1.8×1.8×4.4	5×5	10.2×10.2	9.14	1.35
1.9×1.9×3.1	4×4	8.6×8.6	10.43	1.14
2.0×2.0×2.6	4×4	9.0×9.0	9.79	1.10
2.1×2.1×2.3	4×4	9.4×9.4	9.27	1.15
2.2×2.2×2.1	4×4	9.8×9.8	8.84	1.35
2.3×2.3×1.9	4×4	10.2×10.2	7.82	1.30

2.4×2.4×1.8	3×3	8.0×8.0	5.55	1.68
2.5×2.5×1.7	3×3	8.3×8.3	5.36	1.02

Obliczone strumienie neutronów termicznych – wraz z błędami względnymi – zawiera Tabela 3-3. Uwagę wraca pewien rodzaj „anomalii” w zachowaniu strumienia, gdy liczba elementów tablicy (w jednym rzędzie) zmienia się z nieparzystej na parzystą i na odwrót. Poczyniona obserwacja sugeruje, iż należałoby oddzielnie przeanalizować przypadki z parzystą i nieparzystą liczbą elementów polietylenowych źródła wtórnego. Generalna tendencja jest jednak taka jak się spodziewano; to znaczy strumień maleje, gdy tablica jest cieńsza, za wyjątkiem przypadku o największej grubości $1.7 \times 1.7 \times 18.0 \text{ cm}^3$, gdzie przeważa absorpcja.

Tabela 3-4 Strumienie neutronów termicznych z „nieskończonej” tablicy moderatorów o nieparzystej liczbie segmentów w jednym rzędzie.

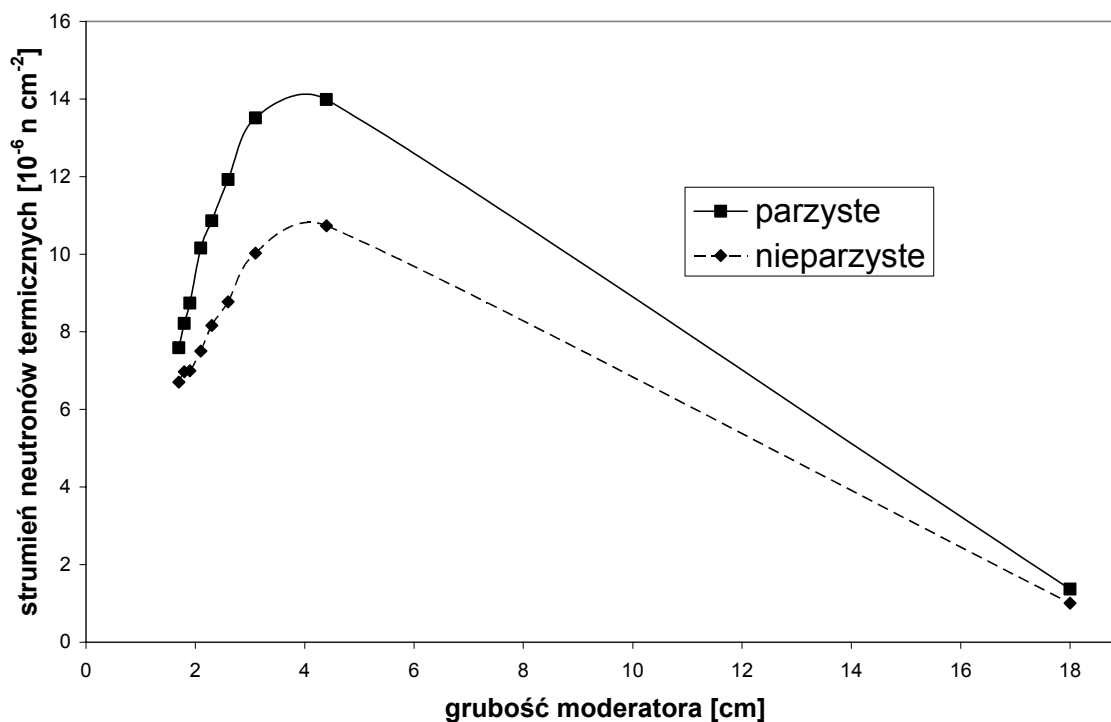
Rozmiary pojedynczego segmentu [cm ³]	liczba segmentów	rozmiar poprzeczny tablicy [cm ²]	ϕ [10 ⁻⁶ n·cm ⁻²]	σ [%]
1.7×1.7×18.0	11×11	21.1×21.1	1.20	3.78
1.8×1.8×4.4	11×11	22.2×22.2	9.10	1.26
1.9×1.9×3.1	11×11	23.3×23.3	7.53	1.43
2.0×2.0×2.6	9×9	20.0×20.0	6.37	1.69
2.1×2.1×2.3	9×9	20.9×20.9	5.43	1.66
2.2×2.2×2.1	9×9	21.8×21.8	4.76	1.74
2.3×2.3×1.9	9×9	22.7×22.7	4.06	1.85
2.4×2.4×1.8	9×9	23.6×23.6	4.05	2.15
2.5×2.5×1.7	9×9	24.5×24.5	3.42	2.28

Zgodnie z zaprezentowanymi powyżej wnioskami, wykonane zostały dwie serie symulacji komputerowych: dla parzystej i nieparzystej liczby prostopadłościanów z polietylenu w jednym rzędzie. Aby – na tym etapie obliczeń – uniezależnić się od wpływu całkowitych rozmiarów porzecznych tablicy, przyjęto, że powinny one być „nieskończone” (w porównaniu z obszarem gdzie liczony jest strumień, to jest $3 \times 3 \text{ cm}^2$), a za takie uznano co najmniej $20 \times 20 \text{ cm}^2$, łącznie z kadmem.

Tabela 3-5 Strumienie neutronów termicznych z „nieskończonej” tablicy moderatorów o parzystej liczbie segmentów w jednym rzędzie.

rozmiary pojedynczego segmentu [cm ³]	liczba segmentów	rozmiar poprzeczny tablicy [cm ²]	ϕ [10 ⁻⁶ n·cm ⁻²]	σ [%]
1.7×1.7×18.0	12×12	23.0×23.0	1.37	2.94

1.8×1.8×4.4	10×10	20.2×20.2	13.99	0.99
1.9×1.9×3.1	10×10	21.2×21.2	13.51	0.99
2.0×2.0×2.6	10×10	22.2×22.2	11.92	1.00
2.1×2.1×2.3	10×10	23.2×23.2	10.86	1.11
2.2×2.2×2.1	10×10	24.2×24.2	10.16	1.26
2.3×2.3×1.9	8×8	20.2×20.2	8.74	1.23
2.4×2.4×1.8	8×8	21.0×21.0	8.22	1.34
2.5×2.5×1.7	8×8	21.8×21.8	7.59	1.40



Rysunek 3-3 Strumienie neutronów termicznych z tablic moderatorów, zbudowanych z parzystej oraz nieparzystej liczby segmentów polietylenowych (w jednym rzędzie), w funkcji grubości tablicy.

Tabela 3-4 zawiera strumienie neutronów termicznych dla “nieskończonej” tablicy moderatorów o nieparzystej liczbie segmentów w jednym rzędzie, zaś Tabela 3-5 analogiczne wartości dla konfiguracji z parzystą liczbą segmentów w jednym rzędzie tablicy. Rezultaty z powyższych tabel, w funkcji grubości moderatora, zostały również przedstawione wizualnie (Rysunek 3-3). Wtórne źródło neutronów termicznych jest zawsze bardziej wydajne – dla danej grubości polietylenu – gdy składa się z parzystej liczby segmentów (w jednym rzędzie). Najwięcej neutronów termicznych uzyskuje się dla przypadku, gdy wymiary pojedynczego segmentu moderatora wynoszą $1.8 \times 1.8 \times 4.4 \text{ cm}^3$, w variancie z parzystą z liczbą elementów tablicy, i taka konfiguracja została wybrana do dalszych rozważań.

3.3.3. Stała zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych dla tablicy moderatorów

W dotychczasowych rozważaniach stała zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych była wyliczana – analitycznie, bądź na podstawie symulacji Monte Carlo – dla pojedynczego segmentu polietylenowego wtórnego źródła neutronów. Należy sprawdzić czy kadm dostatecznie dobrze izoluje, jeśli chodzi o neutrony termiczne, poszczególne elementy tablicy moderatorów. W przeciwieństwie do neutronów prędkich i epitermicznych, neutrony termiczne nie powinny przenikać pomiędzy poszczególnymi segmentami źródła wtórnego. Powyższe założenie ma fundamentalne znaczenie dla całej pracy, gdyż – jeśli jest prawdziwe – neutrony termiczne dyfundujące w kierunkach prostopadłych do kierunku pierwotnej wiązki neutronów prędkich są usuwane, nie wpływając tym samym na zanik czasowy strumienia neutronów termicznych opuszczających tablicę moderatorów.

Sprawdzono wariant impulsowego źródła neutronów termicznych składający się z 10×10 prostopadłościanów, o wymiarach $1.8 \times 1.8 \times 4.4 \text{ cm}^3$ każdy, z 2 mm kadmu pomiędzy segmentami polietylenowymi. Wymiary całej tablicy wynosiły $20.2 \times 20.2 \times 4.4 \text{ cm}^3$. Zastosowano źródło neutronów termicznych, o rozkładzie Maxwella, rozłożone równomiernie w całej objętości tablicy moderatorów. Uzyskana, w wyniku symulacji komputerowych, stała zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych wyniosła $\lambda = 100\,090 \pm 199 \text{ s}^{-1}$; co potwierdza wcześniejsze założenia. Aby dodatkowo utwierdzić się co do prawdziwości wcześniejszych założeń, zdecydowano przeprowadzić dodatkowe obliczenia Monte Carlo; zakładając, że początkowa energia neutronów – tak jak to jest w rzeczywistości – wynosiła 14 MeV. Z uwagi na potrzebę uzyskania dobrej statystyki w poszczególnych przedziałach czasowych, dla strumienia neutronów termicznych, symulacje te wymagały kilku (niezależnych statystycznie) przebiegów programu MCNP5, a co za tym idzie były czasochłonne. Obliczona stała zaniku nie różniła się istotnie od uzyskanej poprzednio i wyniosła $\lambda = 100\,043 \pm 199 \text{ s}^{-1}$; co potwierdza wspomnianą wcześniej obserwację [3.8], iż początkowa energia neutronów nie wpływa na stałą zaniku strumienia neutronów termicznych w tego typu symulacjach.

Cieńsza warstwa kadmu pomiędzy segmentami źródła wtórnego może pozwolić na redukcję całkowitych wymiarów tablicy moderatorów. Sprawdzono zatem – jak uprzednio, dla konfiguracji 10×10 prostopadłościanów, o wymiarach $1.8 \times 1.8 \times 4.4 \text{ cm}^3$ każdy – czy zastosowanie warstwy kadmu o grubości 1 mm nie wpłynie na stałą zaniku. Całkowite wymiary tablicy moderatorów w tym przypadku wynosiły $19.1 \times 19.1 \times 4.4 \text{ cm}^3$. Stała zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych (przy założeniu źródła termicznego o

maxwellowskim rozkładzie energii) dla takiego wariantu wyniosła $\lambda = 100\,061 \pm 108\text{ s}^{-1}$; co oznacza, że użycie mniejszej ilości kadmu, do budowy realnego źródła, nie wpłynie na żadaną stałą zaniku.

Zestawienie wszystkich omówionych powyżej wyników przedstawia Tabela 3-6.

Tabela 3-6 Stałe zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych dla całej tablicy.

warstwa Cd [mm]	$\lambda \pm \sigma(\lambda)$ [s ⁻¹]	
	źródło maxwellowskie	źródło 14 MeV
2	100 090 ± 199	100 043 ± 199
1	100 061 ± 108	—

3.3.4. Rozmiary porzeczne tablicy moderatorów

Poprzednie symulacje Monte Carlo zostały przeprowadzone dla „nieskończonej” tablicy moderatorów. Kolejny etap optymalizacji wtórnego, impulsowego źródła neutronów termicznych polegał na wyborze jego całkowitych wymiarów poprzecznych. Aby znaleźć konfigurację zapewniającą najlepszą wydajność spowalniania neutronów prędkich, rozważano różne warianty tablicy z parzystą liczbą segmentów (w jednym rzędzie), przy czym rozmiary pojedynczego prostopadłościanu wynosiły $1.8 \times 1.8 \times 4.4\text{ cm}^3$. Obliczono strumienie neutronów termicznych, przechodzące – jak poprzednio – przez kwadrat $3 \times 3\text{ cm}^2$, dla dwóch grubości kadmu pomiędzy elementami polietylenowymi: 1 mm oraz 2 mm.

Strumień neutronów termicznych jest nieco większy, gdy pomiędzy prostopadłościanami moderującymi znajduje się 1 mm kadmu; za wyjątkiem przypadku z dwoma segmentami w jednym rzędzie (Tabela 3-7). Większe rozmiary tablicy zapewniają większy strumień neutronów termicznych; przy czym można przyjąć, iż nasycenie osiągnięte jest dla przypadku 6×6 , lub więcej, segmentów.

Tabela 3-7 Strumienie neutronów termicznych emitowanych z tablicy moderatorów dla różnych ilości segmentów, dla dwóch grubości siatki kadmowej.

ilość segmentów	1 mm Cd		2 mm Cd	
	ϕ [10 ⁻⁵ n·cm ⁻²]	σ [%]	ϕ [10 ⁻⁵ n·cm ⁻²]	σ [%]
2×2	0.26	2.07	0.29	2.29
4×4	1.02	1.08	1.00	1.20
6×6	1.36	0.98	1.29	1.03
8×8	1.45	0.95	1.37	0.99
10×10	1.48	0.94	1.40	0.99

Zdecydowano wybrać tablicę moderatorów 6×6 , z jednomilimetrową warstwą kadmu pomiędzy jej elementami. Całkowite wymiary poprzeczne tablicy w tym wariacie wynoszą $11.5 \times 11.5 \times 4.4 \text{ cm}^3$. Źródło wtórne o większych gabarytach byłoby trudne do zamontowania w istniejącym już systemie pomiarowym. Cieńsza osłona kadmowa nie tylko pozwala zmniejszyć poprzeczne wymiary tablicy, ale powinna zapewnić także nieznacznie większy strumień neutronów termicznych.

3.4. Testy impulsowego źródła neutronów termicznych

Skonstruowano prototyp impulsowego źródła neutronów termicznych, opierając się na wynikach symulacji komputerowych przedstawionych w poprzednim podrozdziale. Tablica moderatorów składała się z 6×6 prostopadłościanów o rozmiarach $1.8 \times 1.8 \times 4.4 \text{ cm}^3$, przedzielonych jednomilimetrową warstwą kadmu. Boczne powierzchnie źródła wtórnego pokryto kadmem o grubości 2 mm. W obliczeniach Monte Carlo założono, że materiałem spowalniającym neutrony prędkie jest polietylen; jednakże do budowy realnego źródła wykorzystano parafinę – o gęstości $\rho = 0.8649 \text{ g} \cdot \text{cm}^3$ – która jest materiałem równoważnym jeśli chodzi o własności neutronowe. Prototyp źródła wtórnego umieszczono za źródłem pierwotnym neutronów 14 MeV, tak jak schematycznie przedstawia to Rysunek 3-1. Dodatkowo, powierzchnia przednia (to jest od strony źródła pierwotnego) tablicy moderatorów pokryta została 2 mm kadmu, który zapobiegał wnikaniu neutronów termicznych z otoczenia, a równocześnie nie stanowił przeszkody dla neutronów prędkich ze źródła pierwotnego.

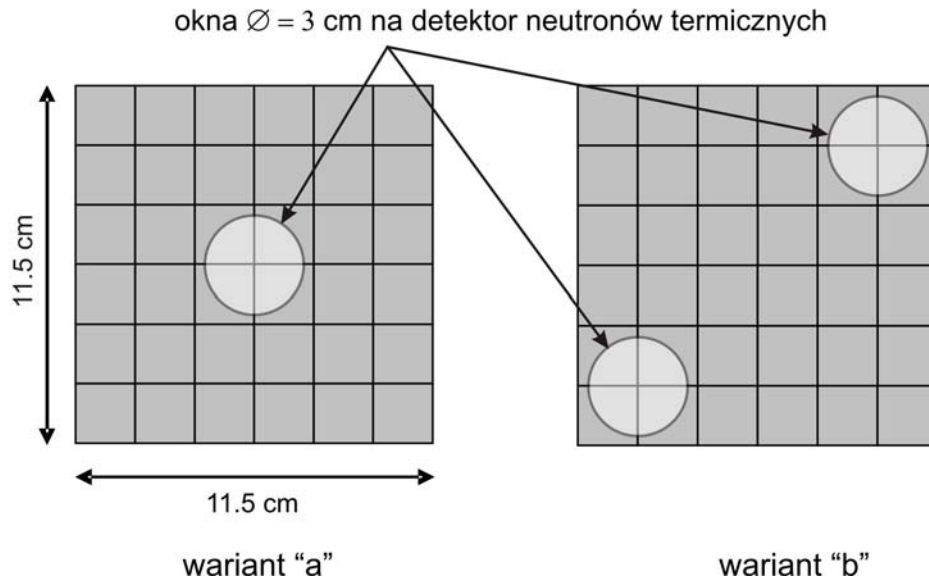
Ponieważ do budowy prototypu źródła wtórnego ostatecznie użyto innego materiału niż założono w podrozdziale 3.3, poświęconemu symulacjom komputerowym, przeprowadzone zostały uzupełniające obliczenia stałej zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych emitowanych z tablicy prostopadłościanów parafinowych o gęstości $\rho = 0.8649 \text{ g} \cdot \text{cm}^3$.

3.4.1. Pomiary testowe

Wszystkie pomiary opisane w niniejszym podrozdziale – wykonane dla różnych warunków eksperymentalnych – przeprowadzono w temperaturze 20°C .

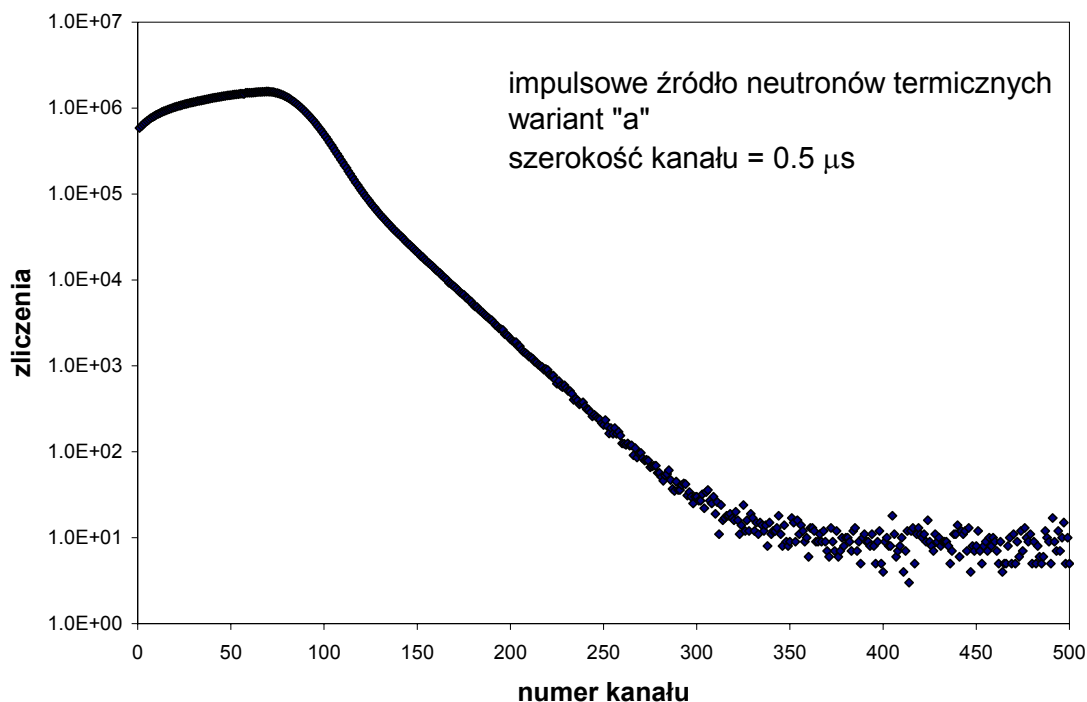
Aby upewnić się, że stała zaniku jest taka sama w różnych rejonach tablicy moderatorów, wykonane zostały dwa eksperymenty. Najpierw detektor neutronów został umieszczony na środku impulsowego źródła wtórnego. Dwumilimetrowa warstwa kadmu, z okienkiem $\varnothing = 3 \text{ cm}$ na detektor, osłaniała powierzchnię tablicy moderatorów (Rysunek 3-4, wariant „a”). W tej konfiguracji przeprowadzono trzy pomiary stałej zaniku λ , przy różnych

ustawieniach analizatora czasowego impulsów. W drugim eksperymencie dwa detektory neutronów termicznych umiejscowiono w przeciwległych narożnikach (Rysunek 3-4, wariant „b”), wykonując odpowiednie okna w osłonie kadmowej o grubości 2 mm. Przykład zmierzonego rozkładu czasowego rejestrowanych impulsów prezentuje Rysunek 3-5. Stała zaniku λ modu podstawowego strumienia neutronów termicznych $\phi(t)$ została wyznaczona w taki sam sposób jak we wcześniejszych symulacjach Monte Carlo [3.10]. Tabela 3-8 zawiera szczegółowe wyniki omawianych pomiarów.



Rysunek 3-4 Dwie lokalizacje detektorów za tablicą moderatorów.

Zmierzony zanik czasowy strumienia neutronów termicznych jest bardzo szybki. Uzyskane wartości stałej zaniku λ są takie same – biorąc pod uwagę odchylenia standardowe – w różnych rejonach tablicy moderatorów. Różnią się jednak, aczkolwiek w niewielkim stopniu, od przewidywanych na podstawie symulacji Monte Carlo.



Rysunek 3-5 Przykładowy rozkład czasowy zmierzonego zaniku strumienia neutronów termicznych, emitowanego z prototypu źródła wtórnego.

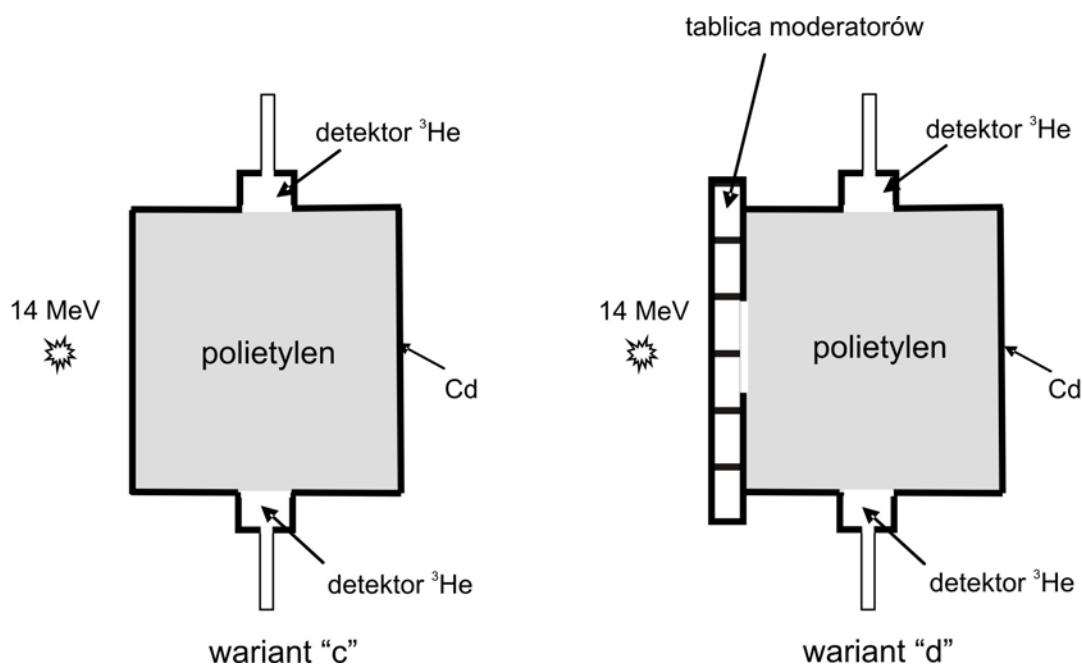
Tabela 3-8 Parametry i wyniki eksperymentów związanych z testami prototypu impulsowego źródła wtórnego.

wariant	źródło pierwotne		źródło wtórne					
	T_{imp} [μ s]	T_{rep} [ms]	przebieg	I_p [s^{-1}]	analizator czasowy		numer detektora	$\lambda \pm \sigma(\lambda)$ [s^{-1}]
					Δt [μ s]	N		
a	40	0.4	1	1000	0.25	1024	–	92 250 \pm 723
			2	1500	0.5	512	–	92 837 \pm 418
			3	3000	0.5	512	–	92 282 \pm 212
b	90	1.1	–	2000	1	512	1	93 373 \pm 851
							2	91 933 \pm 1238

gdzie:
 T_{imp} - czas trwania impulsu neutronów prędkich
 T_{rep} - czas repetycji impulsu neutronów prędkich
 I_p - średnia częstość zliczeń
 Δt - szerokość kanału analizatora czasowego
 N - liczba kanałów analizatora czasowego

Obecność tablicy moderatorów może wpływać na pomiar stałej zaniku czasowego badanej próbki. Dlatego przeprowadzono dodatkowe eksperymenty, które polegały na wyznaczeniu stałej zaniku czasowego sześcienniej próbki polietylenu – o krawędzi 7 cm – w obecności impulsowego źródła wtórnego neutronów termicznych oraz bez niego. Polietylen jest dobrym moderatorem i dlatego można wyznaczyć jego parametry neutronowe dla energii

termicznych, stosując bezpośrednio neutrony prędkie ze źródła pierwotnego. Ponadto, oczekiwana stała zaniku czasowego λ dla takiej – stosunkowo dużej – próbki jest znacznie mniejsza niż w przypadku badanej tablicy moderatorów.



Rysunek 3-6 Schemat pomiaru stałej zaniku czasowego próbki polietylenowej bez tablicy moderatorów oraz z jej użyciem.

Tabela 3-9 Stałe zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych dla próbki polietylenowej, bez użycia tablicy moderatorów (wariant „c”) oraz z jej wykorzystaniem (wariant „d”).

źródło pierwotne		źródło wtórne					
T_{imp} [μ s]	T_{rep} [ms]	I_p [s^{-1}]	analogizator czasowy		wariant	numer detektora	$\lambda \pm \sigma(\lambda)$ [s^{-1}]
			Δt [μ s]	N			
90	1.1	2000	1	512	c	1	$19\,422 \pm 104$
						2	$19\,466 \pm 41$
					d	1	$19\,465 \pm 103$
						2	$19\,373 \pm 39$

gdzie: T_{imp} - czas trwania impulsu neutronów prędkich
 T_{rep} - czas repetycji impulsu neutronów prędkich
 I_p - średnia częstość zliczeń
 Δt - szerokość kanału analizatora czasowego
 N - liczba kanałów analizatora czasowego

Najpierw mierzono neutrony termiczne emitowane z próbki, otoczonej dwumilimetrową warstwą kadmu, za pomocą dwóch detektorów helowych – umieszczonych symetrycznie po przeciwległych stronach sześcianu polietylenowego – bez użycia prototypu źródła wtórnego

(Rysunek 3-6, wariant „c”). Odpowiednie okna zostały wykonane także w kadmie otaczającym próbkę – również dla wariantu „c” – na detektory ^3He . Następnie tablica moderatorów została umieszczona pomiędzy źródłem neutronów 14 MeV a badaną próbką (Rysunek 3-6, wariant „d”). Źródło wtórne osłonięto dwumilimetrową warstwą kadmu na całej powierzchni, za wyjątkiem okna ($\varnothing = 3$ cm) pomiędzy tablicą moderatorów a próbką.

Wyniki z dwóch torów pomiarowych, dla obydwu eksperymentów, są – uwzględniając fluktuacje statystyczne – takie same (Tabela 3-9). Średnie wartości λ dla wariantów „c” oraz „d” wynoszą odpowiednio: $19\,444\text{ s}^{-1}$ i $19\,419\text{ s}^{-1}$. Można zatem stwierdzić, że zaprojektowana tablica moderatorów spełnia wymogi stawiane impulsowemu źródłu wtórnemu neutronów termicznych w eksperymencie bucklingowym, bowiem nie zakłóca pomiaru stałej zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych badanej próbki.

3.4.2. Uzupełniające obliczenia Monte Carlo

Symulacje komputerowe – związane z projektowaniem impulsowego, wtórnego źródła neutronów termicznych – przeprowadzono, zakładając iż materiałem spowalniającym będzie polietylen o gęstości $0.9507\text{ g}\cdot\text{cm}^3$. Jednakowoż, przy budowie prototypu źródła jako moderator wykorzystano parafinę o gęstości $0.8649\text{ g}\cdot\text{cm}^3$. Bardziej plastycznym materiałem, jakim jest parafina, łatwiej wypełnić siatkę kadmową. Własności neutronowe parafiny są prawie takie same jak polietylenu. Wzór stechiometryczny parafiny to $\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$ ($n > 20$), zaś polietylenu C_nH_{2n} ($n \rightarrow \infty$); zatem proporcje atomów wodoru i węgla w omawianych materiałach są podobne.

Aby móc lepiej porównać stałe zaniku czasowego uzyskane z pomiarów i symulacji komputerowych, przeprowadzono uzupełniające obliczenia Monte Carlo, przyjmując gęstość moderatora równą $0.8649\text{ g}\cdot\text{cm}^3$. Wykonano je najpierw dla polietylenu, a potem parafiny, zakładając $n = 25$.

Tabela 3-10 Porównanie stałych zaniku czasowego z pomiarów i symulacji Monte Carlo.

	moderator	λ [s^{-1}]
eksperymenty	parafina	$91933 \div 93373$
Monte Carlo	polietylen	103028 ± 221
Monte Carlo	parafina ($n = 25$)	101937 ± 139

Uzyskane rezultaty przedstawia Tabela 3-10. Rozbieżności pomiędzy wynikami eksperymentalnymi i teoretycznymi wynoszą około 10 %. Trudno oszacować prawdziwe proporcje pomiędzy atomami wodoru i węgla w użytej parafinie, ale $n = 25$ powinno dość

dobrze odzwierciedlać rzeczywistość. Nawet jeśli efektywne n jest większe, powinno to powodować wzrost stałej zaniku czasowego uzyskanej z obliczeń; albowiem gdy n rośnie, to proporcje pomiędzy ilością atomów H i C w parafinie są coraz bliższe stosunkowi 2:1, czyli takiemu jak dla polietylenu.

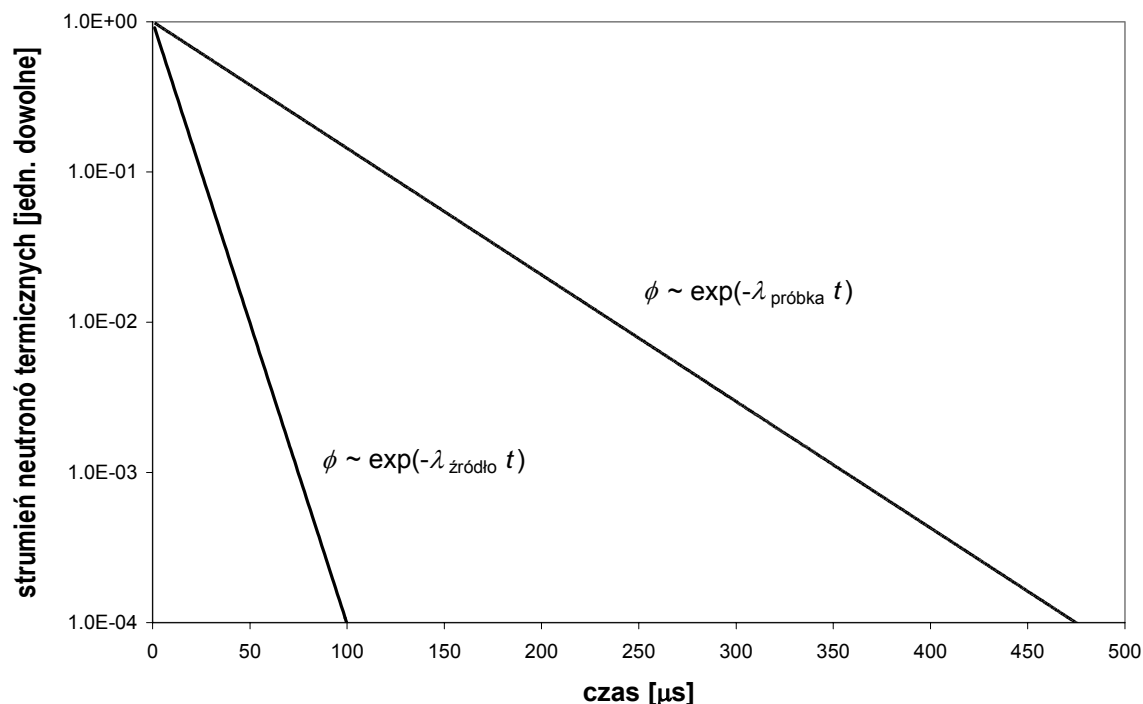
Przy wykonywaniu symulacji Monte Carlo dla parafiny, w termicznym zakresie energii, wykorzystywano dane dla wodoru w polietylenie (poly.60t), zawarte w bibliotece „sab2002”, dystrybuowanej wraz z kodem MCNP5 [3.1]. Zasadność takiego postępowania – w analogicznej sytuacji, gdy brakowało odpowiednich danych neutronowych dla pleksiglasu – została już omówiona przez autora na początku podrozdziału 2.6.

Wydaje się, że różnice w budowie łańcuchów polietylenu i parafiny są na tyle małe, iż nie powinny decydować o tak znaczących rozbieżnościach rezultatów eksperymentalnych i wysymulowanych. Rozpraszanie neutronów termicznych na wodorce w CH_2 zachodzi zarówno w przypadku polietylenu, jak i środka łańcucha parafiny. Różnica ma miejsce jedynie na końcach łańcucha parafinowego, gdzie zderzenie odbywa się na CH_3 . Przypuszczalnie mamy tu do czynienia z bardziej generalnym problemem, który związany jest z pewną ułomnością symulacji eksperymentu bucklingowego dla bardzo małych objętości polietylenu [3.11] [3.12], gdzie lepszy opis rzeczywistego pomiaru uzyskuje się, wykorzystując specjalnie przygotowane biblioteki termiczne [3.11], [3.13].

3.5. Uwagi końcowe

Zaprojektowano, wykonano i przetestowano wtórne, impulsowe źródło neutronów termicznych, o bardzo dużej stałej zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych λ . Symulacje Monte Carlo umożliwiły wybranie wariantu tablicy moderatorów, który zapewnia optymalne spowalnianie neutronów prędkich, o energii 14 MeV, z generatora impulsowego w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie. Stała zaniku całego układu źródła została zweryfikowana doświadczalnie i spełnia ona wymogi stawiane impulsowym eksperymentom neutronowym. Zmierzona stała zaniku strumienia neutronów termicznych dla tablicy moderatorów jest bliska wartości oczekiwanej na podstawie obliczeń komputerowych. Zanik strumienia neutronów termicznych emitowanych ze źródła wtórnego jest bardzo szybki – w porównaniu z zanikiem dla mierzonej próbki – i nie zakłóca pomiaru parametrów neutronowych badanego materiału (Rysunek 3-7), co zostało wykazane eksperymentalnie. Niniejsza praca ułatwi w przyszłości pomiary parametrów neutronowych dla małych – słabo moderujących neutrony – próbek geologicznych. Ponadto, potwierdzona została idea fizyczna odnośnie transportu neutronów w ośrodkach spowalniających i termalizujących dla układu

małych objętości moderatorów, odseparowanych silnym absorbentem neutronów termicznych.



Rysunek 3-7 Porównanie zaniku strumienia neutronów termicznych $\phi(t)$ emitowanych z tablicy moderatorów i próbki polietylenu.

Literatura

- [3.1] X-5 Monte Carlo Team, *MCNP – a general Monte Carlo N-particle transport code. Version 5*, Los Alamos National Laboratory, LA-UR-03-1987 (2003).
- [3.2] J.A. Czubek, K. Drozdowicz, B. Gabańska, A. Igielski, E. Krynicka and U. Woźnicka, *Thermal neutron macroscopic absorption cross section measurement applied for geophysics*, Progress in Nucl. Energy 30 (1996) 295-303.
- [3.3] K. Drozdowicz, A. Drabina, J. Dąbrowska, B. Gabańska, A. Igielski, W. Janik, E. Krynicka, A. Kurowski, U. Wiącek and U. Woźnicka, *Feasibility study of experimental detection of the hydrogen content in rock material by a pulsed neutron method*, INP Report. No1935/PN, Institute of Nuclear Physics, Kraków, (2003).
<http://www.ifj.edu.pl/reports/2003>
- [3.4] R.E. Mayer, J.R. Granada, V.H. Gillette and J. Dawidowski, *High efficiency moderator for pulsed neutron diffraction*, Nucl. Instr. and Meth. A288 (1990) 467-476.
- [3.5] N.M.R. Williams, *The slowing down and thermalization of neutrons*. North-Holland, Amsterdam 1966.

- [3.6] K.H. Beckurts and K. Wirtz, *Neutron physics*, Springer, Berlin 1964.
- [3.7] M. Nelkin, *Milne's problem for a velocity-dependent mean free path*, Nucl. Sci. Eng. 7 (1960) 552-553.
- [3.8] J. Dąbrowska and K. Drozdowicz., *Monte Carlo simulation of pulsed neutron experiments on samples of variable mass density*, Nucl. Instr. and Meth. A443 (2000) 416-421.
- [3.9] U. Woźnicka, K. Drozdowicz and J. Dąbrowska, *A generalized interpretation of buckling experiments for thermal neutrons*, Nucl. Instr. and Meth. A455 (2000) 660-669.
- [3.10] K. Drozdowicz, B. Gabańska and E. Krynicka, *Fitting the decaying experimental curve by a sum of exponentials*, INP Report. No.1635/AP, Institute of Nuclear Physics, Kraków, (1993) 1-44.
- [3.11] U. Wiącek, *Modelling of the non-stationary thermal neutron transport in hydrogenous media using the MCNP code*, Nucl. Instr. and Meth. A562 (2006) 830-833.
- [3.12] U. Wiącek and E. Krynicka, *Decay of the pulsed thermal neutron flux in two-zone hydrogenous systems – Monte Carlo simulations using MCNP standard data libraries*, Nucl. Instr. and Meth. B243 (2006) 92-98.
- [3.13] E. Krynicka, U. Wiącek, K. Drozdowicz, B. Gabańska and G. Tracz, *Monte Carlo simulations of the pulsed thermal neutron in two-zone systems with Plexiglas – using the MCNP with a modified hydrogen-data library*, Nucl. Instr. and Meth. B251 (2006) 19-26.

4. Podsumowanie

W niniejszej pracy przedstawiono projektowanie dwóch wtórnych źródeł neutronów, opartych na istniejących źródłach pierwotnych. Źródło pierwsze – neutronów epitermicznych do celów terapii borowo-neutronowej – wykorzystuje neutrony termiczne, pochodzące z reaktora MARIA w Świerku, które wywołują rozszczepienie ^{235}U w konwerterze neutronów. Powstałe w ten sposób neutrony prędkie spowalniane są do energii epitermicznych. Impulsowe źródło neutronów termicznych bazuje na impulsowym generatorze neutronów, o energii 14 MeV, znajdującym się w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie.

4.1. Źródło neutronów epitermicznych dla BNCT

Zaproponowane źródło dla BNCT charakteryzuje się strumieniem neutronów epitermicznych, w pozycji terapeutycznej, szacowanym na około $6 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Wartość ta powinna sprostać wymogom terapii borowo-neutronowej, gdyż istniejące stanowiska w Petent (Holandia) i Řež (Republika Czeska) posiadają mniej intensywne wiązki. Na szczególną uwagę zasługuje przewidywana czystość wiązki terapeutycznej, zarówno jeśli chodzi o neutrony prędkie ($8.16 \cdot 10^{-12} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$), jak i fotony ($2.19 \cdot 10^{-11} \text{ cGy} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{n}^{-1}$). Jest ona dużo lepsza niż w innych działających urządzeniach tego typu na świecie. Niska dawka względna dla kwantów gamma została osiągnięta głównie dzięki ukośnemu ustawieniu systemu filtrów-moderatorów względem osi kanału reaktora. Jest to unikalne rozwiązanie, które nigdzie indziej nie zostało zastosowane. Dzięki usytuowaniu pozycji głowy pacjenta poza zasięgiem promieniowania z kanału poziomego reaktora, udział fotonów pochodzących z rdzenia w sumarycznej dawce względnej dla kwantów gamma wynosi zaledwie 1.13%.

Pomimo wspomnianej wyżej ukośnej konfiguracji źródła, strumień neutronów epitermicznych na wylocie z kolimatora jest, w zasadzie, przestrzennie jednorodny, chociaż strumień neutronów prędkich na wlocie systemu filtrów nie posiada takiej cechy. Dzieje się tak z powodu wielokrotnych rozprożeń neutronów w materiałach filtrujących.

Zaprojektowana konfiguracja źródła neutronów epitermicznych stanowi podstawę do budowy stanowiska dla terapii borowo-neutronowej. Pręty uranowe (489 sztuk) do budowy konwertera neutronów są już dostępne; to samo dotyczy grafitu – zalecana grubość 36 cm – osłaniającego cały układ. Wszystkie elementy zostały zoptymalizowane pod względem osiągnięcia jak największego strumienia neutronów epitermicznych, przy zachowaniu odpowiednio małych dawek względnych fotonów i neutronów prędkich. Należy wykonać filtr-moderator neutronów o szerokości 101 cm, składający się z 21 cm aluminium i 17 cm

AlF₃, a także bizmutowy filtr fotonów o grubości 8 cm, pomiędzy którymi powinno znajdować się 4 mm kadmu, pochłaniającego neutrony termiczne. Układ filtrów sugeruje się otoczyć dziesięciocentymetrowym reflektorem z ołowiu; grubsza jego warstwa zapewni lepszą intensywność wiązki. Grafitowy kolimator wiązki powinien mieć kształt ostrosłupa ściętego, o długości 10 cm.

W sytuacji awaryjnej – gdyby konwerter neutronów musiał zostać zalany H₂O – współczynnik mnożenia neutronów dla zaproponowanej konfiguracji prętów będzie mniejszy od jedności; zatem stan krytyczny nie zostanie osiągnięty. Elementy paliwowe rozmieszczone są w dwóch siatkach: 1.8 cm (270 prętów w 5 rzędach) – bliżej powierzchni wlotowej filtra-moderatora – i 2.5 cm (219 prętów w 7 rzędach). Całkowita masa ²³⁵U w konwerterze wynosi 3.934 kg.

4.2. Impulsowe źródło neutronów termicznych w IFJ PAN

W toku projektowania wtórnego, impulsowego źródła neutronów termicznych rozwiązano problem wydajnego moderowania neutronów prędkich, przy zachowaniu restrykcyjnych wymagań odnośnie stałej zaniku strumienia neutronów termicznych, emitowanych z tego źródła. Zanik ów jest wystarczająco szybki, aby nie wpływać na pomiar parametrów neutronowych próbek. Zanim rozpocznie się właściwa rejestracja impulsów – czyli do czasu wygaśnięcia wyższych składowych strumienia z próbki – strumień neutronów termicznych ze źródła wtórnego staje się wystarczająco mały, żeby nie zakłócać eksperymentu; co zostało potwierdzone doświadczalnie.

Podstawę omawianej pracy stanowiły symulacje Monte Carlo, które umożliwiły wykonanie prototypu źródła. Wyniki obliczeń (związane ze stałą zaniku) zostały zweryfikowane doświadczalnie, a zmierzona stała zaniku czasowego strumienia neutronów termicznych z tablicy moderatorów nie odbiega znacząco od przewidywań. Potwierdza to ideę fizyczną dotyczącą transportu neutronów termicznych w materiałach wodorowych, w bardzo małych objętościach.

Dzięki niniejszej pracy, w przyszłości będzie można mierzyć parametry neutronowe dla próbek o małej zawartości pierwiastków lekkich – głównie geologicznych – które słabo moderują neutrony.