

Raport Nr 2013/PN

**Wpływ rozmiarów ośrodka na energetyczny rozkład
impulsowego pola neutronów termicznych**

Joanna Dąbrowska

PRACA DOKTORSKA

wykonana pod kierunkiem doc. dr hab. Krzysztofa Drozdowicza

styczeń 2007

INSTYTUT FIZYKI JĄDROWEJ im. HENRYKA NIEWODNICZAŃSKIEGO

POLSKIEJ AKADEMII NAUK

ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków

Podziękowania

Dziękuję serdecznie Koleżankom i Kolegom z Pracowni Fizyki Transportu Neutronów za miłą, nacechowaną życzliwością atmosferę towarzyszącą tworzeniu tej pracy.

Wyrazy szczególnej wdzięczności należą się Promotorowi pracy - docentowi doktorowi habilitowanemu Krzysztofowi Drozdowiczowi - za opiekę, wiele życzliwych uwag, owocnych dyskusji i rad, których cierpliwie udzielał mi zawsze, nie tylko w trakcie pracy nad przygotowaniem rozprawy.

Doktor Ewie Krynickiej serdecznie dziękuję za to, że dzieliła się ze mną swoim doświadczeniem związanym z wyznaczaniem stałej zaniku strumienia neutronów termicznych.

Inżynierowi Jackowi Burdzie i Panu Władysławowi Janikowi gorąco dziękuję za ich wielkie zaangażowanie i pomoc okazaną mi podczas modelowania stanowiska pomiarowego przy impulsowym generatorze neutronów oraz wykonywaniu eksperymentu.

Magistrowi inżynierowi Andrzejowi Igielskiemu dziękuję serdecznie za to, że udzielał mi wyczerpujących informacji dotyczących techniki prowadzenia impulsowego eksperymentu neutronowego.

Osobno pragnę bardzo serdecznie podziękować Panu profesorowi doktorowi habilitowanemu Jerzemu Łoskiewiczowi, który poświęcił swój czas i uwagę na wysłuchanie moich wątpliwości, które pojawiły się pod koniec pracy nad rozprawą, udzielił mi cennych rad i okazywał życzliwe zainteresowanie wynikami.

Abstract

The work is devoted to the investigation of the diffusion cooling phenomenon of pulsed thermalized neutron fields in bounded media. It is aimed at the examination of the validity of the neutron temperature model that involves the assumption that an asymptotic energy distribution of neutrons in bounded media can be described by the Maxwell distribution but with a shifted temperature, lower than a temperature of a medium.

The research carried out entirely by means of Monte Carlo simulations of the neutron transport was preceded by a measurement of the time decay constant of the neutron flux in a sample of water in the pulsed neutron experiment and by its Monte Carlo simulations. An excellent agreement between the values of the time decay constants obtained in all variants of Monte Carlo simulations of the experiment and the measured one was stated.

The form of an asymptotic energy distribution of neutrons and its dependence on the size of the medium was investigated in three kinds of materials of different thermal neutron transport properties: energy independent scatterer with negligible absorption (silica), energy independent scatterer with significant $1/v$ absorption (borated silica), and energy dependent scatterer with $1/v$ absorption (water).

As it was expected, in the case of large media, which can be treated as infinite, neutrons attained the Maxwell energy distribution at the temperature of the medium. For all materials under investigation the average and the most probable values of the energy distribution steadily decreased with decreasing geometric dimensions of the media. At the same time a growing distortion from the pure Maxwellian energy distribution was observed, which means that the concept of the neutron temperature fails in the case of small media.

Although the spectra under investigation in general did not have the Maxwellian shape, the most probable velocity in a neutron density distribution decreased linearly with the increasing geometric buckling of the medium. This dependence manifested a stronger cooling than the one predicted by a certain approximate formula.

The neutron spectrum in a small medium of pure silica was cooler than the spectrum in a medium of borated silica of a same shape and geometric dimensions, which shows that absorption weakens the diffusion cooling in small media. This finding is in a slight disagreement with predictions obtained in the frame of the transport theory.

Spis treści

Spis ważniejszych symboli	9
Spis rysunków	11
Spis tabel	13
1 Wprowadzenie	17
2 Podstawy teorii transportu neutronów	20
2.1 Wstęp	20
2.2 Mikroskopowe przekroje czynne	20
2.3 Podstawowe pojęcia w fizyce transportu neutronów	21
2.4 Równanie transportu neutronów	23
2.5 Równania przybliżenia dyfuzyjnego	24
3 Oddziaływanie neutronów termicznych z materią	27
3.1 Neutrony termiczne	27
3.2 Spowalnianie i termalizacja neutronów	29
4 Impulsowe pola neutronów termicznych	34
4.1 Wstęp	34
4.2 Zjawisko ochładzania dyfuzyjnego	35
4.3 Asymptotyczny rozkład energetyczny impulsowego pola neutronów termicznych w teorii transportu	39
4.4 Temperatura neutronów	41
4.5 Impulsowy eksperyment neutronowy	42
5 Metoda Monte Carlo	45
6 Impulsowy eksperyment neutronowy z próbką wody i jego symulacja Monte Carlo	49
6.1 Wstęp	49
6.2 Pomiar stałej czasowej zaniku strumienia neutronów termicznych w próbce wody	49
6.3 Model stanowiska eksperymentalnego do pomiaru stałej czasowej zaniku strumienia neutronów termicznych w próbce wody	51
6.4 Warianty symulacji	54

7	Założenia symulacji i metoda badania rozkładu energetycznego impulsowych pól neutronów termicznych przy wykorzystaniu możliwości kodu MCNP	61
8	Rozkład energetyczny neutronów termicznych w krzemionce	65
9	Rozkład energetyczny neutronów termicznych w krzemionce domieszkowanej borem	73
10	Rozkład energetyczny neutronów termicznych w wodzie	79
11	Weryfikacja przybliżonego wzoru na położenie maksimum rozkładu energetycznego	86
12	Wpływ absorpcji typu $1/v$ na energetyczny rozkład impulsowego pola neutronów termicznych	99
13	Podsumowanie	107
A	Tabele z wynikami symulacji służącymi do wyznaczenia zależności średniej energii rozkładu strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki od czasu, który upłynął od impulsu	110
B	Tabele z wynikami symulacji służącymi do wyznaczenia zależności średniej energii rozkładu strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem od czasu, który upłynął od impulsu	115
C	Tabele z wynikami symulacji służącymi do wyznaczenia zależności średniej energii rozkładu strumienia neutronów termicznych w próbkach wody od czasu, który upłynął od impulsu	124
	Spis literatury	127

Spis ważniejszych symboli

A	- stosunek masy atomu do masy neutronu
B^2	- buckling geometryczny, str. 35
C_D	- współczynnik ochładzania dyfuzyjnego, wzory (4.21), (4.25)
C_t	- poprawka transportowa, wzór (4.25)
D	- współczynnik dyfuzji, wzory (2.10), (2.11)
D_0	- stała dyfuzji wzory (4.20), (4.23)
d	- długość ekstrapolacji, wzory (4.32), (4.33)
d_{sph}	- długość ekstrapolacji dla kuli, wzór (4.37)
E	- energia neutronu
E_n	- energia najbardziej prawdopodobna rozkładu
$\langle E \rangle_n$	- energia średnia rozkładu
E_T	- energia najbardziej prawdopodobna rozkładu $M(E)$, str. 27
$F4, *F4$	- funkcje zliczające w MCNP, wzór (5.2) i str. 62
k	- stała Boltzmanna
l	- średnia droga swobodna neutronu
$M(E)$	- energetyczny rozkład Maxwella strumienia neutronów, wzór (3.2)
$M(v)$	- rozkład Maxwella prędkości dla gęstości neutronów, wzór (3.3)
$n(E, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$	- gęstość neutronów, str. 21
$\mathbf{\Omega}$	- wektor kierunkowy prędkości neutronu, str. 21
$P(E)$	- gęstość prawdopodobieństwa, wzór (8.2)
$Q(E, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$	- funkcja źródła neutronów, str. 23
R	- promień ekstrapolowany kuli, str. 35
R_g	- promień geometryczny kuli
\mathbf{r}	- wektor położenia, str. 21
r	- promień (współrzędna punktu)
\hat{S}	- operator rozpraszania, wzór (2.8)
$S(\alpha, \beta), S(\alpha, \beta, T)$	- prawo rozpraszania, str. 31
T	- temperatura bezwzględna
T_n	- temperatura neutronów, str. 41
t	- czas
\mathbf{v}, v	- wektor prędkości, wartość prędkości neutronu
v_n	- prędkość neutronów odpowiadająca temperaturze T_n , str. 41

v_T	- prędkość najbardziej prawdopodobna rozkładu $M(v)$, str. 27
α	- bezwymiarowy przekaz pędu, wzór (3.9)
β	- bezwymiarowy przekaz energii, wzór (3.8)
$\varphi(E, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$	- strumień neutronów, wzór (2.1)
$\phi(E)$	- rozkład energetyczny strumienia neutronów, str. 25
λ	- stała czasowa zaniku strumienia neutronów termicznych, str. 36
λ_a	- częstość absorpcji neutronów termicznych, wzory (4.18), (4.19)
$\mu(E)$	- średni cosinus kąta rozpraszania, str. 24
$\mathbf{\Omega}$	- wektor kierunkowy prędkości neutronu, str. 21
ρ, ρ_{at}	- gęstość masowa, atomowa
Σ	- makroskopowy przekrój czynny
σ	- mikroskopowy przekrój czynny lub odchylenie standardowe
τ	- przybliżony czas życia neutronu w ośrodku, str. 65

dodatkowe indeksy

a	- absorpcja
el	- rozpraszanie elastyczne
in	- rozpraszanie nieelastyczne
s	- rozpraszanie
t	- całkowity
tr	- transport

symbole specjalne

$\langle x \rangle$	- wielkość ważona rozkładem energetycznym $\phi(E)$ strumienia neutronów (z kontekstu wynika, czy jest to rozkład Maxwella)
\bar{x}	- wielkość ważona rozkładem energetycznym gęstości neutronów

Spis rysunków

6.1	Przekrój poprzeczny wymodelowanego stanowiska (po lewej stronie). Po prawej stronie okolica próbki i detektora w powiększeniu.	52
6.2	Rozkład czasowy strumienia $\varphi(t_i)/\Delta_i t$ [$10^8 \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$] neutronów w próbce i odpowiadający mu rozkład częstości $I(t_i)/\Delta_i t$ [10^{11}s^{-1}] reakcji (n, p) w detektorze helowym. Obie funkcje znormalizowane są na jeden neutron źródła.	56
6.3	Rozkład energetyczny strumienia neutronów $\varphi(E_i)/\Delta_i E$ [$\text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1}$] po upływie $200 \mu\text{s}$ od impulsu neutronów dla źródła punktowego o energii początkowej neutronów 14MeV i dla źródła jednorodnego maxwellowskiego w temperaturze pokojowej. Obie funkcje znormalizowane są na jeden neutron źródła.	59
8.1	Zależność energii średniej $\langle E \rangle$ neutronów w próbkach krzemionki od czasu t/τ , który upłynął od impulsu.	67
8.2	Stosunek wartości strumieni neutronów w próbce krzemionki, wyznaczonych w dwóch różnych przedziałach czasu, jako funkcja energii neutronów. . . .	67
8.3	Okolice maksimum strumienia neutronów $\varphi_n(E)$ w próbce krzemionki o promieniu $R_g = 450 \text{cm}$. Wartości $\varphi_n(E)$ znormalizowane na jeden neutron źródła.	68
8.4	Stosunek energii średniej do energii najbardziej prawdopodobnej w próbkach krzemionki, jako miara odkształcenia rozkładu energetycznego strumienia neutronów termicznych w próbce o promieniu R_g od rozkładu Maxwella. . .	69
8.5	Rozkłady energetyczne strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki o promieniach $R_g = 450 \text{cm}$ i $R_g = 16 \text{cm}$	71
9.1	Zależność energii średniej $\langle E \rangle$ neutronów w próbkach krzemionki domieszkowanej borem od czasu t/τ , który upłynął od impulsu.	75
9.2	Stosunek energii średniej do energii najbardziej prawdopodobnej w próbkach krzemionki domieszkowanej borem, jako miara odkształcenia rozkładu energetycznego strumienia neutronów termicznych w próbce o promieniu R_g od rozkładu Maxwella.	77
9.3	Rozkłady energetyczne strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem o promieniach $R_g = 450 \text{cm}$ i $R_g = 16 \text{cm}$. . .	78
10.1	Zależność energii średniej $\langle E \rangle$ neutronów w próbkach wody od czasu t/τ , który upłynął od impulsu.	80
10.2	Rozkłady energetyczne strumienia neutronów termicznych w próbkach wody o promieniach $R_g = 30 \text{cm}$ i $R_g = 3 \text{cm}$ zestawione z rozkładem Maxwella dla ośrodka o temperaturze 300K	81

10.3	Rozkłady energetyczne strumienia neutronów termicznych w próbkach wody.	82
10.4	Okolice maksimów rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w próbkach wody, otrzymanych przez połączenie dwóch sąsiednich kanałów energetycznych rozkładów przedstawionych na rysunku 10.3.	83
11.1	Zależność $\sqrt{E_n}$ od bucklingu B^2 dla neutronów termicznych w krzemionce.	89
11.2	Krzywa bucklingowa dla krzemionki domieszkowanej borem.	91
11.3	Zależność $\sqrt{E_n}$ od bucklingu B^2 dla neutronów termicznych w krzemionce domieszkowanej borem.	94
12.1	Zestawienie zależności średniej energii strumienia neutronów w próbkach krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem od czasu t/τ , który upłynął od impulsu.	100
12.2	Zestawienie rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w najmniejszej ($R_g = 16$ cm) próbce krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem.	101
12.3	Zależność energii średniej $\langle E \rangle$ od promienia r w najmniejszej ($R_g = 16$ cm) próbce krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem.	102
12.4	Strumień $\frac{\Psi(r)}{\Psi(0)}$ w najmniejszej ($R_g = 16$ cm) próbce krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem.	104

Spis tabel

6.1	Stałe zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbce wody w kształcie walca o wysokości $H_g = 2R_g = 14.7$ cm, zmierzone w różnych warunkach eksperymentalnych.	51
6.2	Dane dotyczące materiałów użytych w modelu stanowiska eksperymentalnego do pomiaru stałej zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbce wody.	53
6.3	Stałe zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbce wody w kształcie walca o wysokości $H_g = 2R_g = 14.7$ cm, wyznaczone w różnych wariantach symulacji i zestawione z wynikiem eksperymentu.	58
8.1	Stosunek energii średniej do energii najbardziej prawdopodobnej w próbkach krzemionki, jako miara odkształcenia rozkładu energetycznego strumienia neutronów termicznych w próbce o promieniu R_g od rozkładu Maxwella.	69
9.1	Stałe zaniku λ i przybliżone czasy życia τ neutronu w próbkach krzemionki domieszkowanej borem jako funkcja promienia R_g próbki.	74
9.2	Stosunek energii średniej do energii najbardziej prawdopodobnej w próbkach krzemionki domieszkowanej borem, jako miara odkształcenia rozkładu energetycznego strumienia neutronów termicznych w próbce o promieniu R_g od rozkładu Maxwella.	76
10.1	Wartości energii średniej $\langle E \rangle_n$ i granice przedziałów, w których leży energia najbardziej prawdopodobna E_n strumienia neutronów w próbkach wody w funkcji ich promienia R_g	84
11.1	Zestawienie teoretycznych i eksperymentalnych parametrów rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki.	88
11.2	Zestawienie teoretycznych i eksperymentalnych parametrów rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki. Uwzględnienie poprawki C_t w rozkładzie teoretycznym.	88
11.3	Parametry liniowej zależności $\sqrt{E_n} = aB^2 + b$ dla neutronów termicznych w krzemionce.	89
11.4	Stałe zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem.	90
11.5	Parametry dyfuzji neutronów termicznych w krzemionce domieszkowanej borem.	90
11.6	Zestawienie teoretycznych i eksperymentalnych parametrów rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem.	92

11.7	Zestawienie teoretycznych i eksperymentalnych parametrów rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem. Uwzględnienie poprawki C_t w rozkładzie teoretycznym.	93
11.8	Parametry liniowej zależności $\sqrt{E_n} = aB^2 + b$ dla neutronów termicznych w krzemionce domieszkowanej borem.	95
11.9	Zestawienie wartości współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle$ ważonego eksperymentalnym i teoretycznym rozkładem energetycznym strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki.	96
11.10	Zestawienie wartości współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle$ ważonego eksperymentalnym i teoretycznym rozkładem energetycznym strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki. W rozkładzie teoretycznym uwzględniona poprawka C_t	96
11.11	Zestawienie wartości współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle$ ważonego eksperymentalnym i teoretycznym rozkładem energetycznym strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem.	97
11.12	Zestawienie wartości współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle$ ważonego eksperymentalnym i teoretycznym rozkładem energetycznym strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem. W rozkładzie uwzględniono poprawkę C_t	97
11.13	Wartości względnej różnicy $\frac{ \langle D \rangle_t - \langle D \rangle_e }{\langle D \rangle_e}$ w próbkach o promieniu $R_g = 16$ cm.	98
12.1	Zestawienie energii średniej $\langle E \rangle_n$ neutronów, energii najbardziej prawdopodobnej E_n i stosunku $\langle E \rangle_n / E_n$ dla próbek czystej krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem w funkcji promienia R_g próbki.	99
12.2	Wartości bucklingu B^2 wyznaczone z przedziałów $[0, r / \langle l \rangle]$ dla najmniejszej próbki krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem, zestawione z wartością B^2 , wyznaczoną w symulacyjnym eksperymencie bucklingowym.	105
A.1	Krzemionka. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 450$ cm.	110
A.2	Krzemionka. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 45$ cm.	111
A.3	Krzemionka. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 25$ cm.	112
A.4	Krzemionka. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 18$ cm.	113
A.5	Krzemionka. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 16$ cm.	114
B.1	Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 450$ cm.	115
B.2	Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 45$ cm.	116
B.3	Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 31$ cm.	117

B.4	Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 25$ cm.	118
B.5	Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 22$ cm.	119
B.6	Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 20$ cm.	120
B.7	Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 18$ cm.	121
B.8	Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 17$ cm.	122
B.9	Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 16$ cm.	123
C.1	Woda. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 30$ cm.	124
C.2	Woda. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 15$ cm.	125
C.3	Woda. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 3$ cm.	126

1 Wprowadzenie

W badaniach dotyczących zjawisk związanych z transportem neutronów termicznych, często używa się przybliżenia jednopiędkościowego lub jednogrupowego. W tym drugim, bardziej adekwatnym podejściu, przyjmuje się, że neutrony termiczne mają energetyczny rozkład maxwellovski, co jest dobrym przybliżeniem tylko w dużych ośrodkach. W bardziej dokładnej analizie procesów transportu neutronów termicznych, szczególnie dotyczącej małych ośrodków, czasem potrzebna jest znajomość wpływu jego rozmiarów na energetyczny rozkład neutronów.

Po pewnym czasie od wprowadzenia impulsu neutronów do nieskończonego, jednorodnego i niepochlaniającego ośrodka, wskutek kolejnych rozproszeń, neutrony osiągną stan równowagi termicznej z otoczeniem. W ośrodku formuje się pole neutronów, które w skali makroskopowej nie zależy ani od współrzędnych przestrzennych, ani od czasu. Z kwantowej teorii rozpraszania cząstek wynika zasada równowagi szczegółowej, wedle której neutrony w takim polu mają maxwellovski rozkład energetyczny określony jednoznacznie przez temperaturę ośrodka.

Gdy rozproszeniom neutronów w nieskończonym ośrodku niemnożącym towarzyszy ich absorpcja, to nawet, gdy energia początkowa neutronów w impulsie jest wysoka, po pewnym czasie, w którym zachodzi spowalnianie, neutrony które uniknęły absorpcji, osiągną niską energię kinetyczną i zaczyna się proces ich termalizacji, w którym w kolejnych rozproszeniach, następuje wzajemny przekaz energii pomiędzy neutronami a molekułami ośrodka, co prowadzi do formowania się rozkładu energetycznego neutronów termicznych. Prace teoretyczne zapoczątkowane w latach sześćdziesiątych ubiegłego stulecia przez Nelkina wykazały, że również w takim przypadku rozkład ten ma formę maxwellovską, określoną przez temperaturę ośrodka, o ile absorpcja neutronów termicznych podlega prawu $1/v$, które jest spełnione w przypadku większości nuklidów.

W praktyce ośrodek materialny jest skończony i neutrony znikają z niego nie tylko w wyniku pochłaniania, ale również ucieczki. Łatwiej uciekają neutrony o wyższej energii, co powoduje, że średnia energia pozostałych w ośrodku neutronów ulega zmniejszeniu i zmienia się ich rozkład energetyczny. Znalezienie analitycznej postaci tego rozkładu, jako funkcji rozmiarów ośrodka oraz jego neutronowych parametrów materiałowych, jest ze względu na trudności matematyczne niemożliwe, dlatego w pierwszym przybliżeniu zakłada się, że neutrony w ośrodku skończonym mają nadal rozkład maxwellovski, ale zdefiniowany przez tak zwaną temperaturę neutronów, niższą od temperatury ośrodka, stąd zjawisko to nosi nazwę ochładzania dyfuzyjnego. Wyniki teoretycznego opisu tego zjawiska przedstawione są w czwartym rozdziale niniejszej pracy. Zostały one otrzymane przez Nelkina (1960) w ramach teorii transportu, przy założeniu rozpraszania izotropowego, oraz przez Williamsa (1966) w ramach przybliżenia dyfuzyjnego, przy za-

łożeniu słabej absorpcji w ośrodku. Z problematyką ochładzania dyfuzyjnego związana jest doświadczalna metoda wyznaczania neutronowych parametrów materiałowych w oparciu o impulsowy eksperyment neutronowy^{1.1}, dlatego w tym rozdziale znajduje się również opis jego podstaw teoretycznych.

Celem niniejszej pracy jest określenie wpływu rozmiarów jednorodnego i niemnożącego ośrodka na kształt rozkładu energetycznego impulsowego pola neutronów termicznych, z uwzględnieniem zbadania zasadności stosowania jego przybliżenia rozkładem maxwelskim, zdefiniowanym przez temperaturę neutronów.

Przedmiotem badania jest uśredniony względem objętości ośrodka rozkład energetyczny asymptotycznego pola neutronów. Ponieważ na ochładzanie dyfuzyjne, oprócz rozmiarów ośrodka, mają również wpływ jego neutronowe własności materiałowe, do badania przyjmuje się trzy rodzaje materiałów: (1) materiał o słabej absorpcji i rozpraszaniu praktycznie niezależnym od energii neutronów termicznych, (2) ten sam materiał domieszkowany silnym absorbentem, (3) materiał, w którym rozpraszanie silnie zależy od energii neutronów termicznych.

Do rozwiązania sformułowanego powyżej problemu, autorka stosuje metodę symulacji Monte Carlo (której podstawy są opisane w rozdziale piątym) transportu neutronów termicznych w ośrodkach o geometrii sferycznej.

Badanie rozkładów energetycznych, oparte wyłącznie na symulacjach Monte Carlo, poprzedziła weryfikacja zasadności stosowania tej metody do badania impulsowych pól neutronów termicznych, poprzez porównanie stałej zaniku strumienia neutronów termicznych otrzymanej w eksperymencie impulsowym, ze stałą zaniku uzyskaną w różnych wariantach symulacji tego eksperymentu. Temu zagadnieniu poświęcony jest rozdział szósty.

Rozdział siódmy zawiera założenia i opis przyjętej metody wyznaczania i badania rozkładów. Kolejne rozdziały (ósmy, dziewiąty i dziesiąty) poświęcone są analizie, otrzymanych w symulacyjnym eksperymencie, rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w trzech, różniących się rodzajem materiału, ośrodkach. Ponieważ impulsowe pole jest funkcją czasu, bardzo ważne jest prawidłowe określenie momentu, od którego jego rozkład energetyczny się ustala. Związane z tym pośrednie wyniki, służące do przyjęcia właściwego przedziału czasowego, z którego wyznaczony rozkład podlega dalszej analizie, zebrane są w tabelach, zamieszczonych na końcu pracy w dodatku.

Otrzymane parametry rozkładów eksperymentalnych posłużyły do weryfikacji przybliżonego wzoru na położenie maksimum rozkładu gęstości neutronów w funkcji neutronowych parametrów dyfuzyjnych ośrodka oraz jego bucklingu geometrycznego. Temu

^{1.1}Historycznie rzecz ujmując, już wcześniej G. von Darel zastosował metodę impulsową do pomiaru makroskopowego przekroju czynnego na absorpcję i to on w 1954 roku odkrył ochładzanie dyfuzyjne, zaś teoretyczna analiza tego zjawiska została podjęta przez Nelkina (1960) w ramach interpretacji wyników impulsowego eksperymentu neutronowego.

zagadnieniu poświęcony jest rozdział jedenasty.

W rozdziale dwunastym zamieszczona jest analiza wpływu na rozkład energetyczny absorpcji typu $1/v$, poprzez porównanie wyników symulacji dla ośrodka o słabej absorpcji i rozpraszaniu praktycznie niezależnym od energii neutronów termicznych oraz dla ośrodka o identycznym kształcie, rozmiarach oraz własnościach rozpraszających, domieszkowanego silnym absorbentem.

Na początku pracy, tytułem wstępu i w celu uniknięcia niejednoznaczności^{1,2} w stosowanej terminologii, zamieszczony jest krótki rozdział, w którym znajduje się minimum wiedzy dotyczącej podstaw teorii transportu neutronów i przybliżenia dyfuzyjnego. Autorka starała się przedstawić je w jak najprostszej i możliwie spójnej formie.

Również charakter wstępu ma następny rozdział, który jest poświęcony oddziaływaniu neutronów termicznych z materią. Zawiera on opis rozpraszania, uwzględniający ruch termiczny i wiązania chemiczne atomów ośrodka, oraz opis absorpcji neutronów w ośrodku niemnożącym.

Ostatni - trzynasty rozdział - zawiera podsumowanie i wnioski wypływające z pracy.

^{1,2}Teoria transportu neutronów i przybliżenia dyfuzyjnego była rozwijana równolegle przez wielu badaczy, którzy do opisu pola neutronów stosowali bądź to pojęcie gęstości, bądź to strumienia neutronów, które dodatkowo były wyrażane raz jako funkcje prędkości, a innym razem jako funkcje energii neutronów. W literaturze spotykane są też różniące się definicje przekroju czynnego na transport, czy też współczynnika dyfuzji (zwanego czasem stałą dyfuzji).

2 Podstawy teorii transportu neutronów

2.1 Wstęp

Rozwiązanie zagadnienia transportu neutronów w danym systemie polega na znalezieniu ich rozkładu w przestrzeni, energii i czasie. Ze względu na energię neutronów, można je traktować jako gaz spełniający prawa mechaniki klasycznej. Poza tym osiągnięte gęstości neutronów są znikomo małe w porównaniu z gęstościami atomów w ośrodku materialnym. Stąd zakłada się, że zachowanie gazu neutronowego określa tylko oddziaływanie neutronów z materią ośrodka, natomiast zderzenia między neutronami można pominąć. Matematyczny opis rozkładu neutronów opiera się na równaniu bilansu neutronów zwanym równaniem transportu neutronów lub równaniem Boltzmana przez analogię do kinetycznej teorii gazów. Dla złożonych systemów rozwiązanie analityczne równania transportu jest niemożliwe. Można je rozwiązać jedynie w nielicznych przypadkach szczegółowych, wprowadzając znaczne założenia upraszczające. Zatem przy rozwiązywaniu złożonych problemów trzeba stosować metody numeryczne. Wraz z gwałtownym postępem w technice informatycznej coraz większego znaczenia nabierają tu metody Monte Carlo.

2.2 Mikroskopowe przekroje czynne

Transport neutronów jest zdeterminowany przez oddziaływanie neutronów z materiałem ośrodka. Oddziaływanie to określone jest przez przekroje czynne i kinematykę reakcji.

Mikroskopowy przekrój czynny σ na oddziaływanie neutronu z jądrem lub cząsteczką ośrodka jest miarą prawdopodobieństwa zajścia tego oddziaływania. Powszechnie używaną jednostką mikroskopowego przekroju czynnego jest barn ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Do ilościowego opisu transportu neutronów niezbędna jest znajomość mikroskopowych przekrojów czynnych $\sigma = \sigma_j(Z, A, E)$ dla wszystkich pierwiastków i ich izotopów (Z, A) w ośrodku, w pełnym zakresie rozpatrywanych energii E neutronów i dla każdej z możliwych reakcji j . Wymagana jest też znajomość rozkładów kąto-energetycznych neutronów w kanale wyjściowym reakcji, które określane są przez różniczkowe przekroje czynne

$$\sigma_j(Z', A', E', \Omega' \rightarrow Z, A, E, \Omega),$$

gdzie Ω' i Ω są wektorami jednostkowymi równoległymi do wektorów prędkości neutronów odpowiednio przed i po reakcji. W odróżnieniu od całkowego przekroju czynnego, różniczkowy przekrój czynny zależy od układu odniesienia, gdyż kąt pomiędzy dwoma wektorami Ω' i Ω nie jest wielkością niezmienniczą.

Neutrony oddziałują głównie z jądrami ośrodka. W trakcie zderzeń neutronów z jądrami atomowymi może dojść do wielu typów reakcji jądrowych, które dzieli się na ab-

sorpcję i rozpraszanie. Podczas absorpcji, neutron z kanału wejściowego reakcji znika, natomiast w kanale wyjściowym pojawiają się różne cząstki. Przykłady absorpcji to wychwyty radiacyjny (n, γ) , rozszczepienie jąder ciężkich (n, f) , reakcje (n, α) , (n, p) , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ itp.. Suma mikroskopowych przekrojów czynnych na te wszystkie reakcje daje mikroskopowy przekrój czynny na absorpcję σ_a . Rozpraszanie może być elastyczne lub nieelastyczne. Jeśli podczas zderzenia neutronu z jądrem zachodzi rozpraszanie elastyczne (n, n) , to po zderzeniu jądro pozostaje w stanie podstawowym. Jeśli w wyniku zderzenia jądro ulega wzbudzeniu, to takie rozproszenie nazywamy nieelastycznym i oznaczamy (n, n') . Zachodzi związek: $\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s$, gdzie σ_t to całkowity mikroskopowy przekrój czynny, a σ_s to przekrój czynny na rozpraszanie równy $\sigma_s = \sigma_{el} + \sigma_{in}$, gdzie σ_{el} i σ_{in} to mikroskopowe przekroje czynne, odpowiednio na rozpraszanie elastyczne i nieelastyczne.

2.3 Podstawowe pojęcia w fizyce transportu neutronów

W teorii transportu neutron jest rozpatrywany jako punkt materialny, którego stan opisywany jest przez wektor położenia \mathbf{r} i prędkości $\mathbf{v} = v\mathbf{\Omega}$, gdzie $\mathbf{\Omega}$ jest wektorem jednostkowym mającym kierunek i zwrot wektora prędkości neutronu \mathbf{v} . Do opisu pola neutronowego stosuje się pojęcie gęstości neutronów $n(E, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$. Jest ona równa prawdopodobnej liczbie neutronów o energii E w chwili t i w punkcie \mathbf{r} , poruszających się w kierunku $\mathbf{\Omega}$, przypadających na jednostkę objętości, kąta bryłowego i energii. Jednostką gęstości neutronów $n(E, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$ jest na przykład $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}\text{sr}^{-1}$.

Iloczyn prędkości v i gęstości n neutronów

$$vn(E, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t) \equiv \varphi(E, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t). \quad (2.1)$$

jest zwany strumieniem^{2.1} neutronów. Jednostką strumienia $\varphi(E, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t)$ jest na przykład $\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$.

Często rozpatruje się gęstość i strumień neutronów jako funkcje mniejszej liczby zmiennych, co oznacza, że gęstość i strumień zostały wycalkowane po całym obszarze zmienności pozostałych zmiennych. I tak na przykład, gdy nie jest interesująca zależność gęstości i strumienia neutronów od kąta bryłowego, definiuje się

$$n(E, \mathbf{r}, t) \equiv \int_{4\pi} n(E, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t) d\mathbf{\Omega}$$

oraz

$$\varphi(E, \mathbf{r}, t) \equiv \int_{4\pi} \varphi(E, \mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, t) d\mathbf{\Omega}.$$

Określony ostatnim wzorem strumień ma prostą interpretację fizyczną, która znalazła

^{2.1}Prawidłowa nazwa „gęstość strumienia“ coraz częściej wypierana jest przez krótsze określenie „strumień“

zastosowanie w obliczeniach Monte Carlo. Mianowicie iloczyn

$$\varphi(E, \mathbf{r}, t) dE dV dt = v dt n(E, \mathbf{r}, t) dE dV = ds n(E, \mathbf{r}, t) dE dV \quad (2.2)$$

jest równy sumie dróg ds przebytych w objętości dV w czasie od t do $t + dt$ przez cząstki mające energie w przedziale od E do $E + dE$.

Dodatkową wielkością charakteryzującą pole neutronów jest prąd neutronów \mathbf{J} zdefiniowany poprzez zależność

$$\mathbf{J} = \Omega \varphi(E, \mathbf{r}, \Omega, t).$$

Jest to wektor, którego moduł wyrażony jest w takich samych jednostkach, co i strumień neutronów. Podobnie jak w przypadku strumienia i gęstości może on być funkcją mniejszej liczby zmiennych. I tak, niezależny od kąta bryłowego prąd neutronów

$$\mathbf{J}(E, \mathbf{r}, t) \equiv \int_{4\pi} \Omega \varphi(E, \mathbf{r}, \Omega, t) d\Omega$$

jest wektorem, którego składowe w dowolnym kierunku stanowią wypadkową liczbę neutronów przecinających jednostkową powierzchnię prostopadłą do tego kierunku (przypadających na jednostkę energii i czasu, dla danych wartości energii, czasu i położenia).

Ważną wielkością w opisie transportu neutronów jest częstość oddziaływania neutronów z materiałem ośrodka, która jest proporcjonalna do gęstości, a zatem i strumienia neutronów, a z drugiej strony zależy od własności samego ośrodka. Prawdopodobieństwo, że zajdzie oddziaływanie typu j jest proporcjonalne do mikroskopowego przekroju czynnego na to oddziaływanie σ_j i liczby jąder w jednostce objętości, czyli gęstości atomowej ρ_{at} . Iloczyn tych dwóch wielkości $\Sigma_j = \rho_{at}\sigma_j$ jest makroskopowym przekrojem czynnym na to oddziaływanie. Odwrotnością makroskopowego przekroju czynnego Σ_j jest średnia droga swobodna l_j , która jest równa średniej drodze, jaką przebywa neutron w ośrodku o gęstości atomowej ρ_{at} pomiędzy jednym a drugim oddziaływaniem typu j . Można pokazać [Jakeman (1966), str. 54], że w ośrodku jednorodnym^{2,2} częstość reakcji typu j w chwili t i w punkcie \mathbf{r} przypadająca na jednostkę objętości i energii wynosi

$$vn(E, \mathbf{r}, t) \Sigma_j(E) = \varphi(E, \mathbf{r}, t) \Sigma_j(E) = \varphi(E, \mathbf{r}, t) \rho_{at} \sigma_j(E). \quad (2.3)$$

Częstość reakcji jest kluczowym pojęciem w fizyce transportu neutronów, ponieważ łączy w sobie trzy podstawowe wielkości: gęstość atomową, mikroskopowe przekroje czynne i strumień neutronów, w jedno pojęcie będące podstawową cegiełką do budowania wszystkich równań bilansu neutronów, z których najogólniejszym jest równanie transportu Boltzmanna.

^{2,2}Dla ośrodka niejednorodnego gęstość atomowa ρ_{at} i przekroje czynne σ_j i Σ_j zależą dodatkowo od położenia \mathbf{r} . Wtedy częstość reakcji jest dodatkowo funkcją \mathbf{r} .

2.4 Równanie transportu neutronów

Równanie transportu neutronów wynika ze zbilansowania w czasie dt w elemencie objętości dV (którego położenie określone jest przez \mathbf{r}) liczby pojawiających się i znikających neutronów o energii zawartej w przedziale $(E, E + dE)$ i poruszających się wewnątrz kąta bryłowego $d\Omega$ wokół wektora kierunkowego Ω . Wyprowadzenie równania transportu można znaleźć w wielu podstawowych opracowaniach dotyczących fizyki i transportu neutronów jak np.: Beckurts i Wirtz (1964), Bell i Glasstone (1970), Kiełkiewicz (1987).

Dla gęstości neutronów n ma ono postać

$$\frac{\partial n}{\partial t} + v\Omega \cdot \nabla n + [\Sigma_s(E) + \Sigma_a(E)]vn = \int_{\Omega'} \int_0^\infty \Sigma(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) v'n' d\Omega' dE' + Q, \quad (2.4)$$

gdzie

$$n \equiv n(E, \mathbf{r}, \Omega, t)$$

i

$$n' \equiv n(E', \mathbf{r}, \Omega', t)$$

oraz

$$Q \equiv Q(E, \mathbf{r}, \Omega, t)$$

jest funkcją źródła neutronów.

Dla strumienia φ , poprzez zależność

$$\varphi = vn \equiv \varphi(E, \mathbf{r}, \Omega, t)$$

i

$$\varphi' = v'n' \equiv \varphi(E', \mathbf{r}, \Omega', t),$$

równanie (2.4) przyjmuje postać

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \Omega \cdot \nabla \varphi + [\Sigma_s(E) + \Sigma_a(E)]\varphi = \int_{\Omega'} \int_0^\infty \Sigma(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \varphi' d\Omega' dE' + Q. \quad (2.5)$$

W równaniach (2.4) i (2.5)

$$\Sigma(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) = \Sigma_s(E') f(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \quad (2.6)$$

jest tzw. jądrem rozpraszania, czyli podwójnie różniczkowym przekrojem czynnym na rozpraszanie w układzie laboratoryjnym. Funkcja f wyraża prawdopodobieństwo warunkowe, że jeżeli zajdzie rozpraszanie neutronu o energii E' , gdzie całkowity przekrój czynny na to rozpraszanie wynosi $\Sigma_s(E')$, to neutron o początkowej energii E' i początkowym kierunku Ω' po akcji rozproszenia będzie miał energię E i kierunek określony przez Ω .

2.5 Równania przybliżenia dyfuzyjnego

W ramach elementarnej teorii dyfuzji strumień neutronów $\varphi(E, \mathbf{r}, t)$ w ośrodku jednorodnym spełnia równanie

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \Sigma_a(E)\varphi - D(E) \nabla^2 \varphi = \hat{\mathbf{S}}\varphi + Q, \quad (2.7)$$

gdzie

$$\hat{\mathbf{S}}\varphi = \int_0^\infty \Sigma(E' \rightarrow E) \varphi(E', \mathbf{r}, t) dE' - \Sigma_s(E) \varphi(E, \mathbf{r}, t) \quad (2.8)$$

jest operatorem rozpraszania [Williams (1966)] znanym również pod nazwą operatora termalizacji [Beckurts i Wirtz (1964)]. W sensie fizycznym wyraża on różnicę między częstością z jaką neutrony są rozpraszane do energii E i rozpraszane z tej energii.

Przy wyprowadzaniu równania dyfuzji [np. Jakeman (1966)], korzysta się z prawa Ficka, które mówi, że prąd neutronów \mathbf{J} jest proporcjonalny do gradientu strumienia

$$\mathbf{J}(E, \mathbf{r}, t) = -D(E) \nabla \varphi(E, \mathbf{r}, t). \quad (2.9)$$

Powyższe założenie jest prawdziwe, gdy absorpcja w ośrodku jest zaniedbywalna, rozpraszanie jest izotropowe, a strumień nie zmienia się gwałtownie ze względu na współrzędne przestrzenne. Wtedy współczynnik proporcjonalności we wzorze (2.9), noszący nazwę współczynnika dyfuzji $D(E)$, wyraża się wzorem

$$D(E) = \frac{1}{3\Sigma_s(E)}. \quad (2.10)$$

Uwzględnienie słabej absorpcji i anizotropii rozpraszania neutronów w układzie laboratoryjnym [Beckurts i Wirtz (1964)] prowadzi do zależności

$$D(E) = \frac{1}{3[\Sigma_a(E) + \Sigma_{tr}(E)]}, \quad (2.11)$$

gdzie w wyrażeniu określającym przekrój czynny na transport

$$\Sigma_{tr}(E) = [1 - \mu(E)] \Sigma_s(E), \quad (2.12)$$

$\mu(E)$ jest zależnym od energii średnim cosinusem kąta rozpraszania neutronów w układzie laboratoryjnym.

Rozwiązanie równania dyfuzji nie opisuje dobrze rozkładu strumienia neutronów w okolicy punktowych źródeł, silnych absorbentów i granic ośrodka. Z ostatniego faktu wynika, że przybliżenie dyfuzyjne można stosować jedynie w dużych ośrodkach.

Rozwiązanie równania transportu neutronów można przedstawić [Bell i Glasstone (1970), Zweifel (1973)] w postaci sumy dwóch składników: strumienia asymptotycznego, który odpowiada rozwiązaniu równania dyfuzji, oraz strumienia przejściowego, który odgrywa rolę jedynie w pobliżu źródeł i granicy ośrodka z próżnią neutronową, oraz w przypadku, gdy absorpcja w ośrodku nie jest zaniedbywalna (tzn., gdy Σ_s/Σ_t jest wyraźnie mniejsze od jedności).

Przez odpowiedni dobór warunku brzegowego można znacznie zmniejszyć błędy przybliżenia dyfuzyjnego na granicy ośrodka. Realizuje się to poprzez powiększenie jego rozmiarów o tak zwaną długość ekstrapolacji i zdefiniowanie warunku brzegowego zerowania się asymptotycznego strumienia na tak określonej granicy ekstrapolowanej ośrodka. Szerzej to zagadnienie jest opisane w rozdziale 4.5.

Szczególnym przypadkiem równania dyfuzji neutronów jest jego prostsza, niezależna od energii postać, którą otrzymuje się [Beckurts i Wirtz (1964), Kiełkiewicz (1987)] poprzez faktoryzację strumienia $\varphi(E, \mathbf{r}, t) = \phi(E)\varphi(\mathbf{r}, t)$ i scałkowanie równania (2.7) w całym zakresie energii. Wtedy, korzystając z faktu, że dla dowolnego $\phi(E)$

$$\int_0^\infty \hat{\mathbf{S}}\phi(E) dE = 0, \quad (2.13)$$

otrzymuje się równanie jednogrupowego przybliżenia dyfuzyjnego

$$\left\langle \frac{1}{v} \right\rangle \cdot \frac{\partial \varphi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \langle \Sigma_a \rangle \varphi(\mathbf{r}, t) - \langle D \rangle \nabla^2 \varphi(\mathbf{r}, t) = Q(\mathbf{r}, t). \quad (2.14)$$

W powyższym równaniu wielkości

$$\left\langle \frac{1}{v} \right\rangle, \quad \langle \Sigma_a \rangle, \quad \langle D \rangle$$

są średnimi ważonymi według wzoru

$$\langle x \rangle = \int_0^\infty x(E) \phi(E) dE, \quad (2.15)$$

gdzie, poprzez przyjęcie warunku normalizacyjnego

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \int_0^\infty \varphi(E, \mathbf{r}, t) dE, \quad (2.16)$$

funkcja ważąca $\phi(E)$ jest znormalizowanym do jedności rozkładem energetycznym strumienia neutronów w ośrodku.

Równanie (2.14) stało się między innymi punktem wyjścia do rozwiązywania zagadnień dyfuzji neutronów termicznych. W tym przypadku, określone zgodnie z ogólnym wzorem (2.15) parametry dyfuzyjne ośrodka, oblicza się używając jako funkcji ważącej

$\phi(E)$ wprowadzonego w rozdziale (3.1) rozkładu Maxwella (3.2) w temperaturze pokojowej.

3 Oddziaływanie neutronów termicznych z materia

3.1 Neutrony termiczne

W literaturze przyjmowane są nieco różne definicje neutronów termicznych. Najbardziej rozpowszechniona wywodzi się z fizyki eksperymentalnej, gdzie za górną granicę energii neutronów termicznych E_{th} przyjmuje się energię tak zwanego odcięcia kadmowego, czyli energię neutronów, poniżej której są one absorbowane przez kadm. Wtedy jest to energia około 0.4 eV.

W bardziej ogólnym podejściu przyjmuje się, że neutrony termiczne są to takie neutrony, które są w równowadze termicznej z materiałem ośrodka. Wtedy, wskutek rozpraszania mogą one zarówno tracić jak i zyskiwać energię, jednak stan makroskopowy układu nie wykazuje tendencji do zmiany w czasie, z wyjątkiem przypadkowych fluktuacji. Przy takim podejściu granicę E_{th} wyznacza wartość energii, powyżej której tylko zupełnie zaniedbywalna liczba neutronów może się znaleźć wskutek rozpraszania, w którym nastąpił wzrost ich energii. Oczywiście ta granica będzie zależała od temperatury ośrodka i sztywne jej określenie nie ma sensu.

W teorii rozpraszania neutronów termicznych ogromne znaczenie ma zasada równowagi szczegółowej, która dotyczy mikroskopowych procesów w okolicy stanu równowagi. Matematyczny opis mechanizmu równowagi szczegółowej może być sformułowany [Williams (1966)] w następujący sposób:

$$\rho_i p_{i \rightarrow j} = \rho_j p_{j \rightarrow i},$$

co oznacza, że w stanie równowagi prawdopodobieństwo przejścia systemu ze stanu i do stanu j pomnożone przez gęstość stanów i jest równe prawdopodobieństwu przejścia ze stanu j do stanu i pomnożonemu przez gęstość stanów j .

W przypadku neutronów będących w równowadze termicznej z ośrodkiem o temperaturze T , w którym zachodzi tylko rozpraszanie neutronów, zatem nie ma w nim źródeł, nie występuje w nim absorpcja ani ucieczka (co oznacza, że ośrodek musi być nieskończony), warunek równowagi szczegółowej przyjmuje postać

$$M(E') \Sigma(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) = M(E) \Sigma(E \rightarrow E', -\Omega \rightarrow -\Omega'), \quad (3.1)$$

gdzie $M(E)$ jest znormalizowanym do jedności rozkładem Maxwella strumienia neutronów termicznych

$$M(E) dE = \frac{E}{E_T^2} \exp\left(-\frac{E}{E_T}\right) dE. \quad (3.2)$$

W powyższym wzorze $E_T = kT$, gdzie k - stała Boltzmanna, jest energią dla której rozkład (3.2) osiąga maksimum i dla temperatury pokojowej $T = 293.6$ K (20.46 °C) $E_T = 2.53 \cdot 10^{-2}$ eV. Energii tej odpowiada prędkość neutronów $v_T = 2200$ m/s, która jest prędkością

najbardziej prawdopodobną w znormalizowanym do jedności rozkładzie Maxwella dla gęstości neutronów $n(v)$

$$M(v) dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{v_T^3} \exp \left[\left(-\frac{v}{v_T} \right)^2 \right] dv. \quad (3.3)$$

W większości przypadków nie jest ważny kierunek neutronu przed i po rozproszeniu, ale tylko kąt θ_0 między wektorami kierunkowymi Ω' i Ω . Wtedy jądro rozpraszania zależy od $\mu_0 = \Omega' \cdot \Omega = \cos \theta_0$ i warunek równowagi (3.1) przyjmuje postać

$$M(E') \Sigma(E' \rightarrow E, \mu_0) = M(E) \Sigma(E \rightarrow E', \mu_0),$$

a po scałkowaniu względem wszystkich możliwych kątów

$$M(E') \Sigma(E' \rightarrow E) = M(E) \Sigma(E \rightarrow E'). \quad (3.4)$$

Równania (3.1), (3.4) są odzwierciedleniem faktu, że w systemie będącym w stanie maxwellowskiej równowagi termicznej częstość, z którą neutrony o energii E są rozpraszane do energii E' , jest równa częstości ich rozprożeń z energii początkowej E' do energii końcowej E .

Z warunku równowagi szczegółowej wynika, że w przypadku stacjonarnym, w dużych, beźródłowych, jednorodnych ze względu na rozpraszanie i temperaturę ośrodkach, w których absorpcja jest zanedbywalna, rozkład energetyczny strumienia neutronów termicznych ma w przybliżeniu kształt rozkładu Maxwella.

W istocie, w granicznym przypadku beźródłowego ($Q = 0$) ośrodka nieskończonego (co oznacza, że strumień nie zależy od współrzędnych przestrzennych, zatem $\nabla \varphi = 0$), z zerową absorpcją ($\Sigma_a = 0$), dla pola stacjonarnego ($\partial \varphi / \partial t = 0$), po wycalkowaniu względem kąta bryłowego Ω' członu rozproseniowego po prawej stronie równania transportu (2.5) otrzymujemy

$$\int_0^\infty \Sigma(E' \rightarrow E) \varphi(E') dE' - \Sigma_s(E) \varphi(E) = 0. \quad (3.5)$$

Korzystając z faktu, że przekrój czynny na rozpraszanie $\Sigma_s(E)$ jest całką po wszystkich możliwych końcowych energiach z różniczkowego przekroju czynnego $\Sigma(E \rightarrow E')$

$$\Sigma_s(E) = \int_0^\infty \Sigma(E \rightarrow E') dE',$$

dostajemy (3.5) w postaci

$$\int_0^\infty \{ \Sigma(E' \rightarrow E) \varphi(E') - \Sigma(E \rightarrow E') \varphi(E) \} dE' = 0.$$

Jak widać z warunku równowagi szczegółowej (3.4) jedynym dopuszczalnym rozwiązaniem powyższego równania, a zatem i równania (3.5) jest rozkład Maxwella $M(E)$ [Williams (1966), (1971)].

Warto zauważyć, że korzystając z definicji (2.8) operatora rozpraszania \hat{S} , równanie (3.5) można zapisać w postaci

$$\hat{S}\varphi(E) = 0.$$

Otrzymaliśmy więc ważną, jak się w dalej okaże, własność operatora \hat{S} :

$$\hat{S}M(E) = 0. \quad (3.6)$$

3.2 Spowalnianie i termalizacja neutronów

Ze względu na rozpraszanie, energię neutronów można podzielić na dwa przedziały. W pierwszym z nich („spowolnieniowym“) neutrony mogą tylko tracić energię w kolejnych zderzeniach z materiałem ośrodka, w drugim zaś („termicznym“) mogą ją zarówno tracić jak i zyskiwać.

Przy dostatecznie wysokich energiach neutronów, zarówno ruch termiczny materiału ośrodka, jak i jego natura (stan skupienia i wiązania chemiczne) nie mają wpływu na rozpraszanie, które zachodzi na jądrach atomowych. Wtedy można pominąć energię wiązania atomów w cząsteczce i traktować jądra jako swobodne i nieruchome w układzie laboratoryjnym.

W procesie spowalniania neutronów największą rolę odgrywa nieelastyczne rozpraszanie wysokoenergetycznych neutronów na jądrach pierwiastków ciężkich i rozpraszanie elastyczne na jądrach pierwiastków lekkich. Można pokazać, że w rozproszeniu elastycznym energia neutronu o energii początkowej E' , po zderzeniu z jądrem o liczbie masowej A , zawiera się w przedziale $[\alpha E', E']$, gdzie $\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$. Jak widać najbardziej efektywne spowalnianie następuje w przypadku zderzeń neutronów z jądrami lekkimi, a w szczególności z wodorem, kiedy to $\alpha = 0$ i neutron może stracić całą swoją energię w pojedynczym zderzeniu.

Gdy energia neutronu w procesie spowalniania zbliża się do wartości 4 eV [MacFarlane (1994)], na jego rozpraszanie na jądrze atomowym zaczyna wpływać sposób, w jakim atom jest związany w materiale moderatora, gdyż podczas zderzenia jądro nie może doznać swobodnego odrzutu. Zachodzi wtedy oddziaływanie między jądrem, na którym zaszło rozpraszanie, a jego sąsiadami w molekułę lub ciele stałym. Przy dalszym spowalnianiu, energia neutronu staje się porównywalna z energią ruchów termicznych atomów moderatora, zatem nie można dalej zakładać, że ich jądra są w spoczynku. Wtedy, wskutek rozproszenia, neutron może nie tylko stracić energię, ale również ją zyskać.

Również możliwość interferencji w tym obszarze energii neutronu nie może być zaniedbana, ponieważ długości fal de Broglie'a dla neutronów termicznych są tego samego rzędu, co odległości między jądrami w molekułach czy kryształach. W konsekwencji, przekrój czynny na rozpraszanie neutronów termicznych zależy od fizycznej i chemicznej budowy moderatora, jego temperatury oraz, w pewnych przypadkach, również od orientacji przestrzennej moderatora względem kierunku ruchu neutronu.

Rozpraszanie neutronów termicznych na systemie składającym się z N związanych cząstek z przypadkowo zorientowanymi spinami i o przypadkowym rozkładzie izotopowym, może być opisane jako suma rozpraszania koherentnego i niekoherentnego. Rozpraszanie koherentne pochodzi od fal, które mogą ze sobą interferować, a niekoherentne zależy od sumy nieinterferujących fal ze wszystkich N cząstek. Na przykład rozpraszanie na lekkim wodorze jest prawie całkowicie niekoherentne, podczas gdy rozpraszanie na deuterze, przeciwnie - w znacznym stopniu koherentne.

Rozpraszanie koherentne i niekoherentne zawiera w sobie zarówno rozpraszanie elastyczne, jak i nieelastyczne. Termiczne rozpraszanie elastyczne ma miejsce, gdy nie zachodzi zmiana energii neutronu podczas jego zderzenia z całym zespołem N cząstek, których efektywna masa w stosunku do masy neutronu jest bardzo duża. Rozpraszanie elastycznego neutronów termicznych nie należy mylić z rozpraszaniem elastycznym neutronów o wyższych energiach, kiedy podczas zderzeń z jądrami atomów „widzianymi” jako swobodne, neutrony tracą energię. W termicznym rozpraszaniu nieelastycznym, neutron traci (lub zyskuje) energię w wyniku wzbudzenia (lub deekscytacji) wewnętrznych stanów energetycznych moderatora. Wzbudzenia odpowiadają produkcji jednego lub kilku fononów w materiale krystalicznym, wyzwoleniu wibracji i rotacji molekuł oraz spowodowaniu odrzutu molekuły w cieczy lub gazie^{3.1}. W konsekwencji rozpraszanie neutronów termicznych dzieli się zazwyczaj na trzy kategorie:

1. Elastyczne rozpraszanie koherentne, które jest ważne dla kryształów (np. grafitu).
2. Elastyczne rozpraszanie niekoherentne, mające znaczenie w ciałach stałych zawierających wodór (np. polietylen).
3. Rozpraszanie nieelastyczne (ważne dla wszystkich materiałów). W tej kategorii mieści się zarówno rozpraszanie koherentne jak i niekoherentne.

W przypadku gazów, cieczy oraz ciał stałych o strukturze polikrystalicznej, interferencja jest w pierwszym przybliżeniu zaniedbywalna, co prowadzi [Williams (1966)] do tak

^{3.1}Zaprezentowany tu sposób podziału rozprożeń neutronów termicznych na elastyczne i nieelastyczne, związany jest z konwencją przyjętą w bibliotekach ENDF (Evaluated Nuclear Data File), do tworzenia tablic przekrojów czynnych w oparciu o tak zwane prawa rozproszeniowe, w których również przekaz energii kinetycznej między neutronem, a cząsteczką gazu, bez zmiany jej energii wewnętrznej, traktowany jest jak rozproszenie nieelastyczne [por. MacFarlane (1994)].

zwanego niekoherentnego przybliżenia rozpraszania nieelastycznego dla układu związanych atomów. W ramach tego przybliżenia [Rose i Dunford (1990)] podwójnie różniczkowy mikroskopowy przekrój czynny na rozpraszanie nieelastyczne neutronów termicznych ma postać

$$\sigma(E' \rightarrow E, \mu_0, T) = \sum_{n=0}^{N_s} \frac{M_n \sigma_{bn}}{4\pi T} \sqrt{\frac{E}{E'}} \exp(-\beta/2) S_n(\alpha, \beta, T), \quad (3.7)$$

gdzie $N_s + 1$ jest liczbą rodzajów atomów związanych w układzie (np. dla H_2O $N_s = 1$). W powyższym wzorze wiązanie atomu rodzaju n w moderatorze jest opisane przez prawo rozpraszania $S_n(\alpha, \beta, T)$. Jest ono funkcją zmiennych α i β , gdzie

$$\beta = \frac{E - E'}{kT} \quad (3.8)$$

jest bezwymiarowym przekazem energii, a

$$\alpha = \frac{E + E' - 2\mu_0 \sqrt{EE'}}{A_0 kT} \quad (3.9)$$

bezwymiarowym przekazem pędu w zderzeniu. Wyrażenie

$$\sigma_{bn} = \left(\frac{A_n + 1}{A_n} \right)^2 \sigma_{fn} \quad (3.10)$$

określa, charakterystyczny dla danego rodzaju atomu, przekrój czynny na rozpraszanie w przypadku, gdyby ten atom był sztywno związany w cząsteczce o nieskończonej masie. σ_{fn} jest odpowiadającym mu, niezależnym od energii, przekrojem czynnym dla atomu swobodnego, będącego w spoczynku w układzie laboratoryjnym. We wzorach (3.7) - (3.10):

M_n - liczba atomów rodzaju n w molekule lub w komórce elementarnej kryształu,

T - temperatura moderatora [K],

E' - energia początkowa neutronu [eV],

E - energia końcowa neutronu [eV],

μ_0 - cosinus kąta rozpraszania w układzie laboratoryjnym,

A_n - stosunek masy atomu rodzaju n do masy neutronu (A_0 - ten stosunek, dla głównego rozpraszacza w cząsteczce, np. wodoru w H_2O).

Warto zauważyć, że różniczkowy przekrój czynny dla każdego typu atomu we wzorze (3.7), zależy od iloczynu dwóch czynników. Pierwszy z nich - σ_b - jest rządony prawami fizyki jądrowej, zaś drugi - $S(\alpha, \beta, T)$ - zależy od struktury i dynamiki moderatora. Ze względu na wysoki stopień złożoności problemu, wynikający z faktu, że postać funkcji $S(\alpha, \beta, T)$ zależy od tego, w jakim związku chemicznym występuje atom rozpraszający

oraz od temperatury ośrodka, dostępne są tylko nieliczne biblioteki przekrojów czynnych dla podstawowych moderatorów w kilku temperaturach. Tworzy się je poprzez dopasowanie modeli teoretycznych, przewidujących kształt funkcji jądra rozpraszania w określonym moderatorze, do danych doświadczalnych.

Najprostszym takim modelem jest model gazu swobodnego. Zakłada się w nim, że moderatorem jest jednoatomowy gaz swobodny, czyli że nie istnieje wewnętrzna struktura poziomów energetycznych materiału ośrodka. Wtedy [Ballinger (1995)] prawo rozpraszania $S(\alpha, \beta, T)$ wyraża się wzorem:

$$S(\alpha, \beta, T) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\alpha}} \exp\left(-\frac{\alpha^2 + \beta^2}{4\alpha}\right). \quad (3.11)$$

Jak wykazuje Williams (1966), różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie $\sigma(E' \rightarrow E, \mu_0)$ otrzymany przez podstawienie (3.11) do (3.7), ma identyczną postać jak jego odpowiednik, otrzymany w ramach klasycznej teorii, uwzględniającej ruch termiczny moderatora, w postaci jednoatomowego gazu swobodnego o maxwellovskim rozkładzie prędkości w temperaturze T [por. Bell i Glasstone (1970)]. Wtedy całkowity przekrój czynny $\sigma(E')$ dla bardzo małych wartości energii neutronu jest proporcjonalny do $1/v$, a w miarę wzrostu energii zbliża się do wartości niezależnego od energii przekroju czynnego σ_f dla atomu swobodnego spoczywającego w układzie laboratoryjnym, czyli nie zależy od ruchów termicznych moderatora.

Wyznaczona eksperymentalnie zależność przekroju czynnego na rozpraszanie od energii, dla materiałów będących związkami zawierającymi lekkie atomy, wykazuje znaczne odchylenie w zakresie niskich energii, od zachowania przewidzianego przez model gazu swobodnego. Szczególnie wyraźnie przejawia się to w materiałach będących związkami wodoru [por. Drozdowicz (1999)]. Natomiast w przypadku, gdy moderator nie zawiera lekkich atomów związanych i nie ma struktury krystalicznej, model gazu swobodnego daje dobre przybliżenie nawet dla związków chemicznych.

Rozpraszaniu neutronów w procesie spowalniania i termalizacji towarzyszy ich absorpcja. Dla większości moderatorów charakterystyczną cechą przekroju czynnego na absorpcję neutronów termicznych jest jego odwrotnie proporcjonalna zależność od prędkości neutronu. Tłumaczy ją model reakcji jądrowej przez jądro złożone. Zakłada się w nim, że padająca cząstka, w tym przypadku neutron, ulega absorpcji przez jądro ośrodka, które pozostaje przez jakiś czas w stanie wzbudzenia, a następnie wydatkuje swoją energię wzbudzenia przez dozwolone kanały. Może to być emisja jednego lub kilku fotonów, cząstek naładowanych, neutronu lub cały łańcuch reakcji. Odwzbudzenie może być natychmiastowe, albo spełniać prawo eksponencjalnego rozpadu w czasie z okresem połowicznego zaniku $T_{\frac{1}{2}}$. Mikroskopowy przekrój czynny na taką reakcję jest iloczynem mikroskopowego przekroju czynnego na utworzenie jądra złożonego i prawdopodobieństwa

jego rozpadu przez określony kanał. Charakterystyczną cechą reakcji jądrowej zachodzącej przez jądro złożone jest występowanie tzw. rezonansów przekroju czynnego polegających na istnieniu ostrych pików jej przekroju czynnego przy pewnych wartościach energii E_{rez} cząstki padającej. Rezonans spowodowany jest bardzo dużym prawdopodobieństwem powstania jądra złożonego, kiedy suma energii kinetycznej neutronu i jego energii wiązania w jądrze złożonym jest równa energii wzbudzenia jądra złożonego. Mikroskopowy przekrój czynny na absorpcję w okolicy rezonansu opisuje wzór Breigha-Wignera [np. Beckurts i Wirtz (1964)]. Wynika z niego, że gdy energia neutronu jest dużo poniżej E_{rez} , przekrój czynny na absorpcję podlega prawu $1/v$. Taka zależność przekroju czynnego na absorpcję neutronów termicznych od prędkości neutronu jest typowa dla większości pierwiastków o średnich i dużych masach atomowych, dla których rezonanse pojawiają się przy energiach neutronów znacznie wyższych, niż zakres energii neutronów termicznych. Są jednak wyjątki, jak na przykład kadm, którego izotop ^{113}Cd ma energię rezonansową w okolicy 0.18 eV i jego oczywiście prawo $1/v$ nie dotyczy.

Wpływ rozkładu prędkości atomów w układzie laboratoryjnym na mikroskopowy przekrój czynny przejawia się szczególnie wyraźnie rozmyciem pików rezonansowych (tak zwane poszerzenie dopplerowskie) wraz ze wzrostem temperatury ośrodka [Bell i Glasstone (1970)]. Można pokazać [Beckurts i Wirtz (1964)], że w przypadku, gdy mikroskopowy przekrój czynny jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości neutronów, jego efektywna wartość oraz jej odwrotnie proporcjonalna zależność od prędkości nie zależy od temperatury ośrodka.

4 Impulsowe pola neutronów termicznych

4.1 Wstęp

Dla przypadku, gdy do ośrodka w chwili $t = 0$ wprowadzony zostaje impuls neutronów o energii E_0 , funkcja źródła w równaniu transportu (2.5), po scałkowaniu równania względem kąta bryłowego Ω , oraz funkcja źródła w równaniu dyfuzji (2.7) przyjmują postać

$$Q = \delta(E - E_0) \delta(t) Q(\mathbf{r}), \quad (4.1)$$

gdzie δ jest rozkładem delta Diraca. Zatem dla czasu $t > 0$ obydwa równania stają się jednorodne. Po krótkim impulsie, w ośrodku w którym nie zachodzi mnożenie neutronów, można się spodziewać zaniku populacji neutronów w czasie spowodowanego ich absorpcją oraz dodatkowo ucieczką z ośrodka, w przypadku gdy jego rozmiary są skończone. Wtedy rozwiązanie równań (2.5) i (2.7) sprowadza się do rozwiązania problemu własnego (określonego przez odpowiadające im równania jednorodne)

$$\frac{\partial \varphi_k}{\partial t} = \alpha_k \varphi_k,$$

gdzie α_k są ujemnymi wartościami własnymi (co można wyrazić *explicite* przez podstawienie $\lambda_k = -|\alpha_k|$), a φ_k odpowiadającymi im dodatnimi funkcjami własnymi, których superpozycja będąca rozwiązaniem równania niejednorodnego, musi spełniać warunki początkowe narzucone przez źródło.

Jak wynika z teorii opartej na rozwiązywaniu równania transportu dla problemów zależnych od czasu metodą operatorową [Bell i Glasstone (1970)], nie zawsze zestaw funkcji $\{\varphi_k\}$ jest kompletny (tzn. rozwiązanie narzucone poprzez warunki początkowe może być zrekonstruowane w oparciu o te funkcje). Zależy to od istnienia dyskretnego widma wartości własnych $\{\lambda_k\}$. Zakładając, że ono istnieje, w pewnych przypadkach strumień w dowolnej chwili t może być zrekonstruowany w postaci

$$\varphi(E, \mathbf{r}, t) = \sum_k a_k \varphi_k(E, \mathbf{r}) e^{-\lambda_k t}. \quad (4.2)$$

Jeśli oprócz dyskretnego widma wartości własnych istnieje również widmo ciągłe, powyższe rozwiązanie jest niekompletne, ale wyrażenie (4.2) może być użyteczne w praktyce, jeśli tylko jego kilka pierwszych wyrazów daje wystarczająco dobrą reprezentację rozwiązania.

Przedmiotem szczególnego zainteresowania jest asymptotyczne zachowanie się strumienia neutronów w czasie, a w kontekście niniejszej pracy jego rozkład energetyczny. Ze względu na trudności matematyczne, znalezienie odpowiedzi na pytanie o kształt rozkładu energetycznego asymptotycznego strumienia neutronów termicznych jako ana-

litycznej funkcji rozmiarów ośrodka nie jest możliwe, jednak wyniki prac teoretycznych Nelkina (1960) i Williamsa (1966), otrzymane przy przyjęciu założeń upraszczających oraz w granicznych przypadkach, dostarczają pośrednio pewnych informacji na ten temat.

4.2 Zjawisko ochładzania dyfuzyjnego

Dla problemu sformułowanego w poprzednim rozdziale jednorodne równanie dyfuzji (2.7) przyjmuje następującą postać:

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \varphi(E, \mathbf{r}, t)}{\partial t} + \Sigma_a(E) \varphi(E, \mathbf{r}, t) - D(E) \nabla^2 \varphi(E, \mathbf{r}, t) = \hat{S} \varphi(E, \mathbf{r}, t). \quad (4.3)$$

Zakładamy, że można przedstawić strumień jako sumę

$$\varphi(E, \mathbf{r}, t) = \sum_k \phi_k(E, t) \psi_k(\mathbf{r}), \quad (4.4)$$

gdzie funkcje $\psi_k(\mathbf{r})$ spełniają równanie Helmholtza

$$\nabla^2 \psi_k(\mathbf{r}) + B_k^2 \psi_k(\mathbf{r}) = 0, \quad (4.5)$$

a odpowiadające im wartości parametru B_k^2 wyznaczone są z warunku brzegowego zerowania się strumienia na granicy ekstrapolowanej ośrodka.

Rozwiązania równania (4.5) są znane dla kilku podstawowych brył [Ott i Bezella (1983)], i tak na przykład dla kuli mają one postać

$$\psi_k(r) = C_k \frac{1}{r} \sin \left(\frac{(k+1)\pi}{R} r \right) = C_k \frac{1}{r} \sin(B_k r), \quad (4.6)$$

a odpowiadające im wartości

$$B_k^2 = \left(\frac{(k+1)\pi}{R} \right)^2,$$

gdzie $R = R_g + d_{sph}$ jest ekstrapolowanym promieniem kuli, R_g jej promieniem geometrycznym, a d_{sph} długością ekstrapolacji dla kuli. Najniższa wartość własna^{4.1} B_k^2 , dla której rozwiązanie równania (4.5) jest nietrywialne, nosi nazwę bucklingu geometrycznego $B^2 \equiv B_0^2$ i w przypadku kuli jest to jej wartość dla $k = 0$:

$$B_{sph}^2 = \left(\frac{\pi}{R_g + d_{sph}} \right)^2. \quad (4.7)$$

^{4.1}Poprzez zapisanie równania (4.5) w postaci $\nabla^2 \psi_k(\mathbf{r}) = -B_k^2 \psi_k(\mathbf{r})$, formalnie otrzymujemy sformułowanie problemu własnego, gdzie B_k^2 i $\psi_k(\mathbf{r})$ są wartościami własnymi i funkcjami własnymi operatora Laplace'a ∇^2 .

Wtedy

$$\psi_0(r) = {}_0\psi \frac{\sin(B_{sph}r)}{B_{sph}r}, \quad (4.8)$$

gdzie stała C_0 w (4.6) została wyznaczona z warunku, że strumień osiąga wartość maksymalną w środku kuli, tj. $\psi_0(r \rightarrow 0) = {}_0\psi$.

Jeżeli wstawimy (4.4) do równania (4.3), pomnożymy je przez $\psi_{k'}(\mathbf{r})$ i scałkujemy po całej objętości systemu, to korzystając z warunku ortogonalności

$$\int \psi_k(\mathbf{r})\psi_{k'}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \delta_{kk'},$$

(gdzie $\delta_{kk'}$ delta Kroneckera), otrzymujemy układ równań na współczynniki $\phi_k(E, t)$

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \phi_k(E, t)}{\partial t} + \Sigma_a(E)\phi_k(E, t) + D(E)B_k^2\phi_k(E, t) = \widehat{\mathbf{S}}\phi_k(E, t) \quad (4.9)$$

W celu rozwiązania równań (4.9) przyjmuje się, że strumień jest superpozycją wyrazów mających postać

$$\phi_k(E, t) \sim \phi_k(E)e^{-\lambda_k t} \quad (4.10)$$

i wtedy (4.9) redukuje się [Williams (1966), Bell i Glasstone (1970)] do problemu własnego określonego przez

$$\left[-\frac{\lambda_k}{v} + \Sigma_a(E) + D(E)B_k^2 \right] \phi_k(E) = \widehat{\mathbf{S}}\phi_k(E). \quad (4.11)$$

Korzystając z własności operatora $\widehat{\mathbf{S}}$, Williams (1966) znajduje asymptotyczną postać określonego wzorem (4.4) strumienia neutronów, z której wynika, że po upływie dostatecznie długiego czasu od impulsu, zachowanie strumienia w czasie można opisać jedną eksponentą

$$\varphi(E, \mathbf{r}, t) \sim \phi(E)\psi_0(\mathbf{r})e^{-\lambda_0 t},$$

gdzie $\lambda \equiv \lambda_0$ definiuje stałą zaniku strumienia neutronów termicznych. Wtedy na bazie rozdzielności energii i czasu równanie (4.9) redukuje się do

$$\left[-\frac{\lambda}{v} + \Sigma_a(E) + D(E)B^2 \right] \phi(E) = \widehat{\mathbf{S}}\phi(E). \quad (4.12)$$

Zakładając, że buckling geometryczny B^2 jest mały, co odpowiada dostatecznie dużemu

ośrodkowi, można λ i $\phi(E)$ przybliżyć ich rozwinięciem w zbieżny szereg potęg B^2

$$\lambda = \lambda_a + D_0 B^2 - C_D B^4 + F B^6 - \dots \quad (4.13)$$

$$\phi(E) = \phi_0(E) + B^2 \phi_2(E) + B^4 \phi_4(E) + \dots \quad (4.14)$$

Po wstawieniu tych szeregów do równania (4.12) i porównaniu współczynników przy tych samych potęgach B^2 otrzymujemy następujący układ równań ^{4.2}

$$\left[\Sigma_a(E) - \frac{\lambda_a}{v} \right] \phi_0(E) = \hat{\mathbf{S}} \phi_0(E) \quad (4.15)$$

$$\left[D(E) - \frac{D_0}{v} \right] \phi_0(E) + \left[\Sigma_a(E) - \frac{\lambda_a}{v} \right] \phi_2(E) = \hat{\mathbf{S}} \phi_2(E) \quad (4.16)$$

$$\frac{C_D}{v} \phi_0(E) + \left[D(E) - \frac{D_0}{v} \right] \phi_2(E) + \left[\Sigma_a(E) - \frac{\lambda_a}{v} \right] \phi_4(E) = \hat{\mathbf{S}} \phi_4(E) \quad (4.17)$$

...

które określają wzajemne zależności składowych $\phi_n(E)$ danego szeregiem (4.14) rozkładu energetycznego $\phi(E)$ i neutronowych parametrów dyfuzyjnych (λ_a , D_0 , C_D) ośrodka.

Całkując równanie (4.15) względem energii i korzystając z tożsamości

$$\int_0^\infty \hat{\mathbf{S}} \phi(E) dE = 0$$

dostaje się

$$\int_0^\infty \left[\Sigma_a(E) - \frac{\lambda_a}{v} \right] \phi_0(E) dE = 0.$$

Z definicji strumienia neutronów $\varphi(E) = vn(E)$ wynika, że można rozkład energetyczny strumienia neutronów w ośrodku nieskończonym $\phi_0(E)$ wyrazić poprzez odpowiadający mu rozkład gęstości $n_0(E)$: $\phi_0(E) = n_{th} v n_0(E)$, gdzie n_{th} jest stałą wynikającą z nor-

^{4.2}Autorka opiera się w powyższym wyprowadzeniu na toku rozumowania zaprezentowanym przez Williamsa (1966). Zamieszczone przez niego na stronie 134 odpowiedniki równań (4.16) i (4.17) mają nieco inną niż tutaj postać, choć prowadzą do tych samych wzorów i wniosków końcowych. Prawdopodobnie Williams dokonał tam skrótu myślowego, polegającego na wcześniejszym założeniu absorpcji typu $1/v$ w ośrodku, ale wtedy wykonane przez niego pośrednie przekształcenia nie zgadzają się treścią zaprezentowanego przez niego wywodu.

malizacji rozkładu $n_0(E)$. Wtedy z powyższego równania otrzymujemy zależność

$$\lambda_a = \int_0^\infty v \Sigma_a(E) n_0(E) dE = \overline{v \Sigma_a(E)}, \quad (4.18)$$

gdzie $\bar{x} = \int_0^\infty x(E) n_0(E) dE$ oznacza wielkość ważoną rozkładem gęstości neutronów. Zatem w ogólnym przypadku wyrażona powyższym wzorem częstość absorpcji neutronów λ_a zależy od ich energii i wobec tego absorpcja ma wpływ na kształt rozkładu energetycznego $\phi_0(E)$ strumienia neutronów w ośrodku nieskończonym. Jeśli założymy, że w ośrodku absorpcja podlega prawu $1/v$, co jest spełnione dla większości moderatorów, to λ_a jest wielkością stałą, niezależną od energii neutronów. Wtedy w równaniu (4.15)

$$\lambda_a = v \Sigma_a(E), \quad (4.19)$$

i jego lewa strona jest równa zeru, zatem również

$$\widehat{\mathbf{S}}\phi_0(E) = 0.$$

Korzystając z faktu, że $\widehat{\mathbf{S}}M(E) = 0$ (por. dowód na stronie 29), dostajemy

$$\phi_0(E) = M(E),$$

co zgodnie z (4.14) oznacza, że w ośrodku nieskończonym ($B^2 = 0$), w którym absorpcja podlega prawu $1/v$, asymptotyczny rozkład energetyczny impulsowego pola neutronów termicznych jest rozkładem Maxwella. Częstość absorpcji $\lambda_a = v \Sigma_a(E) = v_0 \Sigma_a(E_0)$ nie zależy od energii neutronów, zatem neutrony różniące się energią są absorbowane z taką samą częstością. W konsekwencji absorpcja typu $1/v$ nie wpływa na rozkład energetyczny strumienia neutronów w ośrodku nieskończonym.

Zakładając dalej absorpcję w typu $1/v$, a zatem spełnienie zależności (4.19), można zauważyć że współczynnik przy $\phi_2(E)$ po lewej stronie równania (4.16) i przy $\phi_4(E)$ po lewej stronie równania (4.17) jest równy zeru. Wtedy, całkując po energii (4.16) i (4.17) oraz korzystając z tożsamości $\int_0^\infty \widehat{\mathbf{S}}\phi(E) dE = 0$ i z faktu, że $\phi_0(E) = M(E)$, otrzymuje się

$$D_0 = \frac{\int_0^\infty D(E) M(E) dE}{\int_0^\infty (1/v) M(E) dE} = \frac{\langle D \rangle}{\langle 1/v \rangle} \quad (4.20)$$

oraz

$$C_D = -\frac{\int_0^\infty [D(E) - D_0/v] \phi_2(E) dE}{\int_0^\infty (1/v) M(E) dE} = -\frac{1}{\langle 1/v \rangle} \int_0^\infty \left[D(E) - \frac{D_0}{v} \right] \phi_2(E) dE. \quad (4.21)$$

Wzór (4.20) jest w ramach przybliżenia dyfuzyjnego definicją stałej dyfuzji D_0 , gdzie współczynnik dyfuzji $D(E)$ został określony wzorami (2.10) i (2.11).

Częstość ucieczki neutronów z ośrodka o ograniczonych rozmiarach jest w pierwszym przybliżeniu określona przez drugi wyraz w rozwinięciu (4.13), a wobec tego zależy od energii neutronów oraz rozmiarów ośrodka i jest w przybliżeniu równa $vD(E)B^2$. Zatem neutrony o wyższych energiach uciekają szybciej, co powoduje, że pozostała ich populacja w ośrodku jest zubożona o neutrony o wyższej energii. Zjawisko to nosi nazwę ochładzania dyfuzyjnego i jest tym silniejsze im mniejszy jest ośrodek (B^2 większe). Następuje odkształcenie rozkładu strumienia neutronów termicznych od rozkładu Maxwella, co zostało uwzględnione w rozwinięciu $\phi(E)$ w szereg potęg B^2 dany wzorem (4.14).

Zgodnie z równaniami (4.13) i (4.21) współczynnik ochładzania dyfuzyjnego C_D poprzez wyraz $C_D B^4$ reprezentuje wpływ efektu pierwszego rzędu odkształcenia rozkładu energetycznego (wyrażonego przez wyraz $B^2 \phi_2(E)$ w (4.14)) na stałą zaniku λ . Korzystając z własności operatora \hat{S} do znalezienia $\phi_2(E)$ poprzez rozwiązanie równania (4.16), Williams (1966) dochodzi do wniosku, że C_D jest zawsze dodatnie i dodatkowo zależy od własności spowalniających ośrodka. Pokazuje mianowicie, że ochładzanie dyfuzyjne, przy tym samej częstości ucieczki neutronów z ośrodka, będzie się silniej przejawiać moderatorach, w których przekaz energii między neutronami i materiałem ośrodka jest mniejszy.

4.3 Asymptotyczny rozkład energetyczny impulsowego pola neutronów termicznych w teorii transportu

Zakładając, że w ośrodku rozpraszanie jest izotropowe, Nelkin (1960) przeprowadził podobne jak w poprzednim rozdziale obliczenia w ramach teorii transportu. Przyjmując, że stała zaniku λ ma podobną jak w rozwinięciu (4.13) postać

$$\lambda = \lambda_a + D_0 B^2 - C B^4 + F B^6 - \dots, \quad (4.22)$$

dostał równanie na pierwszy wyraz $\phi_0(E)$ w rozwinięciu rozkładu energetycznego strumienia

$$\phi(E) = \phi_0(E) + B^2 \phi_2(E) + B^4 \phi_4(E) + \dots$$

identyczne z równaniem (4.15). Wobec tego wnioski wypływające z teorii transportu i przybliżenia dyfuzyjnego, a dotyczące rozkładu w ośrodku nieskończonym, są identyczne. Odpowiednik równania (4.16) w teorii transportu różni się tym, że w miejscu $D(E)$ jest wyraz

$$\{3[\Sigma_s(E) + \Sigma_a(E) - \lambda_a/v]\}^{-1}.$$

Po przyjęciu założenia o absorpcji typu $1/v$, wyraz ten redukuje się do postaci $1/3\Sigma_s(E)$

i wyrażenie określające D_0 przyjmuje postać:

$$D_0 = \frac{\int_0^\infty (1/3\Sigma_s(E)) M(E) dE}{\int_0^\infty (1/v) M(E) dE}. \quad (4.23)$$

Odpowiednik równania (4.17), po przyjęciu założenia, że absorpcja w ośrodku ma charakter $1/v$, ma w teorii transportu postać:

$$\left\{ \frac{C}{v} + \frac{1}{3\Sigma_s^2(E)} \left[\frac{D_0}{v} - \frac{4}{15\Sigma_s(E)} \right] \right\} \phi_0(E) + \left[\frac{1}{3\Sigma_s(E)} - \frac{D_0}{v} \right] \phi_2(E) = \hat{\mathbf{S}}\phi_4(E). \quad (4.24)$$

Postępując analogicznie jak przy rozwiązywaniu równania (4.17), Nelkin (1960) otrzymuje następujące wyrażenie, określające współczynnik C , stojący przy B^4 w rozwinięciu (4.22):

$$C = - \underbrace{\frac{\int_0^\infty \left[\frac{1}{3\Sigma_s(E)} - \frac{D_0}{v} \right] \phi_2(E) dE}{\int_0^\infty (1/v) M(E) dE}}_{C_D} + \underbrace{\frac{\int_0^\infty \frac{1}{3\Sigma_s^2(E)} \left[\frac{4}{15\Sigma_s(E)} - \frac{D_0}{v} \right] M(E) dE}{\int_0^\infty (1/v) M(E) dE}}_{C_t}. \quad (4.25)$$

W powyższych wzorach $1/3\Sigma_s(E)$ odpowiada określonemu wzorem (2.10) współczynnikowi dyfuzji $D(E)$ w teorii dyfuzji z zanedbywalną absorpcją i rozpraszaniem izotropowym. Wtedy wyrażenie (4.23) określające D_0 w teorii transportu jest identyczne z odpowiadającym mu wyrażeniem (4.20) uzyskanym z teorii dyfuzji. Natomiast pierwszy wyraz po prawej stronie w zależności (4.25) ma identyczną postać jak wzór (4.21) określający współczynnik ochładzania dyfuzyjnego C_D .

Drugi wyraz C_t nie zawiera w sobie zależności od $\phi_2(E)$, nie ma zatem związku z ochładzaniem dyfuzyjnym i jest poprawką wynikającą z teorii transportu do rezultatów otrzymanych w ramach przybliżenia dyfuzyjnego. Natomiast zależy on silnie od przekroju czynnego na rozpraszanie $\Sigma_s(E)$. Jak twierdzi Williams (1966), gdy $\Sigma_s(E)$ zależy silnie od energii, C_t może przyjmować znaczące w stosunku do C_D wartości, w przeciwnym zaś przypadku $C_D \gg C_t$ i wtedy poprawkę C_t można zaniebać. Jak łatwo policzyć, dla ośrodka w którym $\Sigma_s(E) = const = \Sigma_s$ poprawka C_t wyraża się prostą zależnością:

$$C_t = - \frac{D_0}{15\Sigma_s^2}. \quad (4.26)$$

Jak pokazuje Nelkin (1960), w powyższych zależnościach, wyprowadzonych dla ośrodka, w którym rozpraszanie jest izotropowe, można z dobrym przybliżeniem uwzględnić anizotropię rozpraszania, przez zastąpienie przekroju czynnego na rozpraszanie Σ_s , określonym wzorem (2.12), przekrojem czynnym na transport Σ_{tr} .

4.4 Temperatura neutronów

Jak wynika z rozważań teoretycznych zawartych w dwóch poprzednich rozdziałach, asymptotyczny rozkład energetyczny impulsowego pola neutronów termicznych w ośrodku ograniczonym o temperaturze T , różni się od odpowiadającego mu rozkładu w ośrodku nieskończonym. W najczęściej spotykanym przypadku, gdy absorpcja w ośrodku podlega prawu $1/v$, rozkład w ośrodku nieskończonym jest rozkładem maxwellowskim. Gdy ośrodek jest skończony, neutrony oprócz absorpcji znikają z niego poprzez ucieczkę. Łatwiej uciekają neutrony o większych energiach, co powoduje, że średnia energia neutronów w ośrodku skończonym jest niższa, niż w nieskończonym. To zjawisko, nazwane ochładzaniem dyfuzyjnym, zostało zaobserwowane doświadczalnie [Beckurts i Wirtz (1964)]. Wyznaczono rozkład energetyczny neutronów termicznych w sześcienniej próbce wody o krawędzi 5 cm. Punkty eksperymentalne były przesunięte w kierunku niższych energii w stosunku do rozkładu Maxwella odpowiadającego temperaturze wody.

Do opisu zjawiska ochładzania dyfuzyjnego wprowadzone zostało pojęcie temperatury neutronów T_n . W pierwszym przybliżeniu zakłada się, że w ośrodku skończonym neutrony mają nadal rozkład Maxwella, ale o przesuniętym maksimum odpowiadającym temperaturze T_n , niższej niż temperatura ośrodka T .

Williams (1966) podaje przybliżony wzór, określający zależność położenia przesuniętego maksimum rozkładu od bucklingu geometrycznego B^2 ośrodka i jego parametrów dyfuzyjnych: stałej dyfuzji D_0 i współczynnika ochładzania dyfuzyjnego C_D

$$\frac{v_n}{v_T} = 1 - \frac{C_D}{D_0} B^2, \quad (4.27)$$

gdzie v_n oznacza położenie przesuniętego maksimum rozkładu Maxwella (3.3) dla gęstości neutronów $n(v)$. Uwzględniając poprawkę na transport we wzorze (4.25), można przyjąć, że

$$C_D = C - C_t,$$

a wtedy dla ośrodka, w którym $\Sigma_s(E) = const = \Sigma_s$, C_t wyraża się zależnością (4.26). Dla takiego przypadku wzór (4.27) przyjmuje postać

$$\frac{v_n}{v_T} = 1 - \left(\frac{C}{D_0} + \frac{1}{15\Sigma_s^2} \right) B^2. \quad (4.28)$$

Gdy $C_D \gg C_t$ poprawkę C_t można zaniedbać i wtedy w pierwszym przybliżeniu można przyjąć, że

$$\frac{v_n}{v_T} = 1 - \frac{C}{D_0} B^2. \quad (4.29)$$

4.5 Impulsowy eksperyment neutronowy

Dana ogólnym wzorem (4.22)

$$\lambda = \lambda_a + D_0 B^2 - C B^4 + F B^6 - \dots, \quad (4.30)$$

zależność stałej zaniku λ strumienia neutronów termicznych od parametrów dyfuzyjnych: częstości absorpcji λ_a , stałej dyfuzji D_0 , współczynnika ochładzania dyfuzyjnego C oraz poprawki F jest podstawą impulsowej metody [Lopez i Beyster (1962), Valente (1963)], służącej do wyznaczania tych parametrów dla badanego materiału. Jego próbkę o kształcie, dla którego znana jest formuła określająca buckling geometryczny B^2 (walec, prostopadłościan lub kula), naświetla się impulsami neutronów termicznych lub prędkich (co jest wystarczające w przypadku, gdy materiał jest dobrym moderatorem). Po impulsie, w próbce formuje się zanikające w czasie pole neutronów termicznych, które rejestruje się w systemie detekcji.

Zgodnie z zależnością (4.2) całkowity strumień neutronów w chwili t , w próbce o objętości V można wyrazić sumą^{4.3} składowych eksponencjalnych

$$\varphi(t) = \sum_k \int_E \int_V a_k \varphi_k(E, \mathbf{r}) e^{-\lambda_k t} dE dV = \sum_k A_k e^{-\lambda_k t}. \quad (4.31)$$

Po pewnym czasie od impulsu, podstawowa harmoniczna ze wzoru (4.31) zaczyna dominować, ponieważ jest ona związana z najmniejszą stałą zaniku λ_0 i od pewnego momentu zanik strumienia neutronów w próbce ma charakter czysto eksponencjalny

$$\varphi(t) \sim e^{-\lambda_0 t},$$

co pozwala z zarejestrowanego rozkładu czasowego wyznaczyć podstawową stałą zaniku $\lambda \equiv \lambda_0$ neutronów termicznych w próbce.

Zmieniając buckling B^2 próbki poprzez zmianę jej rozmiarów, otrzymuje się szereg punktów eksperymentalnych $\{B_i^2, \lambda_i\}$. Poprzez dopasowanie zależności funkcyjnej (4.30) do tych punktów, wyznacza się parametry dyfuzyjne badanego materiału. Opisana idea stanowi podstawę doświadczalnej metody wyznaczania neutronowych parametrów materiałowych, zwanej metodą zmiennego bucklingu.

W praktycznej realizacji eksperymentu najpoważniejszym problemem jest właściwe określenie bucklingu B^2 próbki, poprzez prawidłowe zdefiniowanie jej rozmiarów ekstrapolowanych, które wynikają z warunku brzegowego przyjętego przy rozwiązywaniu równa-

^{4.3}Rozwiązanie to nie jest kompletne i powinno zawierać wkład od kontinuum stałych zaniku, zaczynający się od tak zwanej granicy Corngolda i rozciągający się do nieskończoności. Granicę Corngolda określa minimalna wartość $\lambda_c = v \Sigma_t(E)$. Jeśli stała zaniku jest blisko, lub poza granicą Corngolda, to obserwowany zanik strumienia w czasie może nie mieć charakteru eksponencjalnego [Sjöstrand (1985)].

nia Helmholtza (4.5). Wyrażone wzorem (4.4) założenie przyjęte przy rozwiązywaniu równania (4.3) o faktoryzacji strumienia, dotyczy asymptotycznego strumienia $\psi(\mathbf{r})$, zatem w okolicy granicy ośrodka nie jest spełnione i warunek brzegowy zależy od energii neutronów. Zależy on również od kształtu geometrycznego próbki.

Z rozwiązania równania Helmholtza dla nieskończonej półprzestrzeni z próżniowym warunkiem brzegowym (tzw. problem Milne'a) dla ośrodka o zaniedbywalnej absorpcji i przy założeniu, że rozkład energetyczny neutronów w ośrodku jest rozkładem Maxwella, otrzymuje się [Beckurts i Wirtz (1964)], że w takim przypadku długość ekstrapolacji d wynosi

$$d \cong 0.71 \langle l_{tr} \rangle. \quad (4.32)$$

W przypadku materiałów, których przekrój czynny na rozpraszanie silnie zależy od energii (np. materiały wodorowe), rozkład energetyczny neutronów w okolicy granicy ośrodka będzie bardzo odkształcony i wtedy przyjmuje się, że d wynosi

$$d \cong 0.76 \langle l_{tr} \rangle. \quad (4.33)$$

W powyższych wzorach l_{tr} jest drogą swobodną transportu, określoną jako odwrotność przekroju czynnego na transport (2.12)

$$l_{tr}(E) = \frac{1}{\Sigma_{tr}(E)} = \frac{1}{[1 - \mu(E)] \Sigma_s(E)}. \quad (4.34)$$

Zakładając w dalszym ciągu, że absorpcja jest zaniedbywalna i korzystając z definicji (2.11) współczynnika dyfuzji $D(E)$ i zależności (4.20), otrzymujemy wzór określający d dla materiałów niewodorowych

$$d \cong 0.71 \langle l_{tr} \rangle \cong 0.71 \langle 3D \rangle = 2.13 \left\langle \frac{1}{v} \right\rangle D_0, \quad (4.35)$$

a dla materiałów zawierających wodór

$$d \cong 0.76 \langle l_{tr} \rangle \cong 0.76 \langle 3D \rangle = 2.28 \left\langle \frac{1}{v} \right\rangle D_0, \quad (4.36)$$

gdzie $\langle 1/v \rangle = \sqrt{\pi}/(2v_T)$, a v_T odpowiada energii neutronu $E_T = kT$ w temperaturze T ośrodka.

Uwzględnienie krzywizny powierzchni ograniczającej ośrodek [Pomraning (1969)] prowadzi do następującego wzoru określającego długość ekstrapolacji d_c

$$d_c = \frac{d}{1 + cd},$$

gdzie d jest dane zależnościami (4.35) lub (4.36), a c jest średnią krzywizną powierzchni w punkcie, w którym długość ekstrapolacji jest dodawana

$$c = \frac{1}{2} (c_{min} + c_{max}).$$

Wtedy długość ekstrapolacji we wzorze (4.7), określającym buckling B^2 dla kuli o promieniu R_g , wynosi

$$d_{sph} = \frac{d}{1 + \frac{d}{R_g}}. \quad (4.37)$$

Jak widać za wzorów (4.35) i (4.36), buckling B^2 poprzez długość ekstrapolacji d , zależy od wyznaczonej w eksperymencie stałej dyfuzji D_0 . Toteż właściwe dopasowanie krzywej teoretycznej do punktów doświadczalnych musi być przeprowadzone metodą kolejnych iteracji.

5 Metoda Monte Carlo

Spośród numerycznych metod rozwiązywania zagadnień transportu neutronów w ośrodku materialnym największe znaczenie ma metoda Monte Carlo. Jej podstawy zawdzięczamy S. M. Ulamowi i J. von Neumannowi, dzięki ich pracom badawczym nad stworzeniem broni jądrowej podczas II wojny światowej, w ramach akcji pod kryptonimem „Manhattan Project“. Od tego czasu dokonał się ogromny postęp w metodach Monte Carlo, które znalazły wiele zastosowań w różnych dziedzinach nauki i techniki. Powstało wiele programów komputerowych opartych o tę metodę, w tym programy służące do symulacji zjawisk transportu różnych cząstek w ośrodku materialnym. Jednym z nich jest stworzony i ciągle rozwijany w LANL (Los Alamos National Laboratory) kod MCNP. Najnowsza jego wersja pozwala symulować zjawiska transportu neutronów, promieniowania γ , elektronów oraz protonów w ośrodku materialnym.

Zderzenia neutronów (oraz innych cząstek) i różne ich oddziaływania z ośrodkiem materialnym są zdarzeniami losowymi. Naturalne jest zatem stosowanie metod statystycznych do symulacji procesów transportu. W metodzie Monte Carlo - zamiast rozwiązywać równanie transportu - bada się bezpośrednio metodami statystycznymi zachowanie się neutronów w określonym układzie. Stan cząstki poruszającej się w ośrodku materialnym jest opisany przez jej położenie, energię, kierunek wektora prędkości i czas przelotu. Wielkości te, ze względu na statystyczny charakter zderzeń, są zmiennymi losowymi. Stosując zestaw liczb przypadkowych, można prześledzić historię neutronu od jego powstania do momentu zniknięcia, gdy znane są prawa rządzące procesami elementarnymi. Prawa te mają postać rozkładów prawdopodobieństwa. Symulacja elementarnego zdarzenia polega na wylosowaniu wartości X_0 zmiennej losowej X , której rozkład prawdopodobieństwa $g(X)$ jest znany. W tym celu wykorzystuje się fakt, że wartość dystrybuanty $F(X)$ z dowolnego rozkładu mieści się w przedziale $[0, 1]$. Wylosowanie liczby ξ z tego przedziału jest równoznaczne z wylosowaniem wartości dystrybuanty $F(X_0)$ zmiennej losowej X :

$$F(X_0) = \int_{-\infty}^{X_0} g(X) dX = \xi. \quad (5.1)$$

W oparciu o znaną postać funkcji rozkładu gęstości $g(X)$, z powyższej zależności wyznacza się wartość X_0 .^{5.1} Podstawowym problemem w realizacji zarysowanej powyżej idei, jest losowanie przypadkowych liczb ξ z przedziału $[0, 1]$. Tworzone w tym celu generatory liczb pseudolosowych są algorytmami, w większości przypadków opartymi o pewne wzory rekurencyjne, które w efekcie przynoszą okresowy ciąg liczb pseudolosowych. Ważne jest, by okres takiego ciągu był jak największy.

^{5.1}Zmienna losowa może też przyjmować wartości dyskretne. Jest tak na przykład w przypadku, gdy losowany jest rodzaj oddziaływania. Wtedy całka we wzorze (5.1) jest zastąpiona sumą, a gęstość rozkładu, wartościami prawdopodobieństw $g_i(X_i)$ zdarzeń elementarnych X_i .

Rozwiązywanie zagadnień transportu metodą Monte Carlo polega na symulacji wielu możliwych historii cząstek emitowanych ze źródła i sortowaniu stanu każdej cząstki przed i/lub po każdej jego zmianie, w oparciu o przyjęte kryteria. Kryteria te są określane przez makroskopowe wielkości Y , poszukiwane jako rozwiązania danego problemu. Może to być na przykład wartość strumienia neutronów o energii w wybranym przedziale, w pewnym elemencie przestrzeni ośrodka i w określonym przedziale czasu.

Symulacja jednej historii przebiega w kolejnych krokach: (0) losowanie stanu neutronu emitowanego ze źródła, (1) losowanie miejsca następnego oddziaływania, (2) losowanie rodzaju oddziaływania, (3) losowanie nowego kierunku lotu neutronu i następnie odpowiadającej mu energii (lub odwrotnie, najpierw losowana jest energia, a potem kierunek lotu). Kroki od (1) do (3) są powtarzane, aż te operacje doprowadzą do końca historii danego neutronu. Koniec historii ma miejsce, gdy na przykład neutron zostanie zaabsorbowany, ucieknie z systemu (bez możliwości powrotu), lub osiągnie stan określony przez tak zwane warunki odcięcia: maksymalny czas, który upłynął od chwili $t = 0$ (nie jest to, jak się czasem błędnie przyjmuje czas przelotu neutronu, ponieważ neutron może zostać wyemitowany ze źródła, w chwili $t > 0$), minimalną energię (tego warunku nie stosuje się w przypadku symulacji transportu neutronów termicznych z oczywistych powodów wyjaśnionych w rozdziale 3), minimalną statystyczną wagę neutronu (ten przypadek zdarza się, gdy stosowane są metody redukcji wariancji, co wkrótce zostanie wyjaśnione).

W wyniku symulacji N historii otrzymuje się wartość średnią

$$\bar{Y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y_i,$$

będącą estymatorem wartości oczekiwanej \tilde{Y} rozkładu, któremu podlega poszukiwana wielkość Y . Przy założeniu, że rozkład ten posiada również skończoną wariancję σ_Y^2 , oszacowanie statystycznego błędu wartości \bar{Y} opiera się na centralnym twierdzeniu granicznym. Stwierdza ono, że jeżeli zmienne Y_i są od siebie niezależne i podlegają jednakowemu rozkładowi o skończonej wartości oczekiwanej \tilde{Y} i wariancji σ_Y^2 , to przy $N \rightarrow \infty$ rozkład zmiennej losowej \bar{Y} dąży do rozkładu Gaussa z wartością oczekiwaną \tilde{Y} i wariancją $\sigma_{\bar{Y}}^2 = \sigma_Y^2/N$.

Zatem błąd statystyczny na poziomie 1σ jest równy σ_Y/\sqrt{N} i żeby go zmniejszyć należałoby zwiększyć N i/lub zmniejszyć σ_Y . Samo zwiększanie N jest nieefektywne, ponieważ czas komputerowy poświęcony na symulację N historii jest w przybliżeniu proporcjonalny do N i żeby na przykład dwukrotnie zmniejszyć błąd statystyczny, należałoby czterokrotnie zwiększyć czas obliczeń. Dlatego w nowoczesnych programach Monte Carlo stosuje się tak zwane metody redukcji wariancji oparte o zmniejszanie wartości σ_Y^2 . Polegają one głównie na częstszym śledzeniu historii cząstek, które mają największy wpływ na

szukaną wielkość Y . Realizuje się to na przykład poprzez „rozszczenie“ jednej cząstki w pewnym, ważnym z punktu widzenia wpływu na Y , obszarze przestrzeni fazowej na q równoważnych jej cząstek, z których każda ma statystyczną wagę $w = 1/q$. Od tego momentu, każda z tych cząstek zaczyna żyć niezależnym życiem i daje odrębny wkład w poszukiwaną wielkość Y . Innym przykładem jest rutynowo stosowana metoda „ukrytej absorpcji“, w której cząstka nie znika wskutek absorpcji, ale przy każdym zderzeniu jej waga jest zmniejszana o prawdopodobieństwo absorpcji. Gdy waga cząstki staje się już zanedbywalnie mała, odbywa się gra zwana rosyjską ruletką, w której cząstka jest zabijana, lub przeżywa z wyższą wagą i symulacja jej historii jest kontynuowana.

W programie MCNP ośrodek, w którym odbywa się transport cząstek, dzielony jest na komórki, których kształt wynika z geometrii systemu. Geometrię zadaje się poprzez podanie parametrów funkcji analitycznych, odpowiadających powierzchniom ograniczającym daną komórkę. Każdą komórkę charakteryzuje wypełniający ją materiał o zadawanej gęstości masowej lub atomowej, którego skład chemiczny i izotopowy określa się przez podanie udziałów wagowych lub atomowych poszczególnych jego składników, co poprzez przyporządkowaniu każdemu izotopowi danych z odpowiednich tablic bibliotek przekrojów czynnych jednoznacznie definiuje model ośrodka.

Program MCNP pozwala obliczać różne wielkości \bar{Y} , związane z prądem i strumieniem cząstek w wybranym regionie systemu. W niniejszej pracy korzystano ze standardowej funkcji zliczającej $F4$ (oraz jej modyfikacji), będącej estymatorem średniego strumienia $\bar{\varphi}_V$ neutronów w objętości V , przypadającego na jeden neutron wyemitowany ze źródła. Zgodnie ze wzorem (2.2) $\bar{\varphi}_V$ można przedstawić jako

$$\bar{\varphi}_V = \int_V \int_E \int_t \varphi(\mathbf{r}, E, t) dE \frac{dV}{V} dt = \int_V \int_E \int_t n(\mathbf{r}, E, t) dE \frac{dV}{V} ds. \quad (5.2)$$

Gęstość cząstek n jest to ich liczba w jednostce objętości, zatem w ogólnym przypadku (przy uwzględnieniu definicji wagi w cząstki wynikającej ze stosowania metod redukcji wariacji) można ją zastąpić ilorazem $n = w/V$. W programie MCNP obliczanie całki (5.2) odbywa się przez sumowanie iloczynów wS_l/V dla wszystkich dróg o długości S_l , przebytych przez cząstki w komórce o objętości V , w określonym przedziale czasu i energii.

W przeciwieństwie do metod analitycznych, symulacja Monte Carlo pozwala na rozwiązywanie złożonych zagadnień transportu neutronów, bez stosowania założeń upraszczających. Otrzymywane tą drogą rozwiązania mają jednak zawsze charakter jednostkowy. Żeby zatem prześledzić ogólne zależności, które w przypadku rozwiązań analitycznych dane są w postaci funkcji, należy wykonać szereg symulacji, zmieniając wartość parametru, którego wpływ na dane zjawisko jest badany. Tego typu symulacje są odpowiednikiem rzeczywistych eksperymentów, które w efekcie przynoszą zależności empiryczne. Mają jednak nad nimi tę przewagę, że nie są ograniczone możliwościami eksperymentalnymi

i nie wprowadzają błędów, które w realnych doświadczeniach są nieuniknione. Należy jednak pamiętać, że mogą wprowadzać trudny do oszacowania błąd, wynikający z jakości użytych bibliotek przekrojów czynnych.

6 Impulsowy eksperyment neutronowy z próbką wody i jego symulacja Monte Carlo

6.1 Wstęp

W celu sprawdzenia, czy zasadne jest stosowanie symulacji Monte Carlo do badania impulsowych pól neutronów termicznych, autorka zaplanowała eksperyment na stanowisku pomiarowym przy impulsowym generatorze neutronów prędkich w IFJ PAN i przeprowadziła jego symulację Monte Carlo.

Wielkościami porównywanymi były zmierzone, oraz uzyskane w różnych wariantach symulacji, stałe zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbce wody. Przyjęcie wody jako materiału próbki podyktowane było zarówno możliwościami eksperymentalnymi jak i numerycznymi (istnieniem odpowiednich bibliotek przekrojów czynnych). W wodzie, po impulsie neutronów prędkich, następuje szybko ich termalizacja, zatem możliwa jest rejestracja z dobrą dokładnością zanikającego w czasie strumienia neutronów termicznych. Z drugiej strony, wyniki symulacji Monte Carlo transportu neutronów termicznych w materiałach będących związkami wodoru, obarczone są zawsze pewną dozą niepewności związanej z jakością bibliotek przekrojów czynnych na rozpraszanie w modelu $S(\alpha, \beta)$ [por. Dąbrowska *et al.* (2001)], który musi być tutaj stosowany. O ile bowiem w przypadku ośrodków ciężkich (lub materiałów jednoatomowych), gdy do symulacji rozpraszania neutronów adekwatny jest model gazu swobodnego, dostępne biblioteki przekrojów czynnych dają praktycznie ciągłą zależność przekroju czynnego na rozpraszanie od energii neutronów i dodatkowo jego wartości są przeliczane do temperatury ośrodka, to biblioteki oparte o model rozpraszania $S(\alpha, \beta)$ zawierają przekroje czynne na rozpraszanie dane w stosunkowo szerokich przedziałach energii neutronów i tylko dla określonej temperatury ośrodka. Zatem słuszne wydaje się przypuszczenie, że jeśli wyniki eksperymentu i jego symulacji będą zgodne dla materiału wodorowego, to nie mniej wiarygodne będą wyniki symulacji transportu neutronów termicznych w ośrodkach, których atomy w akcie rozpraszania neutronów mogą być traktowane jako gaz swobodny.

6.2 Pomiar stałej czasowej zaniku strumienia neutronów termicznych w próbce wody

Pomiar został przeprowadzony z zastosowaniem rutynowej procedury opisanej między innymi przez Drozdowicza *et al.* (1993a). Próbka wody w kształcie regularnego walca o wysokości $H_g = 2R_g = 14.7$ cm, otoczona osłoną kadmową o grubości 1.2 mm, była naświetlana impulsami neutronów o energii 14 MeV. Czas trwania impulsu neutronów wynosił $100 \mu\text{s}$. Źródło neutronów prędkich, tarcza trytowa, w której w wyniku akce-

leracji jonów deuteru zachodziła reakcja ${}^3\text{T}+{}^2\text{D}={}^4\text{He}+\text{n}$, było umieszczone w bezpośrednim sąsiedztwie próbki, w połowie jej wysokości. W stanowiącej podstawę walca dolnej części osłony, w osi próbki, znajdowało się kołowe aluminiowe okienko, do którego przylegał, również osłonięty kadm, detektor wypełniony ${}^3\text{He}$ pod ciśnieniem 3 atm, służący do detekcji spowolnionych w próbce neutronów. Dodatkowo zarówno próbka jak i detektor były osłonięte boraksem, co w połączeniu z osłonami kadmowymi, pozwalało odciąć objętość próbki i detektora od neutronów termicznych z otoczenia. Zastosowanie w układzie multiscalera umożliwiło rejestrację impulsów z detektora, w tym przypadku w 650 kanałach czasowych o szerokości $2\ \mu\text{s}$, a poprzez to gromadzenie rozkładu czasowego odpowiadającego wartościom strumienia neutronów termicznych w próbce w funkcji czasu jaki upłynął od impulsu neutronów prędkich. Stosowano tu rutynową procedurę realizacji eksperymentu impulsowego, polegającą na wielokrotnym, cyklicznym powtarzaniu nasświetlania próbki impulsem neutronów prędkich (tzw. „impulsowaniem“), co jest podyktowane koniecznością uzyskania odpowiedniej statystyki zliczeń w kanałach czasowych, by zminimalizować błąd względny wyznaczonej stałej zaniku strumienia neutronów termicznych λ na poziomie nie gorszym niż 0.5 %.

Ponieważ nie jest jasne, jakiej dokładnie temperaturze odpowiadają przekroje czynne na rozpraszanie neutronów termicznych na atomach wodoru związanych w cząsteczce wody w bibliotece tmccs uwzględniającej model rozpraszania $S(\alpha, \beta)^{6.1}$, eksperyment wykonano w temperaturze 300 K oraz w temperaturze pokojowej $T = 293.6\ \text{K}$ (czyli poprzez związek $E = kT$, temperaturze odpowiadającej energii $E = 2.53 \cdot 10^{-2}\ \text{eV}$).

Pomiary stałej zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbce wody w powyższych temperaturach zostały przeprowadzone na stanowisku pomiarowym z jednym torem detekcji [Igielski *et al.* (1997)]. Po zmodernizowaniu stanowiska pomiarowego, powtórzono pomiar w temperaturze pokojowej. W tym przypadku [Burda *et al.* (2000)] stanowisko pomiarowe zaopatrzone było w dwa - symetryczne względem poziomej płaszczyzny symetrii próbki - tory detekcji, z których każdy zawierał detektor helowy przylegający do okienek w (stanowiących podstawy walca) górnej i dolnej części osłony kadmowej próbki, a wynikowa stała zaniku λ była średnią arytmetyczną stałych zaniku wyznaczonych z rozkładów czasowych uzyskanych w dolnym i górnym torze detekcji. Dodatkowy system stabilizacji temperatury próbki pozwalał na utrzymanie jej temperatury z dokładnością $\pm 0.1^\circ\text{C}$. W tabeli 6.1 zostały zebrane, wyznaczone w każdym z wyżej wymienionych eksperymentów, stałe zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbce wody.

^{6.1}Autorzy wcześniejszej wersji [Briesmeister (1986)] podręcznika do MCNP podają, że powyższe przekroje czynne odpowiadają temperaturze pokojowej, równocześnie utożsamiając ją z temperaturą 300 K, podczas gdy w innym miejscu tego samego podręcznika, jak i w późniejszych jego wersjach [np. Briesmeister (1997)] podają, że za temperaturę pokojową uznają temperaturę odpowiadającą energii $2.53 \cdot 10^{-2}\ \text{eV}$.

Tabela 6.1: Stałe zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbce wody w kształcie walca o wysokości $H_g = 2R_g = 14.7$ cm, zmierzone w różnych warunkach eksperymentalnych.

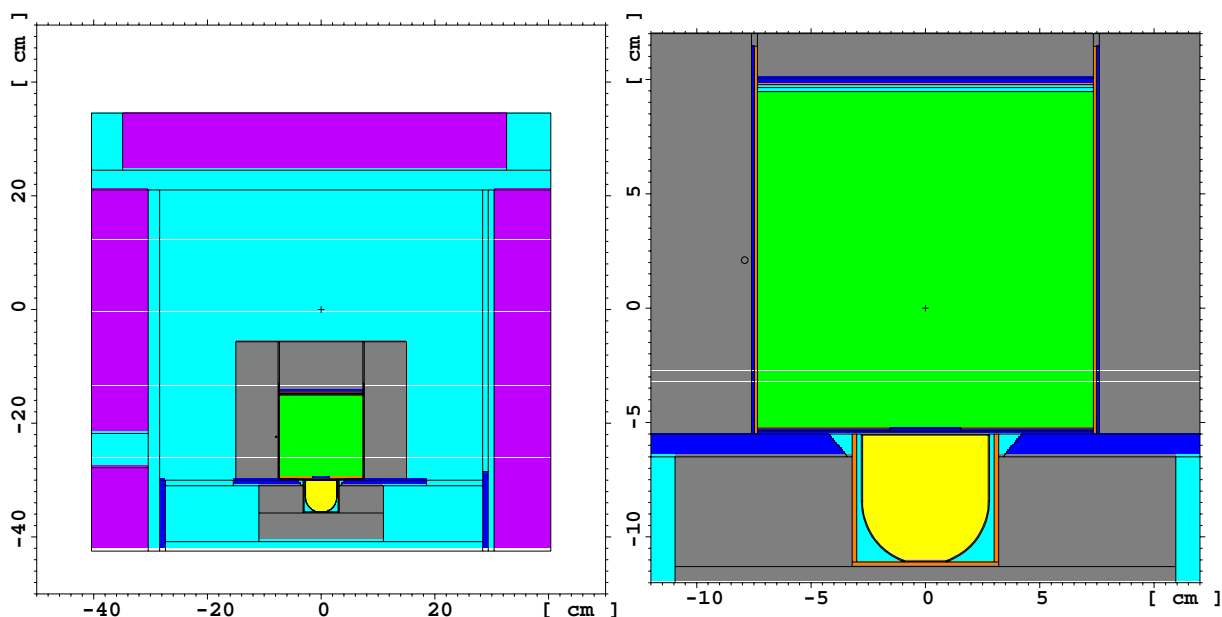
	temperatura planowana [K (°C)]	temperatura eksperymentu [K (°C)]	λ [s ⁻¹]	σ_λ [s ⁻¹]
stanowisko z jednym torem detekcji	300.0 (26.9)	300.0±0.4 (26.9±0.4)	10170	61
	293.6 (20.5)	293.6±0.5 (20.5±0.5)	9939	49
stanowisko z dwoma torami detekcji i stabilizacją temperatury	293.6 (20.5)	293.6±0.1 (20.5±0.1)	9780	50

6.3 Model stanowiska eksperymentalnego do pomiaru stałej cząsteczkowej zaniku strumienia neutronów termicznych w próbce wody

W celu przeprowadzenia symulacji Monte Carlo opisanego powyżej impulsowego eksperymentu neutronowego z próbką wody, stanowisko pomiarowe zostało wymodelowane w wariancie z jednym torem detekcji. Przyjęty model ogranicza się do domku pomiarowego, czyli nie uwzględnia reszty hali pomiarowej. Domek, w kształcie prostopadłościanu o zewnętrznych wymiarach $76.5 \times 71 \times 77$ cm³, od góry i z boków jest ograniczony płytami o grubości 10 cm, wykonanymi z parafiny z dodatkiem boraksu. W ścianie domku został uwzględniony otwór na doprowadzenie rury akceleracyjnej do tarczy trytowej znajdującej w bliskim sąsiedztwie próbki, ale sama rura oraz tarcza nie zostały wymodelowane. Plamka na tarczy trytowej (gdzie zachodzi reakcja jądrowa, w której produkowane są neutrony prędkie) została zastąpiona punktowym źródłem neutronów znajdującym się w odległości 0.15 cm od zewnętrznej ściany naczynia próbki, w połowie jej wysokości. Na rysunku 6.1 po lewej stronie przedstawiony jest przekrój poprzeczny wymodelowanego stanowiska, gdzie płaszczyzna przekroju pokrywa się z pionową płaszczyzną symetrii próbki i detektora, a po prawej widoczna jest okolica próbki i detektora w powiększeniu.

Próbka wody, w kształcie regularnego walca o wysokości $H_g = 2R_g = 14.7$ cm, znajduje się w zamkniętym naczyniu złożonym z dwóch warstw. Wewnętrzna warstwa o grubości 0.12 cm, wykonana z kadmu, przylega do zewnętrznej warstwy aluminiowej o grubości 0.13 cm. W dolnej części naczynia, w osi symetrii próbki, warstwa kadmu o promieniu 1.55 cm zastąpiona jest warstwą aluminium, która w połączeniu z zewnętrzną warstwą aluminiową tworzy kołowe okienko aluminiowe, o średnicy 3.1 cm i grubości 0.25 cm, pozwalające na przenikanie neutronów termicznych z próbki do detektora. Próbka stoi na

aluminiowej płycie o grubości 1 cm, w której w celu zapewnienia kontaktu próbki z detektorem, wykonany jest kołowy otwór, którego ściana ma kształt poziomego wycinka pobocznicy stożka, o promieniu górnym 4.25 cm i dolnym 3.4 cm. Całość spoczywa na aluminiowym stelażu. Poniżej, do okienka w osłonie próbki przylega kielichowy detektor helowy, o wewnętrznym promieniu 2.75 cm oraz zewnętrznej wysokości 5.6 cm. Ścianki detektora, wykonane ze stali nierdzewnej, mają grubość 0.05 cm. Detektor umieszczony jest centrycznie w cylindrycznej osłonie kadmowej o wewnętrznej wysokości 5.6 cm i promieniu wewnętrznym 3.0 cm. Grubość osłony wynosi 0.2 cm. Detektor wraz z osłoną zanurzony jest w pudełku o wymiarach $21.9 \times 21.9 \times 9.8 \text{ cm}^3$ wypełnionym boraksem. Również naczynie zawierające próbkę, otoczone jest warstwą boraksu, którego zewnętrzne granice określa powierzchnia walca o promieniu 15 cm i wysokości 24.35 cm. Wolna część domku pomiarowego wypełniona jest powietrzem.



Rysunek 6.1: Przekrój poprzeczny wymodelowanego stanowiska (po lewej stronie). Po prawej stronie okolica próbki i detektora w powiększeniu.

W tabeli 6.2 zebrane są dane materiałowe przyjęte do symulacji impulsowego eksperymentu w powyższej geometrii. W ostatniej kolumnie tabeli znajdują się nazwy zastosowanych bibliotek przekrojów czynnych na oddziaływania neutronów z poszczególnymi składnikami materiałów stanowiska eksperymentalnego.

Materiał próbki, woda (o gęstości w temperaturze pokojowej) w przyjętym modelu składa się z atomów wodoru ^1H oraz tlenu ^{16}O o udziałach atomowych wynikających z jej wzoru chemicznego. Tym samym został zaniedbany nieznaczny udział (w sumie 0.241 % at.) w tlenie jego izotopów ^{17}O i ^{18}O , oraz w wodrze deuteru (0.015 % at.). Wodór, dla

Tabela 6.2: Dane dotyczące materiałów użytych w modelu stanowiska eksperymentalnego do pomiaru stałej zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbce wody.

materiał	gęstość ^{a)} atomowa [$10^{19} \cdot \text{atom} \cdot \text{cm}^{-3}$] ^{m)} masowa [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$]	składnik	udział ^{a)} atomowy ^{m)} masowy [%]	biblioteki przekrojów czynnych
woda (H ₂ O)	0.998203 ^{m)}	¹ H ¹⁶ O	66.6667 ^{a)} 33.3333 ^{a)}	rmccs,tmccs rmccs
hel (³ He)	7.4983 ^{a)}	³ He	100.0000 ^{a)}	rmccs
kadm (Cd)	8.65 ^{m)}	^{nat} Cd	100.0000 ^{a)}	endf5u
glin (Al)	2.70 ^{m)}	²⁷ Al	100.0000 ^{a)}	rmccs
stal nierdz. (Fe)	7.874 ^{m)}	^{nat} Fe	100.0000 ^{a)}	rmccs
boraks (Na ₂ B ₄ O ₇ ·10H ₂ O)	1.73 ^{m)}	²³ Na ¹⁰ B ¹¹ B ¹⁶ O ¹ H	4.6512 ^{a)} 1.8605 ^{a)} 7.4419 ^{a)} 39.5349 ^{a)} 46.5115 ^{a)}	endf5p rmccs newxs rmccs rmccs
mieszanina parafiny z boraksem	0.9596 ^{m)}	²³ Na ¹⁰ B ¹¹ B ¹⁶ O ¹ H ^{nat} C	1.4000 ^{m)} 0.2416 ^{m)} 1.0784 ^{m)} 8.2700 ^{m)} 13.6900 ^{m)} 75.3200 ^{m)}	endf5p rmccs newxs rmccs rmccs rmccs
powietrze	5.0022 ^{a)}	¹⁴ N ¹⁶ O	78.7860 ^{a)} 21.2140 ^{a)}	rmccs rmccs

neutronów o energiach powyżej 10 eV jest traktowany w rozproszeniach jako gaz swobodny (biblioteka rmccs), zaś poniżej stosowany jest w rozpraszaniu model $S(\alpha, \beta)$ dla atomu wodoru związanego w cząsteczce wody (biblioteka tmccs). Dla wszystkich pozostałych składników materiałów stanowiska pomiarowego użyte zostały biblioteki przekrojów czynnych, w których atomy ośrodka przy rozproszeniach neutronów traktowane są jak gaz swobodny^{6.2}. Gęstość atomowa ³He pod ciśnieniem 3 atm, stanowiącego wypełnienie detektora, została wyliczona w oparciu o prawa gazowe Avogadra i Boyle'a-Mariotte'a. Założono, że elementy metalowe stanowiska pomiarowego (kadm, aluminium i stal nierdzew-

^{6.2}Autorka wykonała również symulacje w oparciu o model stanowiska, w którym wodór w boraksie był traktowany jak wodór w cząsteczce wody, a wodór w parafinie z dodatkiem boraksu jak wodór w polietylenie, ale nie miało to wpływu na wynik końcowy jakim jest stała zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbce wody.

na) nie zawierają domieszek i mają naturalny skład izotopowy (w szczególności glin ma jeden izotop trwały ^{27}Al), a ich gęstości masowe przyjęto w oparciu o dane tablicowe. Podobnie gęstość masową boraksu przyjęto za Poradnikiem Fizyko-Chemicznym (1974). Udziały atomowe poszczególnych składników boraksu zostały wyliczone z jego wzoru chemicznego. Uwzględniono fakt, że sód ma tylko jeden trwały izotop ^{23}Na , a naturalny bor stanowi mieszaninę dwóch trwałych izotopów ^{10}B (20.0 % wag.) i ^{11}B (80.0 % wag.). Przyjęto skład izotopowy wodoru i tlenu taki, jak to zostało opisane powyżej dla wody. Przybliżony skład płyt parafinowych z dodatkiem boraksu został przyjęty w oparciu o informację dotyczącą składu chemicznego typowych parafin, uzyskaną od technologa Rafinerii Ropy Naftowej w Czechowicach, oraz o pomiar gęstości płyt, który pozwolił na określenie wagowych udziałów boraksu (11.6 %) i parafiny (88.4 %) w mieszaninie. Parafiny są mieszaninami alkanów (n -parafin o wzorze chemicznym $\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$), które w zależności od zawartości w mieszaninie poszczególnych n -parafin, różnią się nieco własnościami takimi jak gęstość i temperatura topnienia. Autorka przyjęła, że płyty zostały odlane z typowej parafiny o temperaturze topnienia 56°C i gęstości $0.91\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. W tym przypadku n przyjmuje wartości z przedziału $20 \div 37$, a obliczona w oparciu o udziały wagowe poszczególnych n -parafin wartość średnia $\bar{n} = 27.831$, posłużyła do określenia udziałów masowych węgla (85.2 %) i wodoru (14.8 %) w sztucznej „cząsteczce“ $\text{C}_{\bar{n}}\text{H}_{2\bar{n}+2}$, odpowiadającej składem chemicznym tej mieszaninie alkanów. Te dane, w połączeniu z podanym powyżej przyjętym składem boraksu, były postawą wyznaczenia udziałów masowych poszczególnych składników w mieszaninie parafinowo-boraksowej. Skład izotopowy sodu, boru, tlenu oraz wodoru został przyjęty w taki sam sposób, jak to zostało opisane powyżej dla boraksu, zaś w przypadku węgla uwzględniony został jego naturalny skład izotopowy. W modelu przyjęto, że powietrze o temperaturze pokojowej wewnątrz domku pomiarowego składa się tylko z dwuatomowych cząsteczek azotu $^{14}\text{N}_2$ (78.793 % obj.) i tlenu $^{16}\text{O}_2$ (21.207 % obj.), zaniebując tym samym znajdującą się w powietrzu niewielką ilość (w sumie około 1 % obj.) dwutlenku węgla, wodoru, gazów szlachetnych oraz pozostałych, trwałych izotopów tlenu (^{17}O , ^{18}O) i azotu (^{15}N).

6.4 Warianty symulacji

W oparciu o opisany powyżej model stanowiska pomiarowego, autorka wykonała symulację Monte Carlo opisanego w rozdziale 6.2 impulsowego eksperymentu neutronowego z próbką wody.

Punktowe, izotropowe, monoenergetyczne źródło, emitujące neutrony o energii 14 MeV z jednakowym prawdopodobieństwem w przedziale czasowym o szerokości $100\ \mu\text{s}$, reprezentowało prostokątny impuls neutronów z generatora.

Inaczej niż w rzeczywistym eksperymencie, gdzie o zachowaniu się strumienia neu-

tronów w czasie wewnątrz próbki możemy wnioskować tylko pośrednio, w oparciu o rozkład czasowy uzyskany w systemie detekcji, metoda Monte Carlo pozwala na bezpośrednią obserwację w czasie strumienia neutronów w próbce oraz odpowiadającego mu rozkładu czasowego reakcji ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ w detektorze helowym.

Strumień neutronów w próbce był wyznaczany w tych samych co w rzeczywistym eksperymencie, 650 kanałach czasowych o szerokości $2\ \mu\text{s}$. Dodatkowo w każdym z nich określany był zgrubnie (w 10 przedziałach energii) rozkład energetyczny neutronów i dzięki temu można było zaobserwować ich termalizację już po około $50\ \mu\text{s}$ od końca impulsu. Należy zwrócić uwagę, że zgodnie ze wzorem (5.2), wartości scałkowanych w odpowiednich przedziałach przestrzennych, czasowych i energetycznych strumieni neutronów są wielkościami uśrednionymi w całej objętości próbki i przypadają na jeden neutron źródła. Żeby zatem uzyskać pełną odpowiedniość symulacji i doświadczenia, należałoby każdą tak obliczoną całość strumienia (w jednostkach $\text{neutron}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$) przemnożyć przez iloczyn objętości próbki i sumarycznej liczby wyemitowanych podczas całego eksperymentu (we wszystkich impulsach generatora) neutronów^{6.3}. Na szczęście ten iloczyn w pojedynczym eksperymencie jest wielkością stałą i przez to nie ma wpływu na wynikową, zamieszczoną w tabeli 6.3, stałą zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbce. Do jej wyznaczenia autorka zastosowała metodę izolacji podstawowej harmonicznej strumienia neutronów termicznych, opisaną przez Drozdowicza *et al.* (1993b), a stosowaną do opracowywania danych doświadczalnych, czyli rozkładów czasowych uzyskiwanych w systemie detekcji w rzeczywistym eksperymencie impulsowym.

Rozkład czasowy reakcji (n, p) w detektorze helowym, a dokładniej liczbę tych reakcji w każdym z kanałów o szerokości Δt przypadającą na jeden neutron emitowany ze źródła i cm^3 detektora o objętości V , można otrzymać korzystając ze wzoru (2.3) na częstość reakcji j równą

$$\rho_{at}\varphi(\mathbf{r}, E, t)\sigma_j(E),$$

gdzie ρ_{at} jest tutaj gęstością atomową ${}^3\text{He}$ w detektorze wyrażoną w atomach na $\text{barn}\cdot\text{cm}$, $\varphi(E)$ zależnym od energii strumieniem neutronów w detektorze (przypadającym na jeden neutron emitowany ze źródła i cm^3 detektora), a $\sigma_j(E)$ mikroskopowym przekrojem czynnym (w barnach) na reakcję ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$. Przy zastosowaniu notacji przyjętej we wzorze (5.2), zdefiniowana powyżej liczba I reakcji j w pojedynczym kanale czasowym o szerokości Δt wynosi

$$I = \rho_{at} \int_E dE \sigma_j(E) \int_V \int_{\Delta t} \varphi(\mathbf{r}, E, t) \frac{dV}{V} dt.$$

^{6.3}Ta zaś zależy od wielu czynników eksperymentalnych (takich jak np. prąd wiązki jonów deuteru, wielkość plamki deutronów na tarczy trytowej, stopień zużycia tarczy) i byłaby trudna do oszacowania.

Wykonując całkowanie

$$\int_V \int_{\Delta t} \varphi(\mathbf{r}, E, t) \frac{dV}{V} dt = \varphi(E)$$

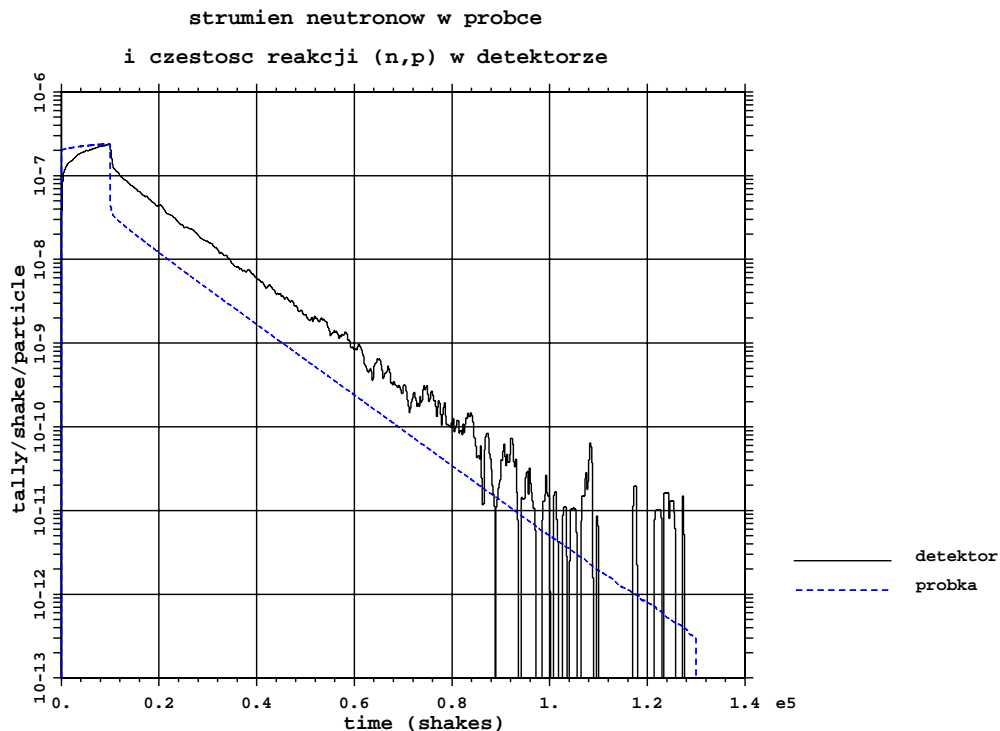
otrzymujemy zależność

$$I = \rho_{at} \int_E \varphi(E) \sigma_j(E) dE, \quad (6.1)$$

gdzie całkowanie odbywa się po wszystkich możliwych wartościach energii neutronów podlegających transportowi w eksperymencie, to znaczy od zera do energii neutronów w źródle równej 14 MeV. Kod MCNP pozwala wyliczyć dowolną wielkość mającą formę

$$C_{norm} \int_E \varphi(E) R_m(E) dE,$$

gdzie $\varphi(E)$ jest zależną od energii fluencją cząstek, $R_m(E)$ operatorem funkcji odpowiedzi z biblioteki przekrojów czynnych dla materiału m , a C_{norm} - czynnikiem normalizacyjnym. Umożliwiło to, przy zastosowaniu wzoru (6.1), wyznaczenie rozkładu czasowego reakcji (n, p) w detektorze i obliczenie stałej zaniku λ w oparciu o ten rozkład. Jej wartość (por. tabela 6.3) jest równa w granicach błędu na poziomie 1σ stałej zaniku wyznaczonej bezpośrednio z rozkładu czasowego strumienia neutronów w próbce.



Rysunek 6.2: Rozkład czasowy strumienia $\varphi(t_i)/\Delta_i t$ [$10^8 \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$] neutronów w próbce i odpowiadający mu rozkład częstości $I(t_i)/\Delta_i t$ [10^{11}s^{-1}] reakcji (n, p) w detektorze helowym. Obie funkcje znormalizowane są na jeden neutron źródła.

Na rysunku 6.2 zestawione są otrzymane w symulacji rozkłady czasowe od chwili $t = 0$, czyli od początku impulsu. Linia przerywana odpowiada rozkładowi strumienia neutronów w próbce, a ciągła rozkładowi wyznaczonemu z częstości reakcji (n, p) w detektorze^{6.4} (tutaj, żeby pokazać obydwa rozkłady na jednym rysunku, rzędne punktów zostały pomnożone przez 10^3). Ponieważ rysunek wykonany jest przy pomocy kodu MCNP, czas wyrażony jest w standardowych dla tego programu jednostkach - shake'ach (1 shake = 10^{-8} s), symbol „e5” przy osi odciętych oznacza, że jednostki te należy przemnożyć przez czynnik 10^5 , czyli *de facto* czas na osi odciętych rysunku jest wyrażony w milisekundach.

Dodatkowo autorka przebadła ewentualny wpływ elementów stanowiska pomiarowego na wynik eksperymentu. Przeprowadzone zostały jego symulacje z pogrubioną (do 0.25 cm) osłoną kadmową próbki oraz z całkowitym wypełnieniem górnej części domku pomiarowego boraksem. Została także wyznaczona stała zaniku w próbce, gdy aluminium w okienku prowadzącym do detektora było zastąpione kadmem, odcinając tym samym przepływ neutronów termicznych między próbką a detektorem. W żadnym z wymienionych przypadków nie zaobserwowano istotnej zmiany wartości wyznaczonej stałej zaniku, co dodatkowo potwierdza, że stanowisko eksperymentalne zostało zaplanowane optymalnie.

Przeprowadzone zostały również symulacje eksperymentu z pominięciem otoczenia próbki. Była to realizacja Monte Carlo wyidealizowanego eksperymentu, w którym istnieje tylko próbka i źródło, zatem historia pojedynczego neutronu kończy się w momencie, gdy opuszcza on objętość próbki. Kolejne warianty symulacji różniły się tylko sposobem definiowania źródła neutronów, za każdym razem było to jednak źródło izotropowe i impulsowe. Sposób wyznaczania rozkładu czasowego strumienia neutronów w próbce i jego stałej zaniku λ był identyczny, jak w przypadku symulacji z uwzględnieniem całego stanowiska pomiarowego.

W pierwszym wariantcie (pozycja „a” w tabeli 6.3), najbardziej zbliżonym do warunków rzeczywistego eksperymentu, punktowe źródło neutronów znajdowało się na pobocznicy walca ograniczającego objętość próbki, w połowie jej wysokości, a początkowa energia neutronów wynosiła 14 MeV. Z punktu widzenia symulacji Monte Carlo taki sposób zdefiniowania źródła jest bardzo nieefektywny, ponieważ tylko niewielka część emitowanych w pełny kąt bryłowy neutronów ma szansę na oddziaływanie wewnątrz próbki. Pozostałe zaś kończą swoją historię już w momencie startu, przez co znaczna część czasu komputerowego jest tracona na losowanie ich początkowych kierunków i obliczanie prawdopodobieństw, że na swojej drodze napotkają jądra materiału ośrodka, co wiąże się z czasochłonnym przeszukiwaniem bibliotek przekrojów czynnych.

Dlatego w drugim wariantcie (pozycja „b” w tabeli 6.3) punktowe źródło neutronów

^{6.4}Przekrój czynny na reakcję (n, p) podlega prawu $1/v$. Ponieważ już w trakcie impulsu część neutronów ulega spowolnieniu, obserwujemy początkowy wzrost częstości reakcji (n, p) w detektorze.

zostało zastąpione źródłem przestrzennym i jednorodnym, zajmującym całą objętość próbki. Pionowe współrzędne z , punktów $P(r, z)$ początkowych położenia neutronów, były losowane z jednakowym prawdopodobieństwem w przedziale $[0, H_g]$, a współrzędne r z rozkładu $p(r) \sim r$, dla $r \leq R_g$. Nadal, początkowa energia neutronów wynosiła 14 MeV.

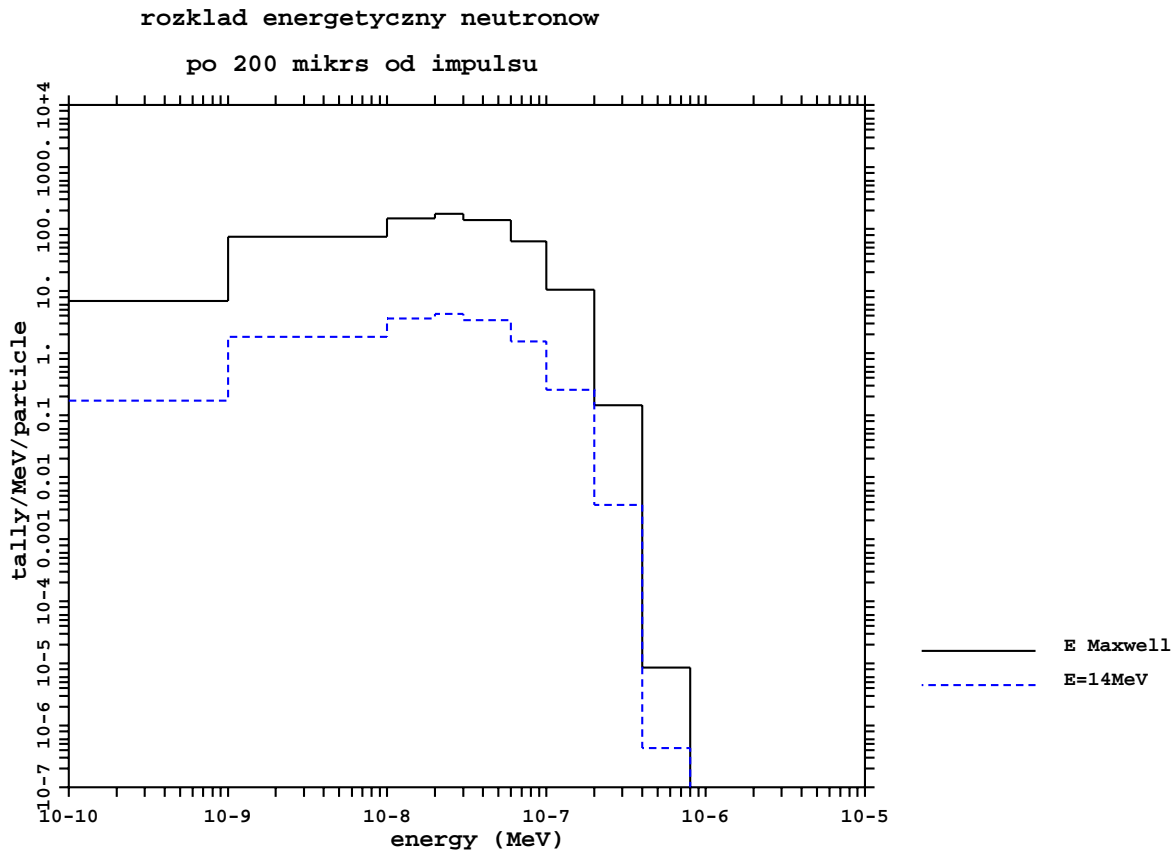
Tabela 6.3: Stałe zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbce wody w kształcie walca o wysokości $H_g = 2R_g = 14.7$ cm, wyznaczone w różnych wariantach symulacji i zestawione z wynikiem eksperymentu.

WARIANTY SYMULACJI ($T = 293.6$ K)	rozkład czasowy, z którego wyznaczono stałą zaniku λ	λ [s ⁻¹]	σ_λ [s ⁻¹]
<u>całe stanowisko pomiarowe</u>			
źródło punktowe o energii 14 MeV	strumień neutronów $\varphi(t)$ w próbce częstość reakcji (n, p) w detektorze	9762 9879	28 119
<u>próbka bez otoczenia</u>			
<u>a.</u> źródło punktowe o energii 14 MeV	strumień neutronów $\varphi(t)$ w próbce	9738	15
<u>b.</u> źródło jednorodne o energii 14 MeV	strumień neutronów $\varphi(t)$ w próbce	9744	23
<u>c.</u> źródło jednorodne, maxwellovskie	strumień neutronów $\varphi(t)$ w próbce	9758	30
EKSPERYMENT ($T = 293.6$ K)			
stabilizacja temperatury próbki, dwa tory detekcji	częstość zliczeń w układzie detekcji	9780	50

W trzecim, najbardziej uproszczonym wariantcie (pozycja „c” w tabeli 6.3) przyjęto jak wyżej źródło jednorodne, ale o początkowych energiach losowanych z rozkładu Maxwella gęstości neutronów^{6.5} $n(E)$ w temperaturze pokojowej: $p(E) \sim E^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E}{E_T}\right)$, gdzie $E_T = kT = 2.53 \cdot 10^{-2}$ eV. Można postawić tezę, że taka definicja rozkładu energetycznego źródła, pomijając fakt znacznego skrócenia czasu obliczeń, jest - w świetle podstaw teoretycznych zawartych w rozdziale (4) - najwłaściwsza w przypadku eksperymentów symulacyjnych, w których wnioskuje się w oparciu o obserwację zanikającego w czasie impulsowego pola neutronów termicznych w ośrodku skończonym. W rzeczywistym bowiem impulsowym eksperymencie neutronowym dąży się do wytworzenia impulsowego pola neutronów termicznych, bądź to poprzez spowolnienie wprowadzonych w impulsie neutronów prędkich (co w przypadku ośrodków skończonych jest możliwe tylko w dobrych moderatorach), w wyniku czego powstaje tam impuls neutronów termicznych, bądź przez wprowadzenie impulsu neutronów termicznych do ośrodków, które mają gorsze własności

^{6.5}Nie należy mylić tego rozkładu z danym wzorem (3.2) rozkładem Maxwella strumienia neutronów $\varphi(E)$. W rozkładzie Maxwella gęstości neutronów $n(E)$ energia najbardziej prawdopodobna wynosi $\frac{1}{2}E_T$, a energia średnia $\frac{3}{2}E_T$. W fizyce neutronów termicznych spotykamy cztery postaci rozkładu Maxwella, dwie dla gęstości neutronów ($n(E)$ i $n(v)$) oraz dwie dla strumienia neutronów ($\varphi(E)$ i $\varphi(v)$). Zachodzą między nimi zależności wynikające z definicji gęstości i strumienia neutronów oraz związku energii kinetycznej z prędkością.

spowalniające. Ponieważ stałą zaniku λ wyznacza się po pewnym czasie od impulsu, to można się spodziewać, że jest to czas wystarczający na uformowanie się rozkładu energetycznego neutronów, którego kształt jest zdeterminowany przez rozmiary oraz własności rozpraszające i absorpcyjne ośrodka.



Rysunek 6.3: Rozkład energetyczny strumienia neutronów $\varphi(E_i)/\Delta_i E$ [$\text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1}$] po upływie 200 μs od impulsu neutronów dla źródła punkowego o energii początkowej neutronów 14 MeV i dla źródła jednorodnego maxwellowskiego w temperaturze pokojowej. Obie funkcje znormalizowane są na jeden neutron źródła.

Na rysunku 6.3 zestawione są nieznormalizowane, zgrubne rozkłady energetyczne strumienia neutronów w próbce, wyznaczone po upływie 200 μs od końca impulsu w kanale czasowym o szerokości 2 μs . (Są to, zgodnie z opisem na stronie 55, średnie wartości strumienia $\varphi(E)$ z całej próbki, dodatkowo podzielone przez szerokości ΔE przedziałów energetycznych, jako funkcja energii neutronów, która w programie MCNP jest wyrażana w megaelektronowoltach). Linia ciągłą przedstawiony jest rozkład otrzymany w wariancie „c”, to jest gdy neutrony źródła miały rozkład energetyczny Maxwella, a linia przerywana odpowiada wariantowi „a”, czyli punktowemu źródłu neutronów o energii 14 MeV. Sto-

sunek wartości strumienia przy zadanym źródle maxwellovskim i źródle o energii 14 MeV we wszystkich przedziałach energetycznych jest stały i wynosi 42, co dowodzi, że neutrony „nie pamiętają“ z jakiego pochodzą źródła.

Wszystkie omówione powyżej warianty symulacji powtórzono przy zadanej temperaturze ośrodka $T = 300$ K. W modelowaniu stanowiska pomiarowego została uwzględniona zmiana gęstości wody oraz przyrost objętości próbki (który, dla uproszczenia modelowania, wyrażał się tylko przez wzrost jej wysokości), zaś zmiany gęstości i rozmiarów pozostałych elementów stanowiska zanedbano. W wariantach, gdy symulacja dotyczyła samej próbki, uwzględniono zmianę gęstości wody oraz przyrost objętości całej próbki (tym razem przez zwiększenie jej wysokości i promienia), a w ostatnim wariantcie (przypadek „c“) zmieniona została również energia maxwellovskiego źródła neutronów przez przyjęcie $E_T = kT = 2.58 \cdot 10^{-2}$ eV. W żadnym z tych przypadków nie stwierdzono istotnego wpływu przyrostu temperatury na stałe zaniku λ . Wynika to z faktu, że dla obydwu temperatur ośrodka (293.6 K i 300.0 K) w symulacji stosowane były identyczne wartości przekrojów czynnych na rozpraszanie w modelu $S(\alpha, \beta)$ dla wodoru związanego w cząsteczce wody, które dla neutronów w zakresie niskich energii, obok absorpcji w wodorze, było oddziaływaniem dominującym, zaś mikroskopowy przekrój czynny na absorpcję w wodorze podlega prawu $1/v$, nie zależy zatem od temperatury ośrodka.

Tabela 6.3 zawiera zestawienie stałych zaniku λ wyznaczonych w opisanych powyżej wariantach symulacji impulsowego eksperymentu z próbką wody w temperaturze pokojowej. Jak widać są one sobie równe w granicach błędu na poziomie 1σ i ich wartości zgadzają się ze stałą zaniku zmierzoną na stanowisku pomiarowym z podwójnym torem detekcji i stabilizacją temperatury próbki do temperatury pokojowej.

Otrzymane wyniki uprawniają do założenia, że symulacja Mone Carlo może być narzędziem do badania charakterystyk impulsowych pól neutronów termicznych w ośrodkach ograniczonych, gdy nie można tego uczynić na drodze eksperymentu rzeczywistego. W szczególności może być ona zastosowana do wyznaczania rozkładów energetycznych neutronów termicznych. Jednak, jak zawsze w symulacji Monte Carlo, o dokładności otrzymanych wyników decyduje jakość zastosowanych bibliotek przekrojów czynnych, które mogą wprowadzać błąd systematyczny niemożliwy do oszacowania.

7 Założenia symulacji i metoda badania rozkładu energetycznego impulsowych pól neutronów termicznych przy wykorzystaniu możliwości kodu MCNP

Po impulsowym wprowadzeniu neutronów do ośrodka, w wyniku kolejnych zderzeń z jądrami ośrodka, neutrony osiągają rozkład energetyczny. Dzieje się tak nawet w przypadku źródła monoenergetycznego ze względu na statystyczny charakter przekazu energii w zderzeniach.

Autorka przeprowadziła symulacyjne eksperymenty w oparciu o następujące założenia.

W chwili $t_0 = 0$ do badanego ośrodka wprowadzone zostają neutrony o energii $E_T = kT$, gdzie T jest temperaturą ośrodka. Ich początkowe położenia zajmują w sposób jednorodny objętość ośrodka, a początkowe kierunki są przypadkowe. Od tego momentu w ośrodku zaczyna formować się strumień neutronów $\varphi(\mathbf{r}, E, t)$, który zmienia się w czasie i przestrzeni w wyniku zachodzących konkurencyjnie procesów rozpraszania, absorpcji i ucieczki neutronów z ośrodka. Wartość tego strumienia

$$\varphi(t) = \int_V \int_E \varphi(\mathbf{r}, E, t) dV dE$$

maleje eksponencjalnie w czasie zgodnie ze wzorem (4.31).

Przy wyznaczaniu rozkładu energetycznego przedmiotem badania jest strumień neutronów w całym ośrodku

$$\varphi(E, t) = \int_V \varphi(\mathbf{r}, E, t) dV.$$

Zakładając, że po pewnym czasie od impulsu $t = t_n$ następuje ustalenie rozkładu energetycznego w czasie, możemy napisać, że

$$\varphi(E, t) = \varphi(E)\varphi(t),$$

gdzie $\varphi(E)$ jest funkcją, która od chwili t_n nie zależy od czasu. Wtedy, dla dowolnego $t_k > t_n$

$$\int_{t_n}^{t_k} \varphi(E, t) dt = \varphi(E) \int_{t_n}^{t_k} \varphi(t) dt.$$

Oznaczając prawą stronę powyższego równania przez $\varphi_n(E)$ otrzymujemy

$$\varphi_n(E) = \int_{t_n}^{t_k} \varphi(E, t) dt. \quad (7.1)$$

Przedmiotem badania jest ustalenie, czy tak określony strumień $\varphi_n(E)$ ma rozkład zbliżony kształtem do rozkładu Maxwella (3.2), ale z przesuniętym maksimum z energii

$E_T = kT$ do energii $E_n = kT_n$, gdzie T_n - tak zwana temperatura neutronów, różna od temperatury T ośrodka.

Za kryterium ustalenia się rozkładu, a tym samym wyznaczenia t_n , przyjęto ustalenie się średniej energii neutronów ważonej ich strumieniem. Czyli można przyjąć, że t osiąga t_n , gdy funkcja

$$\langle E(t) \rangle = \frac{\int_E \int_t^{t_k} E \varphi(E, t) dE dt}{\int_E \int_t^{t_k} \varphi(E, t) dE dt} \quad (7.2)$$

przestaje zależeć od czasu.

Przy pomocy kodu MCNP można wyznaczyć mianownik we wzorze (7.2) korzystając ze standardowej funkcji zliczającej $F4$, której wartość obliczana jest zgodnie ze wzorem (5.2), gdzie całkowanie względem czasu zadaje się w przedziale od t do t_k . Wartość licznika można wyznaczyć korzystając z funkcji zliczającej $*F4$, która jest zmodyfikowaną funkcją zliczającą $F4$, poprzez przemnożenie wyrażenia podcałkowego we wzorze (5.2) przez energię E . Zatem średnią energię neutronów (7.2) można wyrazić przez zależność

$$\langle E(t) \rangle = \frac{*F4}{F4}. \quad (7.3)$$

Jak widać, żeby obliczyć średnią energię neutronów w przedziale czasu od t do t_k , należy wyznaczyć wartości dwóch funkcji zliczających $F4$ i $*F4$ w tym przedziale.

We wzorach (7.2) i (7.3) czas t został celowo przyjęty jako zmienna bieżąca, dla podkreślenia faktu, że średnia energia $\langle E(t) \rangle$ jest funkcją czasu i posłuży jako kryterium ustalania się rozkładu energetycznego strumienia $\varphi(E, t)$. Nie jest to jednak kryterium wystarczające, gdyż można sobie wyobrazić strumienie mające taką samą energię średnią, a różniące się kształtem rozkładu energetycznego.

Dlatego zastosowano dodatkowe kryterium polegające na porównaniu kształtu rozkładów dla strumieni $\varphi_n(E) = \int_{t_n}^{t_k} \varphi(E, t) dt$ i $\varphi_m(E) = \int_{t_m}^{t_k} \varphi(E, t) dt$, dla $t_n < t_m < t_k$. Takie przyjęcie dolnych granic całkowania oznacza zgodnie ze wzorem (7.1), że w obydwu przypadkach rozpatrujemy strumienie neutronów o ustalonym rozkładzie energetycznym.

Otrzymywane w wyniku symulacji rozkłady strumienia neutronów w funkcji energii mają kształt histogramów. Dla zadanych przedziałów energetycznych ($E_i, E_i + \Delta_i E$) i zadanych przedziałów czasowych ($t_j, t_j + \Delta_j t$) obliczane są odpowiadające im wartości strumienia

$$\varphi(E_i, t_j) = \int_{E_i}^{E_i + \Delta_i E} \int_{t_j}^{t_j + \Delta_j t} \varphi(E, t) dE dt.$$

Dla strumienia neutronów z niezależnym od czasu rozkładem energetycznym $\varphi(E, t) = \varphi(E)\varphi(t)$. Stąd

$$\varphi(E_i, t_j) = \int_{E_i}^{E_i + \Delta_i E} \int_{t_j}^{t_j + \Delta_j t} \varphi(E) \varphi(t) dE dt = \int_{t_j}^{t_j + \Delta_j t} \varphi(t) dt \cdot \int_{E_i}^{E_i + \Delta_i E} \varphi(E) dE. \quad (7.4)$$

Jeśli we wzorze (7.4) przyjmiemy $t_j = t_n$ i $\Delta_j t = t_k - t_n$, a następnie $t_j = t_m$ i $\Delta_j t = t_k - t_m$, otrzymamy

$$\frac{\varphi(E_i, t_n)}{\varphi(E_i, t_m)} = \frac{\int_{t_n}^{t_k} \varphi(t) dt}{\int_{t_m}^{t_k} \varphi(t) dt} = \text{const.}$$

Zatem porównywane strumienie $\varphi_n(E)$ i $\varphi_m(E)$ będą miały ten sam rozkład energetyczny, jeśli stosunek ich wartości w tych samych przedziałach energii będzie stały. Analogicznie rozumując, można łatwo powyższe kryterium uogólnić na dwa dowolnie wybrane przedziały czasowe, byle by tylko ich granice były liczbami większymi od t_n .

Jeśli rozkład energetyczny badanego strumienia neutronów $\varphi_n(E)$ nie odbiega kształtem od rozkładu Maxwella (3.2), to powinien być zachowany stosunek energii średniej neutronów ważonej tym strumieniem, do energii, dla której strumień, a zatem i jego rozkład energetyczny osiąga maksimum.

Energia średnia dla strumienia, którego rozkład energetyczny opisuje rozkład Maxwella (3.2) wynosi

$$\langle E \rangle = \int_0^{\infty} E M(E) dE.$$

Stosując we wzorze (3.2) podstawienie

$$W = \frac{E}{E_T}$$

otrzymujemy

$$M(E) dE = W e^{-W} dW$$

oraz

$$EM(E) dE = E_T W^2 e^{-W} dW.$$

Korzystając ze wzoru

$$\int_0^{\infty} x^n e^{-ax} dx = \frac{1}{a^{n+1}} \Gamma(n+1)$$

i własności funkcji gamma Eulera $\Gamma(n+1) = n\Gamma(n)$ dostajemy

$$\langle E \rangle = \int_0^{\infty} E_T W^2 e^{-W} dW = E_T \Gamma(3) = 2E_T.$$

Otrzymana zależność $\langle E \rangle = 2E_T$ może posłużyć jako proste kryterium oceny, czy i jak dalece badany strumień neutronów $\varphi_n(E)$ ma rozkład różniący się kształtem od rozkładu Maxwella. Jeśli dla danej próbki wyznaczymy rozkład energetyczny strumienia neutronów $\varphi_n(E)$ i położenie maksimum tego rozkładu E_n oraz średnią energię $\langle E \rangle_n$, to obliczając stosunek $\langle E \rangle_n / E_n$ otrzymamy informację dotyczącą stopnia odkształcenia rozkładu energetycznego strumienia $\varphi_n(E)$ od rozkładu Maxwella. Zmieniając rozmiar

próbki zbadamy jego wpływ na wielkość tego odkształcenia.

Wyznaczając energię E_n dla próbek o różnych rozmiarach, a zatem i różnych wartościach bucklingu geometrycznego B^2 , można zweryfikować słuszność podanej przez Williamsa (1966) zależności (4.27). Jeśli wyrazimy prędkości neutronów v_T i v_n poprzez odpowiadające im energie E_T i E_n otrzymamy wzór (4.27) w następującej postaci:

$$\sqrt{\frac{E_n}{E_T}} = 1 - \frac{C_D}{D_0} B^2. \quad (7.5)$$

Autorka przyjęła do badania rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych trzy materiały:

- Krzemionkę (SiO_2), jako materiał, w którym dominującym oddziaływaniem neutronów termicznych jest rozpraszanie ($\Sigma_s/\Sigma_a \cong 63$)^{7.1}, wobec czego wpływ absorpcji na kształt ich rozkładu energetycznego jest niewielki.
- Krzemionkę domieszkowaną niewielką ilością boru (B), który jest silnym absorben-tem o absorpcji typu $1/v$, w celu zbadania wpływu absorpcji tego typu na rozkłady energetyczne neutronów termicznych.
- Wodę (H_2O), jako przykład materiału wodorowego. Materiały zawierające wodór mają silne własności rozpraszające, które w sposób znaczący zależą od energii neutronu. Występuje więc sprzężenie zwrotne, które odbija się na kształcie rozkładu energetycznego strumienia neutronów termicznych.

Eksperyment symulacyjny przeprowadzono w geometrii kulistej. Dla próbki o promieniu R_g początkowe położenia neutronów były losowane z rozkładu $p(r) \sim r^2$ dla $r \leq R_g$, co zapewnia jednorodny rozkład przestrzenny neutronów w chwili $t = 0$ dla tej geometrii.

^{7.1}Dla energii neutronów $E_T = 2.53 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$: $\Sigma_s = (0.2541 \pm 0.0003) \text{ cm}^{-1}$ i $\Sigma_a = (0.0040 \pm 0.0001) \text{ cm}^{-1}$, wyznaczone programem SIGSA [Drozdowicz i Krynicka (1995)] dla krzemionki o gęstości $\rho = 2.65 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$.

8 Rozkład energetyczny neutronów termicznych w krzemionce

Do eksperymentu symulacyjnego przyjęto nominalną gęstość krzemionki $\rho = 2.65 \text{ g cm}^{-3}$. Ze względu na brak przekrojów czynnych na rozpraszanie neutronów w oparciu o model $S(\alpha, \beta)$ dla cząsteczki SiO_2 , zastosowano do symulacji rozpraszania neutronów model gazu swobodnego. Jest to dopuszczalne ze względu na dużą masę jąder krzemu i tlenu w stosunku do masy neutronu. Przekroje czynne pochodziły ze standardowych dla kodu MCNP bibliotek: rmccs dla tlenu i endf5p dla krzemu. Przyjęto, że ośrodek ma temperaturę pokojową, czemu odpowiada energia neutronów w źródle $E = 2.53 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$. Symulacje przeprowadzono dla próbek o promieniach R_g : 450, 45, 25, 18 i 16 cm. Przyjęto, że próbka o promieniu $R_g = 450 \text{ cm}$ odpowiada ośrodkowi nieskończonemu. W istocie, średnia droga swobodna l neutronu wyznaczona dla tego przypadku^{8.1} wynosi 3.7862 cm, skąd średnica próbki $2R_g = 900 \text{ cm}$ odpowiada około 238 drogom swobodnym l .

Dla każdej próbki zmieniając czas t wyznaczono zgodnie ze wzorem (7.3) wartości funkcji $\langle E(t) \rangle$, w celu znalezienia czasu t_n , po którym następuje ustalenie energii średniej rozkładu.

W przypadku neutronowych pól impulsowych w próbkach o różnych rozmiarach wyrażanie czasu w jednostkach średniego czasu życia neutronu w próbce ma głębszy sens fizyczny niż wyrażanie go w jednostkach bezwzględnych. Jeśli zatem strumień neutronów w próbce jest funkcją czasu t , $\varphi = \varphi(t)$, to średni czas życia neutronu w próbce

$$\langle t \rangle = \frac{\int_0^\infty t \varphi(t) dt}{\int_0^\infty \varphi(t) dt}.$$

Na podstawie wzoru (4.31), przyjmując w pierwszym przybliżeniu, że $\varphi(t) \sim e^{-\lambda t}$ i korzystając z własności funkcji gamma Eulera (por. str. 63) otrzymujemy wyrażenie na przybliżony czas życia τ neutronu w próbce

$$\tau = \frac{\int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^\infty e^{-\lambda t} dt} = \frac{1}{\lambda}.$$

Planując eksperyment symulacyjny w celu wyznaczenia rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki, autorka korzystała z wyników uzyskanych podczas symulacji metodą Monte Carlo neutronowego eksperymentu impulsowego dla tego minerału [Drozdowicz *et al.* (2003)]. I tak przybliżone czasy życia neutronu $\tau(R_g) = 1/\lambda(R_g)$, dla badanych próbek o promieniach R_g : 450, 45, 25, 18 i 16 cm

^{8.1} $l = \frac{\int_E \varphi(E)/\Sigma_s(E) dE}{\int_E \varphi(E) dE}$ silnie zależy od energii neutronu, dlatego pośrednio zależy od wielkości próbki, która wpływa na kształt rozkładu energetycznego strumienia neutronów w próbce.

wynoszą odpowiednio τ : 999, 427, 210, 136 i 118 μs , a czas odcięcia t_k został przyjęty w granicach $(8 \div 8.64) \tau$.

W celu oszacowania błędu średniej energii neutronów $\langle E(t) \rangle$ na poziomie 1σ potraktowano wielkości $F4$ i $*F4$ we wzorze (7.3) jako zmienne niezależne i stosując do wyrażenia (7.3) prawo propagacji wariancji [Strzałkowski i Śliżyński (1973)], otrzymano wzór na odchylenie standardowe $\sigma_{\langle E(t) \rangle}$:

$$\sigma_{\langle E(t) \rangle} = \frac{*F4}{F4} \sqrt{R_{*F4}^2 + R_{F4}^2}, \quad (8.1)$$

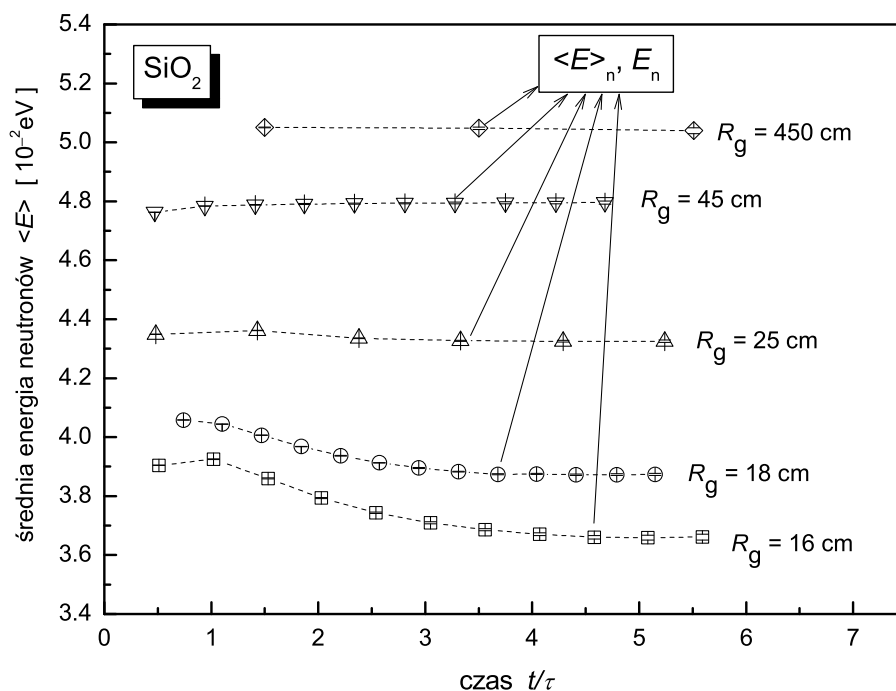
gdzie:

$$R_{*F4} = \frac{\sigma_{*F4}}{*F4}, \quad R_{F4} = \frac{\sigma_{F4}}{F4}$$

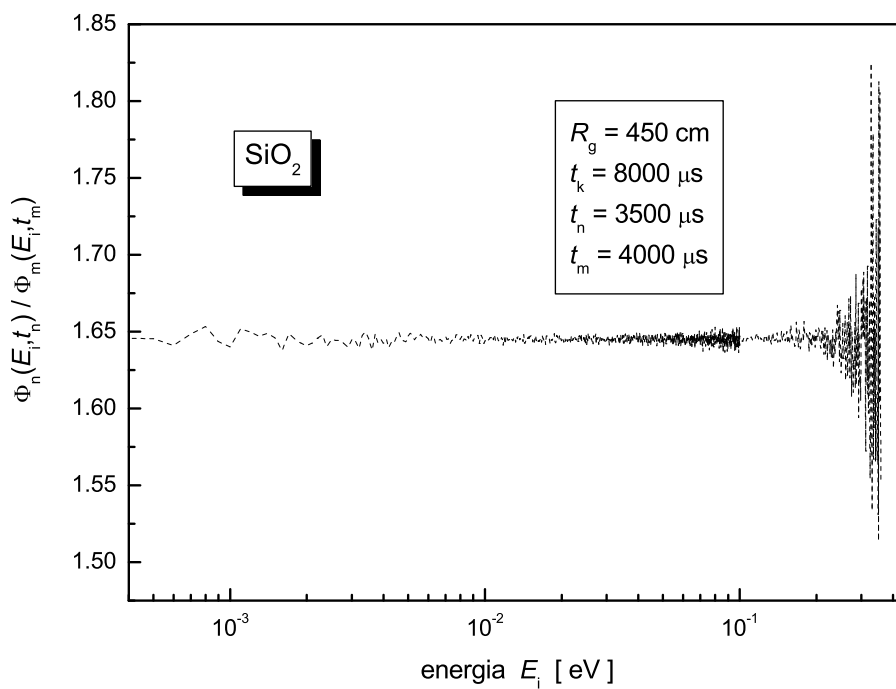
błędy względne na poziomie 1σ funkcji zliczających $*F4$ i $F4$ otrzymane w wyniku symulacji kodem MCNP.

Wzór (8.1) jest tylko oszacowaniem odchylenia standardowego średniej energii $\langle E(t) \rangle$, gdyż z samej definicji funkcji zliczających $*F4$ i $F4$ (por. str. 62) wynika, że są one zależne, wobec tego tak obliczona wartość błędu może być zaniżona.

W oparciu o wyniki eksperymentu symulacyjnego dla badanych próbek krzemionki, wyznaczono zgodnie ze wzorem (7.3) wartości $\langle E(t) \rangle$, które wraz z danymi niezbędnymi do ich wyliczenia zostały zebrane w tabelach 1÷5 zamieszczonych w dodatku A. Przez podkreślenie wyróżniono wiersze, odpowiadające przyjętym do dalszej analizy energiom $\langle E \rangle_n$. Zależność energii średniej $\langle E \rangle$ od czasu wyrażonego w jednostkach przybliżonego czasu życia neutronu τ w każdej z badanych próbek został zobrazowany na rysunku 8.1. Oszacowane, w oparciu o wzór (8.1), wartości jej odchylenia standardowego są tak małe, że są słabo widoczne na rysunku, ale zostały zamieszczone w wyżej wymienionych tabelach. Na wykresie strzałkami zaznaczono punkty, w których można przyjąć, że nastąpiło ustalenie się energii średniej neutronów, co dla większości próbek miało miejsce w okolicach 3.5τ , z wyjątkiem najmniejszej próbki o promieniu $R_g = 16$ cm, dla której przyjęto, że średnia energia ustala się po czasie 4.58τ . Jak widać z rysunku i tabel, trudno jest mówić o całkowitym ustaleniu się energii średniej neutronów, szczególnie w miarę zmniejszania rozmiaru próbek. Niestety, brak możliwości bardziej dokładnego oszacowania odchylenia standardowego energii średniej nie pozwala stwierdzić, czy obserwowane fluktuacje mają tylko statystyczny charakter, czy też są odzwierciedleniem zachodzącego fizycznie procesu zmian rozkładu energetycznego strumienia neutronów w czasie. Dlatego wydaje się być słuszną przyjęta metoda wyznaczania rozkładu energetycznego strumienia neutronów w badanych próbkach z dosyć dużego przedziału czasu (t_n, t_k) , o szerokości równej około $(4 \div 4.5)\tau$, co zapewnia uniezależnienie wynikowego rozkładu od ewentualnych, chwilowych fluktuacji rozkładu strumienia neutronów.



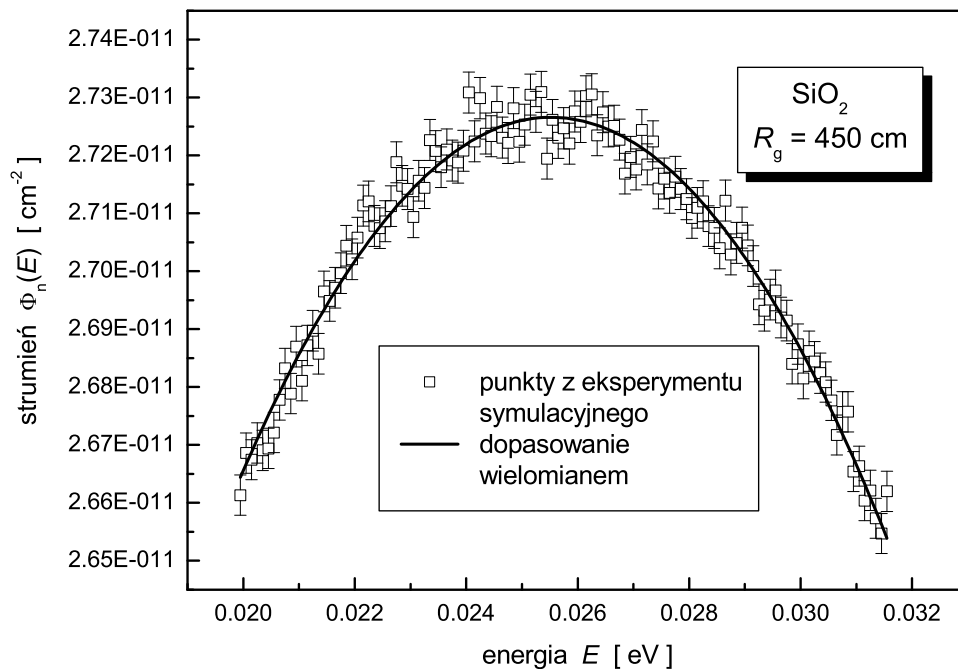
Rysunek 8.1: Zależność energii średniej $\langle E \rangle$ neutronów w próbkach krzemionki od czasu t/τ , który upłynął od impulsu.



Rysunek 8.2: Stosunek wartości strumieni neutronów w próbce krzemionki, wyznaczonych w dwóch różnych przedziałach czasu, jako funkcja energii neutronów.

Strumień neutronów $\varphi_n(E)$ był zliczany w zakresie od 0 do 1 eV w 1482 kanałach energetycznych. Przyjęto siatkę energetyczną zbliżoną do logarytmicznej, zagęszczoną w najbardziej interesującym obszarze energii od 0.001 do 0.5 eV.

W badanych próbkach został porównany kształt strumienia wyznaczonego z przedziału czasu (t_n, t_k) i (t_m, t_k) , gdzie $t_m > t_n$. Stwierdzono, że stosunek $\varphi_n(E_i, t_n)/\varphi_m(E_i, t_m)$ w przyjętych przedziałach energetycznych i oscyluje wokół stałej wartości. Na rysunku 8.2 została przedstawiona przykładowa zależność $\varphi_n(E_i, t_n)/\varphi_m(E_i, t_m)$ od energii E neutronów dla próbki o promieniu $R_g = 450$ cm, dla której przyjęto $t_k = 8000 \mu\text{s} = 8.0\tau$, $t_n = 3500 \mu\text{s} = 3.5\tau$ i $t_m = 4000 \mu\text{s} = 4.0\tau$.



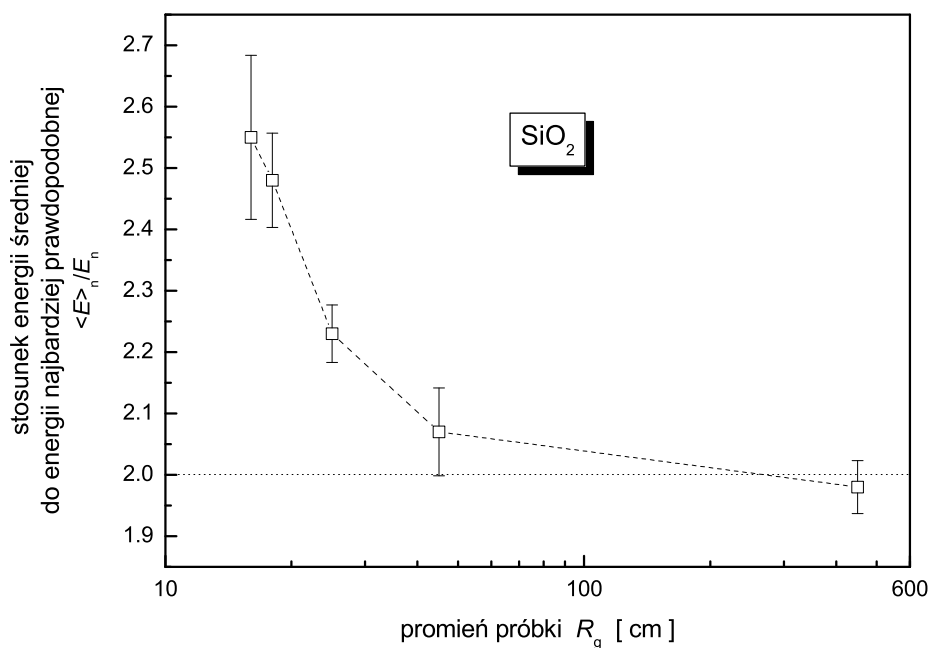
Rysunek 8.3: Okolice maksimum strumienia neutronów $\varphi_n(E)$ w próbce krzemionki o promieniu $R_g = 450$ cm. Wartości $\varphi_n(E)$ znormalizowane na jeden neutron źródła.

W celu określenia energii najbardziej prawdopodobnej E_n , wyznaczono położenie maksimum strumienia $\varphi_n(E)$ dla każdej z badanych próbek, poprzez aproksymację strumienia $\varphi_n(E)$ w okolicy jego maksimum wielomianem, a następnie znalezienie miejsca zerowego jego pochodnej. Przetestowano stopień wielomianu i stwierdzono najlepsze dopasowanie wielomianem drugiego stopnia. W zależności od rozmiarów próbki do aproksymacji użyto $100 \div 140$ punktów eksperymentalnych. Na rysunku 8.3 został przedstawiony przykładowy strumień $\varphi_n(E)$ w okolicach swojego maksimum wraz z wielomianem przeprowadzonym przez punkty eksperymentalne dla próbki o promieniu $R_g = 450$ cm. Błąd E_n na poziomie 1σ wyznaczono stosując prawo propagacji wariancji dla formuły na E_n wynikającej z warunku zerowania się pochodnej wielomianu jako funkcji jego

współczynników i korzystając z wartości ich odchyłeń standardowych. W celu dopasowania wielomianów do punktów eksperymentalnych, pochodzących z symulacji Monte Carlo, użyto programu Origin ver. 6 (1999).

Tabela 8.1: Stosunek energii średniej do energii najbardziej prawdopodobnej w próbkach krzemionki, jako miara odkształcenia rozkładu energetycznego strumienia neutronów termicznych w próbce o promieniu R_g od rozkładu Maxwella.

R_g	t/τ	$\langle E \rangle_n$	E_n	$\langle E \rangle_n / E_n$
[cm]		$\sigma_{\langle E \rangle_n}$	σ_{E_n}	$\sigma_{\langle E \rangle_n / E_n}$
		[10^{-2} eV]	[10^{-2} eV]	
450	3.50	5.0478	2.552	1.98
		0.0041	0.056	0.04
45	3.28	4.7943	2.320	2.07
		0.0027	0.080	0.07
25	3.33	4.3269	1.947	2.22
		0.0018	0.040	0.05
18	3.68	3.8742	1.567	2.47
		0.0019	0.048	0.08
16	4.58	3.6603	1.430	2.56
		0.0062	0.075	0.13



Rysunek 8.4: Stosunek energii średniej do energii najbardziej prawdopodobnej w próbkach krzemionki, jako miara odkształcenia rozkładu energetycznego strumienia neutronów termicznych w próbce o promieniu R_g od rozkładu Maxwella.

Dla każdej z badanych próbek wyznaczono stosunek $\langle E \rangle_n / E_n$ oraz oszacowanie odchylenia standardowego $\sigma_{\langle E \rangle_n / E_n}$ korzystając z prawa propagacji wariancji i zebrano w tabeli 8.1. Na rysunku 8.4 zobrazowano zależność $\langle E \rangle_n / E_n$ w funkcji promienia R_g próbki.

Jak widać kryterium: $\langle E \rangle_n = 2E_n$ zgodności rozkładu energetycznego strumienia neutronów z rozkładem Maxwella (por. str. 63) spełnione jest tylko dla próbek o promieniu $R_g = 450$ cm i $R_g = 45$ cm, które w praktyce odpowiadają ośrodkowi nieskończonemu. W miarę zmniejszania się rozmiarów ośrodka, odkształcenie rozkładu energetycznego strumienia neutronów od rozkładu Maxwella rośnie i dla najmniejszej z badanych próbek $\langle E \rangle_n = 2.56 E_n$. Równocześnie obserwuje się zjawisko ochładzania dyfuzyjnego, gdyż zarówno średnia energia $\langle E \rangle_n$ neutronów ważona ich strumieniem jak i energia E_n dla której strumień neutronów (a zatem i jego rozkład energetyczny) osiąga maksimum maleją w miarę zmniejszania się rozmiarów próbki.

Na rysunku 8.5 zestawiono, otrzymane w symulacyjnym eksperymencie, rozkłady energetyczne strumienia neutronów w próbkach o promieniu $R_g = 450$ cm i $R_g = 16$ cm. Rozkłady zostały znormalizowane do jedności przez obliczenie dla każdej energii

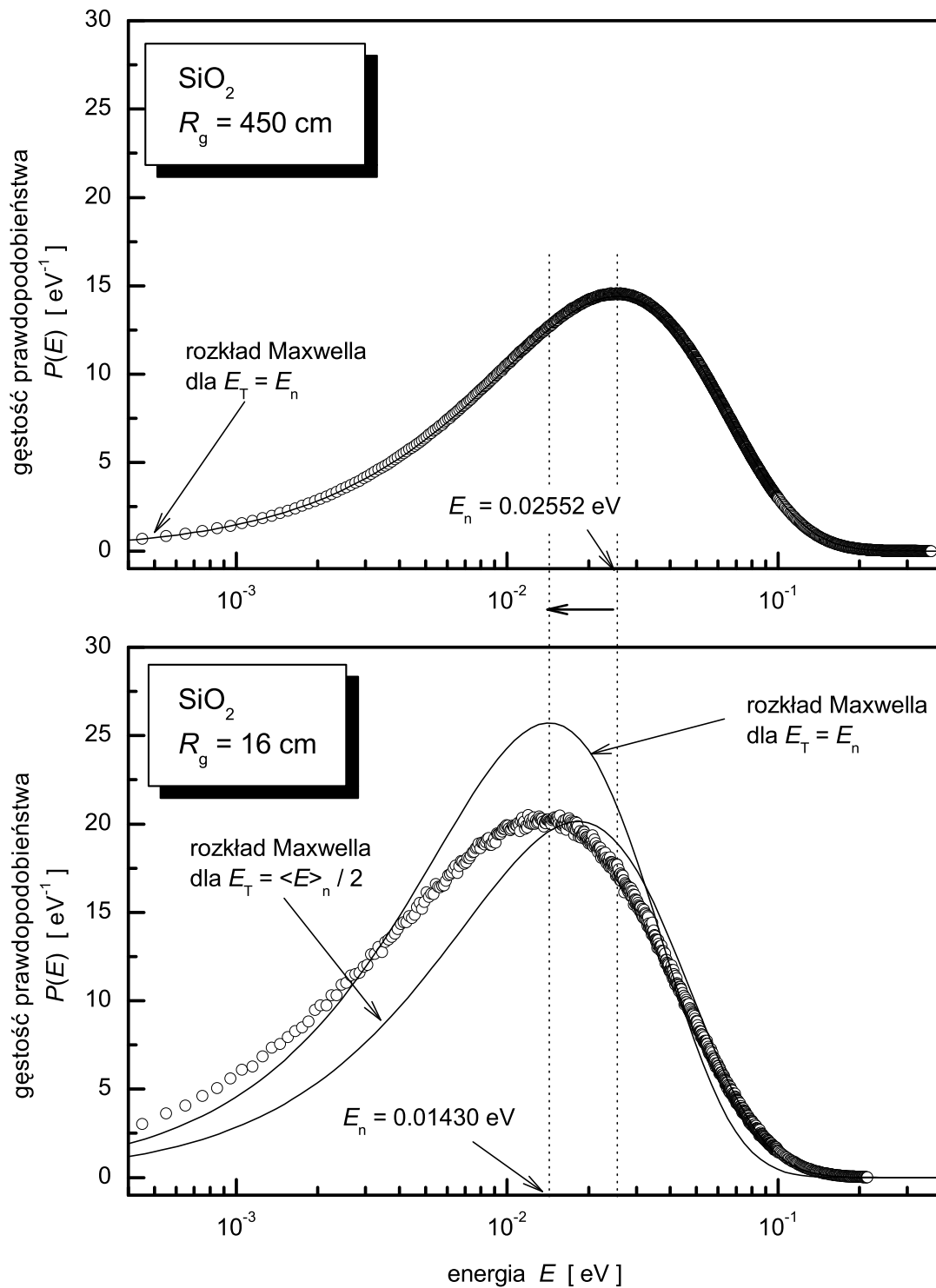
$$E_i - \Delta_i E / 2$$

odpowiadającej jej wartości gęstości prawdopodobieństwa

$$P \left(E_i - \frac{\Delta_i E}{2} \right) = \frac{1}{\Delta_i E} \cdot \frac{\int_{\Delta_i E} \varphi_n(E) dE}{\int_E \varphi_n(E) dE}, \quad (8.2)$$

gdzie E_i - górna granica przedziału energetycznego o szerokości $\Delta_i E$. Kółeczka reprezentują punkty eksperymentalne. Na wykresach nie zaznaczono błędów (których wielkość była większa od rozmiaru symboli na rysunkach), gdyż ze względu na dużą liczbę punktów z eksperymentu symulacyjnego ich zamieszczenie powodowało, że wykresy były mało czytelne.

Na górnym wykresie linia ciągła odpowiada rozkładowi Maxwella danemu wzorem (3.2), gdzie za E_T podstawiono wyznaczoną eksperymentalnie wartość $E_n = 2.552 \cdot 10^{-2}$ eV. Zgodnie z tabelą 8.1 błąd E_n na poziomie 1σ wynosi $0.056 \cdot 10^{-2}$ eV, a więc wartość E_n nie różni się w sposób istotny od teoretycznej wartości $E_T = 2.53 \cdot 10^{-2}$ eV odpowiadającej temperaturze pokojowej ośrodka. Zatem została eksperymentalnie potwierdzona teza, że strumień neutronów termicznych w ośrodku nieskończonym o temperaturze T , pozbawionym źródeł i o słabej absorpcji ma rozkład Maxwella dany wzorem (3.2). Jednocześnie, poprzez zgodność tego wyniku z przewidywaniami teoretycznymi dla ośrodka nieskończonego, została zweryfikowana, zastosowana tutaj metoda badania rozkładów energetycznych impulsowych pól neutronów termicznych.



Rysunek 8.5: Rozkłady energetyczne strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki o promieniach $R_g = 450$ cm i $R_g = 16$ cm.

Na dolnym wykresie punkty z eksperymentu symulacyjnego zestawiono z dwiema funkcjami. Jedną z nich, to rozkład Maxwella, który ma taką samą energię najbardziej prawdopodobną jak rozkład eksperymentalny, czyli $E_T = E_n = 1.430 \cdot 10^{-2}$ eV. Druga

zaś jest rozkładem Maxwella, który ma taką samą energię średnią jak rozkład eksperymentalny, czyli ze związku $\langle E \rangle = 2E_T$ między energią średnią i energią najbardziej prawdopodobną w rozkładzie Maxwella, jest to rozkład Maxwella dla $E_T = \langle E \rangle_n / 2 = 1.83015 \cdot 10^{-2}$ eV. Jak widać żadna z tych funkcji nawet w przybliżeniu nie oddaje kształtu rozkładu eksperymentalnego.

Zatem ochładzanie dyfuzyjne nie daje się prosto opisać tylko przez przesunięcie w kierunku niższych energii maksimum rozkładu Maxwella odpowiadającego temperaturze ośrodka. Rozkład w ośrodku skończonym nie ma już kształtu maxwellowskiego, a jego energia średnia i najbardziej prawdopodobna są niższe od ich odpowiedników charakteryzujących rozkład Maxwella w ośrodku nieskończonym.

9 Rozkład energetyczny neutronów termicznych w krzemionce domieszkowanej borem

W celu zbadania wpływu dodatku silnego absorbenta o absorpcji typu $1/v$ na rozkład energetyczny strumienia neutronów termicznych, autorka przeprowadziła eksperyment symulacyjny na próbkach krzemionki (SiO_2) domieszkowanej borem (B). Przyjęto, że ten sztuczny materiał ma gęstość krzemionki $\rho = 2.65 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. Wagowy udział naturalnego boru w materiale ustalono w ten sposób, by stosunek Σ_s/Σ_a materiału wynosił około dziesięciu. Dzięki temu zapewniono istotny wpływ absorpcji na rozkład energetyczny strumienia neutronów, a jednocześnie było możliwe osiągnięcie stabilnego rozkładu energetycznego strumienia neutronów. Gdyby bowiem przyjął zbyt duży udział absorpcji w stosunku do rozpraszania, to neutrony mogłyby zniknąć za wcześnie z ośrodka, zanim w procesie rozpraszania ustaliły się ich rozkład energetyczny.

Przy pomocy programu SIGSA dobrano wagowy udział naturalnego boru^{9.1} w materiale równy 0.02 %. Zatem przyjęty do eksperymentu symulacyjnego materiał składał się w 99.98 % wagowych z krzemionki (SiO_2) i w 0.02 % wagowych z boru (B). Dla tego materiału $\Sigma_s = 0.2541 \text{ cm}^{-1}$, $\Sigma_a = 0.0241 \text{ cm}^{-1}$ i $\Sigma_s/\Sigma_a \cong 10.5$. Przy pomocy programu SIGSA została też wyznaczona dla tego materiału częstość absorpcji neutronów termicznych: $\lambda_a = 5983 \text{ s}^{-1}$, która zgodnie ze wzorem (4.30) jest równa stałej zaniku λ strumienia neutronów termicznych w ośrodku nieskończonym, to jest dla którego buckling geometryczny $B^2 = 0$.

Przyjęto identyczną jak w przypadku czystej krzemionki metodę badania rozkładów energetycznych strumienia neutronów w tym materiale w temperaturze pokojowej. Do symulacji rozproszeń neutronów zastosowano model gazu swobodnego. Przekroje czynne pochodziły ze standardowych dla kodu MCNP bibliotek: rmccs dla tlenu i izotopu boru ^{10}B , endf5p dla krzemu i newxs dla izotopu boru ^{11}B .

Oprócz rozkładu energetycznego, podczas tej samej symulacji, dodatkowo wyznaczana była stała zaniku λ strumienia neutronów w badanej próbce. W tym celu od chwili $t = 0$ do chwili $t = t_k$ zliczany był strumień neutronów $\varphi(t)$ w następujących po sobie przedziałach czasowych, których szerokość Δt oraz liczba $t_k/\Delta t$ dobierana była indywidualnie dla każdej próbki pod kątem stworzenia optymalnych warunków dla wyznaczania oszacowanej wstępnie stałej zaniku λ . Stąd, inaczej niż w przypadku eksperymentu symulacyjnego dla czystej krzemionki, szerszy jest zakres zmienności czasu odcięcia t_k , który waha się od 8.1 do 12.7τ .

W tabeli 9.1 zostały zebrane stałe zaniku λ strumienia neutronów i przybliżone czasy

^{9.1}Skład izotopowy naturalnego boru podlega fluktuacjom. Przyjęto za Mughabghabem (1981), że naturalny bor zawiera wagowo 20 % izotopu ^{10}B , który jest silnym absorbentem neutronów termicznych, oraz pozostałe 80 % izotopu ^{11}B .

Tabela 9.1: Stałe zaniku λ i przybliżone czasy życia τ neutronu w próbkach krzemionki domieszkowanej borem jako funkcja promienia R_g próbki.

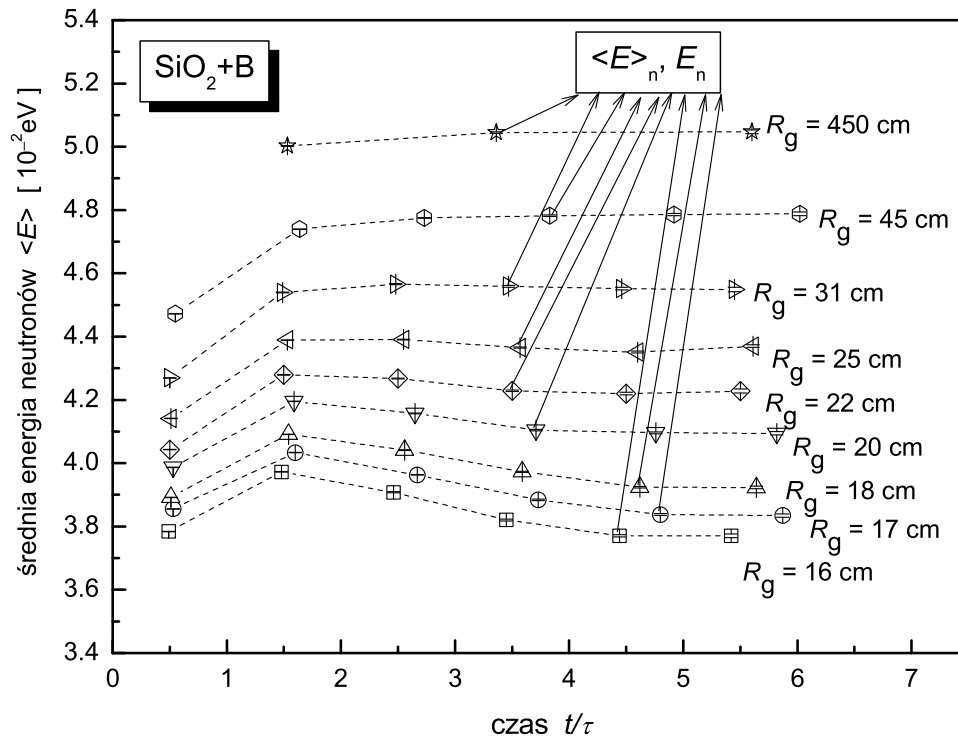
R_g [cm]	450	45	31	25	22	20	18	17	16
λ [s ⁻¹]	5983	7821	9044	10207	11062	11788	12879	13357	13999
σ_λ [s ⁻¹]	55	19	14	45	26	27	87	8	11
τ [μs]	167	128	111	98	90	85	78	75	71

życia $\tau = 1/\lambda$ neutronów w funkcji promienia R_g badanych próbek. W przypadku dużej próbki jest bardzo trudne wyizolowanie stałej zaniku $\lambda \equiv \lambda_0$ podstawowej harmonicznej, gdyż wyższe harmoniczne (por. wzór (4.31)) strumienia neutronów zanikają znacznie wolniej niż w próbkach o małych rozmiarach. Dlatego przyjęto, że kula o promieniu $R_g = 450$ cm odpowiada ośrodkowi nieskończonemu (średnica próbki $2R = 900$ cm jest w tym przypadku równa około 258 drogom swobodnym $l = 3.4901$ cm), a jej stała zaniku λ strumienia neutronów jest równa wyznaczonej przy pomocy programu SIGSA częstości absorpcji λ_a neutronów termicznych w tym materiale. Takie przybliżenie jest w tym przypadku usprawiedliwione, gdyż wyznaczona w ten sposób wartość stałej zaniku λ posłużyła tylko i wyłącznie do oszacowania czasu życia τ neutronu w tej próbce, ten zaś, podobnie jak w przypadku czystej krzemionki, był jedynie orientacyjną jednostką przyjętą do porównania czasu, po jakim ustala się rozkład energetyczny strumienia neutronów w próbkach o różnych rozmiarach.

Przebadano więcej próbek niż w przypadku czystej krzemionki. Wiązało się to z koniecznością wyznaczenia parametrów dyfuzyjnych D_0 i C dla krzemionki domieszkowanej borem, potrzebnych do weryfikacji przybliżenia danego wzorem (4.27) dla materiału o znacznej absorpcji typu $1/v$. W tym celu konieczne było wysymulowanie dostatecznej liczby punktów eksperymentalnych $\{B_i^2, \lambda_i\}$, których współrzędne B_i^2 powinny równomiernie pokrywać oś odciętych, by było możliwe dopasowanie dla tego materiału krzywej bucklingowej wyrażonej wzorem (4.30).

Obliczone zgodnie ze wzorem (7.3) dla badanych próbek krzemionki domieszkowanej borem wartości $\langle E(t) \rangle$ wraz z danymi potrzebnymi do ich wyliczenia zostały zebrane w tabelach 1 ÷ 9 zamieszczonych w dodatku B. Przez podkreślenie wyróżniono wiersze, odpowiadające przyjętym do dalszej analizy energiom $\langle E \rangle_n$. Zależność średniej energii $\langle E \rangle$ od czasu wyrażonego w jednostkach przybliżonego czasu życia τ neutronu w każdej z badanych próbek została przedstawiona na rysunku 9.1. Podobnie jak w przypadku czystej krzemionki oszacowane zgodnie ze wzorem (8.1) wartości jej odchylenia standardowego są tak małe, że nie są widoczne na rysunku, ale zostały zamieszczone w wyżej wymienionych tabelach. Na podstawie analizy rysunku 9.1 i odpowiadających mu tabel,

przyjęto, że średnia energia $\langle E \rangle$ ustala się po czasie około 3.5τ dla próbek o promieniach R_g : 450, 45, 31, 25, 22 i 20 cm, zaś dla próbek o promieniach R_g : 18, 17 i 16 cm w okolicach $(4.4 \div 4.8)\tau$.



Rysunek 9.1: Zależność energii średniej $\langle E \rangle$ neutronów w próbkach krzemionki domieszkowanej borem od czasu t/τ , który upłynął od impulsu.

W celu wyznaczenia energii najbardziej prawdopodobnej E_n , podobnie jak w przypadku czystej krzemionki, aproksymowano strumień neutronów w okolicy jego maksimum wielomianem drugiego stopnia i znajdowano położenie jego ekstremum.

Dla każdej z badanych próbek wyznaczono stosunek $\langle E \rangle_n / E_n$. Wyniki wraz z oszacowanymi błędami na poziomie 1σ zostały zebrane w tabeli 9.2. Na rysunku 9.2 zobrazowano zależność $\langle E \rangle_n / E_n$ w funkcji promienia R_g próbki.

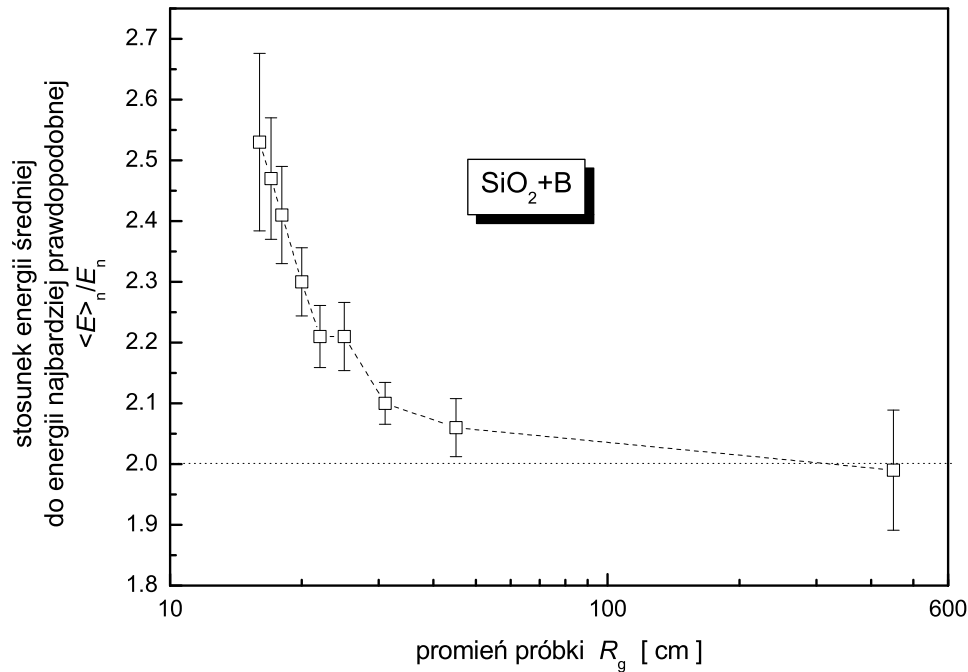
Analiza tabeli 9.2 i rysunku 9.2 pokazuje, że kryterium $\langle E \rangle_n = 2E_n$ zgodności rozkładu energetycznego strumienia neutronów z rozkładem Maxwella spełnione jest tylko dla próbki o promieniu $R_g = 450$ cm i w przybliżeniu dla próbki o promieniu $R_g = 45$ cm. W pozostałych przypadkach, w miarę zmniejszania promienia próbek, stosunek $\langle E \rangle_n / E_n$ rośnie, by dla najmniejszej próbki o promieniu $R_g = 16$ cm osiągnąć wartość $\langle E \rangle_n / E_n = 2.53$. Świadczy to o wzroście odkształcenia rozkładu energetycznego strumienia neutronów od rozkładu Maxwella w miarę zmniejszania się rozmiarów ośrodka. Podobnie jak w przypadku czystej krzemionki, obserwuje się zjawisko ochładzania dyfuzyjnego, przejawiające

się zmniejszaniem się wartości średniej energii $\langle E \rangle_n$ neutronów ważonej ich strumieniem i energii najbardziej prawdopodobnej E_n w miarę zmniejszania promienia próbki.

Tabela 9.2: Stosunek energii średniej do energii najbardziej prawdopodobnej w próbkach krzemionki domieszkowanej borem, jako miara odkształcenia rozkładu energetycznego strumienia neutronów termicznych w próbce o promieniu R_g od rozkładu Maxwella.

R_g	t/τ	$\langle E \rangle_n$	E_n	$\langle E \rangle_n / E_n$
[cm]		$\sigma_{\langle E \rangle_n}$ [10^{-2} eV]	σ_{E_n} [10^{-2} eV]	$\sigma_{\langle E \rangle_n / E_n}$
450	3.36	5.0448	2.540	1.99
		0.0025	0.126	0.10
45	3.83	4.7821	2.328	2.05
		0.0024	0.054	0.05
31	3.47	4.5591	2.167	2.10
		0.0029	0.035	0.03
25	3.57	4.3651	1.978	2.21
		0.0016	0.050	0.06
22	3.50	4.2290	1.910	2.22
		0.0027	0.043	0.05
20	3.71	4.1046	1.789	2.29
		0.0021	0.043	0.06
18	4.62	3.9240	1.631	2.41
		0.0028	0.054	0.08
17	4.80	3.8378	1.556	2.47
		0.0033	0.063	0.10
16	4.44	3.7706	1.490	2.53
		0.0038	0.085	0.15

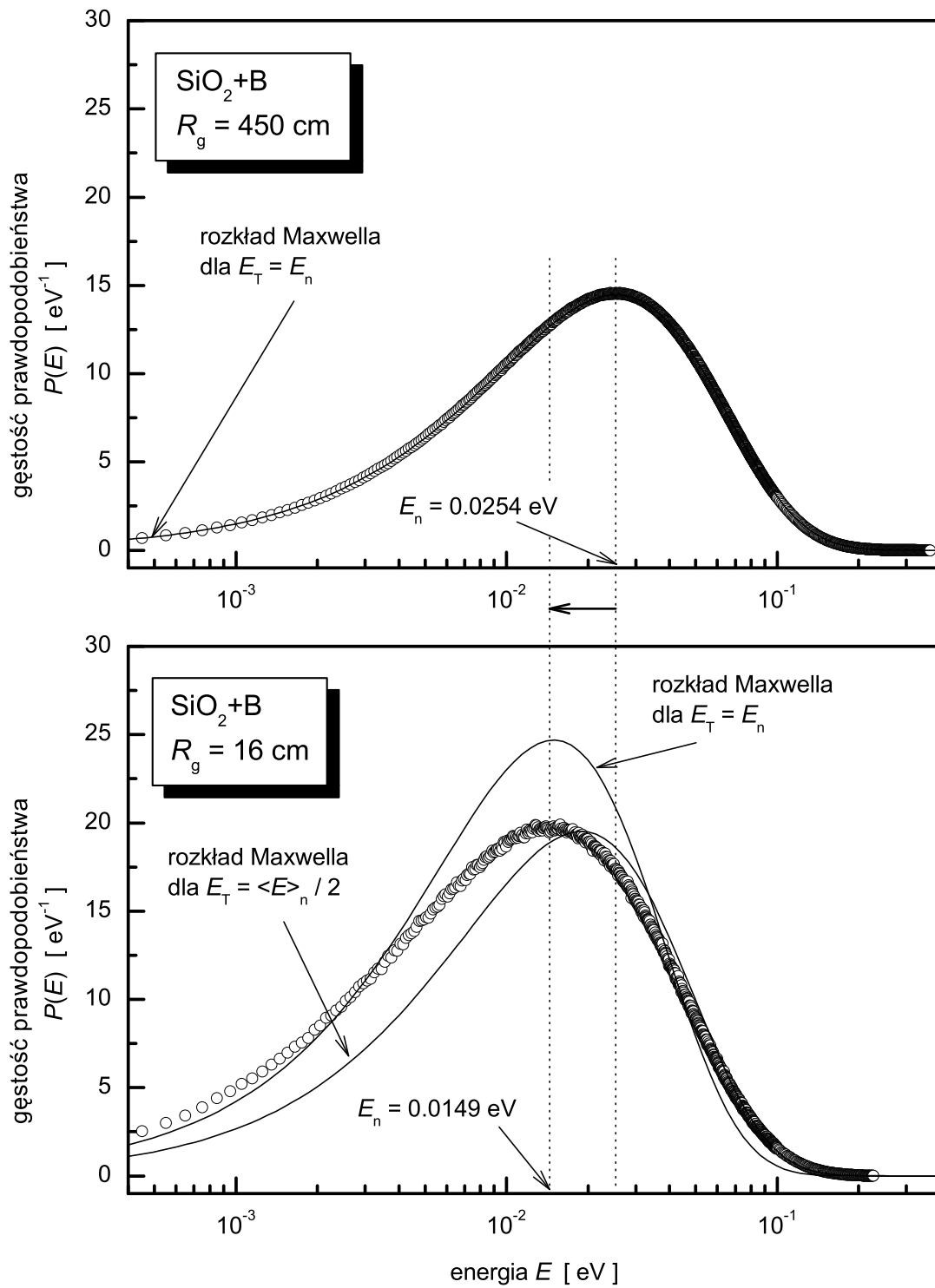
Na rysunku 9.3 zestawiono, otrzymane w symulacyjnym eksperymencie, rozkłady energetyczne strumienia neutronów w próbkach o promieniu $R_g = 450$ cm i $R_g = 16$ cm. Na górnym wykresie przedstawiono otrzymany w symulacyjnym eksperymencie rozkład energetyczny strumienia neutronów dla próbki o promieniu $R_g = 450$ cm. Rozkład został znormalizowany do jedności poprzez zastosowanie wzoru (8.2) do danych eksperymentalnych. Kółeczka reprezentują dane eksperymentalne, zaś linia ciągła odpowiada rozkładowi Maxwella danemu wzorem (3.2), gdzie za E_T podstawiono wyznaczoną eksperymentalnie wartość $E_n = 2.540 \cdot 10^{-2}$ eV. Zgodnie z tabelą 9.2, błąd E_n na poziomie 1σ wynosi $0.126 \cdot 10^{-2}$ eV, zatem otrzymana eksperymentalnie wartość E_n nie różni się od teoretycznej wartości $E_T = 2.53 \cdot 10^{-2}$ eV odpowiadającej położeniu maksimum rozkładu Maxwella w temperaturze pokojowej.



Rysunek 9.2: Stosunek energii średniej do energii najbardziej prawdopodobnej w próbkach krzemionki domieszkowanej borem, jako miara odkształcenia rozkładu energetycznego strumienia neutronów termicznych w próbce o promieniu R_g od rozkładu Maxwella.

Została zatem eksperymentalnie potwierdzona, udowodniona teoretycznie przez Nelkina (1960) i Williamsa (1966) teza, że również w przypadku, gdy w materiale zachodzi absorpcja typu $1/v$, w bezźródłowym ośrodku nieskończonym, strumień neutronów termicznych ma rozkład energetyczny Maxwella o energii najbardziej prawdopodobnej $E_T = kT$, gdzie T jest temperaturą ośrodka.

Na dolnym wykresie na rysunku 9.3, podobnie jak w przypadku czystej krzemionki, punkty z eksperymentu symulacyjnego zestawiono z dwiema funkcjami. Jedną z nich, to rozkład Maxwella, który ma taką samą energię najbardziej prawdopodobną jak rozkład eksperymentalny, czyli $E_T = E_n = 1.49 \cdot 10^{-2}$ eV. Drugą zaś jest rozkładem Maxwella, który ma taką samą energię średnią jak rozkład eksperymentalny, czyli ze związku $\langle E \rangle = 2E_T$ między energią średnią i energią najbardziej prawdopodobną w rozkładzie Maxwella, jest to rozkład Maxwella dla $E_T = \langle E \rangle_n / 2 = 1.8853 \cdot 10^{-2}$ eV. Jak widać, żaden z tych hipotetycznych rozkładów nie oddaje kształtu rozkładu eksperymentalnego. Zatem również w przypadku, gdy absorpcja w materiale ośrodka podlega prawu $1/v$, dla ośrodków ograniczonych i bezźródłowych nie można przyjąć, że strumień neutronów termicznych ma rozkład energetyczny Maxwella.



Rysunek 9.3: Rozkłady energetyczne strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem o promieniach $R_g = 450$ cm i $R_g = 16$ cm.

10 Rozkład energetyczny neutronów termicznych w wodzie

Inaczej niż w przypadku krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem, model gazu swobodnego nie jest adekwatny do opisu rozprożeń neutronów termicznych w materiałach zawierających wodór, ze względu na fakt, że masa neutronu jest zbliżona do masy atomu wodoru. Zachodzi zatem konieczność posługiwania się modelem $S(\alpha, \beta)$ do symulacji rozprożeń neutronów na atomach wodoru związanych w cząsteczce wody, a to pociąga za sobą ograniczenia nałożone przez odpowiednią bibliotekę przekrojów czynnych. Dla wodoru związanego w wodzie dane są przekroje czynne na rozpraszanie w kilku temperaturach, w tym w temperaturze $T = 300$ K, która czasem przez autorów kodu MCNP nieściśle utożsamiana jest z temperaturą pokojową. Zatem dla zapewnienia pełnej spójności eksperymentu symulacyjnego, autorka przyjęła, że ośrodek ma temperaturę $T = 300$ K. W tej temperaturze woda ma gęstość $\rho = 0.9965535$ g·cm⁻³ [Poradnik Fizyko-Chemiczny (1974)]. Przekroje czynne na rozpraszanie neutronu na wodorze związanym w cząsteczce wody pochodziły ze standardowej dla kodu MCNP biblioteki tmccs. Dla tlenu, podobnie jak w przypadku krzemionki, przyjęto rozpraszanie w oparciu o model gazu swobodnego i zastosowano przekroje czynne z biblioteki rmccs. Energia neutronów w źródle odpowiadająca temperaturze $T = 300$ K wynosiła $E = 2.5851 \cdot 10^{-2}$ eV. Symulacje przeprowadzono dla próbek o promieniach R_g : 30, 15 i 3 cm. Można przyjąć, że próbka o promieniu $R_g = 30$ cm przybliży ośrodek nieskończony, gdyż wyznaczona przy pomocy kodu MCNP przy okazji śledzenia poszczególnych historii neutronów średnia droga swobodna l neutronu dla tego przypadku wynosi 0.3189 cm, a stąd średnica próbki $2R_g = 60$ cm odpowiada około 188 drogom swobodnym l .

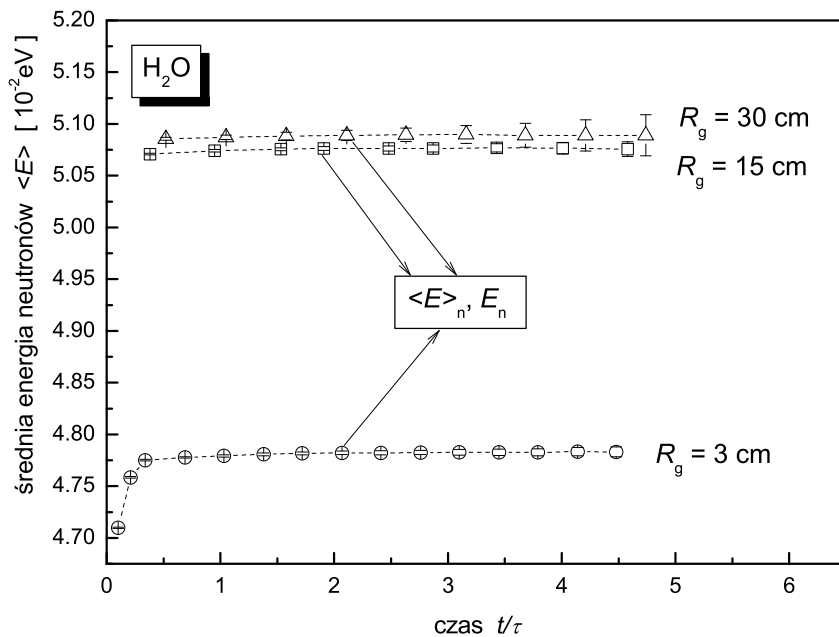
Do ustalenia czasu t_n , po którym rozkład energetyczny strumienia neutronów w badanych próbkach wody można uznać za stały w czasie, zastosowano postępowanie takie samo jak dla próbek krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem. Dodatkowo, w celu porównania średniego czasu życia neutronów w próbce otrzymanego ze śledzenia ich historii programem MCNP z ich przybliżonym czasem życia τ wyznaczonym ze wzoru $\tau = 1/\lambda$, autorka przyjęła bardzo duży czas odcięcia $t_k \cong 105\tau$ dla próbki wody o promieniu $R_g = 30$ cm, podczas gdy dla pozostałych próbek wahał się on w granicach od kilku do kilkunastu τ .

Wyznaczone zgodnie ze wzorem (7.3) wartości energii średniej $\langle E(t) \rangle$ neutronów w badanych próbkach wody zostały zebrane w tabelach 1÷3 zamieszczonych w dodatku C. Przybliżone średnie czasy życia τ neutronów w każdej z badanych próbek ujęte w tych tabelach zostały oszacowane zgodnie ze wzorem $\tau = 1/\lambda$, gdzie stałe zaniku λ obliczono w oparciu o wzory (4.30), (4.7), (4.37), (4.36). Skorzystano tutaj z neutronowych parametrów dyfuzyjnych wody wyznaczonych metodą zmiennego bucklingu w oparciu

o symulacje Monte Carlo eksperymentu impulsowego dla serii próbek wody o gęstości w temperaturze 20 °C [Drozdowicz *et al.* (2005)] dla przypadku, gdy we wzorze (4.30) współczynnik korekcyjny F nie został włączony. W celu przeliczenia ich wartości dla gęstości wody w temperaturze 300 K najpierw zostały obliczone uwolnione od gęstości neutronowe parametry dyfuzyjne

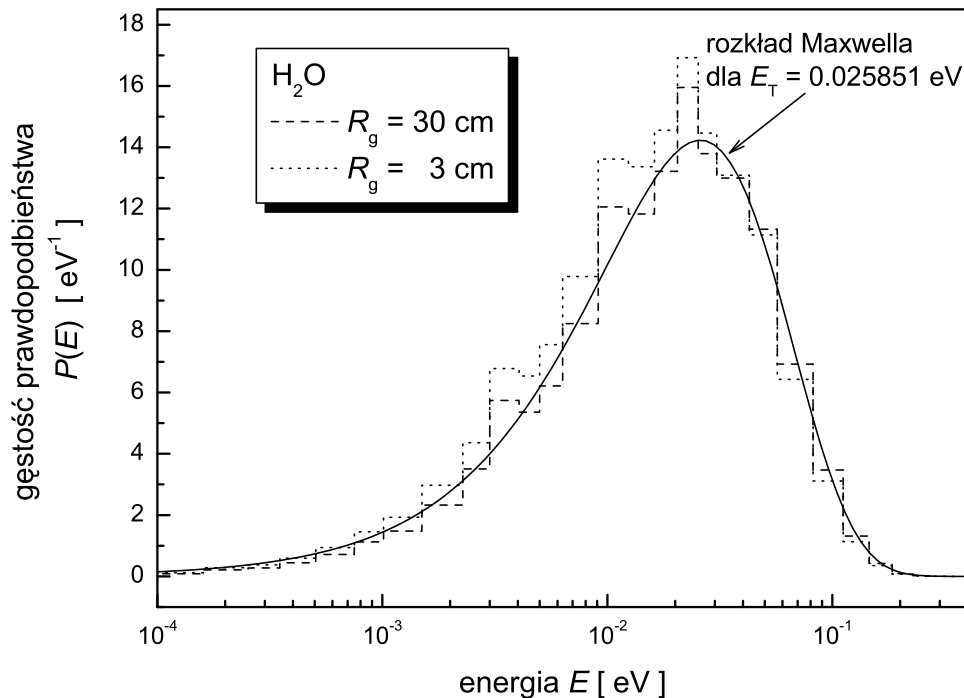
$$\lambda_a^M = \frac{\lambda_a}{\rho}, \quad D_0^M = \rho D_0, \quad C^M = \rho^3 C, \quad (10.1)$$

gdzie ρ - gęstość wody w temperaturze 20 °C. Następnie podstawiając we wzorach (10.1) za ρ gęstość wody w temperaturze 300 K obliczone zostały wartości λ_a , D_0 i C już dla tej gęstości. [Czubek (1997), Dąbrowska i Drozdowicz (2000)]. W wyżej wymienionych tabelach przez podkreślenie wyróżniono wiersze odpowiadające przyjętym do dalszej analizy energiom średnim $\langle E \rangle_n$. Zależność energii średniej $\langle E \rangle$ od czasu wyrażonego w jednostkach przybliżonego czasu życia τ neutronu w każdej z badanych próbek został zobrazowany na rysunku 10.1. Oszacowane zgodnie ze wzorem (8.1) wartości jej odchylenia standardowego są, z wyjątkiem kilku punktów, tak małe, że nie są widoczne na rysunku, ale zostały zamieszczone w wyżej wymienionych tabelach. Jak widać, można przyjąć, że energia średnia $\langle E \rangle$ neutronów ustala się po czasie około 2τ od impulsu i jej wartość $\langle E \rangle_n$, podobnie jak w przypadku krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem, maleje wraz ze zmniejszaniem się rozmiaru próbek, co potwierdza istnienie zjawiska ochładzania dyfuzyjnego.

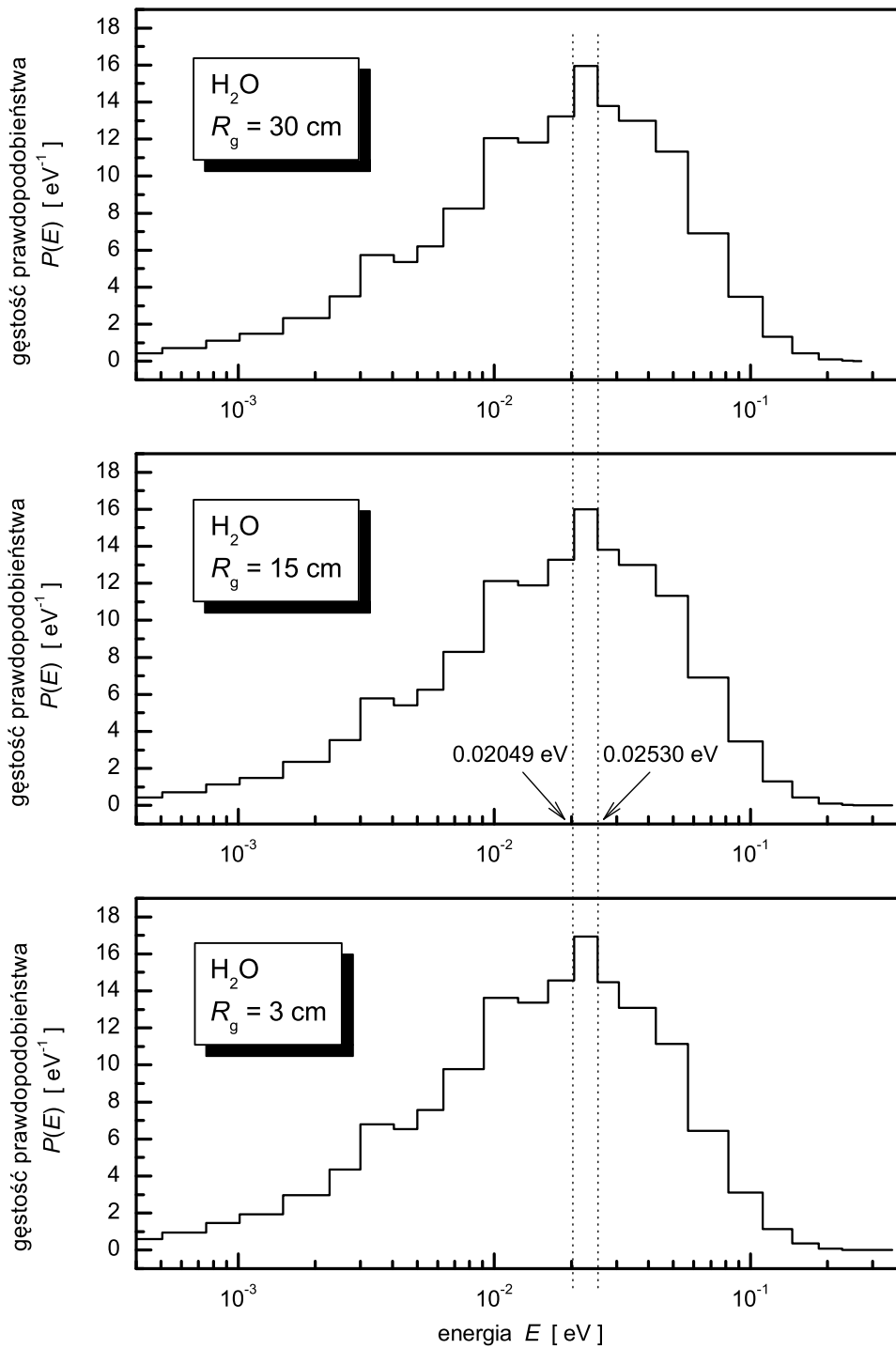


Rysunek 10.1: Zależność energii średniej $\langle E \rangle$ neutronów w próbkach wody od czasu t/τ , który upłynął od impulsu.

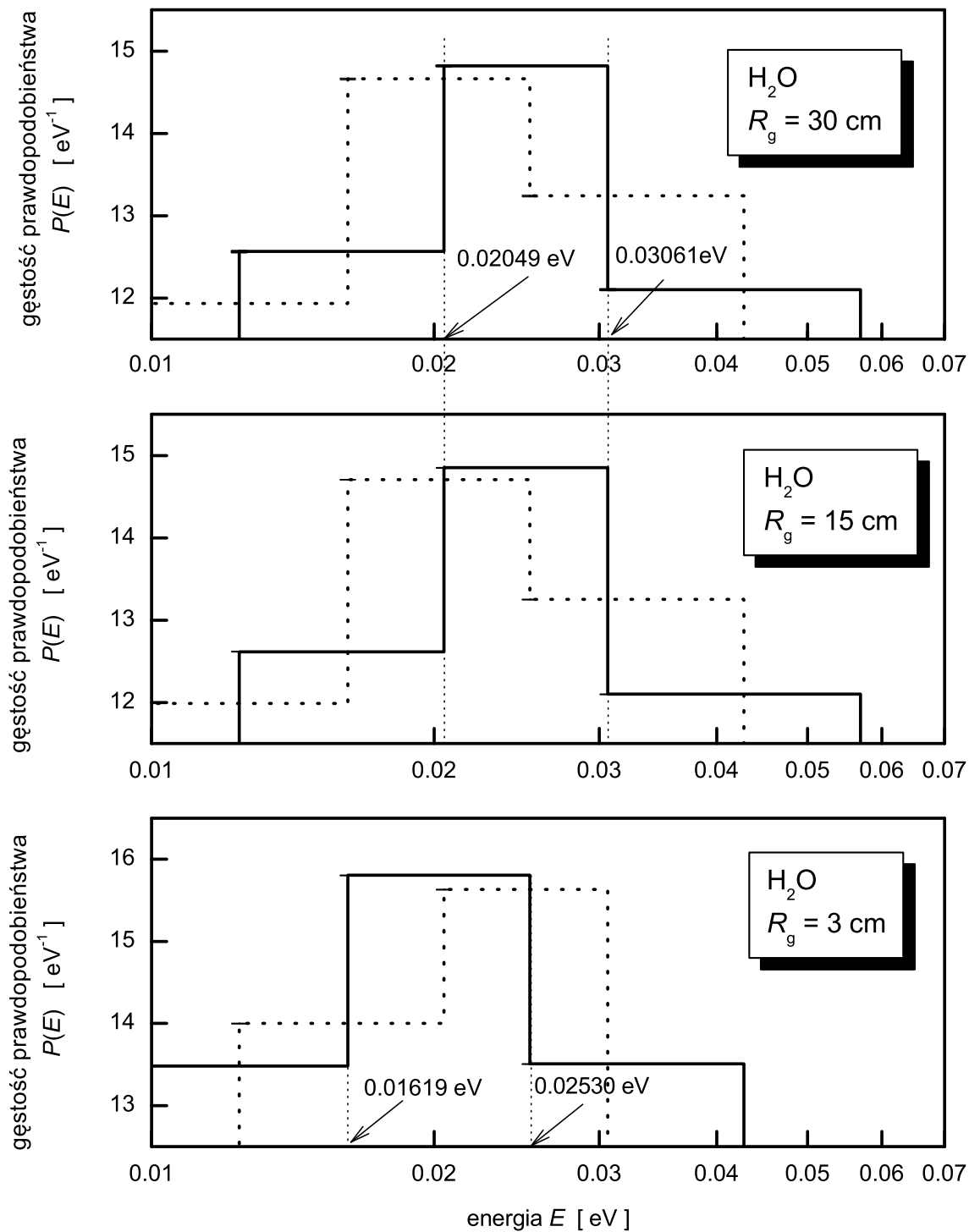
W przyjętych punktach analizy (czyli po czasie $t_n \cong 2\tau$ od impulsu) wyznaczono dla każdej z badanych próbek rozkłady energetyczne strumienia neutronów, które zgodnie ze wzorem (8.2) zostały znormalizowane do jedności. Na rysunku 10.2 zestawiono rozkłady dla próbek o promieniach $R_g = 30$ cm i $R_g = 3$ cm. Mają one kształt histogramów, gdzie zmienna niezależna - energia E - podzielona jest nierównomiernie na przedziały o dosyć dużej szerokości. Zastosowano tu strukturę siatki energetycznej użytej biblioteki przekrojów czynnych na rozpraszanie neutronów na atomie wodoru związanego w cząsteczce wody w oparciu o model $S(\alpha, \beta)$, to jest 57 kanałów energetycznych w zakresie od 0 do 10 eV. I choć konieczność stosowania w tym przypadku modelu $S(\alpha, \beta)$ znacznie ogranicza możliwości interpretacyjne tak otrzymanych rozkładów, to na rysunku 10.2 widać, że wykresy rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w małej i dużej próbce różnią się wyraźnie. Wartości gęstości prawdopodobieństwa dla niskich energii (punkty leżące na lewo od przedziału, w którym obydwie rozkłady osiągają wartość maksymalną) dla małej próbki są większe niż dla dużej próbki, zaś w miarę wzrostu energii tendencja ta ulega odwróceniu. Mamy więc do czynienia z ochładzaniem neutronów w małej próbce, co jest zgodne z przewidywaniami teoretycznymi i ze stwierdzonym powyżej faktem zmniejszania się energii średniej $\langle E \rangle_n$ neutronów w małych próbkach.



Rysunek 10.2: Rozkłady energetyczne strumienia neutronów termicznych w próbkach wody o promieniach $R_g = 30$ cm i $R_g = 3$ cm zestawione z rozkładem Maxwella dla ośrodka o temperaturze 300 K.



Rysunek 10.3: Rozkłady energetyczne strumienia neutronów termicznych w próbkach wody.



Rysunek 10.4: Okolice maksimów rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w próbkach wody, otrzymanych przez połączenie dwóch sąsiednich kanałów energetycznych rozkładów przedstawionych na rysunku 10.3.

Sprawdzenie wprowadzonego na stronie 63 kryterium $\langle E \rangle_n = 2E_n$ zgodności badanych rozkładów z rozkładem Maxwella nastęrcza znacznych trudności ze względu na brak możliwości dostatecznie precyzyjnego wyznaczenia położenia ich maksimum E_n . Rysunek 10.3 sugeruje, że maksima każdego z badanych rozkładów przypadają w przedziale $(2.049 \div 2.530) \cdot 10^{-2}$ eV. Jeśli jednak założyć, że narzucone przez stosowaną bibliotekę przekrojów czynnych granice przedziałów nie zostały dobrze dobrane, można sobie wyobrazić sytuację, w której maksimum rzeczywistego rozkładu znajduje się w sąsiednim kanale energetycznym położonym bądź to na prawo, bądź na lewo od tego przedziału. W celu uwzględnienia takiej możliwości utworzono nowe rozkłady poprzez łączenie dwóch sąsiednich kanałów energetycznych w taki sposób, by przedział, w którym stary rozkład osiągał wartość maksymalną, był raz początkiem, a raz końcem nowego kanału. Stosując takie postępowanie otrzymano dla każdej próbki dwa nowe rozkłady energetyczne. Do określenia przedziału, w którym leży energia najbardziej prawdopodobna E_n przyjęto ten, dla którego wartość gęstości prawdopodobieństwa w kanale określającym położenie jej maksimum była większa. Na rysunku 10.4 uwidoczniono okolice maksimum nowych rozkładów dla każdej z badanych próbek. Zaznaczono też błędy na poziomie 1σ dla każdego z nowych kanałów energetycznych, są one jednak tak małe, że są słabo widoczne na wykresach. Ciągłą linią narysowane są rozkłady przyjęte jako podstawa do określenia przedziału, w którym leży energia najbardziej prawdopodobna E_n .

Tabela 10.1: Wartości energii średniej $\langle E \rangle_n$ i granice przedziałów, w których leży energia najbardziej prawdopodobna E_n strumienia neutronów w próbkach wody w funkcji ich promienia R_g .

R_g	t/τ	$\langle E \rangle_n$	$\langle E \rangle_n / 2$	E_n
[cm]		$\sigma_{\langle E \rangle_n}$ [10^{-2} eV]	$\sigma_{\langle E \rangle_n / 2}$ [10^{-2} eV]	[10^{-2} eV]
30	2.11	5.0889	2.5445	2.049 \div 3.061
		0.0050	0.0025	
15	1.91	5.0762	2.5381	2.049 \div 3.061
		0.0018	0.0009	
3	2.07	4.7821	2.3911	1.619 \div 2.530
		0.0017	0.0009	

W tabeli 10.1 zebrano wartości energii średniej $\langle E \rangle_n$ i granice przedziałów, w których leży energia najbardziej prawdopodobna E_n rozkładu strumienia neutronów w badanych próbkach. Z kryterium $\langle E \rangle_n = 2E_n$ wynika warunek, że dla rozkładu Maxwella $\langle E \rangle_n / 2$ jest równe E_n . Porównując dane w dwóch ostatnich kolumnach tabeli 10.1, nie można wykluczyć spełnienia tego kryterium dla żadnej z próbek, gdyż ze względu na dużą niepewność wyznaczenia E_n , w każdym z badanych przypadków wartość $\langle E \rangle_n / 2$ leży

w przedziale określającym wartość E_n .

Reasumując, w przypadku wody, eksperyment symulacyjny potwierdził jedynie istnienie zjawiska ochładzania dyfuzyjnego w ośrodku ograniczonym. Co do kształtu rozkładu energetycznego strumienia neutronów, narzucona przez bibliotekę przekrojów czynnych struktura kanałów energetycznych nie pozwala na wysnucie dalej idących wniosków poza tym, że w oparciu o kryterium $\langle E \rangle_n = 2E_n$, w żadnym z badanych przypadków nie można wykluczyć rozkładu Maxwella. Jednak w oparciu o analizę wykresów przedstawionych na rysunku 10.2, można z dużą dozą pewności twierdzić, że również w przypadku małej próbki wody (linia przerywana) nastąpiło odkształcenie rozkładu energetycznego od rozkładu Maxwella. Linia ciągła przedstawia bowiem rozkład w próbce, która przybliża ośrodek nieskończony. Zatem, zgodnie z teorią, wykres ten jest zgrubną reprezentacją rozkładu Maxwella. Ponieważ wykresy dla dwóch próbek różnią się znacznie, to rozkład energetyczny strumienia neutronów termicznych w małej próbce nie może mieć kształtu maxwellowskiego.

11 Weryfikacja przybliżonego wzoru na położenie maksimum rozkładu energetycznego

Otrzymane w wyniku eksperymentu symulacyjnego rozkłady strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem, w szczególności zaś parametry tych rozkładów: energia najbardziej prawdopodobna E_n i energia średnia $\langle E \rangle_n$, pozwalają na weryfikację przybliżonego wzoru (4.27)^{11.1} poprzez porównanie wartości wyliczonych na jego podstawie wielkości, które tutaj jako wynik przewidywany przez teorię, opatrzone są indeksem t , z ich odpowiednikami uzyskanymi na drodze eksperymentu symulacyjnego, które na analogicznej zasadzie mają indeks e .

Przyjęto do porównania następujące wielkości:

- $\sqrt{E_n}$ - jako wielkość, która poprzez związek: $E_n = \frac{mv_n^2}{2}$, gdzie m - masa neutronu, określa położenie v_n maksimum rozkładu $M(v) dv$ gęstości neutronów termicznych,
- $\langle E \rangle_n$ - średnią energię neutronów, która dla rozkładu $M(E) dE$ strumienia neutronów termicznych spełnia zależność $\langle E \rangle_n = 2E_n$,
- $\langle D \rangle$ - współczynnik dyfuzji ważony rozkładem energetycznym $P(E) dE$ strumienia neutronów termicznych

$$\langle D \rangle = \int_E D(E)P(E) dE, \quad (11.1)$$

gdzie współczynnik dyfuzji $D(E)$ jest określony wzorem (2.11).

W celu określenia wartości $\sqrt{E_{nt}}$ skorzystano z przekształconej wersji (7.5) wzoru (4.27), która wyraża położenie E_n maksimum rozkładu, jako funkcję: bucklingu geometrycznego B^2 próbki, położenia $E_T = kT$ maksimum rozkładu Maxwella dla ośrodka nieskończonego o temperaturze T , oraz parametrów dyfuzji neutronów termicznych: D_0 i C_D materiału ośrodka. Zależność (7.5), według przyjętej tutaj notacji, można zgodnie ze wzorami (4.29) i (4.28), przedstawić jako

$$\sqrt{E_{nt}} = \sqrt{E_T} \left(1 - \frac{C}{D_0} B^2 \right), \quad (11.2)$$

gdy zaniedbujemy poprawkę C_t , lub

$$\sqrt{E_{nt}} = \sqrt{E_T} \left[1 - \left(\frac{C}{D_0} + \frac{1}{15\Sigma_s^2} \right) B^2 \right] \quad (11.3)$$

z uwzględnieniem poprawki C_t (dla materiałów, dla których $\Sigma_s(E) = const = \Sigma_s$) i porównać tak obliczone wartości teoretyczne $\sqrt{E_{nt}}$ z ich odpowiednikami $\sqrt{E_{ne}}$ uzyskanymi

^{11.1}Niestety, w analogicznym eksperymencie z próbkami wody nie było możliwe określenie z dostateczną dokładnością wartości energii E_n i stąd jego wyniki nie mogły być wykorzystane w tym celu.

z wyznaczonych na drodze eksperymentu symulacyjnego położen E_{ne} maksimum rozkładów strumienia neutronów termicznych w badanych próbkach.

Korzystając z zależności $\langle E \rangle_{nt} = 2E_{nt}$ dla rozkładu Maxwella, można wyliczyć w oparciu o wzory (11.2) i (11.3) teoretyczne wartości energii średniej $\langle E \rangle_{nt}$ i porównać je z ich odpowiednikami $\langle E \rangle_{ne}$, wyznaczonymi z rozkładów eksperymentalnych.

Dla określonego wzorem (11.1) współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle$, można wyliczyć jego wartość teoretyczną $\langle D \rangle_t$ przyjmując za $P(E) dE$ rozkład Maxwella $M(E) dE$, w którym położenie maksimum określa wartość energii E_{nt} wyliczona w oparciu o wzory (11.2) oraz (11.3) i porównać z wartością $\langle D \rangle_e$ uzyskaną na drodze ważenia $D(E)$ rozkładem otrzymanym w wyniku eksperymentu symulacyjnego.

W tabelach 11.1 i 11.2 zostały zestawione teoretyczne, obliczone w oparciu o wzory (11.2) i (11.3) wartości $\sqrt{E_{nt}}$ i $\langle E \rangle_{nt}$, oraz ich odpowiedniki $\sqrt{E_{ne}}$ i $\langle E \rangle_{ne}$ wyznaczone z eksperymentalnych rozkładów strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki na podstawie danych z tabeli 8.1. Zgodnie z założeniami eksperymentu, energia E_T była równa $2.53 \cdot 10^{-2}$ eV. Wartości bucklingu B^2 próbek o promieniu R_g obliczono w oparciu o wzory (4.7), (4.37) i (4.35). Stała dyfuzji D_0 i współczynnik ochładzania dyfuzyjnego C neutronów w krzemionce, wyznaczone metodą zmiennego bucklingu poprzez symulację Monte Carlo impulsowego eksperymentu neutronowego [Drozdowicz *et al.* (2003)], wynosiły odpowiednio $D_0 = (309\,700 \pm 1\,100) \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ i $C = (1\,905\,000 \pm 51\,000) \text{ cm}^4 \cdot \text{s}^{-1}$. Przekrój czynny na rozpraszanie neutronów termicznych w krzemionce został obliczony programem SIGSA: $\Sigma_s = (0.2541 \pm 0.0003) \text{ cm}^{-1}$.

Analiza wyników zamieszczonych w tabelach 11.1 i 11.2 prowadzi do wniosku, że tylko dla dwóch dużych próbek ($R_g = 450 \text{ cm}$ i $R_g = 45 \text{ cm}$), wyznaczone eksperymentalnie wartości $\sqrt{E_{ne}}$ są zgodne z ich teoretycznymi odpowiednikami $\sqrt{E_{nt}}$ w granicach błędu na poziomie 1σ , przy czym dla wszystkich próbek uwzględnienie poprawki C_t w wyliczeniu $\sqrt{E_{nt}}$ poprawia jego zgodność z eksperymentem. Również wartości energii średnich $\langle E \rangle_{nt}$ i $\langle E \rangle_{ne}$ są zgodne w granicach błędu na poziomie 1σ tylko dla dwóch największych próbek, ale tym razem uwzględnienie poprawki C_t , przeciwnie niż w przypadku wielkości $\sqrt{E_{nt}}$, wprowadza większą różnicę między teorią i eksperymentem. Bez względu jednak na to, jakie wielkości teoretyczne porównujemy z ich eksperymentalnymi odpowiednikami, różnica między ich wartościami rośnie wraz ze zmniejszaniem się rozmiarów próbek.

Na rysunku 11.1 przedstawiony jest wykres $\sqrt{E_n}$ w funkcji bucklingu B^2 dla krzemionki. Proste, narysowane linią ciągłą, obrazują liniową zależność $\sqrt{E_{nt}}$ od B^2 : $\sqrt{E_{nt}} = aB^2 + b$. Wartości a i b zostały obliczone raz ze wzoru (11.2) bez uwzględnienia poprawki C_t , a drugi raz ze wzoru (11.3) uwzględniającego poprawkę C_t . Na obu tych prostych zaznaczone są punkty odpowiadające danym teoretycznym z tabel 11.1 i 11.2. Kwadraty i kółka oznaczają odpowiednio dane teoretyczne obliczone bez uwzględnienia poprawki C_t i z jej uwzględnieniem. Trójkątami zaznaczono punkty odpowiadające wartościom $\sqrt{E_{ne}}$ wyz-

Tabela 11.1: Zestawienie teoretycznych i eksperymentalnych parametrów rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki.

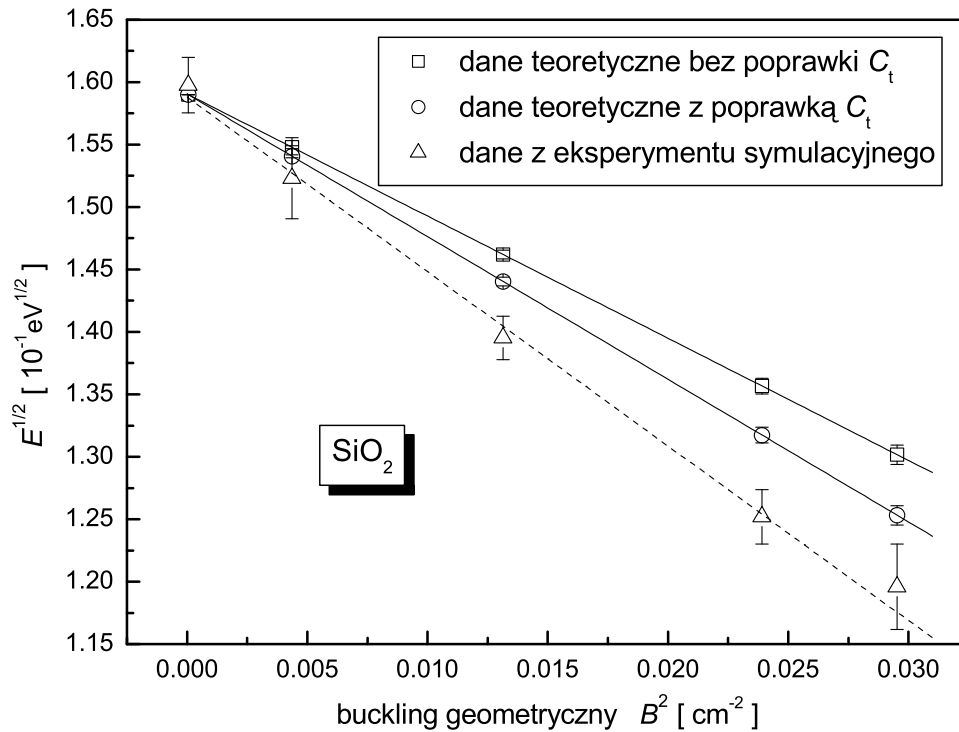
R_g	B^2	$\sqrt{E_{nt}}$ $\sigma_{\sqrt{E_{nt}}}$	$\sqrt{E_{ne}}$ $\sigma_{\sqrt{E_{ne}}}$	$\langle E \rangle_{nt}$ $\sigma_{\langle E \rangle_{nt}}$	$\langle E \rangle_{ne}$ $\sigma_{\langle E \rangle_{ne}}$
[cm]	[cm ⁻²]	[10 ⁻¹ eV ^{1/2}]	[10 ⁻¹ eV ^{1/2}]	[10 ⁻² eV]	[10 ⁻² eV]
450	0.00005	1.59013	1.59763	5.0570	5.0478
		0.00001	0.02219	0.0001	0.0041
45	0.00437	1.54782	1.52314	4.7915	4.7943
		0.00116	0.03242	0.0072	0.0027
25	0.01314	1.46201	1.39525	4.2750	4.3269
		0.00347	0.01733	0.0203	0.0018
18	0.02391	1.35666	1.25199	3.6811	3.8742
		0.00632	0.02175	0.0343	0.0019
16	0.02953	1.30163	1.19586	3.3885	3.6603
		0.00780	0.03422	0.0406	0.0062

Tabela 11.2: Zestawienie teoretycznych i eksperymentalnych parametrów rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki. Uwzględnienie poprawki C_t w rozkładzie teoretycznym.

R_g	B^2	$\sqrt{E_{nt}}$ $\sigma_{\sqrt{E_{nt}}}$	$\sqrt{E_{ne}}$ $\sigma_{\sqrt{E_{ne}}}$	$\langle E \rangle_{nt}$ $\sigma_{\langle E \rangle_{nt}}$	$\langle E \rangle_{ne}$ $\sigma_{\langle E \rangle_{ne}}$
[cm]	[cm ⁻²]	[10 ⁻¹ eV ^{1/2}]	[10 ⁻¹ eV ^{1/2}]	[10 ⁻² eV]	[10 ⁻² eV]
450	0.00005	1.59005	1.59763	5.0565	5.0478
		0.00001	0.02219	0.0001	0.0041
45	0.00437	1.54064	1.52314	4.7471	4.7943
		0.00116	0.03242	0.0110	0.0027
25	0.01314	1.44042	1.39525	4.1496	4.3269
		0.00347	0.01733	0.0288	0.0018
18	0.02391	1.31738	1.25199	3.4710	3.8742
		0.00632	0.02175	0.0439	0.0019
16	0.02953	1.25311	1.19586	3.1406	3.6603
		0.00780	0.03422	0.0490	0.0062

naczonym z rozkładów eksperymentalnych. Do tych punktów została dopasowana prosta. Jak widać $\sqrt{E_{ne}}$ zależy nadal liniowo od bucklingu B^2 (przynajmniej w badanym zakresie

B^2), ale zależność ochładzania dyfuzyjnego od B^2 jest tu silniejsza niż ta, wynikająca ze wzoru (4.27), przy czym uwzględnienie poprawki C_t przybliża krzywą teoretyczną do krzywej eksperymentalnej. W tabeli 11.3 zostały zebrane parametry liniowej zależności $\sqrt{E_n} = aB^2 + b$ dla krzemionki, gdzie a i b obliczono w oparciu o wzory (11.2) i (11.3), oraz otrzymano poprzez dopasowanie prostej do punktów eksperymentalnych.



Rysunek 11.1: Zależność $\sqrt{E_n}$ od bucklingu B^2 dla neutronów termicznych w krzemionce.

Tabela 11.3: Parametry liniowej zależności $\sqrt{E_n} = aB^2 + b$ dla neutronów termicznych w krzemionce.

	a $10^{-1}\text{eV}^{1/2}\text{cm}^2$	σ_a $10^{-1}\text{eV}^{1/2}\text{cm}^2$	b $10^{-1}\text{eV}^{1/2}$	σ_b $10^{-1}\text{eV}^{1/2}$
eksperyment symulacyjny	-13.97	1.06	1.588	0.018
wzór (11.2)	- 9.78	0.26	1.591	0.000
wzór (11.3)	-11.43	0.26	1.591	0.000

Aby przeprowadzić podobne porównanie wielkości teoretycznych z eksperymentalnymi dla próbek krzemionki domieszkowanej borem, wyznaczono parametry dyfuzji: D_0 i C neutronów termicznych w tym materiale metodą zmiennego bucklingu. W tym celu przeprowadzono symulacje impulsowego eksperymentu neutronowego dla 19 kulistych

próbek o promieniach R_g z zakresu $6.5 \div 45.0$ cm i wyznaczono stałe zaniku λ strumienia neutronów termicznych w tych próbkach. Zostały one zebrane w tabeli 11.4 i uzupełnione o wartość λ w ośrodku nieskończonym, która zgodnie ze wzorem (4.30) jest równa częstości absorpcji λ_a neutronów termicznych w tym materiale. Jej wartość obliczono na podstawie przyjętego składu chemicznego krzemionki domieszkowanej borem przy pomocy programu SIGSA. Dopasowując krzywą bucklingową określoną wzorem (4.30) do punktów pomiarowych $P_i(B_i^2, \lambda_i)$, potraktowano częstości absorpcji λ_a jako znany parametr i wobec tego metodą regresji były wyznaczane tylko wartości D_0 , C i F . Wartości bucklingu B_i^2 były obliczane według wzorów (4.7), (4.37), (4.35). Ponieważ buckling B^2 , poprzez długość ekstrapolacji d , jest słabą funkcją D_0 , jak w każdym z tego typu przypadków, konieczne było wykonanie iteracji, do momentu, gdy wartość D_0 się ustabilizowała.

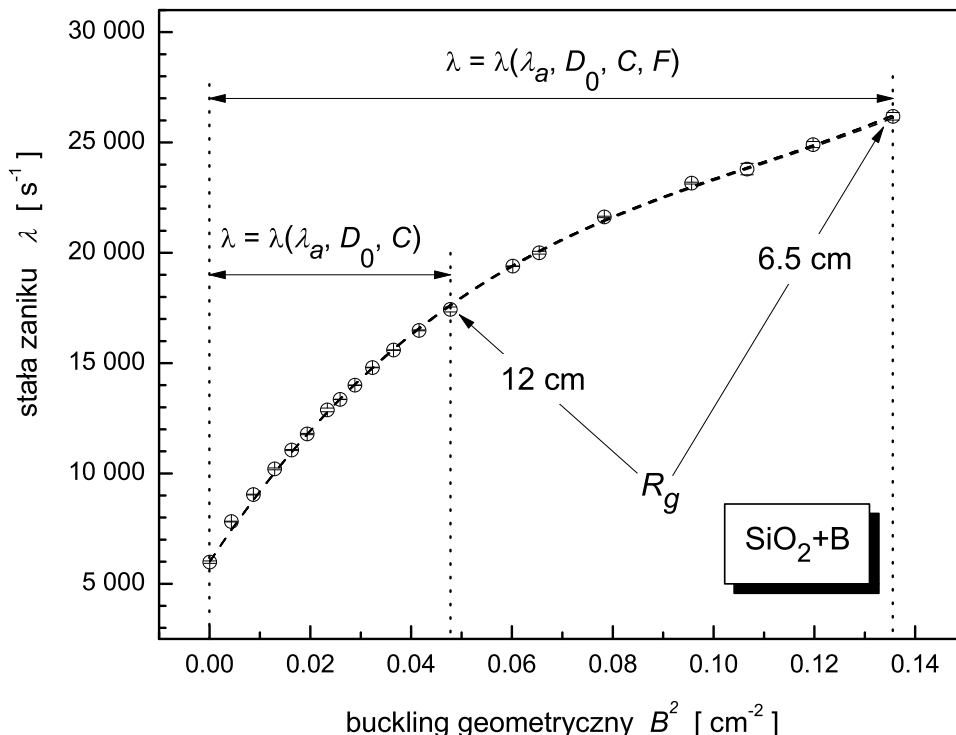
Tabela 11.4: Stałe zaniku λ strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem.

R_g [cm]	∞	45.0	31.0	25.0	22.0	20.0	18.0	17.0	16.0	15.0
λ [s ⁻¹]	5983	7821	9044	10207	11062	11788	12879	13357	13999	14799
σ_λ [s ⁻¹]	55	19	14	45	26	27	87	8	11	12
R_g [cm]	14.0	13.0	12.0	10.5	10.0	9.0	8.0	7.5	7.0	6.5
λ [s ⁻¹]	15592	16483	17435	19396	20003	21627	23162	23797	24905	26185
σ_λ [s ⁻¹]	13	20	115	13	63	33	42	258	138	170

Otrzymane w ten sposób parametry dyfuzji λ_a , D_0 , C i F neutronów termicznych w krzemionce domieszkowanej borem, zostały zebrane w pierwszym wierszu tabeli 11.5, a odpowiadający im wykres krzywej bucklingowej z punktami eksperymentalnymi przedstawiony na rysunku 11.2.

Tabela 11.5: Parametry dyfuzji neutronów termicznych w krzemionce domieszkowanej borem.

zakres R_g	zakres B^2	λ_a	D_0	C	F
[cm]	[cm ⁻²]	σ_{λ_a}	σ_{D_0}	σ_C	σ_F
		[s ⁻¹]	[cm ² s ⁻¹]	[cm ⁴ s ⁻¹]	[cm ⁶ s ⁻¹]
$6.5 \div \infty$	$0 \div 0.136$	5983	344400	2463000	7550000
			3600	90000	510000
$12.0 \div \infty$	$0 \div 0.048$	55	350000	2337000	-
			5500	149000	-



Rysunek 11.2: Krzywa bucklingowa dla krzemionki domieszkowanej borem.

W celu wyznaczenia zakresu zmienności bucklingu, w którym uwzględnienie poprawki F we wzorze (4.30) nie jest konieczne, przeprowadzono szereg dopasowań krzywej bucklingowej do punktów eksperymentalnych, kolejno odrzucając punkty P_i o największym bucklingu B_i^2 , aż do momentu, gdy otrzymane w wyniku regresji, wartości D_0 i C były w granicach błędów na poziomie 1σ równe tym, wyznaczonym w pełnym zakresie B^2 . Uzyskane tą drogą, końcowe wartości D_0 i C znajdują się w drugim wierszu tabeli 11.5. Odpowiadający im zakres zmienności promienia R_g próbki wynosi $12 \div 45$ cm.

Do weryfikacji wzoru (4.27) w oparciu o rozkłady energetyczne w próbkach krzemionki domieszkowanej borem, przyjęto wartości D_0 i C z drugiego wiersza tabeli 11.5, gdyż promień najmniejszej próbki, w której badano rozkład strumienia neutronów wynosił 16 cm. Przekrój czynny na rozpraszanie neutronów termicznych w krzemionce domieszkowanej borem obliczono przy pomocy programu SIGSA: $\Sigma_s = (0.2541 \pm 0.0003) \text{ cm}^{-1}$. Analiza wyników zamieszczonych w tabelach 11.6 i 11.7 wskazuje, że w przypadku braku uwzględnienia poprawki C_t , zgodność między wartościami teoretycznymi $\sqrt{E_{nt}}$ a eksperymentalnymi $\sqrt{E_{ne}}$ zachodzi tylko dla dwóch największych próbek, zaś uwzględnienie poprawki C_t istotnie ją poprawia, gdyż w tym przypadku zachodzi zgodność $\sqrt{E_{nt}}$ i $\sqrt{E_{ne}}$ w granicach błędów na poziomie 1σ dla wszystkich próbek. Podobnie jak w przypadku czystej krzemionki, uwzględnienie poprawki C_t przy obliczaniu $\langle E \rangle_{nt}$ wprowadza większą różnicę między teorią i eksperymentem i bez względu na to jakie wielkości porównu-

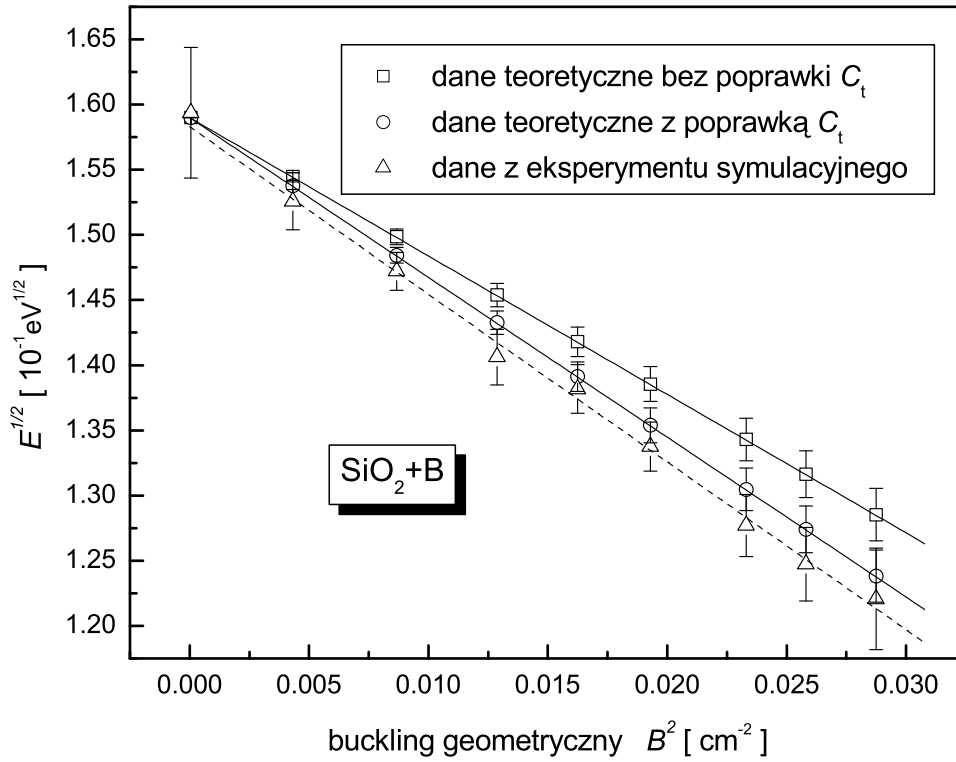
jemy, różnica między wynikami eksperymentalnymi i teoretycznymi rośnie wraz ze zmniejszaniem się rozmiarów próbek.

Tabela 11.6: Zestawienie teoretycznych i eksperymentalnych parametrów rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem.

R_g	B^2	$\sqrt{E_{nt}}$ $\sigma_{\sqrt{E_{nt}}}$	$\sqrt{E_{ne}}$ $\sigma_{\sqrt{E_{ne}}}$	$\langle E \rangle_{nt}$ $\sigma_{\langle E \rangle_{nt}}$	$\langle E \rangle_{ne}$ $\sigma_{\langle E \rangle_{ne}}$
[cm]	[cm ⁻²]	[10 ⁻¹ eV ^{1/2}]	[10 ⁻¹ eV ^{1/2}]	[10 ⁻² eV]	[10 ⁻² eV]
450	0.00005	1.59009 0.00003	1.59360 0.05010	5.0568 0.0002	5.0448 0.0025
45	0.00432	1.54475 0.00301	1.52576 0.02196	4.7725 0.0186	4.7821 0.0024
31	0.00867	1.49852 0.00605	1.47204 0.01462	4.4911 0.0362	4.5591 0.0029
25	0.01288	1.45381 0.00898	1.40626 0.02125	4.2272 0.0522	4.3651 0.0016
22	0.01625	1.41800 0.01133	1.38175 0.01866	4.0215 0.0643	4.2290 0.0027
20	0.01930	1.38560 0.01346	1.33766 0.01881	3.8398 0.0746	4.1046 0.0021
18	0.02331	1.34299 0.01626	1.27699 0.02391	3.6073 0.0873	3.9240 0.0028
17	0.02581	1.31645 0.01800	1.24739 0.02824	3.4661 0.0948	3.8378 0.0033
16	0.02874	1.28532 0.02005	1.22068 0.03889	3.3041 0.1031	3.7706 0.0038

Tabela 11.7: Zestawienie teoretycznych i eksperymentalnych parametrów rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem. Uwzględnienie poprawki C_t w rozkładzie teoretycznym.

R_g	B^2	$\sqrt{E_{nt}}$ $\sigma_{\sqrt{E_{nt}}}$	$\sqrt{E_{ne}}$ $\sigma_{\sqrt{E_{ne}}}$	$\langle E \rangle_{nt}$ $\sigma_{\langle E \rangle_{nt}}$	$\langle E \rangle_{ne}$ $\sigma_{\langle E \rangle_{ne}}$
[cm]	[cm ⁻²]	[10 ⁻¹ eV ^{1/2}]	[10 ⁻¹ eV ^{1/2}]	[10 ⁻² eV]	[10 ⁻² eV]
450	0.00005	1.59009	1.59360	5.0563	5.0448
		0.00003	0.05010	0.0003	0.0025
45	0.00432	1.53767	1.52576	4.7288	4.7821
		0.00301	0.02196	0.0285	0.0024
31	0.00867	1.48428	1.47204	4.4062	4.5591
		0.00605	0.01462	0.0533	0.0029
25	0.01288	1.43267	1.40626	4.1051	4.3651
		0.00898	0.02125	0.0737	0.0016
22	0.01625	1.39132	1.38175	3.8716	4.2290
		0.01133	0.01866	0.0878	0.0027
20	0.01930	1.35391	1.33766	3.6662	4.1046
		0.01346	0.01881	0.0987	0.0021
18	0.02331	1.30472	1.27699	3.4046	3.9240
		0.01626	0.02391	0.1107	0.0028
17	0.02581	1.27407	1.24739	3.2465	3.8378
		0.01800	0.02824	0.1169	0.0033
16	0.02874	1.23813	1.22068	3.0659	3.7706
		0.02005	0.03889	0.1229	0.0038



Rysunek 11.3: Zależność $\sqrt{E_n}$ od bucklingu B^2 dla neutronów termicznych w krzemionce domieszkowanej borem.

Na rysunku 11.3 przedstawiony jest wykres $\sqrt{E_n}$ w funkcji bucklingu B^2 dla krzemionki domieszkowanej borem, będący odpowiednikiem wykresu z rysunku 11.1 dla krzemionki. I w tym przypadku dopasowanie prostej do punktów eksperymentalnych daje podstawę do twierdzenia, że $\sqrt{E_{ne}}$ zależy liniowo od bucklingu B^2 , a uwzględnienie poprawki C_t zbliża krzywą teoretyczną do eksperymentalnej, które w tym konkretnie przypadku, biorąc pod uwagę analizę błędów na poziomie 1σ , praktycznie się pokrywają. W tabeli 11.8 zostały zebrane parametry liniowej zależności $\sqrt{E_n} = aB^2 + b$ dla krzemionki domieszkowanej borem, gdzie a i b obliczono w oparciu o wzory (11.2) i (11.3), oraz otrzymano poprzez dopasowanie prostej do punktów eksperymentalnych.

W celu obliczenia współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle_t$ i jego eksperymentalnego odpowiednika $\langle D \rangle_e$ w badanych próbkach krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem, zgodnie ze wzorem (11.1), scałkowano numerycznie iloczyn $D(E)P(E) dE$ w zakresie od 0 do 1 eV, zastępując go iloczynem $D(E_i)P(E_i) \Delta_i E$ w 1482 kanałach energetycznych pokrywających się z tymi, dla których wyznaczono rozkłady strumienia neutronów. Przyjęto, że energia E_i w danym przedziale i jest równa energii w połowie przedziału. W przypadku obliczania $\langle D \rangle_t$, wartości funkcji gęstości prawdopodobieństwa $P(E_i)$ uzyskano w oparciu o rozkład Maxwella (3.2), w którym dla każdej z próbek za E_T podstawiono wartości energii E_{nt} , obliczone raz ze wzoru (11.2), nie uwzględniającego poprawki C_t , a drugi

Tabela 11.8: Parametry liniowej zależności $\sqrt{E_n} = aB^2 + b$ dla neutronów termicznych w krzemionce domieszkowanej borem.

	a $10^{-1}\text{eV}^{1/2}\text{cm}^2$	σ_a $10^{-1}\text{eV}^{1/2}\text{cm}^2$	b $10^{-1}\text{eV}^{1/2}$	σ_b $10^{-1}\text{eV}^{1/2}$
eksperyment symulacyjny	-12.87	0.31	1.583	0.005
wzór (11.2)	-10.62	0.70	1.591	0.000
wzór (11.3)	-12.26	0.70	1.591	0.000

raz ze wzoru (11.3), który ją uwzględnia. Przy określaniu $\langle D \rangle_e$, posłużono się wyznaczonymi na drodze eksperymentu symulacyjnego rozkładami energetycznymi strumienia neutronów termicznych w badanych próbkach. Wartości $D(E_i)$ w przyjętych kanałach energetycznych otrzymano w oparciu o wzór (2.11). Skorzystano przy tym z faktu, że przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych w badanych materiałach podlega prawu $1/v$, a przekrój czynny na transport jest niezależny od energii. Dla takiego zatem przypadku, wartość współczynnika dyfuzji dla neutronów o energii E_i , można zgodnie ze wzorem (2.11) przedstawić zależnością

$$D(E_i) = \frac{1}{3 \left[\Sigma_a(E_0) \sqrt{\frac{E_0}{E_i}} + \Sigma_{tr}(E_0) \right]}.$$

W powyższym wzorze za $\Sigma_a(E_0)$ i $\Sigma_{tr}(E_0)$, podstawiono ich wartości obliczone przy pomocy programu SIGSA dla energii $E_0 = 2.53 \cdot 10^{-2}$ eV. Wynosiły one dla krzemionki:

$$\Sigma_a(E_0) = (0.0046 \pm 0.0001) \text{ cm}^{-1} \quad \text{i} \quad \Sigma_{tr}(E_0) = (0.2445 \pm 0.0003) \text{ cm}^{-1}$$

i dla krzemionki domieszkowanej borem:

$$\Sigma_a(E_0) = (0.0272 \pm 0.0003) \text{ cm}^{-1} \quad \text{i} \quad \Sigma_{tr}(E_0) = (0.2445 \pm 0.0003) \text{ cm}^{-1}.$$

W tabelach 11.9, 11.10 oraz 11.11, 11.12 zostały zestawione wartości współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle$ ważone eksperymentalnym i teoretycznym rozkładem energetycznym strumienia neutronów termicznych (wartości $P(E_i)$ były obliczane raz bez uwzględnienia poprawki C_t , a drugi raz z jej uwzględnieniem) w próbkach krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem. Dodatkowo w pierwszym wierszu zestawiono wartości współczynnika dyfuzji dla ośrodka nieskończonego (tj., w którym strumień neutronów termicznych podlega rozkładowi Maxwella z maksimum dla energii $E_T = 2.53 \cdot 10^{-2}$ eV) otrzymane dwiema metodami: przy pomocy programu SIGSA i przy użyciu wyżej opisanej procedury. Porównanie tych wielkości weryfikuje procedurę, gdyż zarówno w przypadku krzemionki, jak i krzemionki domieszkowanej borem, istnieje pełna zgodność między $\langle D \rangle_{SIGSA}$ i $\langle D \rangle_t$ dla

ośrodka nieskończonego. Z wyników zamieszczonych w tabelach 11.9, 11.10 oraz 11.11, 11.12 widać, że nie ma znaczącej różnicy między wartościami współczynników dyfuzji $\langle D \rangle$ ważonymi rozkładami rzeczywistymi i teoretycznymi, choć same funkcje rozkładu w małych próbkach różnią się istotnie.

Tabela 11.9: Zestawienie wartości współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle$ ważonego eksperymentalnym i teoretycznym rozkładem energetycznym strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki.

R_g	B^2	E_{nt}	$\sigma_{E_{nt}}$	$\langle D \rangle_t$	$\langle D \rangle_e$	$\langle D \rangle_{SIGSA}$ $\sigma_{\langle D \rangle_{SIGSA}}$
[cm]	[cm ⁻²]	[10 ⁻² eV]	[10 ⁻² eV]	[cm]	[cm]	[cm]
∞	0.00000	2.53000	0.00000	1.34156	-	1.3416 0.0017
450	0.00005	2.52850	0.00004	1.34156	1.34156	-
45	0.00437	2.39575	0.00358	1.34097	1.34078	-
25	0.01314	2.13748	0.01016	1.33967	1.33917	-
18	0.02391	1.84053	0.01714	1.33786	1.33731	-
16	0.02953	1.69424	0.02032	1.33680	1.33627	-

Tabela 11.10: Zestawienie wartości współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle$ ważonego eksperymentalnym i teoretycznym rozkładem energetycznym strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki. W rozkładzie teoretycznym uwzględniona poprawka C_t .

R_g	B^2	E_{nt}	$\sigma_{E_{nt}}$	$\langle D \rangle_t$	$\langle D \rangle_e$	$\langle D \rangle_{SIGSA}$ $\sigma_{\langle D \rangle_{SIGSA}}$
[cm]	[cm ⁻²]	[10 ⁻² eV]	[10 ⁻² eV]	[cm]	[cm]	[cm]
∞	0.00000	2.53000	0.00000	1.34156	-	1.3416 0.0017
450	0.00005	2.52825	0.00006	1.34156	1.34156	-
45	0.00437	2.37356	0.00548	1.34087	1.34078	-
25	0.01314	2.07481	0.01441	1.33932	1.33917	-
18	0.02391	1.73549	0.02193	1.33711	1.33731	-
16	0.02953	1.57028	0.02451	1.33578	1.33627	-

Ponieważ wartości $\langle D \rangle_t$ i $\langle D \rangle_e$ zamieszczone w tabelach 11.9 ÷ 11.12 różnią się między sobą nieznacznie i wobec tego interpretacja danych w tej formie jest trudna, w tabeli 11.13 zestawiono wartości względnej różnicy $\langle D \rangle_t$ i $\langle D \rangle_e$: $\delta = \frac{|\langle D \rangle_t - \langle D \rangle_e|}{\langle D \rangle_e}$ w najmniejszych próbkach ($R_g = 16$ cm), czyli tam, gdzie te odchylenia są największe. W pierwszej kolumnie zamieszczone są wartości δ dla współczynników dyfuzji obliczonych na podstawie teoretycznych rozkładów uzyskanych bez uwzględnienia poprawki C_t , a w drugiej,

Tabela 11.11: Zestawienie wartości współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle$ ważonego eksperymentalnym i teoretycznym rozkładem energetycznym strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem.

R_g	B^2	E_{nt}	$\sigma_{E_{nt}}$	$\langle D \rangle_t$	$\langle D \rangle_e$	$\langle D \rangle_{SIGSA}$ $\sigma_{\langle D \rangle_{SIGSA}}$
[cm]	[cm ⁻²]	[10 ⁻² eV]	[10 ⁻² eV]	[cm]	[cm]	[cm]
∞	0.00000	2.53000	0.00000	1.24327	-	1.2433 0.0018
450.	0.00005	2.52838	0.00011	1.24323	1.24306	-
45.	0.00432	2.38627	0.00930	1.24009	1.23923	-
31.	0.00867	2.24556	0.18120	1.23670	1.23578	-
25.	0.01288	2.11358	0.02612	1.23325	1.23258	-
22.	0.01625	2.01074	0.03214	1.23034	1.23023	-
20.	0.01930	1.91989	0.03731	1.22760	1.22791	-
18.	0.02331	1.80363	0.04367	1.22135	1.22423	-
17.	0.02581	1.73304	0.04740	1.22135	1.22228	-
16.	0.02874	1.65205	0.05153	1.21834	1.22080	-

Tabela 11.12: Zestawienie wartości współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle$ ważonego eksperymentalnym i teoretycznym rozkładem energetycznym strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem. W rozkładzie uwzględniono poprawkę C_t .

R_g	B^2	E_{nt}	$\sigma_{E_{nt}}$	$\langle D \rangle_t$	$\langle D \rangle_e$	$\langle D \rangle_{SIGSA}$ $\sigma_{\langle D \rangle_{SIGSA}}$
[cm]	[cm ⁻²]	[10 ⁻² eV]	[10 ⁻² eV]	[cm]	[cm]	[cm]
∞	0.00000	2.53000	0.00000	1.24327	-	1.2433 0.0018
450.	0.00005	2.52812	0.00017	1.24323	1.24306	-
45.	0.00432	2.36442	0.01424	1.23958	1.23923	-
31.	0.00867	2.20309	0.02664	1.23562	1.23578	-
25.	0.01288	2.05254	0.03687	1.23155	1.23258	-
22.	0.01625	1.93578	0.04388	1.22809	1.23023	-
20.	0.01930	1.83308	0.04935	1.22480	1.22791	-
18.	0.02331	1.70229	0.05536	1.22023	1.22423	-
17.	0.02581	1.62325	0.05844	1.21722	1.22228	-
16.	0.02874	1.53296	0.06146	1.21352	1.22080	-

z jej uwzględnieniem (wartości δ_{C_t}). W trzeciej kolumnie znajdują się wartości względnej różnicy między $\langle D \rangle_{SIGSA}$ i $\langle D \rangle_e$, tj. dla przypadku, gdy przy obliczaniu współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle$ zaniedbuje się zjawisko ochładzania dyfuzyjnego w ośrodku skończonym.

Z przeprowadzonego porównania wynika, że uwzględnienie poprawki C_t wprowadza większą różnicę pomiędzy wartością eksperymentalną współczynnika dyfuzji, a jego oszacowaniem na podstawie wzoru (4.27). Jeśli chodzi o wielkość odchyień δ i δ_{C_t} , to są one tego samego rzędu i małe (mniejsze niż 1%). Liczby z trzeciej kolumny tabeli wskazują, że wpływ zjawiska ochładzania dyfuzyjnego na wartość średnią współczynnika dyfuzji $\langle D \rangle$ jest tu niewielki i w pierwszym przybliżeniu zanedbywalny.

Tabela 11.13: Wartości względnej różnicy $\frac{|\langle D \rangle_t - \langle D \rangle_e|}{\langle D \rangle_e}$ w próbkach o promieniu $R_g = 16$ cm.

	δ	δ_{C_t}	$\frac{ \langle D \rangle_{SIGSA} - \langle D \rangle_e }{\langle D \rangle_e}$
	%	%	%
krzemionka	0.04	0.04	0.40
krzemionka domieszkowana borem	0.20	0.60	1.84

Reasumując, można stwierdzić, że w badanym zakresie promieni próbek, prędkość najbardziej prawdopodobna v_n w rozkładzie gęstości neutronów jest liniową, malejącą funkcją bucklingu geometrycznego B^2 próbki, choć zależność ochładzania od B^2 jest tu silniejsza, niż wynikałoby to ze wzoru (4.27), gdyż wartość bezwzględna współczynnika nachylenia $|a|$ prostej dopasowanej do punktów z eksperymentu symulacyjnego jest większa od $\sqrt{E_T} \left| \frac{C_D}{D_0} \right|$ w każdym z badanych przypadków. Ponieważ nie stwierdzono znacznych różnic między wartościami średniego ważonego współczynnika dyfuzji $\langle D(E) \rangle$, gdy funkcjami ważącymi były eksperymentalne i teoretyczne rozkłady energetyczne strumienia neutronów termicznych, w przypadku, gdy rozpraszanie w ośrodku nie zależy silnie od energii, wzór (4.27) może być przydatny w szacowaniu wartości wielkości ważonych funkcją rozkładu energetycznego strumienia neutronów termicznych, mimo że nie jest spełnione założenie, ani o jej maxwellovskim kształcie, ani o położeniu jej maksimum.

12 Wpływ absorpcji typu $1/v$ na energetyczny rozkład impulsowego pola neutronów termicznych

W celu zbadania wpływu absorpcji typu $1/v$ na rozkład energetyczny strumienia neutronów termicznych, tak dobrano skład materiałowy badanych ośrodków, by miały one takie same własności rozpraszające, a różniły się znacznie własnościami absorpcyjnymi. Zostało to zrealizowane przez przyjęcie do badania krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem.

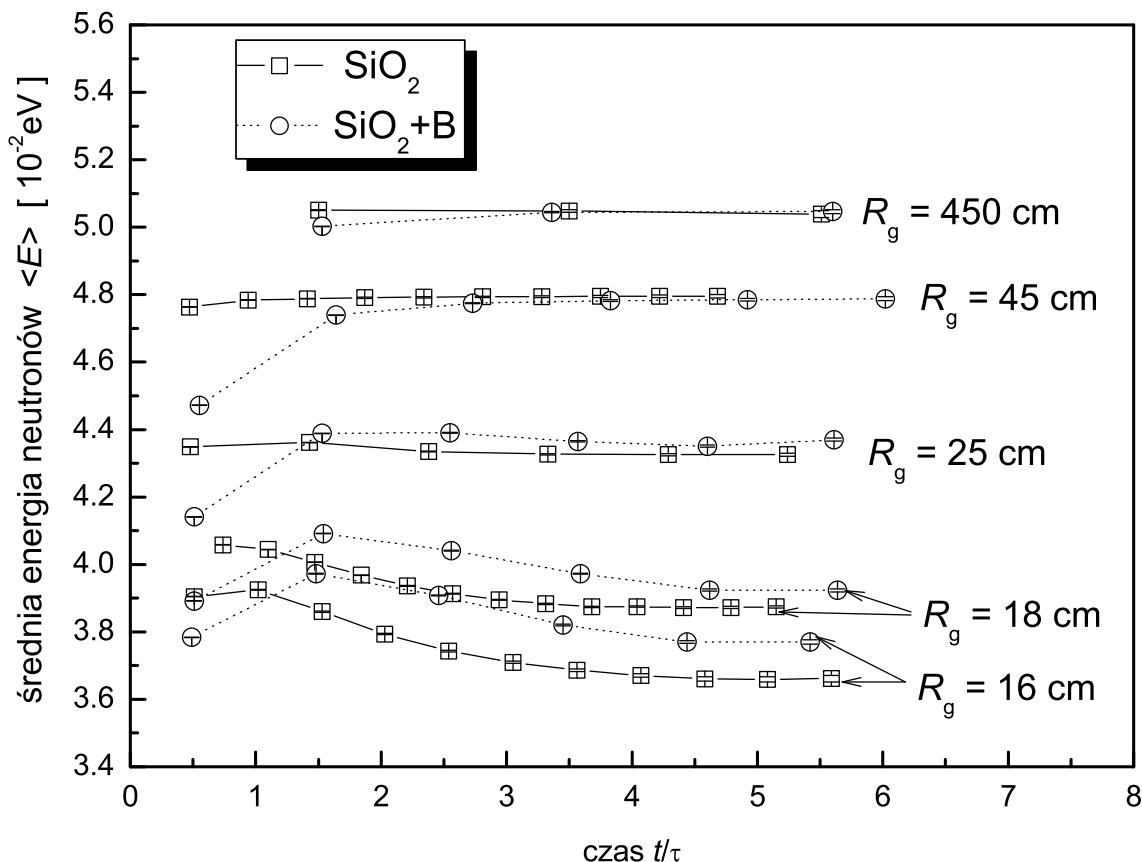
W tabeli 12.1 zestawiono wartości energii średniej $\langle E \rangle_n$ i energii najbardziej prawdopodobnej E_n , dla próbek czystej krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem, w funkcji promienia R_g tych próbek. Niestety na podstawie tego zestawienia nie można wysnuć wniosków dotyczących ewentualnego ogrzewania rozkładu energetycznego strumienia neutronów w próbkach z borem, gdyż błąd wyznaczenia E_n jest zbyt duży, by obserwowane różnice uznać za istotne, zaś odchylenia standardowe $\sigma_{\langle E \rangle_n}$ mogą być niedoszacowane, co było przedmiotem dyskusji na stronie 66.

Tabela 12.1: Zestawienie energii średniej $\langle E \rangle_n$ neutronów, energii najbardziej prawdopodobnej E_n i stosunku $\langle E \rangle_n / E_n$ dla próbek czystej krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem w funkcji promienia R_g próbki.

R_g [cm]	$\langle E \rangle_n$ $\sigma_{\langle E \rangle_n}$ [10^{-2} eV]		E_n σ_{E_n} [10^{-2} eV]		$\langle E \rangle_n / E_n$ $\sigma_{\langle E \rangle_n / E_n}$	
	SiO ₂ (100 %)	SiO ₂ (99.98 %)	SiO ₂ (100 %)	SiO ₂ (99.98 %)	SiO ₂ (100 %)	SiO ₂ (99.98 %)
		B (0.02 %)		B (0.02 %)		B (0.02 %)
450	5.0478 0.0041	5.0448 0.0025	2.552 0.056	2.540 0.126	1.98 0.04	1.99 0.10
45	4.7943 0.0027	4.7821 0.0024	2.320 0.080	2.328 0.054	2.07 0.07	2.05 0.05
25	4.3269 0.0018	4.3651 0.0016	1.947 0.040	1.978 0.050	2.22 0.05	2.21 0.06
18	3.8742 0.0019	3.9240 0.0028	1.567 0.048	1.631 0.054	2.47 0.08	2.41 0.08
16	3.6603 0.0062	3.7706 0.0038	1.430 0.075	1.490 0.085	2.56 0.13	2.53 0.15

Więcej światła na zagadnienie rzuca przedstawione na rysunku 12.1 zestawienie wykresów średniej energii $\langle E \rangle$ neutronów w funkcji t/τ w próbkach czystej krzemionki i krzemion-

ki domieszkowanej borem. Z porównania punktów eksperymentalnych po czasie $t \geq 1.5\tau$ dla małych próbek, tj. próbek o promieniach R_g 18 i 16 cm, widać wyraźnie, że średnia energia $\langle E \rangle$ neutronów w próbkach krzemionki domieszkowanej borem jest większa niż w próbkach czystej krzemionki. Ponadto różnica ta jest większa w przypadku mniejszej próbki. Zatem, nawet przy założeniu znacznego niedoszacowania odchylenia standardowego $\sigma_{\langle E(t) \rangle}$, obserwowana tendencja jest zbyt wyraźna, by mogła być dziełem przypadku.

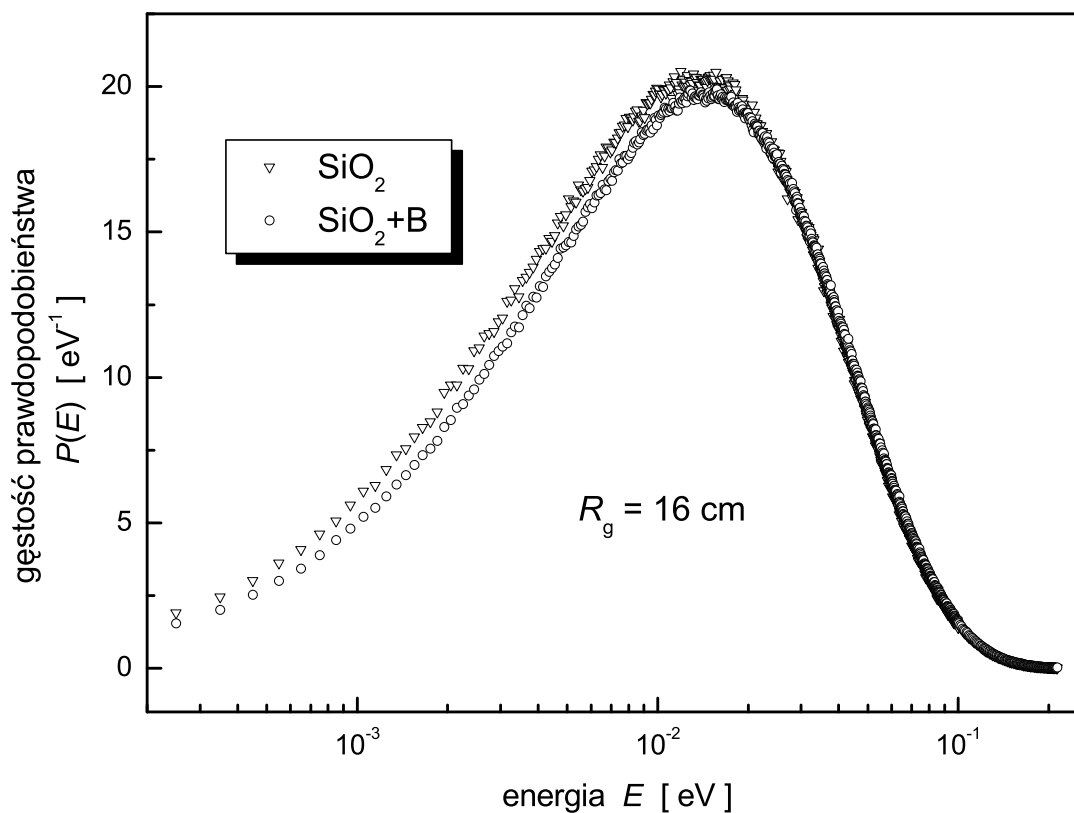


Rysunek 12.1: Zestawienie zależności średniej energii strumienia neutronów w próbkach krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem od czasu t/τ , który upłynął od impulsu.

Na rysunku 12.2 przedstawiono eksperymentalne rozkłady energetyczne strumienia neutronów w próbkach o promieniu $R_g = 16 \text{ cm}$ dla czystej krzemionki (trójkąty) i krzemionki domieszkowanej borem (kółka). I w tym przypadku widoczne jest przesunięcie rozkładu dla krzemionki z dodatkiem boru w kierunku wyższych energii, w porównaniu z rozkładem uzyskanym dla czystej krzemionki. To przesunięcie nie jest wyraźnie widoczne na prawo od maksimum rozkładów ze względu na przyjętą na wykresie logarymiczną skalę energii.

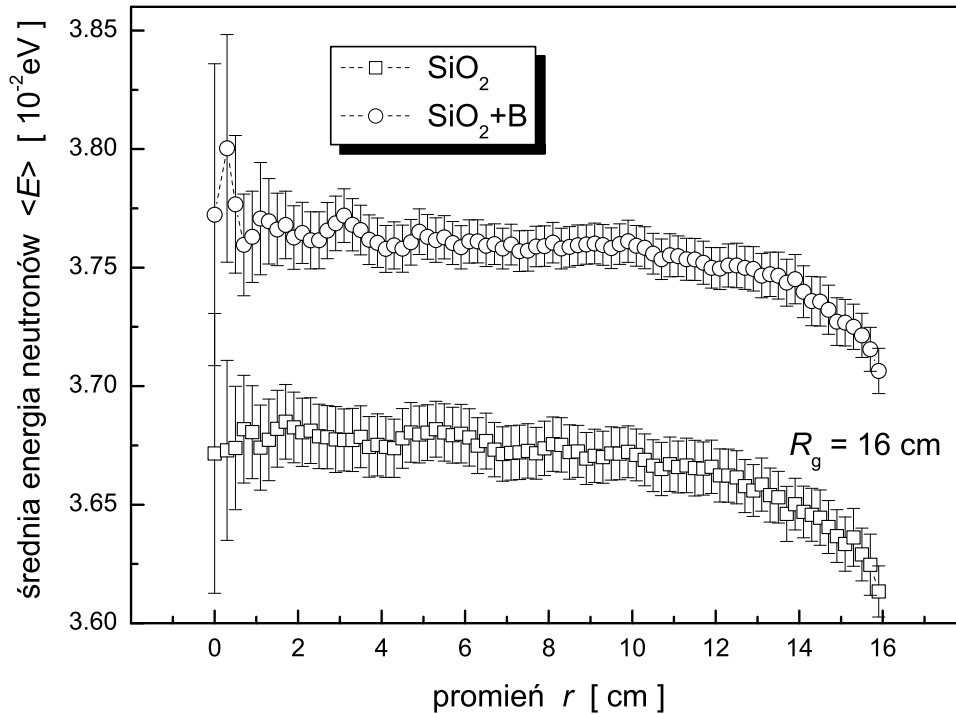
Przedstawione wyniki upoważniają do wysunięcia tezy, że obecność absorpcji typu

$1/v$ ma wpływ na rozkład energetyczny strumienia neutronów termicznych w małych, bezźródłowych ośrodkach. Przejawia się to „ogrzewaniem“ neutronów, lub też stosując inną terminologię osłabieniem zjawiska ochładzania dyfuzyjnego.



Rysunek 12.2: Zestawienie rozkładów energetycznych strumienia neutronów termicznych w najmniejszej ($R_g = 16 \text{ cm}$) próbce krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem.

Zaobserwowana prawidłowość została potwierdzona dodatkowo przez wyznaczenie metodą symulacji Monte Carlo zależności średniej energii neutronów $\langle E \rangle$ od promienia wewnątrz tych próbek. W tym celu objętość każdej próbki podzielono na współśrodkowe komórki ograniczone sferami o promieniu r_i i $r_i + \Delta r$, gdzie $\Delta r = 2 \text{ mm}$ i w każdej z nich wyznaczono wartości funkcji zliczających $F4$ i $*F4$ w identycznym przedziale czasu, w jakim określono rozkład energetyczny. Korzystając ze wzorów (7.3) i (8.1) obliczono wartości $\langle E \rangle$ i $\sigma_{\langle E \rangle}$ dla każdej z komórek. Na rysunku 12.3 przedstawione są otrzymane rozkłady. Jak widać wykres energii średniej neutronów w funkcji promienia r dla próbki krzemionki domieszkowanej borem leży powyżej analogicznego wykresu dla krzemionki. I choć, zgodnie z uwagami na stronie 66, wartości błędów średniej energii mogą być niedoszacowane, to jednak obserwowana tendencja świadczy o „ogrzaniu” neutronów w próbce krzemionki domieszkowanej borem.



Rysunek 12.3: Zależność energii średniej $\langle E \rangle$ od promienia r w najmniejszej ($R_g = 16$ cm) próbce krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem.

Zarówno Beckurts i Wirtz (1964) jak i Williams (1966) uważają, iż absorpcja typu $1/v$ nie ma wpływu na asymptotyczny rozkład energetyczny impulsowego pola neutronów termicznych również w ośrodku skończonym. Powstaje zatem pytanie, czy powyższe obserwacje są sprzeczne z przewidywaniami, które można wysnuć w oparciu o omówione w rozdziale 4.3 wyniki obliczeń Nelkina (1960), otrzymane w ramach teorii transportu. Jeśli bowiem rozkład energetyczny neutronów termicznych dla małych wartości bucklingu B^2 przedstawić w postaci zbieżnego szeregu

$$\phi(E) = \phi_0(E) + B^2\phi_2(E) + B^4\phi_4(E) + \dots$$

i założyć w ośrodku absorpcję typu $1/v$, to $\phi_0(E) = M(E)$, zaś funkcje $\phi_2(E)$, $\phi_4(E)$,... w teorii transportu nie zależą od absorpcji. Można to pokazać na przykładzie równania całkowego na $\phi_2(E)$ w teorii transportu. Zgodnie z rozważaniami na stronie 39 ma ono postać równania (4.16), gdzie w miejscu $D(E)$ jest wyraz $\{3[\Sigma_s(E) + \Sigma_a(E) - \lambda_a/v]\}^{-1}$. W przypadku absorpcji typu $1/v$ wszystkie wyrazy $\Sigma_a(E) - \lambda_a/v$ się zerują i równanie określające $\phi_2(E)$ ma w teorii transportu postać

$$\left[\frac{1}{3\Sigma_s(E)} - \frac{D_0}{v} \right] M(E) = \hat{\mathbf{S}}\phi_2(E).$$

Po podstawieniu za D_0 wyrażenia określonego wzorem (4.23) i zastąpieniu wielkości x

ważonych rozkładem Maxwella symbolem $\langle x \rangle$ otrzymujemy

$$\left[\frac{1}{3\Sigma_s(E)} - \frac{\langle 1/3\Sigma_s(E) \rangle}{v \langle 1/v \rangle} \right] M(E) = \hat{S}\phi_2(E).$$

Jak widać równanie to nie zawiera wyrazów zależnych od absorpcji, wobec tego, również jego rozwiązanie $\phi_2(E)$ nie zależy od absorpcji. Wstawiając $\phi_2(E)$ do równania (4.24) oraz podstawiając za C wyrażenie określone wzorem (4.25) otrzymujemy równanie na $\phi_4(E)$ również niezależne od absorpcji. Konkluzje te dotyczą również ośrodka, w którym rozpraszanie przejawia anizotropię, gdyż zastąpienie w równaniach przekroju czynnego na rozpraszanie przekrojem czynnym na transport, nie wprowadza w nich zależności od absorpcji.

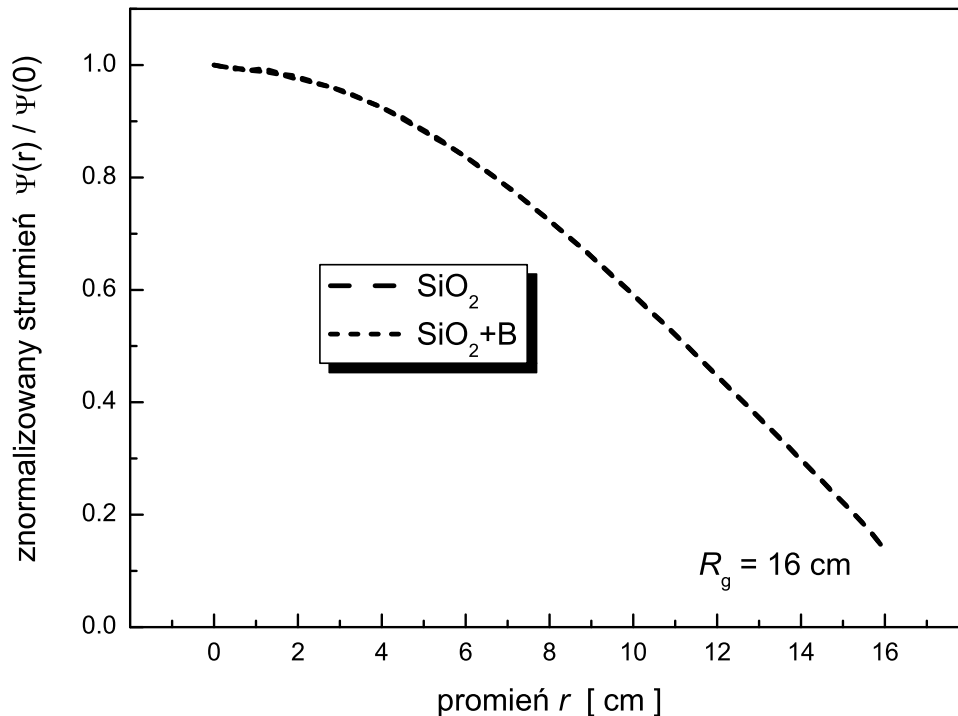
Zgodnie więc z teorią transportu kolejne funkcje $\phi_2(E)$, $\phi_4(E)$,... dla omawianych próbek krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem mają taką samą, niezależną od absorpcji postać.

Zdaniem autorki, otrzymana w symulacyjnym eksperymencie zależność rozkładów energetycznych od absorpcji, nie musi być odstępstwem od teorii transportu, jeśli próbki będą się różniły bucklingiem geometrycznym B^2 . Ponieważ mają one taki sam kształt i promień R_g , ewentualna różnica bucklingów mogłaby być wynikiem innych wartości rozmiarów ekstrapolowanych ośrodków różniących się absorpcją. Należy bowiem pamiętać, że określona wzorami (4.32) i (4.33) długość ekstrapolacji dotyczy ośrodków o zaniedbywalnej absorpcji.

Wychodząc z powyższego założenia, autorka wyznaczyła w symulacyjnym eksperymencie, wynikającą z faktoryzacji strumienia $\varphi(E, r, t) = \phi(E) \Psi(r) e^{-\lambda t}$, funkcję $\Psi(r)$ w najmniejszych (tj. dla $R_g = 16$ cm) próbkach krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem. Odpowiadają jej wartości funkcji zliczającej $F4$, obliczone podczas wyznaczania zależności średniej energii neutronów $\langle E \rangle$ od promienia wewnątrz tych próbek (por. str. 101). Funkcja $\Psi(r)$ jest sumą dwóch składników: strumienia przejściowego $\Psi_{trans}(r)$ odgrywającego rolę tylko w okolicy granicy ośrodka z próżnią i strumienia asymptotycznego $\psi(r) = \psi_0(r)$, będącego rozwiązaniem równania Helmholtza (4.5). Zatem wewnątrz próbki, w odległości $1 \div 2$ dróg swobodnych od granicy z próżnią strumień przejściowy powinien zniknąć i w tym obszarze strumień $\Psi(r)$ powinien być równy strumieniowi asymptotycznemu $\psi(r)$, który dla kuli ma postać daną wzorem (4.8). Jeśli zatem podzielić wartości funkcji $\Psi(r)$ przez jej wartość dla $r = 0$ równą $\Psi(0)$, to w obszarze gdzie strumień przejściowy znika, otrzymujemy

$$\frac{\Psi(r)}{\Psi(0)} = \frac{\sin(Br)}{Br}, \quad (12.1)$$

gdzie B^2 jest bucklingiem geometrycznym B_{sph}^2 dla kuli.



Rysunek 12.4: Strumień $\frac{\Psi(r)}{\Psi(0)}$ w najmniejszej ($R_g = 16$ cm) próbce krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem.

Na rysunku 12.4 przedstawiona jest, otrzymana w wyniku symulacji, zależność $\frac{\Psi(r)}{\Psi(0)}$ dla najmniejszej próbki krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem. W przyjętej skali wykresy są nierozróżnialne. Żeby dodatkowo nie zaciemniać rysunku, na wykresy nie naniesiono błędów. Mimo, że jakościowa analiza wykresów $\frac{\Psi(r)}{\Psi(0)}$ dla najmniejszej próbki krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem nie wykazuje między nimi różnicy, podjęto próbę wyznaczenia bucklingów B^2 tych próbek przez dopasowanie do punktów eksperymentalnych funkcji (12.1). W celu określenia zakresu r , w którym buckling ma stałą wartość, a tym samym strumień przejściowy znika, zmieniano szerokość przedziału, w którym przeprowadzano dopasowanie. Korzystając z przybliżonej zależności między średnią drogą swobodną $\langle l \rangle$, a uśrednionym względem eksperymentalnego rozkładu współczynnikiem dyfuzji: $\langle l \rangle \cong 3 \langle D \rangle_e$, w oparciu o dane z tabel 11.9 i 11.11 dla próbek o promieniu $R_g = 16$ cm, dostajemy $\langle l \rangle \cong 4$ cm w próbce krzemionki i $\langle l \rangle \cong 3.7$ cm w próbce krzemionki domieszkowanej borem. Stąd orientacyjna górna granica przedziału, w którym można się spodziewać, że $\frac{\Psi(r)}{\Psi(0)} = \frac{\psi(r)}{\psi(0)}$ wynosi $16 \text{ cm} - (1 \div 2) \langle l \rangle$, czyli około $8 \div 12$ cm.

W tabeli 12.2 zestawiono wartości bucklingów B^2 wyznaczone przez takie dopasowanie w kolejnych, coraz większych przedziałach. Na dole tabeli, dla porównania zamieszczone są wartości bucklingów B^2 , obliczone według wzorów (4.7), (4.37) i (4.35) w oparciu o wartości stałej dyfuzji D_0 , wyznaczonej metodą zmiennego bucklingu w symulacyjnym

impulsowym eksperymencie neutronowym, dla krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem. W tym przypadku błędy B^2 oszacowano stosując do przekształconej, zależnej od D_0 formuły na buckling dla kuli, prawo propagacji wariancji i korzystając z wartości σ_{D_0} wynikającej z dopasowania krzywej bucklingowej do punktów eksperymentalnych.

Tabela 12.2: Wartości bucklingu B^2 wyznaczone z przedziałów $[0, r/\langle l \rangle]$ dla najmniejszej próbki krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem, zestawione z wartością B^2 , wyznaczoną w symulacyjnym eksperymencie bucklingowym.

zakres r [cm]	krzemionka		krzemionka domieszkowana borem	
	zakres $r/\langle l \rangle$	B^2 σ_{B^2} [cm ⁻²]	zakres $r/\langle l \rangle$	B^2 σ_{B^2} [cm ⁻²]
0 ÷ 6	0 ÷ 1.5	0.02923 0.00328	0 ÷ 1.6	0.02882 0.00227
0 ÷ 8	0 ÷ 2.0	0.02865 0.00130	0 ÷ 2.2	0.02854 0.00088
0 ÷ 10	0 ÷ 2.5	0.02843 0.00061	0 ÷ 2.7	0.02838 0.00042
0 ÷ 12	0 ÷ 3.0	0.02832 0.00032	0 ÷ 3.2	0.02828 0.00022
symulacyjny eksperyment bucklingowy		0.02953 0.00003	0.02874 0.00012	

Jak widać, tylko wartości bucklingów B^2 próbek krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem, wyznaczone w symulacyjnym eksperymencie bucklingowym, różnią się istotnie. Jednak w tym przypadku wartość σ_{B^2} wynika tylko z błędu statystycznego dopasowania krzywej bucklingowej do punktów eksperymentalnych, nie uwzględnia zaś ewentualnego błędu systematycznego, wynikającego ze stosowania przy wyznaczaniu krzywej bucklingowej przybliżonego wzoru (4.32) oraz procedury iteracyjnej, zatem wyniki te nie mogą być rozstrzygające. Bardziej wiarygodne, bo nie obarczone błędem systematycznym, są wartości B^2 wyznaczone przez dopasowanie funkcji (12.1) do wartości strumienia $\frac{\Psi(r)}{\Psi(0)}$, te jednak nie różnią się istotnie. Należy jednak zauważyć, że we wszystkich zebranych w tabeli przypadkach, wartości B^2 dla próbki krzemionki są większe od ich odpowiedników dla próbki krzemionki domieszkowanej borem. I choć nie można twierdzić, iż wartości te różnią się w sposób istotny, to obserwowana tendencja jest zgodna z wynikami badania rozkładów strumienia neutronów termicznych w obu próbkach, bowiem według teorii, w ośrodku o większym bucklingu B^2 zachodzi silniejsze ochładzanie neutronów.

Żeby zatem rozstrzygnąć, czy za zaobserwowane zjawisko wpływu absorpcji typu $1/v$

na rozkład energetyczny strumienia neutronów termicznych w małych bezźródłowych ośrodkach odpowiada ewentualna zależność bucklingu geometrycznego od absorpcji, trzeba przeprowadzić dalsze badania.

13 Podsumowanie

Celem pracy było przebadanie wpływu na energetyczny rozkład neutronów termicznych rozmiarów ośrodka, w którym zachodzi transport neutronów, wprowadzonych do niego impulsowo w chwili $t = 0$. Badaniom podlegał, uśredniony względem objętości ośrodka, rozkład energetyczny strumienia neutronów po wystarczająco długim czasie od impulsu, zapewniającym ustabilizowanie się rozkładu.

Znalezienie dokładnej analitycznej postaci takiego rozkładu w funkcji rozmiarów ośrodka i jego neutronowych parametrów materiałowych jest, ze względu na trudności matematyczne, niemożliwe.

Do wyznaczania rozkładów autorka zastosowała metodę symulacji Monte Carlo transportu neutronów w ośrodkach o zaniedbywalnej absorpcji (krzemionka), znaczącej absorpcji typu $1/v$ (krzemionka domieszkowana borem) oraz o rozpraszaniu silnie zależnym od energii neutronów termicznych (woda). Symulacje przeprowadzono w geometrii sferycznej, w których poprzez zmianę promienia kuli, realizowano zmianę rozmiarów ośrodka.

Badanie rozkładów energetycznych, oparte wyłącznie na symulacjach Monte Carlo, poprzedziła weryfikacja zasadności stosowania tej metody do badania impulsowych pól neutronów termicznych, poprzez porównanie stałej zaniku strumienia neutronów termicznych otrzymanej w rzeczywistym eksperymencie impulsowym, ze stałą zaniku uzyskaną w różnych wariantach symulacji tego eksperymentu. Otrzymano dobrą zgodność wyników wszystkich wariantów symulacji z wynikiem eksperymentu.

Po dostatecznie długim czasie od wprowadzenia impulsu neutronów do nieskończonego, jednorodnego ośrodka, w którym nie zachodzi mnożenie neutronów i absorpcja ma charakter $1/v$, neutrony osiągają stan równowagi termicznej z materiałem ośrodka i ich rozkład energetyczny ma formę rozkładu Maxwella o energii najbardziej prawdopodobnej określonej przez temperaturę ośrodka. Gdy ośrodek ma rozmiary skończone, zachodzi zjawisko ochładzania dyfuzyjnego, spowodowane częstszą ucieczką neutronów o wyższych energiach z ośrodka. Rozkład energetyczny neutronów ulega odkształceniu od rozkładu Maxwella. Zjawisko to jest tym silniejsze, im mniejsze są rozmiary ośrodka.

W najprostszym modelu teoretycznym zakłada się, że neutrony w takim przypadku mają nadal rozkład Maxwella, ale o energii najbardziej prawdopodobnej $E_n = kT_n$, gdzie T_n definiuje temperaturę neutronów, niższą od temperatury ośrodka.

Wyniki eksperymentów symulacyjnych potwierdzają maxwellowski kształt rozkładu energetycznego neutronów w ośrodku nieskończonym we wszystkich rodzajach badanych ośrodków, a tym samym również weryfikują stosowaną metodę badania rozkładów. Autorka przyjęła za kryterium stopnia odkształcenia rozkładu eksperymentalnego od rozkładu maxwellowskiego stosunek jego energii średniej do energii najbardziej prawdopodobnej, który w rozkładzie Maxwella dla strumienia cząstek wynosi 2. Kryterium to było

stosowane przy badaniu rozkładów energetycznych neutronów w krzemionce i krzemionce domieszkowanej borem, natomiast było bezużyteczne dla wody. W tym przypadku, narzucona przez bibliotekę przekrojów czynnych w modelu $S(\alpha, \beta)$ rozpraszania neutronów na atomach wodoru związanych w cząsteczce wody, zbyt zgrubna struktura kanałów energetycznych nie pozwoliła na dokładne wyznaczenie energii najbardziej prawdopodobnej rozkładów, wobec czego analiza ta miała charakter jakościowy. We wszystkich badanych przypadkach stwierdzono, że wraz ze zmniejszaniem rozmiarów ośrodka następuje zmniejszanie energii średniej i energii najbardziej prawdopodobnej rozkładów, oraz zwiększanie ich odkształcenia od rozkładu Maxwella. W przypadku krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem odkształcenie przejawiało się wzrostem wartości stosunku energii średniej do energii najbardziej prawdopodobnej rozkładu w miarę zmniejszania się ośrodka. Wyniki badań pokazują, że model ochładzania dyfuzyjnego neutronów w małych ośrodkach, polegający na przesunięciu maksimum rozkładu Maxwella w kierunku niższych energii, a nie uwzględniający zmiany kształtu rozkładu, jest modelem bardzo przybliżonym, a przez to pojęcie temperatury neutronów pojęciem nieprecyzyjnym.

W oparciu o dane z eksperymentów symulacyjnych dla krzemionki i krzemionki domieszkowanej borem autorka poddała weryfikacji, podany przez Williamsa (1966), przybliżony wzór (4.27) na przesunięte położenie v_n maksimum rozkładu Maxwella dla gęstości neutronów $n(v)$. Oczywiście w tym przypadku, weryfikacji podlegały położenia maksimum rozkładów eksperymentalnych, a więc rozkładów, które w zależności od rozmiarów próbek, w mniejszym lub większym stopniu różniły się kształtem od rozkładu Maxwella. Stwierdzono, że w badanym zakresie promieni próbek, prędkość najbardziej prawdopodobna v_n w rozkładzie gęstości neutronów jest liniową, malejącą funkcją bucklingu geometrycznego B^2 próbki, choć zależność ochładzania od B^2 jest silniejsza, niż wynikałoby to ze wzoru. Stosowalność wzoru przetestowano wyznaczając wartości średniego ważonego współczynnika dyfuzji $\langle D(E) \rangle$ w badanych próbkach, w oparciu o rozkład Maxwella z przesuniętym zgodnie ze wzorem maksimum i porównanie ich z wartościami $\langle D(E) \rangle$ ważonymi rozkładami eksperymentalnymi. Ponieważ nie stwierdzono znacznych różnic między nimi, stąd wniosek, że w przypadku, gdy rozpraszanie w ośrodku nie zależy silnie od energii, wzór ten może być przydatny w szacowaniu wartości wielkości ważonych funkcją rozkładu energetycznego strumienia neutronów termicznych. Ze względów opisanych powyżej, wzór nie mógł być weryfikowany dla wody.

Wyniki obliczeń Nelkina (1960), prowadzonych w ramach teorii transportu, uwzględniają wpływ rozmiarów ośrodka, poprzez jego buckling geometryczny, na kształt rozkładu energetycznego neutronów, który ma postać $\phi(E) = \phi_0(E) + B^2\phi_2(E) + B^4\phi_4(E) + \dots$. W przypadku, gdy w ośrodku zachodzi absorpcja typu $1/v$, $\phi_0(E) = M(E)$, a kolejne funkcje $\phi_i(E)$ zależą tylko od własności rozpraszających ośrodka.

Otrzymany w symulacyjnym eksperymencie rozkład energetyczny neutronów w naj-

mniejszej próbce krzemionki wskazuje, że zachodzi w niej silniejsze ochładzanie neutronów, niż w identycznej co do rozmiarów, kształtu i własności rozpraszających próbce krzemionki domieszkowanej borem. Fakt ten świadczy o tym, że absorpcja typu $1/v$ ma wpływ na rozkład energetyczny strumienia neutronów termicznych w małych, bezźródłowych ośrodkach. Przejawia się on osłabianiem poprzez absorpcję neutronów w ośrodku, ich ochładzania dyfuzyjnego. Powyższe obserwacje wykazują pewne odstępstwo, od wniosków wynikających z teorii transportu.

Autorka wysuwa hipotezę, że zaobserwowane zjawisko nie jest sprzeczne z teorią transportu, jeśli za różnicę w rozkładach energetycznych odpowiedzialna jest zależność bucklingu B^2 od absorpcji w ośrodkach o takim samym kształcie i rozmiarach geometrycznych oraz własnościach rozpraszających.

Wstępne próby wyznaczenia bucklingu B^2 , poprzez dopasowanie teoretycznej funkcji, odpowiadającej strumieniowi asymptotycznemu, do danych z eksperymentu symulacyjnego dla takich ośrodków, nie powodują odrzucenia hipotezy. Choć wartości bucklingów nie różnią się w sposób istotny, to zaobserwowana tendencja jest zgodna z teorią transportu w tym sensie, że tak niedokładnie wyznaczone wartości bucklingu są zawsze większe (aczkolwiek w sposób nieistotny) dla ośrodka, w którym zaobserwowano silniejsze ochładzanie neutronów. Zasugerowana obserwacja może stać się przedmiotem oddzielnego, bardziej dokładnego przebadania metodą symulacji Monte Carlo.

A Tabele z wynikami symulacji służącymi do wyznaczenia zależności średniej energii rozkładu strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki od czasu, który upłynął od impulsu

Tabela A.1: Krzemionka. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 450$ cm.

$\tau = 999 \mu s$		$t_k = 8000 \mu s \cong 8.0 \tau$		
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
1500	1.50	$0.6870 \cdot 10^{-8}$	$0.1360 \cdot 10^{-6}$	5.0505
		0.0001	0.0002	0.0011
3500	3.50	$0.9468 \cdot 10^{-9}$	$0.1876 \cdot 10^{-7}$	5.0478
		0.0004	0.0007	0.0041
5500	5.51	$0.1238 \cdot 10^{-9}$	$0.2456 \cdot 10^{-8}$	5.0396
		0.0010	0.0018	0.0104

Tabela A.2: Krzemionka. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 45$ cm.

$\tau = 427 \mu s \quad t_k = 3600 \mu s \cong 8.4 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
200	0.47	0.6075·10 ⁻⁵	0.1275·10 ⁻³	4.7633
		0.0001	0.0001	0.0007
400	0.94	0.3751·10 ⁻⁵	0.7841·10 ⁻⁴	4.7838
		0.0001	0.0001	0.0007
600	1.41	0.2337·10 ⁻⁵	0.4881·10 ⁻⁴	4.7882
		0.0002	0.0001	0.0011
800	1.87	0.1463·10 ⁻⁵	0.3054·10 ⁻⁴	4.7909
		0.0002	0.0002	0.0014
1000	2.34	0.9176·10 ⁻⁶	0.1915·10 ⁻⁴	4.7923
		0.0003	0.0002	0.0017
1200	2.81	0.5758·10 ⁻⁶	0.1201·10 ⁻⁴	4.7935
		0.0003	0.0003	0.0020
<u>1400</u>	<u>3.28</u>	<u>0.3612·10⁻⁶</u>	<u>0.7535·10⁻⁵</u>	<u>4.7943</u>
		<u>0.0004</u>	<u>0.0004</u>	<u>0.0027</u>
1600	3.75	0.2263·10 ⁻⁶	0.4721·10 ⁻⁵	4.7949
		0.0005	0.0005	0.0034
1800	4.22	0.1415·10 ⁻⁶	0.2952·10 ⁻⁵	4.7952
		0.0006	0.0006	0.0041
2000	4.68	0.8822·10 ⁻⁷	0.1839·10 ⁻⁵	4.7958
		0.0008	0.0007	0.0051

Tabela A.3: Krzemionka. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 25$ cm.

$\tau = 210 \mu s \quad t_k = 1700 \mu s \cong 8.1 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
100	0.48	$0.1567 \cdot 10^{-4}$	$0.3602 \cdot 10^{-3}$	4.3489
		0.0001	0.0001	0.0006
300	1.43	$0.5804 \cdot 10^{-5}$	$0.1331 \cdot 10^{-3}$	4.3617
		0.0001	0.0001	0.0006
500	1.41	$0.2202 \cdot 10^{-5}$	$0.5078 \cdot 10^{-4}$	4.3354
		0.0002	0.0002	0.0012
<u>700</u>	<u>3.33</u>	<u>$0.8432 \cdot 10^{-6}$</u>	<u>$0.1949 \cdot 10^{-4}$</u>	<u>4.3269</u>
		<u>0.0003</u>	<u>0.0003</u>	<u>0.0018</u>
900	4.29	$0.3214 \cdot 10^{-6}$	$0.7431 \cdot 10^{-5}$	4.3253
		0.0005	0.0004	0.0028
1100	5.24	$0.1199 \cdot 10^{-6}$	$0.2771 \cdot 10^{-5}$	4.3253
		0.0007	0.0006	0.0040

Tabela A.4: Krzemionka. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 18$ cm.

$\tau = 136 \mu\text{s} \quad t_k = 1100 \mu\text{s} \cong 8.1 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		$[\text{eV} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$[\text{cm}^{-2}]$	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
$[\mu\text{s}]$		R_{*F4}	R_{F4}	$[10^{-2} \text{ eV}]$
100	0.74	$0.1863 \cdot 10^{-4}$	$0.4590 \cdot 10^{-3}$	4.0580
		0.0001	0.0001	0.0006
150	1.10	$0.1244 \cdot 10^{-4}$	$0.3076 \cdot 10^{-3}$	4.0446
		0.0001	0.0001	0.0006
200	1.47	$0.8333 \cdot 10^{-5}$	$0.2080 \cdot 10^{-3}$	4.0064
		0.0001	0.0001	0.0006
250	1.84	$0.5622 \cdot 10^{-5}$	$0.1417 \cdot 10^{-3}$	3.9681
		0.0002	0.0001	0.0009
300	2.21	$0.3821 \cdot 10^{-5}$	$0.9706 \cdot 10^{-4}$	3.9368
		0.0002	0.0002	0.0011
350	2.57	$0.2611 \cdot 10^{-5}$	$0.6674 \cdot 10^{-4}$	3.9129
		0.0002	0.0002	0.0011
400	2.94	$0.1792 \cdot 10^{-5}$	$0.4601 \cdot 10^{-4}$	3.8954
		0.0003	0.0002	0.0014
450	3.31	$0.1233 \cdot 10^{-5}$	$0.3176 \cdot 10^{-4}$	3.8830
		0.0003	0.0002	0.0014
500	3.68	$0.8497 \cdot 10^{-6}$	$0.2193 \cdot 10^{-4}$	3.8742
		0.0004	0.0003	0.0019
550	4.04	$0.5863 \cdot 10^{-6}$	$0.1513 \cdot 10^{-4}$	3.8751
		0.0004	0.0003	0.0019
600	4.41	$0.4039 \cdot 10^{-6}$	$0.1043 \cdot 10^{-4}$	3.8725
		0.0005	0.0004	0.0025
650	4.79	$0.2772 \cdot 10^{-6}$	$0.7158 \cdot 10^{-5}$	3.8726
		0.0006	0.0005	0.0030
700	5.15	$0.1894 \cdot 10^{-6}$	$0.4889 \cdot 10^{-5}$	3.8740
		0.0007	0.0005	0.0033

Tabela A.5: Krzemionka. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 16$ cm.

$\tau = 120 \mu s \quad t_k = 1020 \mu s \cong 8.6 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		$[\text{eV} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$[\text{cm}^{-2}]$	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
$[\mu s]$		R_{*F4}	R_{F4}	$[10^{-2} \text{ eV}]$
60	.51	$0.2755 \cdot 10^{-4}$	$0.7055 \cdot 10^{-3}$	3.9045
		0.0002	0.0001	0.0009
120	1.02	$0.1552 \cdot 10^{-4}$	$0.3953 \cdot 10^{-3}$	3.9251
		0.0002	0.0002	0.0011
180	1.53	$0.8723 \cdot 10^{-5}$	$0.2260 \cdot 10^{-3}$	3.8600
		0.0003	0.0003	0.0016
240	2.03	$0.4985 \cdot 10^{-5}$	$0.1314 \cdot 10^{-3}$	3.7935
		0.0004	0.0003	0.0019
300	2.54	$0.2895 \cdot 10^{-5}$	$0.7734 \cdot 10^{-4}$	3.7434
		0.0005	0.0004	0.0024
360	3.05	$0.1703 \cdot 10^{-5}$	$0.4590 \cdot 10^{-4}$	3.7095
		0.0007	0.0005	0.0032
420	3.56	$0.1009 \cdot 10^{-5}$	$0.2736 \cdot 10^{-4}$	3.6862
		0.0008	0.0007	0.0039
480	4.07	$0.6000 \cdot 10^{-6}$	$0.1636 \cdot 10^{-4}$	3.6708
		0.0011	0.0009	0.0052
540	4.58	$0.3574 \cdot 10^{-6}$	$0.9764 \cdot 10^{-5}$	3.6603
		0.0013	0.0011	0.0062
600	5.08	$0.2127 \cdot 10^{-6}$	$0.5813 \cdot 10^{-5}$	3.6590
		0.0017	0.0013	0.0078
660	5.59	$0.1258 \cdot 10^{-6}$	$0.3436 \cdot 10^{-5}$	3.6612
		0.0021	0.0017	0.0099

B Tabele z wynikami symulacji służącymi do wyznaczenia zależności średniej energii rozkładu strumienia neutronów termicznych w próbkach krzemionki domieszkowanej borem od czasu, który upłynął od impulsu

Tabela B.1: Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 450$ cm.

$\tau = 167 \mu\text{s} \quad t_k = 1360 \mu\text{s} \cong 8.1 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		$[\text{eV} \cdot \text{cm}^{-2}]$	$[\text{cm}^{-2}]$	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
$[\mu\text{s}]$		R_{*F4}	R_{F4}	$[10^{-2} \text{ eV}]$
255	1.53	$0.1889 \cdot 10^{-7}$	$0.1889 \cdot 10^{-7}$	5.0026
		0.0001	0.0001	0.0007
595	3.36	<u>$0.2110 \cdot 10^{-8}$</u>	<u>$0.2110 \cdot 10^{-8}$</u>	<u>5.0448</u>
		<u>0.0003</u>	<u>0.0003</u>	<u>0.0025</u>
935	5.60	$0.2239 \cdot 10^{-9}$	$0.2239 \cdot 10^{-9}$	5.0467
		0.0007	0.0007	0.0058

Tabela B.2: Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 45$ cm.

$\tau = 128 \mu s \quad t_k = 1040 \mu s \cong 8.1 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
70	0.55	$0.1726 \cdot 10^{-5}$	$0.3859 \cdot 10^{-4}$	4.4721
		0.0001	0.0001	0.0006
210	1.64	$0.5875 \cdot 10^{-6}$	$0.1240 \cdot 10^{-4}$	4.7395
		0.0001	0.0001	0.0007
350	2.73	$0.1944 \cdot 10^{-6}$	$0.4071 \cdot 10^{-5}$	4.7748
		0.0002	0.0002	0.0014
490	3.83	$0.6438 \cdot 10^{-7}$	$0.1346 \cdot 10^{-5}$	4.7821
		0.0004	0.0003	0.0024
630	4.92	$0.2106 \cdot 10^{-7}$	$0.4400 \cdot 10^{-6}$	4.7853
		0.0006	0.0005	0.0037
770	6.02	$0.6503 \cdot 10^{-8}$	$0.1358 \cdot 10^{-6}$	4.7879
		0.0009	0.0007	0.0055

Tabela B.3: Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 31$ cm.

$\tau = 111 \mu s \quad t_k = 1050 \mu s \cong 9.5 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
55	0.50	$0.4469 \cdot 10^{-5}$	$0.1047 \cdot 10^{-3}$	4.2696
		0.0001	0.0001	0.0006
165	1.49	$0.1676 \cdot 10^{-5}$	$0.3692 \cdot 10^{-4}$	4.5397
		0.0002	0.0001	0.0010
275	2.48	$0.6097 \cdot 10^{-6}$	$0.1335 \cdot 10^{-4}$	4.5655
		0.0003	0.0002	0.0016
385	3.47	$0.2229 \cdot 10^{-6}$	$0.4890 \cdot 10^{-5}$	4.5591
		0.0005	0.0004	0.0029
495	4.46	$0.8182 \cdot 10^{-7}$	$0.1798 \cdot 10^{-5}$	4.5516
		0.0007	0.0006	0.0042
605	5.45	$0.2994 \cdot 10^{-7}$	$0.6582 \cdot 10^{-6}$	4.5492
		0.0012	0.0009	0.0068

Tabela B.4: Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 25$ cm.

$\tau = 98 \mu s \quad t_k = 900 \mu s \cong 9.2 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
50	0.51	$0.7182 \cdot 10^{-5}$	$0.1734 \cdot 10^{-3}$	4.1414
		0.0001	0.0001	0.0006
150	1.53	$0.2603 \cdot 10^{-5}$	$0.5932 \cdot 10^{-4}$	4.3889
		0.0001	0.0001	0.0006
250	2.55	$0.9146 \cdot 10^{-6}$	$0.2083 \cdot 10^{-4}$	4.3907
		0.0002	0.0001	0.0010
<u>350</u>	<u>3.57</u>	<u>$0.3237 \cdot 10^{-6}$</u>	<u>$0.7415 \cdot 10^{-5}$</u>	<u>4.3651</u>
		<u>0.0003</u>	<u>0.0002</u>	<u>0.0016</u>
450	4.60	$0.1153 \cdot 10^{-6}$	$0.2650 \cdot 10^{-5}$	4.3510
		0.0005	0.0004	0.0028
550	5.61	$0.4106 \cdot 10^{-7}$	$0.9396 \cdot 10^{-6}$	4.3699
		0.0008	0.0006	0.0044

Tabela B.5: Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 22$ cm.

$\tau = 90 \mu s \quad t_k = 1100 \mu s \cong 12.2 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
45	0.50	$0.9546 \cdot 10^{-5}$	$0.2361 \cdot 10^{-3}$	4.0426
		0.0001	0.0001	0.0006
135	1.50	$0.3516 \cdot 10^{-5}$	$0.8216 \cdot 10^{-4}$	4.2794
		0.0002	0.0001	0.0010
225	2.50	$0.1253 \cdot 10^{-5}$	$0.2936 \cdot 10^{-4}$	4.2675
		0.0003	0.0002	0.0015
315	3.50	$0.4513 \cdot 10^{-6}$	$0.1067 \cdot 10^{-4}$	4.2290
		0.0005	0.0004	0.0027
405	4.50	$0.1652 \cdot 10^{-6}$	$0.3915 \cdot 10^{-5}$	4.2197
		0.0008	0.0006	0.0042
495	5.50	$0.6101 \cdot 10^{-7}$	$0.1443 \cdot 10^{-5}$	4.2279
		0.0012	0.0009	0.0063

Tabela B.6: Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 20$ cm.

$\tau = 85 \mu s \quad t_k = 950 \mu s \cong 11.2 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
45	0.53	$0.1125 \cdot 10^{-4}$	$0.28213 \cdot 10^{-3}$	3.9872
		0.0001	0.0001	0.0006
135	1.59	$0.3808 \cdot 10^{-5}$	$0.9077 \cdot 10^{-4}$	4.1949
		0.0001	0.0001	0.0006
225	2.65	$0.12511 \cdot 10^{-5}$	$0.3010 \cdot 10^{-4}$	4.1570
		0.0002	0.0002	0.0012
315	3.71	$0.4180 \cdot 10^{-6}$	$0.1018 \cdot 10^{-4}$	4.1046
		0.0004	0.0003	0.0021
405	4.76	$0.1427 \cdot 10^{-6}$	$0.3484 \cdot 10^{-5}$	4.0959
		0.0006	0.0005	0.0032
495	5.82	$0.4901 \cdot 10^{-7}$	$0.1198 \cdot 10^{-5}$	4.0944
		0.0011	0.0008	0.0056

Tabela B.7: Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 18$ cm.

$\tau = 78 \mu s \quad t_k = 900 \mu s \cong 11.5 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
40	0.51	$0.1416 \cdot 10^{-4}$	$0.3637 \cdot 10^{-3}$	3.8918
		0.0001	0.0001	0.0006
120	1.54	$0.4943 \cdot 10^{-5}$	$0.1208 \cdot 10^{-3}$	4.0916
		0.0001	0.0001	0.0006
200	2.56	$0.1670 \cdot 10^{-5}$	$0.4132 \cdot 10^{-4}$	4.0413
		0.0002	0.0002	0.0011
280	3.59	$0.5747 \cdot 10^{-6}$	$0.1447 \cdot 10^{-4}$	3.9728
		0.0003	0.0003	0.0017
<u>360</u>	<u>4.62</u>	<u>$0.2017 \cdot 10^{-6}$</u>	<u>$0.5141 \cdot 10^{-5}$</u>	<u>3.9240</u>
		<u>0.0006</u>	<u>0.0004</u>	<u>0.0028</u>
440	5.64	$0.7223 \cdot 10^{-7}$	$0.1841 \cdot 10^{-5}$	3.9234
		0.0009	0.0007	0.0045

Tabela B.8: Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 17$ cm.

$\tau = 75 \mu s \quad t_k = 900 \mu s \cong 12.5 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
40	0.53	$0.1546 \cdot 10^{-4}$	$0.4011 \cdot 10^{-3}$	3.8557
		0.0001	0.0001	0.0005
120	1.60	$0.5079 \cdot 10^{-5}$	$0.1259 \cdot 10^{-3}$	4.0333
		0.0001	0.0001	0.0006
200	2.67	$0.1620 \cdot 10^{-5}$	$0.4087 \cdot 10^{-4}$	3.9633
		0.0002	0.0002	0.0011
280	3.73	$0.5294 \cdot 10^{-6}$	$0.1363 \cdot 10^{-4}$	3.8842
		0.0004	0.0003	0.0019
<u>360</u>	<u>4.80</u>	<u>$0.1775 \cdot 10^{-6}$</u>	<u>$0.4625 \cdot 10^{-5}$</u>	<u>3.8378</u>
		<u>0.0007</u>	<u>0.0005</u>	<u>0.0033</u>
440	5.87	$0.6074 \cdot 10^{-7}$	$0.1584 \cdot 10^{-5}$	3.8346
		0.0011	0.0009	0.0054

Tabela B.9: Krzemionka domieszkowana borem. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 16$ cm.

$\tau = 71 \mu s \quad t_k = 900 \mu s \cong 12.7 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
35	0.49	$0.1811 \cdot 10^{-4}$	$0.4786 \cdot 10^{-3}$	3.7841
		0.0001	0.0001	0.0005
105	1.48	$0.6491 \cdot 10^{-5}$	$0.1634 \cdot 10^{-3}$	3.9726
		0.0002	0.0001	0.0009
175	2.46	$0.2244 \cdot 10^{-5}$	$0.5743 \cdot 10^{-4}$	3.9080
		0.0003	0.0002	0.0014
245	3.45	$0.7923 \cdot 10^{-6}$	$0.2074 \cdot 10^{-4}$	3.8203
		0.0005	0.0004	0.0024
<u>315</u>	<u>4.44</u>	<u>$0.2880 \cdot 10^{-6}$</u>	<u>$0.7638 \cdot 10^{-5}$</u>	<u>3.7706</u>
		<u>0.0008</u>	<u>0.0006</u>	<u>0.0038</u>
385	5.42	$0.1073 \cdot 10^{-6}$	$0.2846 \cdot 10^{-5}$	3.7702
		0.0013	0.0010	0.0061

C Tabele z wynikami symulacji służącymi do wyznaczenia zależności średniej energii rozkładu strumienia neutronów termicznych w próbkach wody od czasu, który upłynął od impulsu

Tabela C.1: Woda. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 30$ cm.

$\tau = 190 \mu s \quad t_k = 20000 \mu s \cong 105 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
100	0.52	0.9947·10 ⁻⁵	0.1956·10 ⁻³	5.0856
		0.0002	0.0002	0.0014
200	1.05	0.5675·10 ⁻⁵	0.1115·10 ⁻³	5.0871
		0.0003	0.0003	0.0022
300	1.58	0.3267·10 ⁻⁵	0.6421·10 ⁻⁴	5.0883
		0.0005	0.0005	0.0036
400	2.11	0.1891·10⁻⁵	0.3716·10⁻⁴	5.0889
		0.0007	0.0007	0.0050
500	2.63	0.1099·10 ⁻⁵	0.2159·10 ⁻⁴	5.0895
		0.0009	0.0009	0.0065
600	3.16	0.6401·10 ⁻⁶	0.1258·10 ⁻⁴	5.0897
		0.0012	0.0012	0.0086
700	3.68	0.3737·10 ⁻⁶	0.7343·10 ⁻⁵	5.0890
		0.0016	0.0016	0.0115
800	4.21	0.2185·10 ⁻⁶	0.4293·10 ⁻⁵	5.0889
		0.0021	0.0021	0.0151
900	4.74	0.1280·10 ⁻⁶	0.2515·10 ⁻⁵	5.0890
		0.0028	0.0027	0.0198

Tabela C.2: Woda. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 15$ cm.

$\tau = 157 \mu s \quad t_k = 1080 \mu s \cong 6.9 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
60	.38	$0.7037 \cdot 10^{-4}$	$0.1388 \cdot 10^{-2}$	5.0709
		0.0001	0.0001	0.0007
150	.95	$0.3797 \cdot 10^{-4}$	$0.7482 \cdot 10^{-3}$	5.0742
		0.0001	0.0002	0.0011
240	1.53	$0.2087 \cdot 10^{-4}$	$0.4112 \cdot 10^{-3}$	5.0756
		0.0002	0.0002	0.0014
300	1.91	$0.1407 \cdot 10^{-4}$	$0.2773 \cdot 10^{-3}$	5.0762
		0.0002	0.0003	0.0018
390	2.48	$0.7820 \cdot 10^{-5}$	$0.1541 \cdot 10^{-3}$	5.0762
		0.0004	0.0004	0.0025
450	2.87	$0.5287 \cdot 10^{-5}$	$0.1041 \cdot 10^{-3}$	5.0763
		0.0001	0.0005	0.0033
540	3.43	$0.2930 \cdot 10^{-5}$	$0.5770 \cdot 10^{-4}$	5.0770
		0.0005	0.0006	0.0040
630	4.01	$0.1608 \cdot 10^{-5}$	$0.3167 \cdot 10^{-4}$	5.0766
		0.0007	0.0008	0.0054
720	4.58	$0.8642 \cdot 10^{-6}$	$0.1703 \cdot 10^{-4}$	5.0757
		0.0009	0.0011	0.0072

Tabela C.3: Woda. Zależność $\langle E(t) \rangle$ dla próbki o promieniu $R_g = 3$ cm.

$\tau = 29 \mu s \quad t_k = 480 \mu s \cong 16.6 \tau$				
t	t/τ	$*F4$	$F4$	$\langle E(t) \rangle$
		[eV·cm ⁻²]	[cm ⁻²]	$\sigma_{\langle E(t) \rangle}$
[μs]		R_{*F4}	R_{F4}	[10 ⁻² eV]
3	0.10	0.2151·10 ⁻²	0.4567·10 ⁻¹	4.7099
		0.0001	0.0001	0.0007
6	0.21	0.1937·10 ⁻²	0.4071·10 ⁻¹	4.7585
		0.0001	0.0001	0.0007
10	0.34	0.1675·10 ⁻²	0.3508·10 ⁻¹	4.7751
		0.0001	0.0001	0.0007
20	0.69	0.1173·10 ⁻²	0.2456·10 ⁻¹	4.7778
		0.0001	0.0001	0.0007
30	1.03	0.8309·10 ⁻³	0.1739·10 ⁻¹	4.7792
		0.0002	0.0001	0.0011
40	1.38	0.5909·10 ⁻³	0.1236·10 ⁻¹	4.7807
		0.0002	0.0002	0.0014
50	1.72	0.4210·10 ⁻³	0.8805·10 ⁻²	4.7817
		0.0002	0.0002	0.0014
60	2.07	0.3002·10⁻³	0.6278·10⁻²	4.7821
		0.0003	0.0002	0.0017
70	2.41	0.2141·10 ⁻³	0.4478·10 ⁻²	4.7822
		0.0003	0.0003	0.0020
80	2.76	0.1528·10 ⁻³	0.3195·10 ⁻²	4.7825
		0.0003	0.0003	0.0020
90	3.10	0.1090·10 ⁻³	0.2280·10 ⁻²	4.7827
		0.0004	0.0004	0.0027
100	3.45	0.7781·10 ⁻⁴	0.1627·10 ⁻²	4.7828
		0.0005	0.0004	0.0031
110	3.79	0.5553·10 ⁻⁴	0.1161·10 ⁻²	4.7828
		0.0005	0.0005	0.0034
120	4.14	0.3964·10 ⁻⁴	0.8286·10 ⁻³	4.7834
		0.0006	0.0006	0.0041
130	4.48	0.2829·10 ⁻⁴	0.5914·10 ⁻³	4.7831
		0.0007	0.0007	0.0047

Spis literatury

Ballinger C.T. (1995)

The Direct $S(\alpha, \beta)$ Method for Thermal Neutron Scattering.

Proc. of „International Conference on Mathematics and Computations, Reactor Physics, and Environmental Analyses“, Portland, Oregon, April 30-May 4 1995, Vol 1, 134-143;

Beckurts K.H., Wirtz K. (1964)

Neutron Physics.

Springer. Berlin;

Bell G.I., Glasstone S. (1970)

Nuclear Reactor Theory.

Litton Educational Publishing, Inc. New York;

Briesmeister J.F. - ed. (1986)

MCNP - A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, Version 3A.

LA-7396-M;

Briesmeister J.F. - ed. (1997)

A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B.

LA-12625-M;

Burda J., Igielski A., Janik W., Kurowski A., Zaleski T. (2000)

Instrumentation System for Pulsed Neutron Generator. Part 2: Structure and Assemblies.

Rept. IFJ No. 1862/E. Kraków;

Czubek J. (1997)

A New Idea of Pulsed Neutron Experiments with Bulk Materials.

Appl. Radiat. Isot. **48**, 237-239;

Dąbrowska J., Drozdowicz K. (2000)

Monte Carlo Simulations of Pulsed Neutron Experiments on Samples of Variable Mass Density.

Nucl. Instr. Meth. **A443**, 416-421;

Dąbrowska J., Drozdowicz K., Woźnicka U. (2001)

The MCNP Code in Planning and Interpretation of Thermal Neutron Experiments.
Proc. of the Monte Carlo 2000 Conf. on „Advanced Monte Carlo for Radiation Physics,
Particle Transport Simulation and Applications”, Lisbon, Portugal, 23-26 October 2000,
eds A. Kling *et al.*, 663-667;

Drozdowicz K. (1999)

Thermal Neutron Diffusion Parameters Dependent on the Flux Energy Distribution in
Finite Hydrogenous Media.
Rept. IFJ No. 1838/PN. Kraków;

Drozdowicz K., Gabańska B., Igielski A., Krynicka E., Woźnicka U. (1993a)

Methodology of Measurement of Thermal Neutron Decay Constant in Canberra 35+ MCA
System.
Rept. IFJ No. 1651/AP. Kraków;

Drozdowicz K., Gabańska B., Krynicka E. (1993b)

Fitting the Decaying Experimental Curve by a Sum of Exponentials.
Rept. IFJ No. 1635/PM. Kraków;

Drozdowicz K., Krynicka E. (1995)

Thermal Neutron Diffusion Parameters in Homogeneous Mixtures.
Rept. IFJ No. 1694/PN. Kraków;

Drozdowicz K., Krynicka E., Dąbrowska J. (2003)

*Diffusion cooling of thermal neutrons in basic rock minerals by Monte Carlo simulation
of the pulsed neutron experiments.*
Appl. Radiat. Isot. **58**, 727-733;

Drozdowicz K., Krynicka E., Dąbrowska J. (2005)

*Variation of the thermal neutron diffusion cooling properties of wet rock material (Monte
Carlo simulations of the pulsed neutron experiments).*
Appl. Radiat. Isot. **62**, 509-516;

Igielski A., Burda J., Gabańska B., Krynicka E. (1997)

Karta komputerowa ACCUSPEC FMS - CANBERRA w systemie pomiaru stałej zaniku
impulsowego strumienia neutronów termicznych.
Rept. IFJ No. 1757/PN. Kraków;

Jakeman D. (1966)

Physics of Nuclear Reactors.

English Universities Press LTD. Lodon;

Kiełkiewicz M. (1987)

Teoria reaktorów jądrowych.

PWN. Warszawa;

Lopez W.M., Beyster J.R. (1962)

Measurement of Neutron Diffusion Parameters in Water by Pulsed Neutron Method.

Nucl. Sci. Eng. **12**, 190-202;

MacFarlane R.E. (1994)

New Thermal Neutron Scattering Files for ENDF/B-VI Release 2.

LA-12639-MS;

Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. (1981)

Neutron Cross Sections, Vol. 1, Neutron Resonance Parameters and Thermal Cross Sections. Part A: Z=1-60.

Academic Press. New York;

Nelkin M. (1960)

The Decay of a Thermal Neutron Pulse.

Nucl. Sci. Eng. **7**, 210-216;

Origin version 6. Users Manual. (1999)

Micocall Software , Inc.;

Ott K.O., Bezella W.A. (1983)

Introductory Nuclear Reactor Statics.

Am. Nucl. Soc., La Grange Park;

Pomraning G.C. (1969)

The linear extrapolation distance at a free surface with convex curvature.

Nukleonik **12**, 92-93;

Poradnik Fizyko-Chemiczny. Praca zbiorowa. (1974)

WNT. Warszawa;

Rose P.F., Dunford C.L. - ed. (1990)

ENDF-102. Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF. N.E.A. Data Bank, Paris;

Sjöstrand N.G. (1985)

The pulsed neutron method for diffusion, slowing down and reactivity measurements.
Proc. *Workshop on Subcritical Reactivity Measurements, August 27/29.* Albuquerque, New Mexico, 95-127;

Strzałkowski A., Śliżyński A. (1973)

Matematyczne metody opracowywania wyników pomiarów.
PWN. Warszawa;

Valente F.A. (1963)

A Manual of Experiments in Reactor Physics.
Macmillan Co., New York;

Williams M.M.R. (1966)

The Slowing Down and Thermalization of Neutrons.
North-Holland, Amsterdam;

Williams M.M.R. (1971)

Mathematical Methods in Particle Transport Theory.
Butterworths, London;

Zweifel P.F. (1973)

Reactor Physics.
McGraw-Hill, Inc. New York.