

Mariusz Filipowicz

**BADANIA REAKCJI SYNTEZY JĄDROWEJ
W CIELE STAŁYM
Z WYKORZYSTANIEM
AKCELERATORÓW PLAZMOWYCH**



WYDAWNICTWA AGH

KRAKÓW 2025

Wydawnictwa Akademii Górniczo-Hutniczej im. Stanisława Staszica w Krakowie

© Wydawnictwa AGH, Kraków 2025

ISBN 978-83-68219-63-0 (print)

ISBN 978-83-68219-64-7 (PDF)

DOI: <https://doi.org/10.7494/978-83-68219-64-7>

Publikacja może być rozpowszechniana zgodnie z licencją Creative Commons CC BY 4.0

Recenzenci: *dr hab. inż. Rafał Laskowski, prof. PW*
prof. dr hab. inż. Marek Scholz

Afiliacja autora
Akademia Górniczo-Hutnicza
Wydział Energetyki i Paliw
Katedra Zrównoważonego Rozwoju Energetycznego

Opieka redakcyjna: *Agnieszka Rusinek*

Projekt okładki i strony tytułowej: *Paweł Sepielak*

Wydawnictwa AGH
al. A. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków
tel. 12 617 32 28, 12 636 40 38
e-mail: redakcja@wydawnictwoagh.pl
www.wydawnictwo.agh.edu.pl

Spis treści

Streszczenie	7
Abstract	9
Przedmowa	11
Najważniejsze akronimy użyte w pracy	13
Wykaz głównych oznaczeń matematycznych	17
1. Wstęp	19
1.1. Podstawowe uwarunkowania syntezy jądrowej	19
1.2. Reakcje jądrowe przy niskich energiach	24
1.2.1. Wprowadzenie	24
1.2.2. Czynniki decydujące o przebiegu reakcji jądrowych w niskich energiach	27
1.2.3. Historia badań nad LENR	31
1.2.4. Znaczenie poznawcze badań reakcji syntezy jądrowej przy niskich energiach	35
2. Metody syntezy jądrowej	37
2.1. Wprowadzenie	37
2.2. Kryterium Lawsona	38
2.3. Podstawowe reakcje syntezy jądrowej	39
2.4. Przegląd koncepcji realizacji kontrolowanej syntezy jądrowej	40
2.4.1. Krótka charakterystyka wybranych metod	42
2.4.2. Inne metody syntezy jądrowej	45
2.5. Projekt ITER i inne obecnie stosowane podejścia	46
3. Wybrane zagadnienia metodologiczne badania reakcji syntezy przy niskich energiach	49
3.1. Pulsacyjne akceleratory plazmowe	50
3.2. Instrumenty pomiarowe	60
3.2.1. Źródło jonów na bazie akceleratora Halla	60
3.2.2. Impulsowy zawór gazowy	62

3.2.3. Uderzeniowa cewka impulsowa	62
3.2.4. Elektromagnes	62
3.2.5. Generator impulsów napięcia przyspieszającego 7–45 kV	63
3.2.6. Diagnostyka wiązki jonowej i źródła Halla	64
3.2.7. System automatycznej stabilizacji parametrów wiązki przyspieszonych jonów w akceleratorze hallowskim (IDM-40)	67
3.3. Detektory	68
3.4. Analiza procesów odpowiedzialnych za powstanie tła w eksperymentach w akceleratorach plazmowych	69
3.4.1. Wprowadzenie i sformułowanie problemu	69
3.4.2. Przebieg pomiarów tła i wyniki	72
3.4.3. Podsumowanie	77
3.5. Metodyka przygotowania i badania tarcz	78
3.5.1. Tarcza z deuteryzowanego polietylenu	78
3.5.2. Tarcza z ciężkiego lodu	78
3.5.3. Metaliczne tarcze nasycone deuterem	79
3.6. Metody badania tarcz	83
3.6.1. Metoda detekcji rozpraszania elastycznego	83
3.6.2. Metody mikroskopowe	85
3.6.3. Metody dyfrakcyjne	85
3.6.4. Spektroskopia elektronów Augera	88
3.6.5. Uwagi końcowe do deuteryzowanych tarcz metalicznych	90
3.7. Analiza oddziaływania wiązek jonów z metalicznymi tarczami nasyconymi deuterem	91
3.7.1. Procedura obliczeniowa	91
3.7.2. Obliczenia wydajności neutronów	100
3.7.3. Walidacja metody i określanie potencjału ekranowania	103
4. Przedstawienie i omówienie wyników badań	108
4.1. Przegląd przeprowadzonych pomiarów	108
4.2. Badanie reakcji $p + d$	109
4.2.1. Wprowadzenie	109
4.2.2. Badania astrofizycznego S-faktora	110
4.2.3. Wyznaczanie przekroju czynnego	112
4.2.4. Potencjały ekranowania	113
4.2.5. Współczynnik wzmocnienia reakcji	113
4.2.6. Zestawienie wyników badań reakcji $p + d$	114
4.2.7. Podsumowanie	118
4.3. Badanie reakcji $p + t$	118
4.3.1. Wprowadzenie	118
4.3.2. Wyniki i dyskusja	119
4.4. Badanie reakcji $d + d$	120
4.4.1. Wprowadzenie	120
4.4.2. Badanie astrofizycznego S-faktora	120
4.4.3. Ekranowanie elektronowe	125
4.4.4. Efekty temperaturowe w ekranowaniu elektronowym	128
4.4.5. Efekt kanałowania reakcji $d + d$ w deuterku tytanu	131

4.4.6. Symulacje wpływu orientacji kryształu na wydajność generacji neutronów dla reakcji $d + d$	136
4.5. Badanie reakcji $d + {}^3\text{He}$	140
4.5.1. Wprowadzenie i sformułowanie problemu	140
4.5.2. Przebieg pomiarów	141
4.5.3. Wyniki eksperymentu	142
4.5.4. Podsumowanie	144
4.6. Badanie reakcji ${}^4\text{He} + d$	145
4.6.1. Wprowadzenie	145
4.6.2. Prace eksperymentalne	145
4.6.3. Wyniki eksperymentów i ich omówienie	146
4.7. Badanie reakcji ${}^4\text{He} + t$	147
4.7.1. Wprowadzenie	147
4.7.2. Przebieg eksperymentu	147
4.7.3. Wyniki eksperymentu i dyskusja	148
5. Podsumowanie	150
Bibliografia	153

Badania reakcji syntezy jądrowej w ciele stałym z wykorzystaniem akceleratorów plazmowych

Streszczenie

Monografia prezentuje wyniki wieloletnich badań reakcji syntezy jądrowej zachodzących w ciele stałym w ultraniskim zakresie energii (od kilku do kilkudziesięciu kiloelektronowoltów), prowadzonych z wykorzystaniem pulsacyjnych akceleratorów plazmowych. Głównym celem pracy było eksperymentalne i teoretyczne zbadanie wpływu ekranowania elektronowego oraz efektu kanałowania na przekroje czynne i wydajność reakcji syntezy lekkich jąder izotopów wodoru i helu: $p + d$, $p + t$, $d + d$, $^3\text{He} + d$, $^4\text{He} + d$, $^4\text{He} + t$ w metalicznych tarczach nasyconych deuterem (i trytem).

Zaawansowane metody generacji wiązek jonowych z zastosowaniem akceleratorów typu Z-pincz oraz impulsowych akceleratorów Halla (IDM-40) umożliwiły precyzyjną kontrolę parametrów wiązki i redukcję tła pomiarowego. Wykorzystano tarcze z deuteryzowanych metali (Ti, Zr, Nb, Cr) wytworzone metodą magnetronowego napyłania, charakteryzujące się kontrolowaną orientacją krystalograficzną i wysokim stopniem nasycenia deuterem. Na początkowym etapie badań wykorzystywano tarcze z deuteryzowanego polietylenu i z zestalonej ciężkiej wody oraz przeciwbieżne wiązki plazmy.

Oryginalność zastosowanej metodologii podkreśla opracowanie i wykorzystanie autorskich układów detekcyjnych, specjalnie zaprojektowanych do pracy w trudnych warunkach impulsowego akceleratora plazmowego. Do detekcji produktów reakcji, głównie neutronów i kwantów gamma, zastosowano scyntylatory NaI(Tl) w konfiguracji pozwalającej na pomiar widm energetycznych w szerokim zakresie. Detekcję neutronów termicznych realizowano za pomocą detektorów ^3He o wysokiej czułości. Dla pomiaru protonów z reakcji $^3\text{He} + d$ opracowano specjalny, szczelny detektor scyntylacyjny, który dzięki bezpośredniemu sąsiedztwu tarczy i zastosowaniu cienkich folii separacyjnych osiągał wysoką skuteczność detekcji oraz był odporny na zakłócenia elektromagnetyczne towarzyszące pracy akceleratora. Kluczowym autorskim rozwiązaniem był wielosiatkowy spektrometr elektrostatyczny, umożliwiający pomiar rozkładu energetycznego jonów w wiązce padającej bezpośrednio na tarczę w warunkach roboczych. Dodatkowo, do precyzyjnego pomiaru gęstości prądu wiązki i jej profilu przestrzennego skonstruowano linię kolimowanych cylindrów Faradaya.

Aby oddzielić sygnał od silnego tła promieniowania, powstałego głównie w wyniku wtórnych reakcji łańcuchowych, opracowano specjalne algorytmy analizy danych oraz układy osłon, w tym warstwy z kadmu, azotku boru i ciężkiej wody. Te autorskie konstrukcje detektorów i układów pomiarowych były niezbędne do osiągnięcia wymaganej czułości i selektywności, ponieważ umożliwiły badanie reakcji o ekstremalnie małych przekrojach czynnych.

Wyniki wykazały znaczący wzrost wydajności reakcji syntezy w porównaniu z przewidywaniami dla „gołych” jąder, co przypisano efektom ekranowania elektronowego (z potencjałami ekranowania sięgającymi setek elektronowoltów) oraz kanałowaniu jonów

w sieci krystalicznej. Dla reakcji $d + d$ zaobserwowano wzmocnienie przekroju czynnego nawet o kilka rzędów wielkości w niskich energiach. Istotny jest brak obserwowalnego wpływu efektów temperaturowych na wydajność reakcji $d + d$ w metalicznych tarczach. Szczegółowe analizy wykazały, że temperatura tarczy nie modyfikuje w sposób istotny ani potencjału ekranowania, ani mechanizmu kanałowania, a uzyskane wzmocnienie reakcji jest efektem czysto elektronowo-strukturalnym.

Opracowano również zaawansowane modele teoretyczne i symulacje Monte Carlo, które potwierdziły eksperymentalnie wyznaczone wartości astrofizycznego czynnika oraz potencjałów ekranowania.

Wyniki mają istotne znaczenie dla astrofizyki (modelowanie procesów jądrowych w gwiazdach) oraz dla poszukiwań alternatywnych metod realizacji kontrolowanej syntezy jądrowej w warunkach laboratoryjnych.

Praca stanowi kompleksowe opracowanie metodologiczne i eksperymentalne, dostarczające nowych danych do międzynarodowych baz przekrojów czynnych i pogłębiające zrozumienie mechanizmów reakcji jądrowych w skondensowanej materii, jednocześnie wyznaczając nowe kierunki badań w zakresie mechanizmów reakcji jądrowych w ultraniskich energiach.

Plasma-Accelerator Studies of Nuclear Fusion Reactions in Solid Targets

Abstract

This monograph presents the results of multi-year investigations into nuclear fusion reactions occurring in solid targets within the ultra-low energy range (a few to tens of kiloelectronvolts), conducted using pulsed plasma accelerators. The primary objective of this work was the experimental and theoretical examination of the influence of electron screening and channeling effects on the reaction cross-sections and yields of fusion involving light hydrogen and helium isotopes – specifically $p + d$, $p + t$, $d + d$, $^3\text{He} + d$, $^4\text{He} + d$, and $^4\text{He} + t$ – in metallic targets saturated with deuterium (and tritium).

The experimental campaign utilized advanced ion beam generation techniques, including Z-pinch devices and pulsed Hall accelerators (IDM-40), which enabled precise control of beam parameters and significant reduction of measurement background. Targets employed were composed of deuterated metals (Ti, Zr, Nb, Cr) fabricated via magnetron sputtering, characterized by controlled crystallographic orientation and a high degree of deuterium saturation. Initial research phases also utilized targets of deuterated polyethylene, solidified heavy water, and employed configurations with colliding plasma beams.

The originality of the methodology is underscored by the development and implementation of custom-designed detection systems, specifically engineered for the challenging operational environment of a pulsed plasma accelerator. For detecting reaction products, primarily neutrons and gamma quanta, NaI(Tl) scintillators were used in a configuration allowing for energy spectrum measurement across a broad range. Thermal neutron detection was achieved using high-sensitivity ^3He detectors. For proton measurement from the $^3\text{He} + d$ reaction, a specialized, hermetically sealed scintillation detector was developed. Its proximity to the target and the use of thin separation foils resulted in high detection efficiency alongside resilience to electromagnetic interference inherent to accelerator operation. A key custom solution developed by the team was a multi-grid electrostatic spectrometer, enabling direct measurement of the energy distribution of ions in the beam impinging on the target under operational conditions. Furthermore, a line of collimated Faraday cups was constructed for the precise measurement of beam current density and its spatial profile.

To discriminate the signal from a strong radiation background, originating predominantly from secondary light-ion chain reactions, specialized data analysis algorithms and shielding assemblies were developed, incorporating layers of cadmium, boron nitride, and heavy water. These custom detector and measurement systems were indispensable for achieving the requisite sensitivity and selectivity, thereby enabling the study of reactions with extremely small cross-sections.

The results demonstrated a significant enhancement of fusion reaction yields compared to predictions for 'bare' nuclei. This enhancement is attributed to electron screening effects (with screening potentials reaching hundreds of eV) and ion channeling within the crystal

lattice. For the $d + d$ reaction, an increase in the cross-section by several orders of magnitude was observed at low energies. Critically, no observable influence of thermal effects on the $d + d$ reaction yield in metallic targets was found. Detailed analyses confirmed that target temperature does not significantly modify either the screening potential or the channeling mechanism, indicating that the obtained reaction enhancement is a purely electron-structural phenomenon.

Advanced theoretical models and Monte Carlo simulations were also developed, which corroborated the experimentally determined values of the astrophysical S-factor and screening potentials.

These findings hold substantial significance for astrophysics (modeling nuclear processes in stars) and for the pursuit of alternative methods for achieving controlled nuclear fusion in laboratory conditions.

This work constitutes a comprehensive methodological and experimental study, providing new data for international cross-section databases and deepening the understanding of nuclear reaction mechanisms in condensed matter. It simultaneously outlines new research directions concerning the mechanisms of nuclear reactions at ultra-low energies.

Przedmowa

Niniejsza monografia powstała jako podsumowanie wieloletnich prac międzynarodowego zespołu badawczego utworzonego w ramach współpracy badającej oddziaływania silne przy niskich energiach. Poświęcona jest badaniom reakcji jądrowych lekkich izotopów zachodzących w ultraniskim zakresie energii. Przedstawione są badania wykonane na bazie autorskiej metodologii zespołu, w pracach którego uczestniczył autor niniejszej monografii. Opisane są reakcje w ramach syntezy jądrowej lekkich izotopów (wodoru, helu i litu) w ośrodkach takich jak gaz, ciężka woda, deuteryzowany polietylen i struktury metaliczne nasycone izotopami wodoru. Badany zakres energii zachodzenia tych reakcji to od kilku do kilkadziesiątu kiloelektronowoltów. Potencjalne znaczenie opisanych badań może być niezwykle istotne z uwagi na badania nad alternatywnymi metodami generacji energii z wykorzystaniem syntezy jądrowej oraz ze względów poznawczych, w tym zagadnień astrofizycznych, np. dostarczenia danych do modeli gwiazd czy abundancji lekkich izotopów w ramach modelu Wielkiego Wybuchu.

Autor uczestniczył w pracach zespołu od roku 1995 aż do zakończenia współpracy badawczej.

Ta książka jest dedykowana pamięci mojego Mentora, śp. Profesora Wiaczesława Michajłowicza Bystrickiego ze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej (Rosja). To dzięki Jego wizji, wiedzy i nieustającemu entuzjazmowi powstał międzynarodowy zespół, a prowadzone przeze mnie badania zyskały swój kierunek i głębię.

Serdeczne podziękowania kieruję pod adresem dr. Jana Woźniaka z Wydziału Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH za wieloletnią, nieocenioną współpracę i inspirujące dyskusje.

Mariusz Filipowicz

Najważniejsze akronimy użyte w pracy

BBN (*Big Bang Nucleosynthesis*)

proces powstawania pierwiastków lekkich (głównie deuter, hel, lit) w pierwszych minutach po Wielkim Wybuchu

BCM (*Basic Channeling with Mathematica*)

metoda obliczeniowa wykorzystująca środowisko Mathematica do symulacji zjawiska channelingu jonów w kryształach

CFC (*Collimated Faraday Cylinders*)

cyndry Faradaya (tj. metalowe osłony lub pułapki) wyposażone w kolimatory, służące do precyzyjnego pomiaru strumienia naładowanych cząstek

CIS (*Current-intercepting Structure*)

urządzenie (np. siatka) przechwytyjące wiązkę cząstek naładowanych w celu pomiaru jej prądu

CMS (*Center of Mass System*)

układ odniesienia, w którym całkowity pęd układu ciał jest równy zero, używany do opisu zderzeń

DEMO (*DEMOstration Power Plant*)

planowana demonstracyjna elektrownia termojądrowa, następcą projektu ITER, mająca produkować energię elektryczną

ENDF (*Evaluated Nuclear Data Files*)

standardowa, kompleksowa baza danych zawierająca ocenione dane reakcji jądrowych, używana w symulacjach

ERD (*Elastic Recoil Detection*)

technika analizy materiałowej polegająca na detekcji lekkich jonów odrzuconych w wyniku sprężystego zderzenia z ciężkimi jonami

ES (*Electron Screening*)

zjawisko zmniejszania się efektywnej bariery kulombowskiej pomiędzy jądrami w obecności elektronów atomowych

EURATOM (*European Atomic Energy Community*)

organizacja międzynarodowa zajmująca się pokojowym rozwojem i wykorzystaniem energii atomowej w Europie

FRC (*Field-Reversed Configuration*)

kompaktowa konfiguracja plazmy o zamkniętej strukturze magnetycznej, badana jako potencjalne „pudełko” dla fuzji termojądrowej

FWHM (*Full Width at Half Maximum*)

miara szerokości rozkładu (np. energii, masy), określająca szerokość krzywej w połowie jej maksymalnej wysokości

HA (*Hall Accelerator*)

typ układu przyspieszającego, w którym jony są przyspieszane przez pole elektryczne prozeczne do zewnętrznego pola magnetycznego

HCEI (*High Current Electronics Institute*)

wiodący rosyjski instytut badawczy z siedzibą w Tomsku specjalizujący się w fizyce wysokich energii, elektrofizyce i technologii impulsowej

IEC (*Inertial Electrostatic Confinement*)

urządzenie do utrzymywania plazmy przy użyciu pola elektrostatycznego, badane jako proste źródło neutronów lub do fuzji jądrowej

ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*)

międzynarodowy projekt badawczy mający na celu zbudowanie największego na świecie reaktora termojądrowego typu tokamak

JINR (*Joint Institute for Nuclear Research*)

międzynarodowe centrum badawcze w Dubnej (Rosja) prowadzące interdyscyplinarne badania w dziedzinie fizyki cząstek i fizyce jądrowej

LCR (*Light-ion Chain Reactions*)

proces kaskadowych reakcji jądrowych zachodzących pomiędzy lekkimi jonami, prowadzący do syntezy cięższych jąder

LENR (*Low Energy Nuclear Reactions*)

hipotetyczne, nie do końca wyjaśnione zjawisko zachodzenia reakcji jądrowych w warunkach niskich energii (pokojowa temperatura)

LESI (*Low Energy Strong Interactions*)

międzynarodowy zespół badawczy, którego prace koordynowane były przez Profesora Wiaczesława Michajłowicza Bystrickiego z JINR i dotyczyły badań reakcji syntezy jądrowej w niskich i ultraniskich energiach z wykorzystaniem techniki plazmowej

LUNA (*Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics*)

podziemne laboratorium fizyki jądrowej, gdzie niskie tło promieniowania kosmicznego pozwala na badanie wyjątkowo rzadkich reakcji astrofizycznych

MC (*Monte Carlo*)

rodzaj metod numerycznych polegających na wielokrotnym, losowym próbkowaniu w celu uzyskania wyników statystycznych

MIG (*Magnitnyj Impulsnyj Gienierator*)

generator wysokich impulsów prądowych i magnetycznych, wykorzystujący kompresję strumienia magnetycznego do osiągnięcia ekstremalnych parametrów

NIF (*National Ignition Facility*)

największe na świecie urządzenie do badań nad fuzją termojądrową z wykorzystaniem inertnego uwięzienia laserowego, znajdujące się w Livermore w USA

NRTPU (*National Research Tomsk Polytechnic University*)

wiodący rosyjski uniwersytet techniczny w Tomsku o statusie narodowego centrum badawczego, znany z prac nad fizyką plazmy i energetyką

ORNLG (*Oak Ridge National Laboratory Group*)

grupa badawcza z Oak Ridge National Laboratory (USA), historycznie zaangażowana w pionierskie prace nad reakcjami termojądrowymi

PHA (*Pulsed Hall Accelerator*)

akcelerator Halla HA pracujący w trybie impulsowym, zdolny do generowania wiązek o wysokiej mocy i energii

RBS (*Rutherford Backscattering Spectrometry*)

analityczna technika spektroskopowa używana do określania składu pierwiastkowego i grubości cienkich warstw materiału

RFP (*Reversed Field Pinch*)

konfiguracja plazmy w urządzeniu typu pincz, w której pole magnetyczne celowo odwraca swój kierunek na obrzeżach pałapki

SBBN (*Standard Big Bang Nucleosynthesis*)

teoretyczny model opisujący powstawanie lekkich pierwiastków w pierwszych minutach po Wielkim Wybuchu, oparty na fundamentalnych prawach fizyki

SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*)

pakiet programów komputerowych symulujących przechodzenie jonów przez materię (hamowanie, rozpraszanie, uszkodzenia)

TCSPF (*Two Counter-Streaming Plasma Flows*)

konfiguracja eksperymentalna, w której dwa strumienie plazmy są kierowane ku sobie, symulując warunki spotkania się frontów plazmy

Wykaz głównych oznaczeń matematycznych

Symbol	Opis	Jednostka	Rozdział	Kontekst
a_0	promień Bohra	m	1.2	wzór (1.35)
B	indukcja magnetyczna	T	3.1	pole w akceleratorze Halla
B_{Θ}	składowa pola magnetycznego	T	3.1	konfiguracja Z-pincza
d_p	odległość międzypłaszczyznowa	Å	4.3.5	struktura TiD ₂
E_{col}	energia zderzenia	keV	4.2–4.7	układ środka masy (p + d)
E_{th}	próg detekcji	MeV	3.3	minimalna energia rejestracji
E_0	energia padających cząstek	keV	4.3.4	warunki początkowe wiązki
E_{γ}	energia kwantu gamma	MeV	3.4	detekcja promieniowania
f	współczynnik wzmocnienia reakcji	–	1.2, 4.1, 4.4	efekt ekranowania / kanałowania
f_{ch}	względne prawdopodobieństwo reakcji	–	4.4.5	efekt kanałowania
I	natężenie prądu	A	3.1	akceleratory plazmowe
$K(E_m)$	udział protonów generujących γ	–	4.2	reakcja p + d w tarczach
l_{eff}	efektywny zasięg protonu	m	4.2.2	głębokość penetracji
n_e	gęstość elektronowa	m ⁻³	1.2	wzór (1.33)
n_t	koncentracja tarczy	m ⁻³	4.2–4.7	gęstość cząstek w tarczy (p, d, t...)
n_1, n_2	gęstość jąder	m ⁻³	1.1	stężenie reagentów
N_D^{beam}	liczba deuteronów w wiązce	–	3.7	wydajność reakcji
N_n^{exp}	eksperymentalna liczba neutronów	–	4.2–4.5	detekcja neutronów (d + d)

Symbol	Opis	Jednostka	Rozdział	Kontekst
N_{γ}^{exp}	eksperymentalna liczba fotonów	–	4.2.2	rejestracja γ (p + d)
P	prawdopodobieństwo tunelowania	–	1.1	mechanika kwantowa
$P(E)$	rozkład prawdopodobieństwa generacji neutronów	–	4.2, 4.4	reakcja p + d, d + d
Q	wzmocnienie energetyczne	–	2.2	stosunek energii syntezy do grzania
Q	energia reakcji jądrowej	MeV	3.4	bilans energetyczny
R_D	promień Debye'a	m	1.2	ekranowanie w plazmie
S	astrofizyczny S-faktor	eV·b, keV·b	1.1, 4.1–4.6	reakcje jądrowe (p + d, d + d, d + ^3He , ..., t + ^4He)
U_e	potencjał ekranowania elektronowego	eV	1.2, 4.1, 4.2	ekranowanie (p + d, d + d, d + ^3He)
$V(r)$	potencjał oddziaływania	J	1.1	bariera kulombowska
β, γ	parametry modelu kanałowania	–	4.3.4	zdolność spowalniania
ε_p	skuteczność detekcji protonów	–	3.3	detektor protonów
ε_{γ}	efektywność detekcji γ	–	4.2.2	kalibracja detektorów
η	parametr Sommerfelda	–	1.2, 4.4	parametr tunelowania
$\Theta(\theta)$	rozkład kątowy padających cząstek	rad	4.4.5	geometria wiązki
τ_E	czas utrzymania energii	s	2.2	kryterium Lawsona
χ^2	estymator dopasowania	–	3.7	analiza statystyczna
σ	przekrój czynny	b, nb	1.1, 4.1	reakcje jądrowe (p + d, d + d, ...)
$\langle \sigma v \rangle$	średnia szybkość reakcji	m ³ /s	1.1	całka po rozkładzie prędkości

1. Wstęp

1.1. Podstawowe uwarunkowania syntezy jądrowej

Ten rozdział przybliży podstawowe pojęcia fizyczne i stanowi ogólne wprowadzenie do zagadnień fizycznych związanych z syntezą jądrową, takich jak bariera kulombowska, przekrój czynny, tunelowanie, szybkość reakcji i inne. Szersze omówienie tego typu zjawisk można znaleźć m.in. w [1] oraz innych klasycznych pozycjach z zakresu fizyki syntezy jądrowej i astrofizyki.

Energia jądrowa E wyzwalana podczas reakcji jądrowych (zarówno podczas rozszczepienia ciężkich jąder atomowych, jak i syntezy lżejszych jąder w cięższe) dana jest znaną relacją równoważności masy i energii:

$$E = \Delta m \cdot c^2, \quad (1.1)$$

gdzie:

- Δm – defekt masy, czyli różnica pomiędzy sumą mas lżejszych jąder a masą powstałego cięższego jądra,
- c – prędkość światła w próżni.

Defekt masy Δm dla jądra A_ZX można wyliczyć z następującego wzoru:

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_{A,Z}, \quad (1.2)$$

gdzie:

- Z i A – odpowiednio liczba masowa i atomowa nowo utworzonego jądra,
- m_n i m_p – masy spoczynkowe odpowiednio neutronu i protonu,
- $m_{A,Z}$ – masa nowo powstałego jądra o liczbach A i Z .

Z zasady zachowania energii wynika, że podczas tworzenia nowego jądra powinna wydelać się taka energia, jaka będzie tracona podczas rozłożenia tego jądra na cząstki składowe. Energia wiązania jest to energia, jaką należy dostarczyć, aby rozłożyć jądro na pojedyncze nukleony. Wartości energii wiązania są różne dla różnych izotopów i zależą od ich liczby masowej. W przypadku izotopów rozważanych przy syntezie jądrowej maksymalna

wartość osiągnięta jest dla ${}^4\text{He}$ i wynosi 7,5 MeV. Wynika z tego, że swobodny nukleon ma większą masę niż nukleon związany w jądrze.

Reakcja syntezy jądrowej wymaga występowania odpowiednio wysokich temperatur i gęstości, co w przyrodzie zdarza się tylko we wnętrzu gwiazd, np. Słońca. W celu zrozumienia tego faktu należy zaznaczyć, że jądra mają ładunki dodatnie, więc wzajemnie się odpychają siłami kulombowskimi. Synteza może wystąpić, jeżeli jądra znajdują się w odległości wystarczająco bliskiej do wystąpienia oddziaływań silnych – następuje wtedy „włączenie się” siły przyciągającej nukleony i pokonującej siłę odpychania kulombowskiego. Powoduje to związanie odpychających się jąder. Oddziaływania silne występują na odległościach rzędu femtometrów (tj. $\sim 10^{-15}$ m), tak więc niezbędne jest rozważenie warunków, w których jądra pokonają siły odpychania kulombowskiego i znajdują się w odległości wystarczającej do zadziaływania oddziaływań silnych.

Można tu przytoczyć dwa podejścia do fizycznej analizy tego problemu.

Podejście klasyczne

W kategoriach fizyki klasycznej można powiedzieć, że synteza nastąpi, jeśli energia kinetyczna jąder jest ponad wysokością bariery kulombowskiej. Dla rozkładu Maxwella–Boltzmanna prędkości jąder średnia energia kinetyczna dana jest wzorem:

$$\sim \frac{3}{2} k \cdot T, \quad (1.3)$$

gdzie:

T – temperatura środowiska, w którym zachodzi synteza,
 k – stała Boltzmanna.

Jeśli założymy, że r_s jest skalą, na której występują oddziaływania silne, wysokość bariery kulombowskiej dana jest wzorem:

$$\sim \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_s}, \quad (1.4)$$

gdzie:

Z_1 i Z_2 – liczby atomowe obydwu jąder,
 e – ładunek elementarny (elektronu).

Aby energia kinetyczna jąder przewyższała barierę kulombowską, temperatura środowiska (zgodnie z (1.3)) musi być wyższa niż:

$$T_f \sim \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{3kr_s}. \quad (1.5)$$

Biorąc pod uwagę jądra wodoru i przyjmując $r_s \sim 1$ fm, dostajemy wymaganą temperaturę T_f na poziomie $\sim 10^{10}$ K. Wynika z tego, że klasyczne podejście zaprzecza możliwości zajścia syntezy nawet w jądrze Słońca.

Podejście kwantowe

Sytuacja zmienia się, gdy zastosowane zostanie podejście kwantowe. Dzięki występowaniu efektu kwantowego tunelowania możliwe jest łatwiejsze penetrowanie bariery

kulombowskiej. Biorąc pod uwagę funkcje falowe reprezentujące jądra, możemy obliczyć prawdopodobieństwo niezanikania funkcji falowej i tym samym prawdopodobieństwo penetracji bariery kulombowskiej. Prawdopodobieństwo pojawienia się fali kwantowej po drugiej stronie bariery jest ogólnie niewielkie, ale nie jest zerowe. Tunelowanie oznacza, że cząstki niekoniecznie muszą mieć wystarczającą ilość energii do klasycznego pokonania bariery kulombowskiej, ale mają wystarczającą energię do tunelowania się przez barierę. W celu wyliczenia wielkości efektu korzystamy z relacji długości fali λ i pędu p ($p = mv$): $\lambda = h/p$. W ten sposób równanie na energię kinetyczną przyjmuje postać:

$$\sim \frac{1}{2}\mu v^2 = \frac{p^2}{2\mu} = \frac{h^2}{2\mu\lambda^2}, \quad (1.6)$$

gdzie: μ masa zredukowana systemu; $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ (m_1, m_2 – masy jąder).

Bariera kulombowska ma postać podobną jak w podejściu klasycznym, ale za odległość separacji przyjmujemy długość fali λ :

$$\sim \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\lambda}. \quad (1.7)$$

Energia bariery kulombowskiej przekłada się na odpowiednią długość fali jądra:

$$\lambda \sim \frac{h^2}{2Z_1 Z_2 e^2 \mu}. \quad (1.8)$$

Biorąc pod uwagę średnią temperaturę dla tej długości fali, otrzymamy:

$$T_f \sim \frac{h^2}{3\mu k \lambda^2} \sim \frac{4Z_1 Z_2 e^4 \mu}{3k h^2}. \quad (1.9)$$

Dla danych rozpatrywanych w podejściu klasycznym otrzymamy wymaganą temperaturę jako $\sim 10^7$ K, co w szczególności stanowi wartość bliską temperatury w centralnych regionach Słońca.

Przekrój czynny

Przekrój czynny na reakcję syntezy jądrowej jest funkcją energii, ponieważ prawdopodobieństwo penetracji bariery kulombowskiej zależy od energii danego nukleonu. Pełny opis tej zależności może być bardzo skomplikowany, ale jest możliwość jego uproszczenia dzięki wprowadzeniu pewnych czynników. Można wykazać, że długość fali de Broglie'a dla warunków syntezy jądrowej (np. $T_f \sim 10^7$ K) jest większa od rozmiarów jąder, stąd można przybliżyć efektywny rozmiar jądra przez długość fali de Broglie'a. Z tego względu można oczekiwać, że efektywny przekrój czynny spełnia następujące zależności:

$$\sigma(E) \propto \lambda^2 \propto \left(\frac{h}{\mu v}\right)^2 \propto \frac{1}{E}. \quad (1.10)$$

Prawdopodobieństwo P penetracji bariery kulombowskiej przez jądro o energii E dane jest znanym wzorem:

$$P = \exp\left\{-\left(E_c/E\right)^{1/2}\right\}, \quad (1.11)$$

a skala energii dana jest wzorem:

$$E_c = \frac{2\pi^2 Z_1^2 Z_2^2 e^4 \mu}{\hbar^2}. \quad (1.12)$$

Widoczne jest, że w ten sposób można zidentyfikować dwa czynniki w zależności przekroju czynnego od energii i zapisać je jako:

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \cdot \exp\left\{-\left(E_c/E\right)^{1/2}\right\}. \quad (1.13)$$

Wszelkie efekty związane ze specyficznymi charakterystykami oddziaływań silnych są zawarte w czynniku $S(E)$, który nazywamy faktorem (czynnikiem) astrofizycznym.

W praktyce funkcja $S(E)$ musi być określona eksperymentalnie dla każdej reakcji jądrowej. Odbywa się to głównie na drodze analizy danych pomiarowych. Zaletą tego podejścia jest fakt, że w wielu praktycznych zastosowaniach nie jest wymagana wiedza na temat złożonych procesów syntezy jądrowej, wystarczy znajomość funkcji $S(E)$. Nawet jeśli w wielu przypadkach odpowiednie zależności są opisane w sposób bardziej złożony, wzór (1.13) pozostaje słuszny.

Prawdopodobieństwo tunelowania

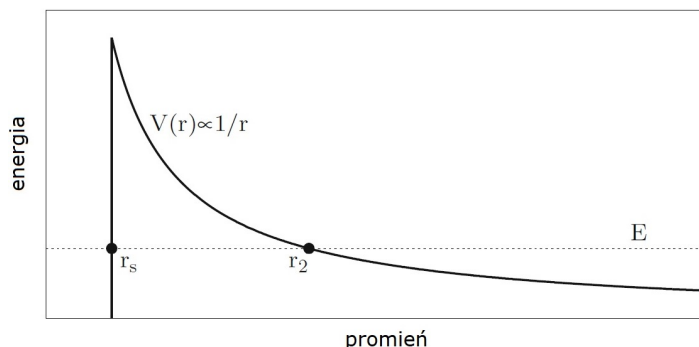
Prawdopodobieństwo to można przeanalizować, stosując metodę mechaniki kwantowej WKB (Wentzla–Kramersa–Brillouina). Rozważając barierę potencjału daną przez $V(r)$ i zasadę zachowania energii, otrzymamy wyrażenie na pęd $p(r)$:

$$E = \frac{p^2}{2\mu} + V(r) \Rightarrow p(r) = \{2\mu [E - V(r)]\}^{1/2}. \quad (1.14)$$

Jeśli energia E jest poniżej szczytu bariery V , wtedy prawdopodobieństwo tunelowania P w ramach przybliżenia WKB dane jest wzorem:

$$\ln P \approx -\frac{2}{\hbar} \int_{r_s}^{r_2} |p(r)| dr, \quad (1.15)$$

dla r_s i r_2 zdefiniowanych jak na rysunku 1.1.



Rys. 1.1. Poglądowa ilustracja występowania bariery kulombowskiej $V(r)$: r_s – odległość, na której zadziałają siły jądrowe, r_2 – odległość odpowiadająca energii cząstki (relacja (1.17))

Dla prostej bariery kulombowskiej:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (r > r_s) \quad (1.16)$$

promień r_2 może zostać określony jako:

$$r_2 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E}. \quad (1.17)$$

Wtedy całka z wyrażenia (1.15) może zostać przedstawiona w postaci:

$$\begin{aligned} \ln P &\approx -\frac{2}{\hbar} (2\mu)^{1/2} \int_{r_s}^{r_2} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} - E \right)^{1/2} dr \\ &\approx -\frac{2}{\hbar} (2Z_1 Z_2 e^2 \mu)^{1/2} \int_{r_s}^{r_2} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_2} \right)^{1/2} dr. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Aby zastąpić energię E promieniem r_2 , można użyć wyrażenia (1.17). Dla ograniczenia $r_2 \geq r_s$ całka sprowadza się do wyrażenia $(\pi/2)r_2^{1/2}$, w wyniku czego otrzymujemy:

$$\ln P \approx -\frac{\pi}{\hbar} (2Z_1 Z_2 e^2 \mu r_2)^{1/2} \approx -\frac{\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \left(\frac{2\mu}{E} \right)^{1/2}. \quad (1.19)$$

W powyższym wyrażeniu r_2 wzięto ze wzoru (1.17). Jeżeli zastosujemy wzór (1.12) na E_c , to otrzymamy:

$$\ln P \approx -\frac{E_c}{E}, \quad (1.20)$$

co oznacza, że prawdopodobieństwo tunelowania bardzo szybko maleje wraz ze zmniejszaniem się energii jądra E .

Szybkość reakcji

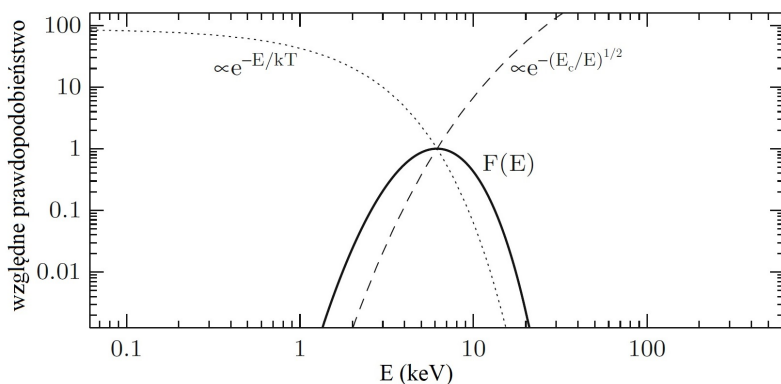
Dla objętości V zawierającej n_1 jąder tarczy, bombardowanej przez strumień n_2 cząstek, liczba reakcji syntezy w jednostce objętości i jednostce czasu n_{12} (szybkość reakcji) dana jest wzorem:

$$n_{12} = n_1 n_2 \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} 4\pi \int_0^\infty v^3 \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) \sigma dv. \quad (1.21)$$

Zmieniając zmienne całkowania na $E = \mu v^2/2$, przekształcamy powyższe wyrażenie na:

$$n_{12} = \left(\frac{2}{kT} \right)^{3/2} \cdot \frac{n_1 n_2}{(\pi\mu)^{1/2}} \int_0^\infty S(E) \exp(-E_c/E)^{1/2} \exp(-E/kt) dE. \quad (1.22)$$

Wykorzystano również wyrażenie (1.13) na przekrój czynny. W całce znajdują się dwa czynniki eksponencjalne – człon boltzmannowski, który zmniejsza się wraz z energią, oraz tunelowanie, którego prawdopodobieństwo rośnie. W rezultacie dostajemy silne maksimum (tzw. pik Gamowa), jak widać na rysunku 1.2.



Rys. 1.2. Poglądowa ilustracja powstania tzw. pik Gamowa. Linia kropkowana ilustruje czynnik Boltzmana w zależności od energii, linia przerywana to prawdopodobieństwo tunelowania, linia ciągła to ich iloczyn tworzący pik. Dla uproszczenia przyjęto 1 dla E_0

Można łatwo wykazać, że pik Gamowa występuje dla energii E_G równej:

$$E_G = \left[\frac{1}{4} E_c (kT)^2 \right]^{1/3}. \quad (1.23)$$

1.2. Reakcje jądrowe przy niskich energiach

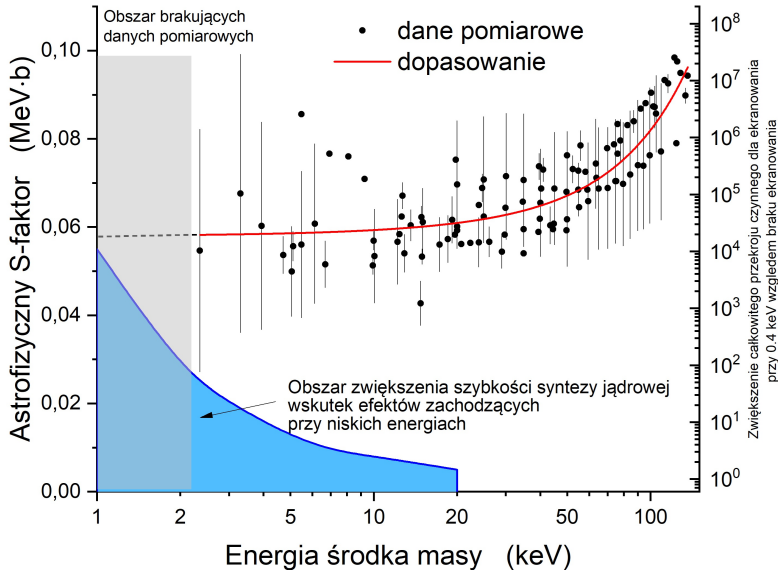
1.2.1. Wprowadzenie

Z rozważań z poprzedniego podrozdziału i rysunku 1.2 wynika, że dla energii rzędu kiloelektronowoltów i mniejszej przekroje czynne na reakcje jądrowe będą ekstremalnie niskie, zatem prawdopodobieństwo ich zajścia będzie również ekstremalnie małe. Ten obraz może zostać zmieniony przez występowanie pewnych efektów (głównie ekranowania elektronowego czy kanałowania), natomiast w niniejszym rozdziale przedyskutowane zostaną możliwości zachodzenia reakcji jądrowych przy takich niskich energiach.

Bezpośrednią motywację do podjęcia badań nad syntezą jądrową w niskich energiach stanowi zaobserwowany wzrost wartości astrofizycznego współczynnika S (S -faktora) dla reakcji deuter-deuter ($d + d$) w zakresie niskich energii, przedstawiony na rysunku 1.3 [2].

Punkty ukazują astrofizyczny współczynnik S dla reakcji syntezy $d + d$ (lewa pionowa oś), gdzie układem odniesienia dla energii jest układ środka masy (*Center of Mass System*) (CMS); słupki błędów pomiarowych zawierają błędy statystyczne oraz szacunki niepewności związane z początkową frakcją paliwa i zmierzonymi temperaturami. Gruba czerwona linia pokazuje optymalne dopasowanie wyodrębnione z danych ENDF/B-VII.1 (ocenione pliki danych jądrowych (*Evaluated Nuclear Data Files*) (ENDF)) [3]. Przekrój czynny reakcji syntezy jądrowej σ_f , a więc prawdopodobieństwo fuzji, jest proporcjonalny do współczynnika S . Gruba niebieska linia przedstawia współczynnik obliczonego przekroju

fuzji dla potencjału ekranowania elektronowego $0,4 \text{ keV}$ (U_e) w porównaniu z jądrem (prawa pionowa oś) jako funkcji energii wyrażonej w CMS, z zacienionym niebieskim obszarem ilustrującym wzrost prawdopodobieństwa wzmocnienia szybkości reakcji syntezy [4].



Rys. 1.3. Motywacja LENR (*Low Energy Nuclear Reactions*) [2]. Przedstawione zostały

otrzymane do tej pory dane pomiarowe wraz z linią trendu opisującą zależność S-faktora od energii. Dla obszaru poniżej około 2 keV dostępność wiarygodnych danych pomiarowych jest ograniczona.

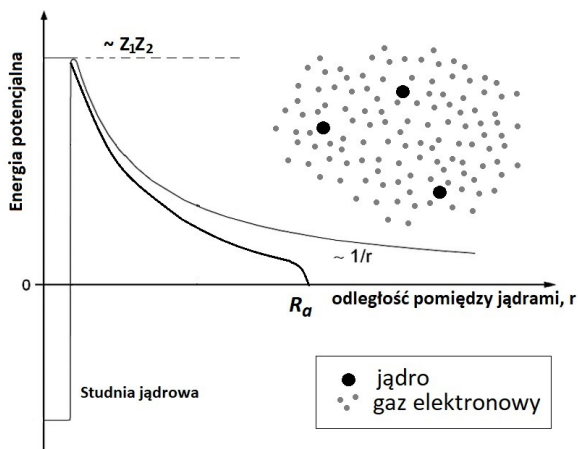
Przerwana linia w tym obszarze ilustruje ekstrapolowaną kontynuację zależności.

Niebieski obszar ilustruje wpływ efektów zachodzących przy niskiej energii na zwiększenie wydajności reakcji syntezy jądrowej, natomiast wartości względne odniesione do przekroju czynnego wyrażone są na prawej osi pionowej

Przewidywania teoretyczne sugerują, że wzrost przekroju czynnego spowodowany ekranowaniem elektronowym jest istotny w obszarze zaznaczonym na szaro poniżej 2 keV w układzie energii centrum masy, podczas gdy dane literaturowe są ograniczone i wartości posiadają znaczący rozrzut, dodatkowo obarczone są dużymi niepewnościami pomiarowymi. Czarna linia przerywana to ekstrapolacja liniowa najlepszego dopasowania. Jednakże możliwe jest wystąpienie wzmocnienia reakcji dla energii poniżej 1 keV wskutek ekranowania elektronowego, a nawet wystąpienia innych zjawisk fizycznych wnoszących dodatkowy wkład do wielkości wzmocnienia.

Dla niskich energii staje się ważny efekt związany z tym, że energie jonów są porównywalne z potencjałem ekranowania, zatem następuje redukcja wysokości bariery kulombowskiej. Uwzględnienie poprawek związanych z ekranowaniem prowadzi do zwiększenia przekroju czynnego reakcji i zarazem jej szybkości.

Idę wpływu ekranowania elektronowego na przebieg syntezy jądrowej przedstawia rysunek 1.4.



Rys. 1.4. Wpływ ekranowania elektronowego. Widoczne jest zmniejszenie efektywnego potencjału kulombowskiego wskutek ekranowania ładunku elektrycznego jąder

Rysunek przedstawia występowanie potencjału kulombowskiego (klasyczna bariera potencjału) i problemy z jego penetracją wskutek kwantomechanicznego efektu tunelowania. Kształt i wielkość potencjału kulombowskiego (bariery potencjału) może być modyfikowany gazem elektronowym występującym w metalach (tzw. ekranowanie ładunku jądra).

Poglądowy model takiego „wzmocnienia” może być w sposób uproszczony przedstawiony następującym równaniem:

$$\sigma(E, U_e) = \frac{S(E)}{\sqrt{E(E + U_e)}} \cdot \exp\left[-\sqrt{E_g/(E + U_e)}\right], \quad (1.24)$$

gdzie: E_g to energia Gamowa równa [5, 6]:

$$E_g = 2mrc^2 \cdot (\pi\alpha Z_1 Z_2)^2. \quad (1.25)$$

Widoczne jest, że zwiększając energię (potencjał) ekranowania, osiągniemy wzrost intensywności reakcji jądrowych (zob. rys. 1.3). W przypadku syntezy lekkich jąder potencjały ekranowania przyjmują wartości w zakresie dziesiątek i setek elektronowoltów, dlatego są zanedbywalne dla wysokich energii, ale nabierają zasadniczego znaczenia dla energii poniżej ~ 10 keV. Wykazano już, że ekranowanie elektronowe może zwiększyć prawdopodobieństwo penetracji bariery kulombowskiej o wiele rzędów wielkości.

Niniejsza publikacja opisuje również badania potencjałów ekranowania i ich wpływ na szybkość reakcji syntezy jądrowej dla wybranych metali nasyconych izotopami wodoru. Przedstawiono i omówiono wyniki tych badań. Badania te wykonano z zastosowaniem nowej metodologii – mianowicie przy wykorzystaniu wiązek plazmy o różnej konfiguracji otrzymywanych w różnych typach tzw. akceleratorów plazmowych (generatorów jonów).

Do tej pory największe wartości ekranowania elektronowego otrzymano dla metali silnie nasyconych deuterem, gdzie pojawia się układ jąder izotopów wodoru w otoczeniu gazu

elektronowego o wysokiej gęstości. Ogólnie uważa się, że metody, które modulują lokalne środowisko elektromagnetyczne (np. powierzchniowe wzbudzenia plazmonowe), mogą być okazją do dalszego wzmacniania efektu ekranowania w systemach materii skondensowanej. Oczywiście istnieje wiele różnych hipotez dotyczących „wzmacniania” przebiegu reakcji syntezy jądrowej, jedna z nich może być związana ze zjawiskiem nadprzewodnictwa. W [7] rozważany jest tego typu efekt w wyniku zjawiska przejścia fazowego części elektronów w stan nadprzewodnictwa (mechanizm związany z udziałem par Coopera).

Badania ekranowania elektronowego pozwalają również na lepsze zrozumienie fuzji w gwiazdach, gdzie zasadniczą część zderzeń zachodzi dla energii w zakresie 1–2 keV. Synteza w gwiazdach może być silnie wzmocniona przez ekranowanie elektronowe czy rezonanse w stanach jądrowych. W wielu ośrodkach prowadzona jest swoista „kampania eksperymentalna” celem poznania charakterystyk syntezy jądrowej w zakresie energii „gwiazdnej”, możliwa ostatnio też dzięki instalacjom generującym plazmę o wysokiej gęstości (również tym opisanym w niniejszej monografii). Używane są także instalacje laserowe oraz bombardowanie zimnych gazów czy tarcz z ciała stałego za pomocą wiązek jonów. Wyższe gęstości ciał stałych powodują, że są one bardziej reprezentatywne dla warunków gwiazdnych, jednakże te tarcze podlegają strukturalnym modyfikacjom podczas eksperymentów. Ponadto gęstość hydratów w metalu jest trudna do określenia.

Problemy związane z określeniem gęstości jonów izotopów wodoru w tarczach metalicznych oraz procedurą kontroli eksperymentów zostały opisane w niniejszej monografii w postaci, w jakiej zostały wykorzystane w omawianych eksperymentach.

1.2.2. Czynniki decydujące o przebiegu reakcji jądrowych w niskich energiach

W niniejszym podrozdziale przedstawione zostaną podstawowe zależności wykorzystywane przy eksperymentalnym wyznaczaniu parametrów reakcji syntezy jądrowej w niskich energiach.

Za pomocą równania (1.13) została wprowadzona idea czynnika astrofizycznego jako wygodnego sposobu zapisu trudnych do określenia parametrów reakcji jądrowych. W przypadku wystąpienia ekranowania elektronowego danego przez potencjał ekranowania U_e wygodnie jest wprowadzić wielkość oznaczającą przekrój czynny dla „gołych” jąder (tj. przy braku gazu elektronowego) σ_b . Wtedy równoważna postać wyrażenia (1.24) dana będzie następującym równaniem:

$$\sigma_{scr} \equiv \sigma(E; U_e) = \sigma_b(E + U_e) = \frac{S_b(E)}{E + U_e} \cdot \exp[-2\pi\eta(E + U_e)], \quad (1.26)$$

gdzie:

$\sigma(E; U_e)$ – przekrój czynny dla reakcji d + d z uwzględnieniem efektu ekranowania elektronowego,

η – tzw. parametr Sommerfelda, zdefiniowany przez następujące wyrażenie:

$$\eta(E; U_e) = Z_1 Z_2 \alpha \sqrt{\frac{\mu c^2}{2(E + U_e)}}. \quad (1.27)$$

Objaśnienia do wzoru (1.27):

- Z_1, Z_2 – ładunki oddziałujących jąder,
- α – stała struktury subtelnej,
- μ – masa zredukowana oddziałujących deuteronów,
- c – prędkość światła.

Widoczne jest, że powyższe wyrażenie jest równoważną postacią równania (1.13).

Dla wartości występujących w tym przypadku człon podeksponencjalny dany jest wyrażeniem:

$$2\pi\eta(E, U_e) = 31,397 \cdot \frac{1}{\sqrt{E + U_e}}, \quad (1.28)$$

gdzie:

- E – energia zderzenia deuteronu,
- U_e – potencjał ekranowania elektronowego w kiloelektronowoltach

Czynnik astrofizyczny S wyrażony w iloczynie elektronowolta i barna ($\text{eV}\cdot\text{b}$) dla „gołych” jąder S_b może być sparametryzowany na wiele sposobów, jednym z nich może być następujące wyrażenie [8]:

$$S = (a + E_j \cdot (b + E_j \cdot (c + E_j \cdot (d + E_j \cdot e))))), \quad (1.29)$$

gdzie współczynniki przyjmują następujące wartości:

- $a = 53701 \text{ eV}\cdot\text{b}$,
- $b = 330,27 \text{ b}$,
- $c = -0,12706 \text{ eV}^{-1}\cdot\text{b}$,
- $d = 2,9327 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^{-2}\cdot\text{b}$,
- $e = -2,5151 \cdot 10^{-9} \text{ eV}^{-3}\cdot\text{b}$.

Ta parametryzacja była często wykorzystywana w obliczeniach opisanych w niniejszej monografii.

Inną postacią przedstawienia przekroju czynnego dla przypadku potencjału ekranowania [9] jest następująca zależność:

$$\sigma = \sigma_b(E + U_e) = \sigma_b(E) \cdot f(E, U_e). \quad (1.30)$$

Została tutaj wprowadzona nowa wielkość, tzw. współczynnik wzmocnienia f , dana wzorem:

$$f(E, U_e) = \frac{\sigma_b(E + U_e)}{\sigma_b(E)}, \quad (1.31)$$

określająca, o ile większy jest przekrój czynny dla przypadku ekranowania względem przekroju czynnego dla „gołych” jąder. Wielkość ta została wyznaczona eksperymentalnie i odpowiednie wartości podane są w podrozdziałach 4.2.5, 4.4.5 oraz 4.5.3.

Ekranowanie elektronowe

Pod koniec lat osiemdziesiątych wiele prac eksperymentalnych wykazało znaczący wzrost wartości przekroju czynnego w reakcjach pomiędzy lekkimi jądrami w ultraniskim

zakresie energii względem obliczeń przeprowadzonych z zastosowaniem wzoru (1.24), dla potencjału ekranowania $U_e = 0$, tym samym wykazując opisany efekt. To otwiera hipotetyczne perspektywy dla zastosowań w kontrolowanej fuzji jądrowej, np. w reaktorach fuzyjnych nowej generacji lub technologiach energetycznych wykorzystujących reakcje jądrowe w środowiskach stałych, choć wymaga to dalszych badań nad stabilnością i skalowalnością zjawiska.

Zwiększenie szybkości syntezy jądrowej jest tutaj bardzo podobne do zwiększenia szybkości reakcji we wnętrzu Słońca [10]. W tym przypadku efekt zachodzi w wyniku tzw. ekranowania Debye'a potencjału kulombowskiego. Potencjał oddziaływania dwóch ładunków eZ_1 oraz eZ_2 znajdujących się w odległości R dany jest wzorem:

$$U(R) = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{R} \cdot \exp(-R/R_D). \quad (1.32)$$

W powyższym wyrażeniu R_D jest promieniem Debye'a, który dla przypadku ekranowania elektronowego dany jest wyrażeniem:

$$R_D = \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi e^2 n_e}}, \quad (1.33)$$

gdzie:

- k_B – stała Boltzmanna,
- n_e – gęstość elektronowa,
- T – temperatura swobodnych elektronów.

Ponieważ odległości pomiędzy jądrami R są znacznie mniejsze niż R_D , to potencjał ekranowania dany przez (1.32) różni się od potencjału kulombowskiego o wartość stałej $e^2 Z_1 Z_2 / R_D$:

$$U(R) = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{R} - \frac{e^2 Z_1 Z_2}{R_D} \equiv \frac{e^2 Z_1 Z_2}{R} - U_e. \quad (1.34)$$

Dla temperatury medium znacznie niższej od odpowiadającej energii jonizacji tarczy efekty ekranowania pochodzą tylko od oddziaływania z elektronami atomów [11]. Na przykład dla szybkich cząstek, kiedy przybliżenie Bohra jest słuszne, ekranowanie jest zdefiniowane przez niezaburzoną funkcję falową atomu tarczy. Przykładowo dla oddziaływania $d + d$ potencjał oddziaływania kulombowskiego może być dany przez uśrednioną funkcję falową atomu wodoru $\Psi(r)$:

$$U(R) = \langle \Psi(r) | \frac{e^2}{R} - \frac{e^2}{|R-r|} | \Psi(r) \rangle = \left(\frac{e^2}{R} + \frac{e^2}{a_0} \right) \cdot \exp\left(-\frac{2R}{a_0}\right), \quad (1.35)$$

gdzie: a_0 to promień Bohra.

Na małych odległościach efektywne oddziaływanie jest również przesunięte o stałą względem oddziaływania kulombowskiego:

$$U(R) = \frac{e^2}{R} - \frac{e^2}{a_0} \equiv \frac{e^2}{R} - U_e; \quad U_e = \frac{e^2}{a_0}. \quad (1.36)$$

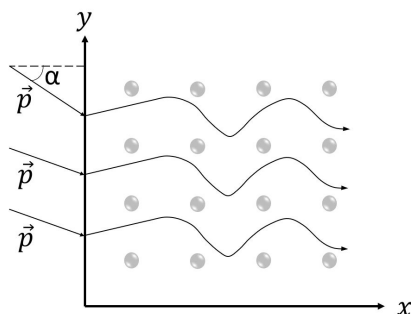
Tak więc bohrowski potencjał ekranowania dla wszystkich izotopów wodoru jest równy 27,2 eV. Wartość ta jest bardzo bliska potencjałowi ekranowania dla reakcji $d + d$ otrzymanej

w eksperymentach z gazowym deuterem, równemu $U_e = 25,5 \pm 5$ eV [12]. Również dla tarcz z deuteryzowanego polietylenu $U_e \leq 40$ eV, podobnie dla ciężkiej wody D₂O wartość jest zbliżona i wynosi poniżej 40 eV [13].

W dalszej części pracy zostanie podany szereg wartości potencjału ekranowania dla innych materiałów.

Kanałowanie

Proces kanałowania cząstek w ogólności polega na wykluczeniu pewnych dróg poruszania się naładowanych cząstek w strukturze krystalicznej. Naładowane cząstki padające na ośrodek podlegają wielu procesom, wśród których można wyróżnić m.in.: rozpraszanie elastyczne i nieelastyczne, emisje elektronów wtórnych, emisje promieniowania elektromagnetycznego czy – pozostające głównym tematem tej pracy – reakcje jądrowe. Oczywiście możliwe są również inne procesy. Wszystkie te procesy cechuje przekrój czynny, który zależy od wielu czynników, w tym od tzw. parametru zderzenia. W przypadku ośrodka jednorodnego rozkład parametru zderzenia nie zależy od orientacji pędu cząstki względem ośrodka, więc jest to proces niezależny od orientacji przestrzennej. Natomiast kiedy ośrodek jest monokrystaliczny, wydajność procesów fizycznych bardzo silnie zależy od kierunku padania cząstek na ośrodek. Kierunek ten jest istotny względem osi czy płaszczyzn krystalicznych. Dla przykładu zdolność spowalniania cząstek jest dla niektórych kierunków krystalograficznych znacznie mniejsza niż dla innych. Można to sobie wyobrazić jako poruszanie się cząstek w „kanałach” tworzonych przez sieć krystaliczną. Schematycznie idea przedstawiona jest na rysunku 1.5.



Rys. 1.5. Efekt „kanałowania”. Dla pewnego zakresu kątów padania widoczna tendencja „wybierania” przez cząstki ruchu między płaszczyznami sieci [14]

W ramach prac prowadzonych przez zespół badawczy z udziałem autora poświęcono wiele uwagi temu zagadnieniu w przypadku reakcji $d + d$, odpowiednie wyniki wraz z analizą zostały zamieszczone w podrozdziale 4.4.5.

Inne efekty

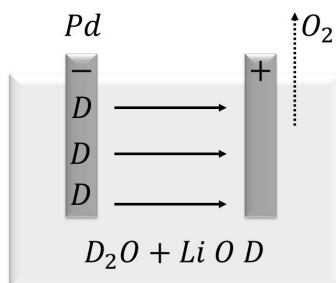
Do innych efektów wpływających na przebieg reakcji syntezy jądrowej w niskich energiach można zaliczyć tzw. wkłady rezonansowe. Te stany rezonansowe, odpowiadające ściśle określonym energiom wzbudzenia układu złożonego jądra, mogą wywoływać anomalnie ni-

skie ekranowanie elektronowe. Nie występuje ono jednak we wszystkich reakcjach lekkich jąder i w badaniach opisanych w niniejszej pracy był w zasadzie pomijany. Jednak w ogólności, w innych badaniach i eksperymentach może odgrywać istotną rolę, dlatego warto być świadomym tego efektu i uwzględnić go w analizie reakcji jądrowych w niskich energiach.

1.2.3. Historia badań nad LENR

Pierwsze wzmianki na temat możliwości zachodzenia reakcji fuzji w relatywnie niskich temperaturach pochodzą z 1926 roku, z publikacji Fritza Panetha oraz Kurta Petersa [15]. Odkryciem, którego dokonali, był fakt pojawienia się helu po procesie przepuszczania wodoru przez palladowy proszek. Naukowcy opisali swoje odkrycie w czasopiśmie „Nature”, jednak zostało ono skrytykowane przez Ernesta Rutherforda. Pod wpływem tej krytyki naukowcy przyznali, że hel mógł pochodzić ze szklanego pojemnika, w którym prowadzono reakcję, i wycofali się ze swoich poglądów. W 1937 roku Enrico Fermi zaobserwował emisję neutronu w wyniku bombardowania ciężkiej wody deuteronami. W roku 1948 naukowiec ze Związku Radzieckiego Andriej Sacharow rozwinął pomysł syntezy jądrowej katalizowanej przez ujemne miony [16]. Miony μ^- mają masę około 200-krotnie większą niż elektrony, a połowiczny czas ich rozpadu jest rzędu 10^{-6} s. Ujemnie naładowane miony ekranowały barierę kulombowską wytwarzaną przez jądra deuteru, co powodowało, że malała odległość pomiędzy nimi. Z powodu krótkiego czasu życia mionu nie było możliwe osiągnięcie dodatniego bilansu energetycznego. Informacje na temat różnych aspektów katalizy mionowej można znaleźć m.in. w [17].

Termin „zimna fuzja” został użyty po raz pierwszy w 1956 roku na określenie syntezy jądrowej wywołanej ujemnymi mionami [17], natomiast współcześnie odnosi się on do eksperymentów elektrolitycznych, które w atmosferze sensacji zostały ujawnione w roku 1989 przez Martina Fleischmanna i Stanleya Ponsa na konferencji prasowej na Uniwersytecie Utah w Stanach Zjednoczonych. Ich eksperyment [18] był nakierowany na pomiar ilości ciepła wydzielonego podczas elektrolizy elektrody palladowej zanurzonej w ciężkiej wodzie z dodatkiem litu, jak w uproszczeniu przedstawiono na rysunku 1.6.



Rys. 1.6. Idea eksperymentu Fleischmanna–Ponsa

Użyto bilansu cieplnego dla reakcji elektrochemicznych z uwzględnieniem gęstości prądu oraz rozmiaru elektrody i w ten sposób określono entalpię reakcji elektrolizy D_2O . Autorzy stwierdzili, że zaobserwowali „nadmiarowe ciepło”, którego wartość pozwoliła

na spekulacje odnośnie do mechanizmu jądrowego, a jako wsparcie tezy o mechanizmie jądrowym przedstawiono wyniki detekcji neutronów.

Sensację przede wszystkim wzbudziło to, że eksperyment syntezy jądrowej przeprowadzono metodami elektrochemicznymi, przy użyciu bardzo prostej aparatury. Po pierwszych doniesieniach z 1989 roku, opublikowanych przez Martina Fleischmanna oraz Stanleya Ponsa, w świecie nauki nastąpiło wielkie poruszenie. Zagadnienie wzbudziło duże zainteresowanie licznych grup badawczych. Badanie zostało szybko powtórzone m.in. przez zespół Jonesa, jednak w jego trakcie zaobserwowano wyłącznie emisję neutronów na poziomie $\sim 10^3$ n/s. Odnotowano także znaczące problemy z powtarzalnością eksperymentów.

Liczne światowe instytucje, takie jak Uniwersytet Stanforda, MIT, Los Alamos National Laboratory, Brock Sea National Laboratory of Nuclear Power, National Institute of Electric Power, Tokyo University, Osaka University, ENEA, BARC, Tsinghua University, China Academy of Engineering Physics, Lanzhou University, Institute of Physics in Chinese Academy of Sciences, Institute of Chemistry and China, Institute of Atomic Energy, dołączyły do procesu badawczego, otrzymując wsparcie finansowe od licznych korporacji oraz instytucji rządowych. Ze względu na niewielką powtarzalność badań oraz niedopasowanie wyników do znanych reakcji jądrowych, których nie dało się wytłumaczyć znaną wiedzą fizyczną i chemiczną, pojawiły się liczne kontrowersje oraz zarzuty wobec tego odkrycia. Po ponad 30 latach od pierwszej publikacji badania nad zagadnieniem zimnej fuzji nie rozwinęły się znacząco.

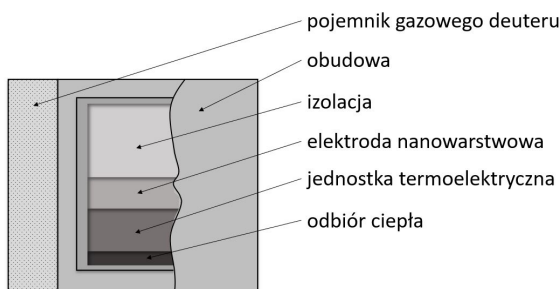
Ten, praktycznie natychmiastowy, sceptycyzm dotyczył niemożliwości penetracji bariery kulombowskiej w temperaturze pokojowej. Dodatkowo nie zaobserwowano wystarczającej liczby neutronów i trytonów, aby było możliwe objaśnienie wyników eksperymentu. Dlatego zaproponowano dominujący kanał reakcji $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + 24 \text{ MeV}$, gdzie zasadniczo cała wydzielona energia jest transferowana do struktury krystalicznej metalu jako ciepło. Inne zaproponowane mechanizmy również nie potrafią wyjaśnić braku promieniowania. Jak na razie brak jest zaakceptowanej teorii wyjaśniającej zimną syntezę jądrową.

Wysiłki zmierzające do niezależnego powtórzenia pojawienia się anomalnego ciepła i produktów reakcji syntezy jądrowej nie dostarczyły przekonujących wyników na istnienie zimnej fuzji. W 2004 roku Departament Energii USA rekomendował dodatkowe badania w dwóch obszarach w celu wyjaśnienia pewnych kontrowersji: materiałowe aspekty deuteryzowanych metali z wykorzystaniem nowoczesnych technik badawczych oraz badania cząstek raportowanych jako emitowane z deuteryzowanych folii przy użyciu najnowszej aparatury i metod badawczych. W kilku laboratoriach badawczych podjęto te zagadnienia.

Niewątpliwym problemem jest badanie wysoko nasyconych metali deuterem – zarówno w aspekcie ich otrzymywania, jak i charakterystyki ich struktury. W 1990 roku pojawiły się doniesienia, że mieszaniny pewnych metalicznych proszków podczas nagrzewania w atmosferze wodoru produkują nadmiarowe ciepło [19]. Bardzo wnikliwe pomiary opisane w [2] jak na razie nie potwierdzają występowania nadmiarowego ciepła na wymaganym poziomie ufności.

W połowie lat 90. pojawiły się doniesienia o syntezie jądrowej w impulsowych wyładowaniach plazmowych. W laboratorium w Los Alamos wykorzystano impulsowe wyładowania plazmowe w gazie deuterowym do nakierowania deutronów na elektrodę palladową [20]. Późniejsze eksperymenty potwierdziły zasadność tego podejścia.

Obserwacje związane z produkcją ciepła, przegląd metod pomiaru ciepła (kalorymetrii) oraz aspekty dotyczące promieniowania jądowego zostały omówione m.in. w [21]. Jako ciekawostkę można podać, że pojawiły się już rozważania dotyczące praktycznego wykorzystania LENR, np. koncepcje ogniw – swego rodzaju „czystych” technologii akumulatorowych, oferujących bardzo wysoką gęstość energii, dalece wykraczającą poza znane obecnie technologie. W pracy [22] omówiono podstawy technologii oraz bieżące nad nią badania. Koncepcyjnie układ taki wyglądałby tak, jak zaprezentowano na rysunku 1.7.



Rys. 1.7. Koncepcja baterii LENR [22]

Ciepło kierowane jest do zewnętrznej części obudowy przez element termoelektryczny, z wykorzystaniem izolacji oraz konstrukcji radiatora. Bateria tego typu musi być stosowana w urządzeniach, w których ciepło z obudowy odbierane jest w sposób konwekcyjny. Czas pracy jednostki zależy od ilości przechowywanego w niej deuteru. Uzupełnianie zbiornika odbywa się przez wpompowanie gazu, a sam wtrysk realizowany jest przez filtrowaną linię połączoną ze stacją zasilającą. Krokiem niezbędnym do realizacji podobnych urządzeń jest stworzenie działającej, opisananej wyżej, struktury elektrody nanowarstwowej. Taki termoelektryczny mechanizm konwersji może być wykorzystany do zaprojektowania scentralizowanego źródła zasilania. Prezentowane ogniwo ma przymocowany „zbiornik paliwa” wykorzystujący gaz deuterowy. W celu minimalizacji wymiarów wykorzystywany jest proces ładowania gazu, zamiast elektrolizy.

Ze względu na słabe eksperymentalne potwierdzenie wyników większość czasopism naukowych głównego nurtu zaprzestała publikacji związanych z badaniami zimnej fuzji. Spowodowało to stopniowe ograniczenie zainteresowania prowadzeniem badań w tej dziedzinie. Nie zostały jednak one w pełni zatrzymane. Wielu naukowców twierdziło, że zjawisko ma w dalszym ciągu duże znaczenie w badaniach naukowych i prowadziło badania w niesprzyjających warunkach. W roku 2011 Andrea Rossi i Sergio Focardi z Uniwersytetu Bolońskiego ogłosili, że przeprowadzili zimną syntezę, ale ich wyniki nie zostały potwierdzone. Praktycznie corocznie odbywają się natomiast konferencje poświęcone zimnej syntezie, np. w roku 2016 takich konferencji na świecie było około 20. Również coroczne spotkania Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego (American Physical Society) oraz Amerykańskiego Towarzystwa Chemicznego (American Chemical Society) mają w programie zimną fuzję.

Przez trzy dekady rozwoju badań znacznie poprawione zostały zdolności badawcze we wszystkich aspektach „zimnej fuzji”. Poprawiono stanowiska badawcze, kierunki badań, metody badawcze, analizę i weryfikację danych. Zastosowano m.in. układy gazowe

z deuterem, systemy nanoskalowe, wielowarstwowe membrany i inne. Kierunki badawcze zmieniły się z prostej kalorymetrii i detekcji radioaktywnych produktów na badania depozycji ciepła, badania transmutacyjnych powłok czy tworzenia się strumienia deuteru w sieci krystalicznej, a nawet na kontrowersyjną fuzję pęcherzykową (*bubble fusion*). Do budowy elektrod zastosowano inne metale, m.in. wanad, lit, nikiel, cez, stront czy azotki boru, tlenki wapnia, wybrane nanomateriały itp. Pojawiły się nowe wyniki, m.in. John Dash z Portland State University, USA, użył elektrod Ti/Pt i przeprowadził elektrolizę elektrolitu D_2O/H_2SO_4 . Jean-Paul Biberian z Aix-Marseille University, Francja, w układzie z napełnianiem gazowym deuterem umożliwiającym osiągnięcie zmiennego stosunku (D/Pd) na katodzie palladowej. Grupa Yasuhiro Iwamury w japońskim centrum badawczym Mitsubishi Heavy Industries Research Institute zaobserwowała jądrową transmutację w eksperymentach z przepuszczaniem deuteru przez warstwy metaliczne. Panuje zgoda, że eksperymenty z zimną fuzją wytwarzają energię, która nie może być wyjaśniona reakcjami chemicznymi i wytwarzane są pierwiastki niewystępujące w układzie eksperymentalnym, takie jak hel, tryt i izotopy transmutacyjne. Niektórzy naukowcy twierdzą, że jest to przejaw bardziej złożonego procesu fizycznego, a nawet „nowej fizyki”. Pojawiła się też propozycja nowej nazwy dla tej dziedziny nauki: „reakcje jądrowe zachodzące w niskiej energii” (*low energy nuclear reactions*) czy „chemicznie wspomagane reakcje jądrowe” (*chemically assisted nuclear reactions*). Zaproponowano też zmianę terminu „zimna fuzja” (*cold fusion*) na „nauka o reakcjach jądrowych w skondensowanej materii” (*condensed matter nuclear science*), gdyż teoria ciała stałego okazała się niezbędna do wyjaśniania zjawiska syntezy jądrowej w niskich temperaturach. Jako dwa istotne ograniczenia rozwoju tego typu badań podaje się brak możliwości wyjaśnienia, jaki mechanizm odpowiada za penetrację bariery kulombowskiej w niskich temperaturach, dlaczego nie ma jądrowych produktów reakcji i dlaczego zjawiska eksperymentalne są takie trudne do powtórzenia. Oczywiście pojawiło się wiele teorii próbujących to wyjaśnić, np. wspomniane już formowanie się bezpośrednio 4He z reakcji deuteronów, synteza mionami, efekty ekranowania, występowanie przyspieszania polem elektrostatycznym i inne. Jak już wspomniano, rzeczywisty postęp jest jednak niewielki.

W pewnym uproszczeniu stan badań i istotne problemy z tym związane można podsumować następująco:

- zaangażowanie około 50 laboratoriów USA (głównie US Navy i SRI California), Japonii, Włoch, Francji i innych,
- badania różnych systemów i przy użyciu różnych metali,
- rozbieżność opinii odnośnie do pojawienia się powtarzalnych obserwacji,
- kwestionowanie obserwacji produktów reakcji jądrowych $^4He/^3He \approx 10^6$,
- pojawienie się pierwszych projektów i prototypów urządzeń generujących energię, ale bez wykazania pracy zgodnie z założeniami.

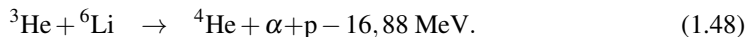
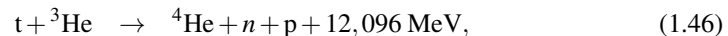
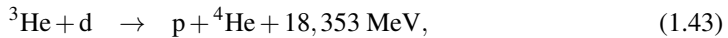
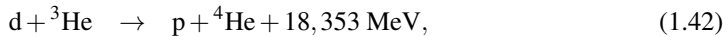
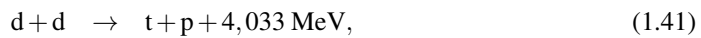
Obecny paradygmat w fizyce jądrowej nie popiera zimnej fuzji, jednakże to zjawisko nie przeczy żadnym fundamentalnym prawom natury [23]. Jedną z dróg wyjaśnienia może być hipoteza o formowaniu się obszarów tzw. ultragęstego deuteru (gęstość rzędu 130 kg/cm^3), w którym tworzy się obiekt opisywany jako „supermolekuła – atom liniowy” [24], do którego zapada się materia, tworząc lokalne mikroobszary syntezy jądrowej. Jednakże, o ile zimna

synteza elektrolityczna pozostaje mocno dyskusyjną kwestią i w istocie niepotwierdzoną na poziomie wymaganym przez współczesną naukę, o tyle największą wartością tego podejścia jest nieco przewrotne stwierdzenie, że wskazała pewną drogę rozwoju badań, tj. eksplorację zakresu energii i struktur, w których warto prowadzić badania nie tylko w związku z praktycznymi potencjalnymi aplikacjami energetycznymi, ale też ze względów poznawczych.

Jedną ze wskazanych możliwości jest wspomniane wykorzystanie wiązek plazmy o wysokiej gęstości czy struktur ciała stałego nasyconych izotopami wodoru i różnego typu źródeł jonów, które bombardują wspomniane struktury. Takie prace zostały wykonane w szeregu ośrodków. W jednej z grup uczestniczył autor monografii przez okres około 25 lat. Niniejsza pozycja stanowi zwarte podsumowanie i opis najważniejszych wyników prowadzonych badań.

1.2.4. Znaczenie poznawcze badań reakcji syntezy jądrowej przy niskich energiach

Istnieje szereg reakcji pomiędzy lekkimi jądrami w ultraniskim zakresie energii (rzędu kiloelektronowoltów), np.:¹



Reakcje te budzą duże zainteresowanie ze względów poznawczych. Można tu wymienić m.in. następujące problemy badawcze:

- weryfikacja fundamentalnych symetrii w oddziaływaniach silnych (ładunkowa i izotopowa niezmienniczość sił jądrowych) [25, 26],
- zebranie i analiza teoretycznych informacji na temat wkładu prądów mezonowych wymiany (głównie pionowych, π) w mechanizmie reakcji wychwytu radiacyjnego protonów na deuteronie i trytonie w ultraniskim zakresie energii dla reakcji (1.37) i (1.38) na podstawie modeli prezentowanych w pracach [27, 28],

¹ Zastosowano tutaj notację w postaci strzałek przedstawiających kolejność reakcji: pierwsza cząstka po lewej to cząstka bombardująca, druga (po znaku plus) to tarcza, po strzałce pokazane jest jądro powstałe i emitowane produkty. Jest to oczywiście jedna z możliwych form zapisu, ale dla spójności będzie stosowana w całej monografii.

- zdobycie informacji niezbędnych do opracowania mikroskopowego opisu oddziaływań nukleon-nukleon (NN); obejmuje to testowanie modeli teoretycznych służących rozwiązaniu problemu oddziaływań trzech ciał (3N), w których wykorzystuje się nowoczesne parametryzacje realistycznych potencjałów dwuciałowych (2N), jak również potencjałów uwzględniających składowe trzyciałowe (2N+3N) [29].

W astrofizyce istnieje potrzeba wygenerowania wiarygodnych danych eksperymentalnych odnośnie do parametrów wszystkich reakcji składających się na cykl wodorowy i węglowy, które zachodzą w gwiazdach przy ultraniskich energiach oddziaływań [30–32]. Zakłada się, że w nowoczesnych modelach gwiazd, dla wysokiej gęstości materii gwiazdnej osiągniętej w wyniku ewolucji gwiazd, tempo reakcji jądrowych zwiększa się wskutek ekranowania elektronowego dodatnio naładowanych jąder. Dla dalszego zrozumienia wymienionych tu zjawisk istotna jest znajomość zachowania się plazmy astrofizycznej, m.in. jak zachowuje się energia kinetyczna zderzających się cząstek (i czy występuje prawdopodobieństwo reakcji jądrowej) w obecności astrofizycznej plazmy oraz czy energia kinetyczna jonów wpływa na ich potencjalną energię elektrostatyczną w przypadku istnienia równowagi statystycznej w plazmie [33].

Ekranowanie elektronowe powoduje efektywne obniżenie potencjału bariery kulombowskiej, a w efekcie zwiększenie szybkości reakcji jądrowych [34, 35]. W ostatnich latach wzrosło zainteresowanie badaniem oddziaływań jądrowych pomiędzy lekkimi jądrami w metalach nasyconych izotopami wodoru dla ultraniskiego zakresu energii. Rezultaty otrzymane w ostatniej dekadzie dla reakcji (1.40) i (1.41) pokazują istnienie efektu wzmacniającego w reakcji $d + d$ w przypadku zaistnienia ekranowania elektronowego jąder deuteru. W celu weryfikacji tego efektu zostały przeprowadzone przez wspomniany zespół realizatorów eksperymenty na wiązkach deuteronów przyspieszanych przez impulsowy akcelerator Halla i przy zastosowaniu tarcz deuteryzowanego tytanu, cyrkonu i tantal. W wyniku tego określono potencjał ekranowania elektronowego w deuteryzowanych metalach. Oprócz powyższego, rozważono również istnienie innego efektu związanego z mechanizmem kanałowania wiązek deuteronów w TiD_2 . Wciąż jednak brak jest zrozumienia wpływu tych dwóch efektów na obserwowane wzmocnienie reakcji $d + d$. W celu zrozumienia tego zagadnienia konieczne jest przeprowadzenie badań reakcji $d + d$ zachodzącej w różnych tarczach metalicznych i dla zmiennego poziomu nasycenia tych metali deuterem. Analogiczne badania zostały przeprowadzone w celu obserwacji efektu wzmocnienia dla reakcji (1.37) i (1.39) w tarczach metalicznych nasyconych deuterem (lub wodorem).

Pomiary przekroju czynnego reakcji (1.37)–(1.48) syntezy jąder przy energiach z zakresu astrofizycznego są interesujące zarówno dla fizyki podstawowej, jak i stosowanej. Te reakcje są zaangażowane w pierwotną nukleosyntezę, tj. tworzą „popiół jądrowy” z jąder p , d , t , 3He , 4He , 6Li i 7Li zsyntetyzowanych we wczesnym wszechświecie [36]. Informacje o tych jądrach są wykorzystywane do pozyskania danych o gęstości barionów we wszechświecie. Ponadto pomiar przekrojów dla reakcji syntezy „gołych jąder” dostarcza informacji o wpływie ekranowania reakcji jądrowej przez elektrony.

2. Metody syntezy jądrowej

Historia kontrolowanej fuzji termojądrowej sięga lat 50. XX wieku – prace nad kontrolowaną syntezą jądrową trwają już ponad 70 lat i przez ten czas pochłonęły olbrzymie środki finansowe, jednak perspektywa uzyskania praktycznie niewyczerpalnego źródła energii jest niestety w dalszym ciągu odległa. Badania w tym zakresie są konsekwentnie wspierane przez rządy rozwiniętych krajów. Jednak ze względu na niestabilność plazmy, gigantyczne rozmiary instalacji oraz ich koszt kontrolowana fuzja, dostarczająca praktycznie nieograniczonej energii, wciąż pozostaje odległym marzeniem. Pomimo to potencjalne zalety oraz korzyści płynące z wykorzystania tego źródła energii są na tyle znaczące, że prace mające na celu rozwój tej technologii są kontynuowane.

2.1. Wprowadzenie

Zaletami kontrolowanej syntezy jądrowej są w szczególności [37]:

- powszechny dostęp do paliwa, niezależny od dostaw z regionów politycznie niestabilnych,
- brak emisji zanieczyszczeń, w tym gazów cieplarnianych,
- brak długożyciowych odpadów promieniotwórczych,
- niewielki obszar zajmowany przez przyszłe elektrownie oparte na syntezie jądrowej.

Niestety rezultaty badań pokazują, że droga do komercjalizacji technologii fuzji i jej wpływ na globalny system energetyczny może zająć jeszcze wiele lat [38]. Jednakże, jak uważa się obecnie, wciąż pozostaje najbardziej atrakcyjną możliwością zaspokojenia zapotrzebowania cywilizacji na energię. Ponadto nadzieja na zapewnienie dostaw energii, w szczególności elektrycznej, wyłącznie ze źródeł odnawialnych, nie wydaje się realna w najbliższej perspektywie (m.in. ze względu na niestabilność generacji i niewystarczający rozwój metod magazynowania). Również zapewnienie rozwoju cywilizacji w kolejnych dziesiątkach czy setkach lat, m.in. w takich dziedzinach jak kontrola pogody, kolonizacja przestrzeni kosmicznej itp., wymaga znacznie większych ilości energii niż zużywane są obecnie. Pojawiają się stwierdzenia, że praktycznie każdy problem stojący przed cywilizacją da się rozwiązać, jeżeli dostępna jest wystarczająca ilość taniej energii (np. zapewnienie dostaw wody i żywności dzięki odpowiedniej technologii odsalania i oczyszczania oraz

intensyfikacji upraw rolnych, walka z zanieczyszczeniem powietrza poprzez aktywne filtry, recykling odpadów, produkcja paliw syntetycznych itp.).

Z tych powodów badania nad kontrolowaną syntezą jądrową są szczególnie istotne oraz traktowane priorytetowo. W tym kontekście należy wspomnieć o trwającej już ponad 20 lat budowie najbardziej zaawansowanego technologicznie reaktora syntezy jądrowej – ITER oraz o innych aktualnie realizowanych projektach [39].

2.2. Kryterium Lawsona

Podstawową metodą realizacji kontrolowanej syntezy jądrowej pozostają reakcje termojądrowe zachodzące w wysokotemperaturowej plazmie. Aby reakcja syntezy była opłacalna energetycznie, reaktor musi wyprodukować więcej energii, niż zużywa do inicjacji i podtrzymania reakcji. Warunek ten określa kryterium Lawsona, które definiuje minimalny czas utrzymania energii τ_E w plazmie o gęstości jonów n i temperaturze T :

$$n\tau_E = \frac{12 \cdot k}{E_{ter} \cdot \left(\frac{E_\alpha}{E_{ter}} + \frac{1}{Q} \right)} \cdot \frac{T}{\langle \sigma v \rangle(T)}, \quad (2.1)$$

gdzie:

τ_E – czas utrzymania energii w plazmie,

E_{ter} – całkowita energia wydzielana w pojedynczej reakcji syntezy,

E_α – energia unoszona przez cząstki α ,

Q – wzmacnienie energetyczne (stosunek energii z syntezy do energii grzania plazmy),

$\langle \sigma v \rangle$ – średnia szybkość reakcji syntezy (*reaction rate*),

k – stała Boltzmanna.

Wartość $\langle \sigma v \rangle$ zależy od temperatury i koncentracji reagujących cząstek. Dla mieszaniny deuter-tryt w temperaturze 10^8 K wynosi:

$$n \cdot \tau_E \geq 10^{20} \text{ s} \cdot \text{m}^{-3}. \quad (2.2)$$

Warunek zapłonu (samopodtrzymująca się reakcja) wynosi:

$$n \cdot \tau_E \cdot T_i^0 \geq 6 \cdot 10^{22} \text{ s} \cdot \text{K} \cdot \text{m}^{-3}, \quad (2.3)$$

gdzie: T_i^0 to temperatura jonów w centrum plazmy [10^6 K].

Jeżeli jako paliwa używa się mieszaniny deuteru i trytu, to około 80% wyzwolonej energii unoszą neutrony powstające w reakcji syntezy. Z kolei jeżeli użyjemy tylko deuterów, to 66% wyzwolonej energii zostanie uniesione wraz z cząstkami naładowanymi, czyli protonami i cząstkami α . Ze względów technicznych ważna jest również gęstość mocy plazmy, która nie powinna przekroczyć wartości 100 W/cm^3 . Takie ograniczenie narzuca również warunek na gęstość cząstek w plazmie, która nie powinna przekroczyć wartości od 10^{14} do 10^{15} cząstek na centymetr sześcienny.

2.3. Podstawowe reakcje syntezy jądrowej

W niniejszym podrozdziale zostały przedyskutowane uwarunkowania związane z reakcjami jądrowymi możliwymi do rozważenia *a priori* w kontekście kontrolowanej syntezy jądrowej. Najłatwiejszą do przeprowadzenia i najbardziej interesującą pod względem przeprowadzenia w warunkach ziemskich jest reakcja deuteru i trytu (energia zaznaczona w nawiasach jest unoszona przez odpowiednie produkty syntezy jądrowej):



Inną praktycznie możliwą do wykorzystania reakcją jest synteza dwóch deuteronów przedstawiona w podrozdziale 1.1 (reakcje (1.40) i (1.41)). Trudność drugiej wymienionej reakcji polega na tym, że ma ona niskie prawdopodobieństwo wystąpienia oraz niższy wydatek energetyczny.

Jak zaznaczono wcześniej, główną zaletą zastosowania syntezy jądrowej jako źródła energii będzie powszechny i nieograniczony dostęp do paliwa. Olbrzymie ilości deuteru zgromadzone są w wodzie, gdzie jego koncentracja wynosi około 30 ppm. Deuter może być otrzymany przez elektrolizę ciężkiej wody. Z drugiej strony tryt nie występuje w przyrodzie, gdyż rozpada się z czasem połowicznego zaniku 12,3 roku. Jednak może on być produkowany z litu, który występuje w skorupie ziemskiej w postaci minerałów. Produkcja trytu może odbywać się w wyniku napromieniowania litu neutronami:

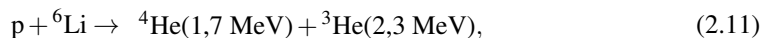
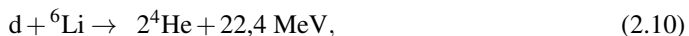
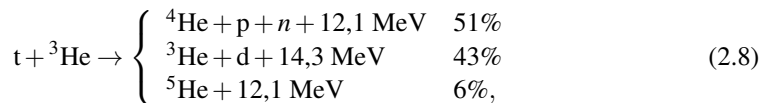
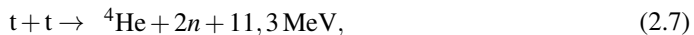


lub



Z porównania reakcji deuteru i trytu (2.4) oraz reakcji rozszczepienia litu (2.5) i (2.6) wynika, że możliwe jest użycie neutronów pochodzących z reakcji $d + t$ (2.4) do produkcji trytu. Oznacza to, że opłacalność ekonomiczna przyszłościowej elektrowni opartej na syntezie jądrowej może być poprawiona dzięki produkcji trytu na potrzeby własne oraz sprzedaży nadwyżek [40].

Innymi reakcjami syntezy jądrowej (oprócz reakcji (1.37)–(1.48)) rozważanymi *a priori* są na przykład:



Jak przedstawiono w podrozdziale 1.1, reakcje syntezy jądrowej mogą zachodzić, kiedy jądra pokonają barierę potencjału związaną z występowaniem sił elektrostatycznych i przybliżają się do siebie na odległość rzędu 10^{-12} cm, gdzie występuje wystarczająco

silny efekt tunelowy. Należy zaznaczyć, że dla $Z > 1$ (He, Li, B) pokonanie bariery kulombowskiej wymaga jeszcze wyższej energii. Dlatego obecnie jedynymi praktycznie rozważanymi reakcjami są reakcje (2.4) i (1.40)/(1.41). Jednak tylko reakcja (2.4) daje duże prawdopodobieństwo osiągnięcia dodatniego bilansu energetycznego, chociaż eksperymenty są często prowadzone dla reakcji (1.40)/(1.41) z powodu ich względnej prostoty i w związku z możliwością uniknięcia problemów związanych z pracą z radioaktywnym trytem. W celu osiągnięcia praktycznych korzyści z reakcji syntezy ilość energii otrzymanej z reaktora musi być większa od ilości energii niezbędnej do utrzymania plazmy o wystarczającej gęstości w dostatecznie długim czasie. Wynika to z kryterium Lawsona (2.1), które dla mieszaniny deuterowo-trytowej opisane jest zależnością (2.2).

Stworzenie warunków do wypełnienia kryterium Lawsona jest główną techniczną barierą, przez którą kontrolowana synteza jądrowa z dodatnim bilansem energetycznym nie została jeszcze osiągnięta.

Zaproponowano dotąd liczne podejścia i badania w celu rozwiązania powyższego problemu – jednym z nich mogą okazać się reakcje jądrowe przy niskich energiach (LENR) nazywane też czasami „zimną fuzją” – omówione w podrozdziale 1.2. Przegląd pozostałych metod zaprezentowany został w następnym podrozdziale.

2.4. Przegląd koncepcji realizacji kontrolowanej syntezy jądrowej

W celu osiągnięcia kontrolowanej syntezy jądrowej proponowano wiele różnych metod jej przeprowadzenia [41]. Klasyfikację możliwych rozwiązań można znaleźć m.in. w [41, 42].

Ogólnie klasyfikację można przeprowadzić z wykorzystaniem różnych kryteriów, np. temperatury mieszaniny izotopów czy sposobu osiągnięcia warunków do zajścia syntezy. Z uwzględnieniem temperatury mieszaniny można zastosować następującą klasyfikację reakcji syntezy:

- zimna, co znaczy, że żadna część mieszaniny, w której zachodzi reakcja, nie jest gorąca (nie dotyczy to produktów syntezy, które zgodnie z reakcjami (2.4), (1.40)/(1.41) i (2.7)–(2.12) są zwykle „gorące”); tę metodę można odnieść do hipotetycznej syntezy elektrochemicznej;
- lokalnie zimna, co znaczy, że mieszanina, w której zachodzą reakcje, jest zimna, ale reagujące substancje są gorące; takim przykładem jest kataliza mionowa syntezy jądrowej – temperatura ośrodka jest niska, ale energia kinetyczna jąder wewnątrz molekuł mionowych jest duża (10^2 – 10^3 eV);
- ogólnie zimna, lokalnie gorąca, co znaczy, że jedna z reagujących substancji (o wysokiej energii) jest wprowadzana do mieszaniny o niskiej temperaturze; metodami, dzięki którym to kryterium jest możliwe do spełnienia, są m.in.:
 - sonoluminescencja,
 - synteza z użyciem antymaterii,
 - synteza piroelektryczna;

– gorąca, która jest „standardową” metodą syntezy jądrowej; paliwo w makroskopowych objętościach osiąga wysoką temperaturę i wysokie ciśnienia wewnątrz reaktora syntezy; do gorącej syntezy należą następujące metody:

- synteza w plazmie,
- synteza laserowa.

Obecnie tylko metoda gorąca jest uważana za praktyczną pod kątem generacji istotnych ilości energii.

Biorąc pod uwagę sposób osiągnięcia warunków zajścia syntezy jądrowej, można wyróżnić następujące typy syntezy jądrowej:

- zachodząca w gwiazdach,
- magnetyczna,
- inercyjna.

Metody wymienione powyżej zostały pokrótce przedstawione w tabeli 2.1, natomiast w kolejnym podrozdziale opisano najbardziej charakterystyczne ich cechy.

Tabela 2.1
Koncepcje syntezy jądrowej

Metoda/referencja		Opis	Status
Magnetyczna	Tokamak [43]	wykorzystywane jest toroidalne pole magnetyczne	zaawansowana budowa (ITER)
	Stellarator [44]	stosowana jest cewka toroidalna o kształcie „ósemki”	zaawansowany program eksperymentalny
	Sferomak [45]	stabilizujące pole magnetyczne jest głównie samodzielnie generowane przez prądy plazmy, co prowadzi do stabilnej, typowo toroidalnej plazmy	
	Z-pincz [46]	prąd elektryczny w plazmie generuje pole magnetyczne ściskające ją	
Inercyjne	Laser [47, 48]	reakcje syntezy są inicjowane w wyniku ogrzewania i ściskania elementu paliwowego	zaawansowany program eksperymentalny przełom: $Q > 1$ (<i>National Ignition Facility</i> (NIF))
	Wiązki jonów [49]	używane są wysokoenergetyczne wiązki elektronów lub jonów	instalacja HiPER – projekt zaniechany
Inne	Elektrochemiczna [50]	wykorzystuje zjawisko wysokiej gęstości absorpcji wodoru w niektórych metalach	mocno kontrowersyjna
	Sonofuzja (synteza pęcherzykowa) [51]	fale akustyczne tworzą pęcherzyki, które kolapsują wkrótce po wytworzeniu, wytwarzając bardzo wysoką temperaturę i ciśnienie	kontrowersyjna, wątpliwa

Tabela 2.1 cd.

Metoda/referencja		Opis	Status
Inne	Piroelektryczna [52]	kryształ piroelektryczny wytwarza silne pole elektrostatyczne przyspieszające jony deuteru	zademonstrowana (eksperymenty z DD)
	Antymateria [53]	użycie małych ilości antymaterii w celu wywoływania niewielkich wybuchów	badania teoretyczne
	Kataliza mionowa syntezy jądrowej [17]	tworzenie molekuł mionowych, gdzie jądra tunelują się przez barierę potencjału	dobrze uwarunkowana, powtarzalne procesy syntezy

2.4.1. Krótka charakterystyka wybranych metod

Magnetyczne uwięzienie plazmy

W tej metodzie warunki syntezy są osiągane przy wykorzystaniu przewodzącej elektrycznie plazmy, która jest ograniczana polem magnetycznym. Może w niej zostać osiągnięte ciśnienie rzędu kilku barów i czas utrzymania rzędu kilku sekund. Dla porównania synteza inercyjna osiąga znacznie wyższe ciśnienia oraz krótsze czasy utrzymania plazmy. Ponadto w większości metod magnetycznie ograniczana plazma jest bardziej stabilna niż plazma formowana w syntezie inercyjnej. Dla syntezy deuterowej wymagana jest temperatura plazmy około $350 \cdot 10^6$ K, podczas gdy dla mieszaniny deuter-tryt jest to około $45 \cdot 10^6$ K. Dolne ograniczenie temperatury plazmy to 10^7 K. Żeby otrzymać plazmę wysokotemperaturową o pożądanych cechach, szczególnie należy zadbać o sposób jej ogrzewania. Można wyróżnić kilka metod, w szczególności:

- ogrzewanie omowe: zastosowanie silnego prądu elektrycznego przepływającego przez zjonizowany gaz,
- ogrzewanie wysokoczęstotliwościowe (zasada kuchenki mikrofalowej): zastosowanie fal elektromagnetycznych o odpowiedniej częstotliwości,
- ogrzewanie za pomocą obojętnych cząstek: wstrzyknięcie cząstek o wysokiej energii kinetycznej do plazmy,
- kompresja magnetyczna: plazma jest kompresowana gwałtownie w wyniku zwiększenia natężenia ograniczającego pole magnetycznego,

Ogólnie można wyróżnić dwie konfiguracje reaktora [41]:

- konfiguracja zamknięta, np. tokamak, stellarator, sferomak,
- konfiguracja otwarta, np. Z-pincz, theta-pincz, magnetic mirrors.

Niżej opisano główne metody syntezy jądrowej (zob. tab. 2.1).

Tokamak. Jest to toroidalna komora z cewką wytwarzającą silne, stabilizujące, osiowe pole magnetyczne. Toroidalne pole magnetyczne jest generowane przez cewki tokamaka (cewki pola toroidalnego). Celem jest zabezpieczenie plazmy przed niestabilnościami i zerwaniem. Cewki poloidalne generują poloidalne pole magnetyczne, którego zadaniem

jest utrzymanie plazmy. Jako superpozycja tych pól tworzy się spiralne pole magnetyczne. Więcej informacji dotyczącej takich instalacji można znaleźć w literaturze [54].

Sferomak. Stabilizujące pole magnetyczne jest generowane przez prądy płynące w plazmie. W porównaniu z tokamakami (czy stellaratorami) sferomak ma względnie prostą konstrukcję i wymaga tylko jednego zestawu cewek. Jest rozważany jako urządzenie alternatywne, lecz mniej obiecujące niż tokamaki [55].

Stellarator. Umieszczone na krawędzi toroidalnej komory cewki magnetyczne mają kształt cewek toroidalnego pola (jak w przypadku tokamaka). Stellarator, brany pod uwagę w zastosowaniach w przyszłościowych systemach energetycznych, ma te same zalety co sferomak, m.in. nie są wymagane duże zewnętrzne prądy i nie ma konieczności stosowania silnych prądów stabilizujących plazmę. Ze względu na te atrakcyjne cechy prowadzone są prace nad optymalizacją konstrukcji stellaratorów [56].

Z-pincz. Polega na zastosowaniu wysokonapięciowego impulsu przez szczelinę anoda-katoda o cylindrycznej geometrii, która jest wypełniona gazem lub mostowana przez matrycę drutową. Plazma imploduje w wyniku działania azymutalnego pola magnetycznego produkowanego przez osiowy prąd rozładowania. Podczas kompresji i stagnacji tworzony jest gorący i gęsty rdzeń w centrum (typowe gęstości i temperatura w rdzeniu pinczu wynoszą odpowiednio 10^{18} – 10^{22} cm^{-3} oraz 0,1–1 keV). Na tym etapie plazma staje się wysoko niestabilna, co skutkuje ekspansją i chłodzeniem. Jony o wysokim stopniu jonizacji są tworzone podczas fazy termalizacji i plazma promieniuje (głównie promieniowanie X). Impulsowa emisja promieniowania X ma wiele ważnych przyszłościowych zastosowań, dlatego plazma Z-pinczowa budzi obecnie tak duże zainteresowanie (zob. np. [57]).

Odwrotny pincz toroidany (pincz z odwróconym polem (*Reversed Field Pinch*) (RFP)). Jest to pincz toroidalny o konfiguracji nieco innej niż konfiguracja tokamaka i przy niższych natężeniach pól.

Pola o odwrotnej konfiguracji (konfiguracja z odwróconym polem (*Field-Reversed Configuration*) (FRC)). Komora jest cylindryczna, cylindryczne cewki wytwarzają osiowe pole magnetyczne.

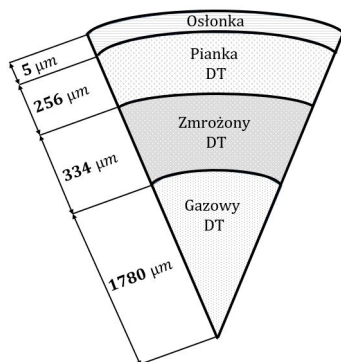
Lewitujące dipole. W komorze reakcyjnej lewituje magnetycznie nadprzewodzący torus. Nadprzewodnik tworzy linie magnetyczne o charakterze podobnym do tych występujących w ziemskiej magnetosferze.

Wymienione technologie Z-pincza (i odwrotnego Z-pincza) zostały użyte na wstępnym etapie prowadzenia badań opisanych w niniejszej monografii.

Inercyjne uwięzienie plazmy

W przypadku syntezy inercyjnej można wyróżnić następujące jej rodzaje [58, 59].

Laserowa. Paliwo jest wprowadzane do reaktora syntezy w postaci kapsułek paliwowych DT pokrytych powłoką z ciała stałego (tzw. ablator). Krótki impuls laserowy o wysokiej energii naświetla kapsułkę. Prowadzi to do odparowania i jonizacji zewnętrznej warstwy kapsułki, co skutkuje szybką ekspansją zewnętrznego materiału kapsułki. Kompresja i nagrzewanie się zamkniętego w kapsułce paliwa są powodowane przez siły inercyjne. Schemat typowej kapsułki paliwowej pokazany jest na rysunku 2.1.



Rys. 2.1. Przekrój typowej kapsułki paliwowej. Jest to wydrążona skorupa, której średnica wynosi około 4 mm. W środku znajduje się zmrożona mieszanka deuteru i trytu, z zewnątrz otoczona materiałem plastikowym (osłonka) (na podst. [60])

Inercyjne ograniczenie elektrostatyczne (bezwładnościowe uwięzienie elektrostatyczne (*Inertial Electrostatic Confinement*) (IEC)). Metoda ta polega na wykorzystaniu sił elektrostatycznych, które przyspieszają naładowane cząstki (jony lub elektrony) wewnątrz mieszaniny roboczej, zwykle o sferycznej (a czasami cylindrycznej) geometrii.

W tej metodzie wykorzystywany jest promień lasera o wysokiej mocy (tzw. działło laserowe). Wysoka energia zostaje skupiona w niewielkiej porcji paliwa. Szybkie i silne ogrzewanie powłoki paliwa skutkuje jego odparowaniem, co z kolei prowadzi do implozji paliwa, jego silnej kondensacji do gęstości rzędu dziesiątek kilogramów na centymetr sześcienny, a w konsekwencji ogrzanie do bardzo wysokiej temperatury, co ostatecznie prowadzi do rozpoczęcia procesu fuzji jądrowej [61]. Ciśnienie paliwa osiąga wartość rzędu 50 milionów atmosfer, natomiast prędkość implozji przekracza 300 km/s. W momencie gdy graniczna objętość powłoki zbliża się do centrum paliwa, jej energia kinetyczna doprowadza do znaczącej kompresji kapsułki. Średnica kapsułki zmniejsza się 16-krotnie do rozmiaru około 0,25 mm. Gęstość paliwa zwiększa się około 2000 razy. W momencie osiągnięcia odpowiedniej temperatury i gęstości detonatora paliwo $d + t$ jest spalane z wysoką intensywnością oraz wydajnością. Kompresja oraz ogrzewanie paliwa w kapsułce mogą być realizowane za pomocą kilku metod oraz ich kombinacji, w szczególności:

- wiązki laserowe,
- wiązki naładowanych cząstek,
- materiały wybuchowe,
- mikroeksplozje.

Główną trudnością w tych metodach jest konieczność osiągnięcia kompresji paliwa (np. deuteru), zanim rozwinie się fala uderzeniowa, która je rozproszy. Fala ta powstaje jako niepożądany skutek uboczny samej reakcji syntezy jądrowej. Aby sprostać temu wyzwaniu, stosuje się niezwykle krótkie i potężne impulsy laserowe. Przykładem urządzenia wytwarzającego takie impulsy jest laser Nova, wykorzystujący szkło neodymowe, który generuje promieniowanie o długości fali 1,05 μm , a moc szczytowa sięga 120 TW. Taka moc

pozwala na dostarczenie ogromnej energii w ultrakrótkim czasie, co umożliwia gwałtowną kompresję paliwa na długo przed tym, jak fala uderzeniowa zdąży je zakłócić. W efekcie spalanie termojądrowe w skondensowanym już paliwie rozprzestrzenia się bardzo szybko, wytwarzając energię kilkukrotnie wyższą od energii dostarczonej początkowo przez wiązkę laserową. Sam czas reakcji syntezy jest ograniczony wyłącznie bezwładnością paliwa. Przegląd zagadnień związanych z tą metodą zawarto m.in. w pracach [60, 62, 63].

2.4.2. Inne metody syntezy jądrowej

W ostatnich latach pojawił się szereg innych metod syntezy, jednak wątpliwe, żeby odegrały one istotną rolę w pracach nad kontrolowaną syntezą jądrową. Poniżej przedstawiono wspomniane koncepcje.

Sonofuzja

Zjawisko sonoluminescencji, polegające na emisji światła podczas implozji pęcherzyków kawitacyjnych, wzbudziło zainteresowanie jako potencjalne mikroskopowe źródło syntezy jądrowej. Teoretycznie implozja takiego pęcherzyka może wytworzyć temperaturę do 10^7 K, wystarczającą do inicjacji fuzji.

W 2002 roku Grupa z Narodowego Laboratorium w Oak Ridge (Oak Ridge National Laboratory Group) (ORNLG) pod kierownictwem Rusi P. Taleyarkhana doniosła o zaobserwowaniu emisji neutronów i tworzenia trytu podczas sonoluminescencji w zdeuterowanym acetonie poddanym działaniu ultradźwięków [64, 65]. Według autorów w implodujących pęcherzykach miały zachodzić reakcje syntezy deuter-deuter. Doniesienia te spotkały się jednak z ogromnym sceptycyzmem. Główny zarzut dotyczył możliwości zanieczyszczenia sygnału neutronami z zewnętrznych źródeł. Liczne, niezależne próby odtworzenia tego eksperymentu zakończyły się niepowodzeniem, a wewnętrzne dochodzenie wskazało na poważne błędy metodologiczne.

Jako że jedynym źródłem potwierdzenia zaistnienia zjawiska pozostają publikacje tej samej, wzbudzającej kontrowersje grupy, nie jest ono uznawane za udowodnione i pozostaje niemal całkowicie zdyskredytowaną hipotezą.

Synteza piroelektryczna

Efekt piroelektryczny polega na wytwarzaniu przez niektóre kryształy pola elektrycznego w wyniku ogrzewania lub ochładzania. Pole to może być dostateczne do przyspieszenia jonów deuteru do energii, przy której zachodzi reakcja syntezy $d + d$ [66, 67]. Przymocowana do kryształu wolframowa igiełka powoduje koncentrację pola elektrycznego do ogromnych wartości (rzędu gigawoltów na metr). We wnętrzu wypełnionego deuterem zbiornika powstają jony deuteru, które pod wpływem przyłożonego napięcia elektrycznego trafiają w warstwę stałego deuterku erbu. Dochodzi wtedy do syntezy jądrowej, potwierdzonej pojawieniem się neutronów o odpowiedniej energii [66].

Do przeprowadzenia fuzji wykorzystano cylindryczny kawałek kryształu tantalenu litu o objętości około 7 cm^3 . Taki kryształ przyspiesza jony deuteru nawet do prędkości równej 1% prędkości światła. Ładunki elektryczne powstałe na jego powierzchni podczas ogrzewania go od temperatury -33°C do temperatury $+8^\circ\text{C}$ wytwarzają potencjał elektrostatyczny

o wielkości równej 100 kV. Jak do tej pory, energia dostarczona na ogrzewanie i chłodzenie kryształu jest wyższa od energii wytwarzanej w reakcji syntezy za jego pomocą.

Synteza wywołwana antymaterią

Możliwe jest wykorzystanie niewielkich ilości antymaterii do wywołania miniaturowych eksplozji. Prowadzone badania teoretyczne wynikają z możliwości wykorzystania tego typu syntezy do napędu statków kosmicznych [68]. Synteza taka nie jest w tej chwili uważana za praktyczne źródło energii z powodu wysokiego kosztu produkcji i przechowywania antymaterii.

Synteza elektrochemiczna

Metoda została omówiona w podrozdziale 1.2. W celu pełnej klasyfikacji należy tu wspomnieć, że w roku 1989 sensacją naukową były doniesienia o przeprowadzeniu reakcji syntezy jądrowej podczas procesów elektrolizy w ciężkiej wodzie. Wkrótce okazało się, że ta „sensacja” nie ma potwierdzenia w rzetelnych badaniach naukowych i pierwsze doniesienia się nie potwierdziły (zob. np. [50]).

Przez syntezę elektrochemiczną rozumie się hipotetyczną syntezę jądrową zachodzącą podczas elektrolizy z wykorzystaniem elektrod palladowych oraz ciężkiej wody. Produktem reakcji jest tryt, jednak w o wiele mniejszych ilościach niż hel. Odnotowano również pojawienie się ciepła w ilości, której nie można było przypisać reakcjom elektrochemicznym (*excess heat*). W ciągu ostatnich 30 lat nie wykazano znaczącego postępu w tej metodzie, nie rozwiązano również znanych problemów.

Synteza termojądrowa w gwiazdach

Oprócz procesów zachodzących w laboratoriach czy na kontrolowanych instalacjach, istnieje także możliwość syntezy jądrowej, która wykorzystuje siłę grawitacji do skompresowania materii do takiego stopnia, że powstają odpowiednie warunki do zachodzenia reakcji jądrowej. Grawitacja, czyli siła przyciągająca między masami, jest na tyle silna, że może skomplikowanym układem materii nadać warunki konieczne do wywołania reakcji jądrowej. Jednakże wymagane jest ogromne skupienie masy, aby taka synteza mogła mieć miejsce, co w praktyce oznacza, że ten proces występuje głównie w bardzo masywnych obiektach, takich jak gwiazdy. Przykładem takiej reakcji jest proces fuzji wodoru, który zachodzi w jądrach gwiazd, prowadząc do wyzwolenia ogromnych ilości energii. Synteza grawitacyjna jest zatem jednym z głównych mechanizmów napędzających gwiazdy, w tym również Słońce. Jednakże w warunkach laboratoryjnych reprodukcja tego procesu jest obecnie poza możliwościami technologicznymi i naukowymi.

2.5. Projekt ITER i inne obecnie stosowane podejścia

Obecnie najbardziej zaawansowanym projektem w obszarze komercjalizacji technologii syntezy jądrowej jest projekt ITER [69]. W 2005 roku wybrano lokalizację we Francji, w miejscowości Cadarache. ITER to klasyczny tokamak, w którym zaplanowano pierwsze

osiągnięcie syntezy jądrowej z dodatnim bilansem energetycznym. Planowana wartość tzw. wzmocnienia energetycznego (*energy gain factor*) to więcej niż 10. Budowę rozpoczęto w 2012 roku. Reaktor powinien produkować 500 MW mocy cieplnej w okresach trwających 15–30 minut. Podczas jego eksploatacji zostanie zebrane niezbędne doświadczenie, które posłuży do zaplanowania i zbudowania obiektu typu demonstracyjna elektrownia termojądrowa (*DEMO*nstration Power Plant (DEMO)) o zainstalowanej mocy rzędu 2 GW (cieplnej). Następnym krokiem będzie budowa prototypowej elektrowni (PROTO) o mocy około 1,5 GW (wartość przybliżona, bo nie ma jeszcze formalnie zdefiniowanego projektu PROTO).

Aktualnie w projekcie uczestniczą: Unia Europejska (reprezentowana przez Europejską Wspólnotę Energii Atomowej (European Atomic Energy Community) (EURATOM)), Japonia, Chiny, Indie, Korea Południowa, Rosja i USA. Zastosowane technologie uwzględniają: magnesy nadprzewodzące, zaawansowane materiały o dużej oporności i wytrzymałości cieplnej, system zdalnego operowania materiałami radioaktywnymi i systemy produkcji (powielania) trytu i litu. Ponadto zastosowanie znalazły ostatnie osiągnięcia w dziedzinie pozyskiwania, transmisji i przetwarzania danych pomiarowych wraz z systemami automatyki [70, 71].

Pierwsze osiągnięcie plazmy planowane jest na rok 2034 (pierwotny plan z 2016 roku zakładał termin 2025, ale szereg problemów i modyfikacje projektu wpłynęły na znaczne opóźnienie). Obecnie pełne osiągnięcie mocy operacyjnej planowane jest na rok 2036, a pełne zdolności operacyjne na rok 2039. Czas eksploatacji planowany jest na około 20 lat. Koszt budowy aktualnie szacowany jest na około 22–28 mld EUR, a dalsze koszty będą obejmować około 8 mld EUR w okresie pracy 20 lat. Kolejny planowany krok to DEMO – jest to proponowana elektrownia syntezy jądrowej będąca następczynią projektu ITER i wykorzystująca jego spodziewany sukces. Przypuszcza się, że produkcja energii będzie porównywalna z produkcją obecnych elektrowni jądrowych. Ma wytwarzać tryt na swoje własne potrzeby.

Instalacja ulokowana jest na obszarze 180 ha w południowej Francji. Składać się będzie z 39 budynków i obszarów technicznych, w których będą umieszczone tokamak ITER i inne elementy instalacji. Centralnym elementem instalacji jest budynek tokamaka (siedem pięter, 13 m poniżej gruntu i 60 m nad nim). Budynki ulokowane najbliżej tokamaka wyposażone będą w wieże chłodnicze, systemy elektryczne, sterownie, instalacje do utylizacji odpadów radioaktywnych, a także instalację kriogeniczną zapewniającą hel do chłodzenia magnesów ITER-a. Pierwsze ciężkie elementy ITER-a zaczęto instalować w roku 2015, w 2019 zainstalowano pierwszą 310-tonową cewkę pola toroidalnego i 440-tonowy element zbiornika próżniowego. Postęp w budowie jest stały (np. listopad 2017 – 50%, koniec 2019 – 67%, kwiecień 2023 – 78%, lipiec 2025 – ok. 85%). Jako kolejny etap (po ITER-ze i DEMO) planowany jest reaktor syntezy jądrowej PROTO. Jego uruchomienie ma nastąpić po roku 2050. Ma to być komercyjny prototyp elektrowni opartej na syntezie jądrowej.

Jako przykład innego podejścia można przytoczyć badania prowadzone z wykorzystaniem zespołu potężnych laserów prowadzone w Omega Laser Facility [72]. Jest to metoda z bezpośrednim wykorzystaniem promieniowania laserowego (*laser direct drive*). Prowadzone są implozje w skali 30 kJ wraz z badaniem plazmy laserowej. Realizacja badań odbywa się w Stanach Zjednoczonych. Jest to 60-wiązkowy laser mogący dostarczyć energii do 30 kJ i mocy 30 TW w postaci promieniowania laserowego o długości 0,35 mm w konfiguracji

wiązek uderzających w tarczę. Intensywność pojedynczej wiązki wynosi od $3 \cdot 10^{13}$ W/cm² do $5 \cdot 10^{13}$ W/cm² i może być zmniejszona, jeśli zostanie zastosowanych więcej wiązek.

Jednym z najnowszych osiągnięć jest uzyskanie tzw. breakeven na układzie laserowym NIF (zob. np. [48]). Jest to pierwszy wynik, w którym w układzie laserowym energia wytworzona w wyniku syntezy jąder deuteru i trytu przekroczyła energię lasera zogniskowaną na tarczy. W eksperymencie NIF (5 grudnia 2022) po raz pierwszy osiągnięto breakeven w fuzji termojądrowej ($Q = 1,54$), gdzie energia syntezy 3,15 MJ przewyższyła energię lasera dostarczoną do tarczy 2,05 MJ. Kluczowym elementem była kapsuła paliwowa: sfera o średnicy 2 mm wykonana z zestalonej mieszaniny deuteru i trytu (tzw. lodu DT), o perfekcyjnie gładkiej powierzchni, umieszczona w złotym hohlraumie. Bardzo wysoka precyzja sterowania 192 wiązkami laserowymi pozwoliła na osiągnięcie synchronizacji czasowej 25 ps i przestrzennej 5 μ m. Mimo przełomu droga do energetyki fuzyjnej pozostaje długa: efektywność systemu wynosi zaledwie 1% (z 300 MJ pobranej przez lasery do 2,05 MJ na tarczy), częstotliwość strzałów to zaledwie kilka rocznie (wymagane ~ 10 /s), a koszt pojedynczej kapsuły przekracza 100 tys. USD. Technologia wymaga zatem radykalnego skalowania.

Inne instalacje jak projekt HiPER, projekty Z-machine i inne jak na razie nie przyniosły spodziewanych rezultatów i zostały zaniechane lub poddano weryfikacji ich cele.

3. Wybrane zagadnienia metodologiczne badania reakcji syntezy przy niskich energiach

Niniejszy rozdział poświęcono zagadnieniom związanym z prowadzeniem badań reakcji syntezy jądrowej w unikalnych konfiguracjach eksperymentalnych, zrealizowanych z zastosowaniem autorskiej metodologii i aparatury pomiarowej. Przedstawione podejście badawcze zostało zainicjowane w latach 90. XX wieku. Jego historyczne korzenie sięgają idei adaptacji oraz przekazania infrastruktury badawczej, pierwotnie wykorzystywanej do celów wojskowych, na potrzeby badań podstawowych i cywilnych.

W celu realizacji tych badań powołano interdyscyplinarny, międzynarodowy zespół badawczy (Low Energy Strong Interactions) (LESI). W skład zespołu od początku wchodził dr Jan Woźniak (Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie), a nieco później dołączył autor niniejszej monografii (obecnie afiliowany przy Wydziale Energetyki i Paliw Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie). Instytut Elektroniki Silnoprądowej (High Current Electronics Institute) (HCEI), Tomsk, Rosja oraz Tomski Politechniczny Uniwersytet Badawczy (National Research Tomsk Polytechnic University) (NRTPU) były odpowiedzialne za opracowanie podstawy metodologicznej wykorzystania akceleratorów plazmowych do badań tego typu. Prace eksperymentalne prowadzone były z wykorzystaniem unikatowej infrastruktury badawczej tych instytutów.

Koordinację międzynarodowego projektu badawczego powierzono grupie kierowanej przez prof. Wiaczesława Michajłowicza Bystrickiego ze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych (Joint Institute for Nuclear Research) (JINR). Zespół Akademii Górniczo-Hutniczej odpowiedzialny był z kolei przede wszystkim za przygotowanie zaawansowanych symulacji numerycznych, a także odegrał istotną rolę w opracowaniu metod analizy danych, interpretacji wyników oraz koordynacji części teoretycznej projektu.

W badaniach aktywny udział brali również przedstawiciele następujących instytucji:

- Instytut Inżynierii Elektrycznej Słowackiej Akademii Nauk (Bratysława, Słowacja),
- Instytut Badań Jądrowych (Ałmaty, Kazachstan),
- Wydział Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Kalifornijskiego (Irvine, USA).

Zadaniem polskiego zespołu było współfinansowanie eksperymentów, co realizowano przez szereg grantów przyznanych na rzecz rozwoju projektu przez Polską Agencję Atomistyki. W latach 2012–2018 autor monografii pełnił funkcję kierownika współpracy międzynarodowej ze strony polskiej.

Niniejszy rozdział szczegółowo omawia kluczowe aspekty metodologii eksperymentalnej, które umożliwiły prowadzenie badań. Kolejne podrozdziały poświęcone są charakterystyce zastosowanych pulsacyjnych akceleratorów plazmowych, unikatowej aparatury pomiarowej (w tym źródłom jonów, diagnostyce wiązki oraz systemom stabilizacji), a także specjalistycznym detektorom rejestrującym produkty reakcji. Przedstawiona zostanie również kompleksowa analiza procesów generujących tło pomiarowe, jak też szczegółowe metodyki przygotowania i badania tarcz – od deuteryzowanych polimerów i lodu po metaliczne matryce nasycone deuterem. Rozdział kończy prezentacja zaawansowanych procedur symulacyjnych służących do analizy oddziaływania wiązek jonów z tarczami i obliczania wydajności reakcji.

3.1. Pulsacyjne akceleratory plazmowe

W poniższym podrozdziale zostanie zaprezentowana krótka charakterystyka zasadniczych elementów stanowisk badawczych, czyli akceleratorów plazmowych. Szczegóły zastosowania wraz z dokładniejszymi zagadnieniami związanymi z budową oraz konfiguracją pomiarową zostaną przedstawione przy omawianiu poszczególnych eksperymentów.

Zadaniem tych urządzeń była generacja strumienia naładowanych cząstek o określonej charakterystyce istotnej pod kątem badań reakcji syntezy jądrowej (typ jonów, strumień, energia cząstek i jej rozkład i inne).

W czasie prowadzenia prac eksperymentalnych, w związku z ulepszaniem technik pomiarowych i analizy danych pomiarowych, konieczne były:

- rozwój i modyfikacja koncepcji prowadzenia prac,
- przechodzenie na akceleratory innego typu, które miały lepsze parametry pracy,
- doskonalenie rozbudowywanych układów diagnostyki plazmy i detekcji produktów syntezy jądrowej,
- opracowywanie nowych narzędzi obliczeniowych.

Takie podejście umożliwiało m.in. wyznaczanie parametrów reakcji syntezy jądrowej z wyższą niż początkowo dokładnością i pomiary dla coraz niższych energii. W ślad za tym była możliwa zmiana formy tarcz zawierających deuter.

Stosowane w trakcie prowadzenia prac akceleratory plazmowe należały do kilku typów urządzeń, plazma generowana była z wykorzystaniem różnych zjawisk fizycznych i różnych technik. W dalszej części tekstu zaprezentowano ich charakterystyki, natomiast zdjęcia tych akceleratorów (magnetycznego generatora impulsowego (*Magnitnyj Impulsnyj Gienierator*) (MIG) i wysokoprądowego generatora magnetycznego (*Silnotocznyj Gienierator Magnitnyj*) (SGM)), dające wyobrażenie o ich konstrukcji, przedstawiono odpowiednio na rysunku 3.1 oraz rysunku 3.2.



Rys. 3.1. Zdjęcie przedstawiające MIG w HCEI [73]



Rys. 3.2. Zdjęcie akceleratora SGM w HCEI [73]

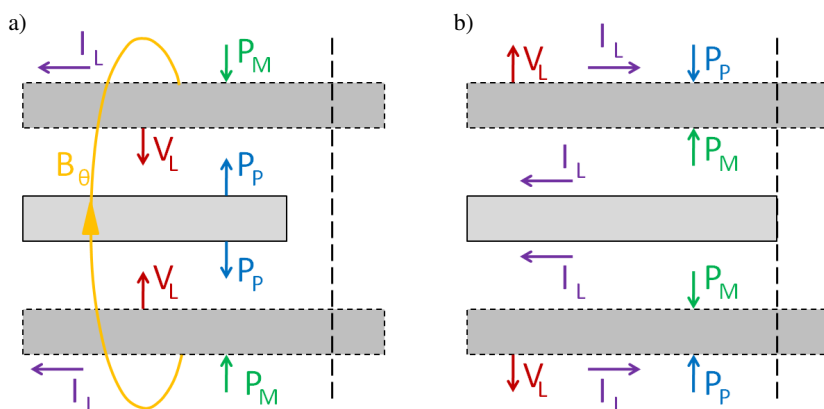
Bezpośredni Z-pincz

Idea polega na wytworzeniu cienkiej powłoki gazowej, która wskutek jonizacji staje się przewodnikiem prądu. Przepływający prąd wytwarza pole magnetyczne, którego ciśnienie powoduje implozję zjonizowanej powłoki gazowej. Podczas implozji następuje wzrost gęstości powłoki i temperatury – tworzy się plazma o odpowiednich parametrach (tzw. liner), plazma ta następnie uderza w tarczę.

Powłoka (wydrążony cylinder) gazowego deuteru jest w tym urządzeniu formowana za pomocą zaworu elektromagnetycznego i dyszy Laval'a, tak aby zapewnić użycie odpowiedniej ilości gazu i nadać kształt powłoki sferycznej o odpowiednich wymiarach (promień i grubość).

Podczas tworzenia powłoka zjonizowanego gazu porusza się z prędkością naddźwiękową rzędu 4 Ma. Tarcza, np. z CD_2 , naniesiona na pręt miedziany, jest umieszczona wzdłuż osi linera (rys. 3.3a). Masę linera i prędkość kompresji obliczano w ramach tzw. modelu 0-wymiarowego. W tym modelu powłoka gazowa traktowana jest jako nieskończenie cienka, nadprzewodząca warstwa plazmy, implodująca wskutek działania ciśnienia własnego pola magnetycznego. Dynamika kompresji linera była badana przy użyciu kamery smugowej ze zmienną pozycją szczeliny i czujników magnetycznych umieszczonych w różnej odległości od osi linera. Na przedstawionych akceleratorach plazmowych (HCEI) otrzymano następujące prądy: w SGM $I = 950$ kA, w MIG $I = 1,7$ MA.

Niestety technologia impulsów mocy przy wykorzystaniu bezpośredniego Z-pincza nie pozwala na osiągnięcie wysokiej dokładności mierzonych wielkości z powodu trybu pracy na pojedynczych impulsach. Trudno w ten sposób osiągnąć wysoką powtarzalność parametrów poszczególnych impulsów mocy. Drobne fluktuacje parametrów obłoku gazowego oraz niestabilności plazmowe rozwijające się w Z-pinczu powodują, że każdy impuls jest w zasadzie inny. W praktyce pomiarowej powoduje to duże rozbieżności strumienia przyspieszanych jonów i ich rozkładu energetycznego, co sprawia, że analiza otrzymanych wyników jest bardzo trudna, a analiza statystyczna w zasadzie niemożliwa. Te problemy zostały częściowo rozwiązane przy użyciu techniki odwrotnego Z-pincza.



Rys. 3.3. Porównanie konfiguracji Z-pincza: a) bezpośredni Z-pincz; b) odwrotny Z-pincz (na podst. [73]). W obu przypadkach widoczny jest obszar formowania się pincza i kierunek ruchu względem tarczy. I_L to prąd linera, B_θ reprezentuje składową pola magnetycznego wokół osi linera. Ciśnienie pola magnetycznego generujące ruch linera P_M dane jest wyrażeniem $P_M = B_\theta^2/\mu_0$, gdzie μ_0 to przenikalność magnetyczna próżni. P_P to ciśnienie termiczne plazmy, $P_P = 2nT$, gdzie n to gęstość cząstek w plazmie, a T to temperatura plazmy. Wektor V_L opisuje ruch linera

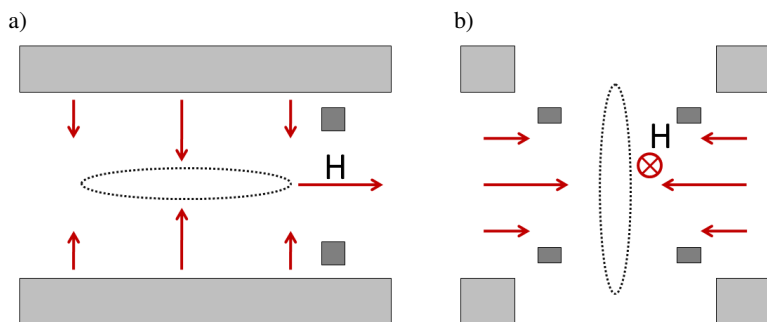
Odwrotny Z-pincz

Idea odwrotnego Z-pincza polega na odwróceniu (względem bezpośredniego) kierunku ruchu obłoku plazmy. W fazie początkowej formowany jest rdzeń gazowy, który następnie rozbiega się w kierunku tarczy umieszczonej na brzegu układu (rys. 3.3b).

Układ do otrzymywania odwrotnego Z-pincza został na kolejnych etapach badań zainstalowany również na akceleratorach SGM oraz MIG. Stanowisko eksperymentalne obejmuje moduł obciążenia, tarczę deuterową, detektory gamma i wyposażenie diagnostyczne, w skład którego wchodzi: czujnik magnetyczny dB/dt , bolometry, kolektory jonów i detektory promieniowania plazmy w zakresie widzialnym. Wymienione elementy diagnostyczne dostarczają danych odnośnie do dynamiki powłoki prądowej linera plazmowego i stopnia jego przyspieszenia, energii przepływu plazmy, gęstości jonów i promieniowania wzbudzonych cząstek neutralnych znajdujących się w plazmie podczas ich ruchu w kierunku tarczy. Liner jest tworzony przez szybki zawór elektromagnetyczny i naddźwiękową pierścieniową dyszę Laval'a. Początkowo promień linera wynosi około 15 mm. Zainstalowana została struktura przechwytyjąca prąd (*Current-Intercepting Structure*) (CIS) w formie tzw. klatki dla wiewiórki (*squirrel cage*) o promieniu 45 mm, zbudowana z prętów o średnicy 1 mm. Strukturę zamontowano w obszarze promieniowo rozbiegających się powłok plazmowych, przy czym jej promień określa drogę przyspieszenia linera. Kształt impulsu prądowego na module obciążenia był wyznaczany przez cewkę Rogowskiego. Prąd generatora wynosił $I \geq 1,5$ MA. Układ odwrotnego Z-pincza powodował zamianę zgromadzonej w impulsie wyładowczym energii na właściwą energię kinetyczną linera równą $E \approx 1,5$ kJ/cm, co odpowiada średniej prędkości radialnej jonów ekspandującego linera $V \sim 8,5 \cdot 10^7$ cm/s i masie właściwej linera $m = 5,6$ $\mu\text{g/cm}$. Tarcza miała postać wydrążonego cylindra (cylindrycznej osłony) miedzianej o średnicy 185 mm i długości 40 mm. Wewnętrzna powierzchnia tarczy została pokryta warstwą CD_2 o grubości 0,25 mm.

Dwa przeciwbieżne strumienie plazmowe (*Two Counter-Streaming Plasma Flows*) (TCSPF)

Metoda polega na zastosowaniu dwóch zderzających się strumieni plazmy przyspieszanych przez siłę Lorentza w trakcie wyładowania w skrzyżowanych polach elektrycznych i magnetycznych (rys. 3.4) [74, 75].



Rys. 3.4. Idea zderzania się dwóch przeciwbieżnych strumieni plazmy (TCSPF) (na podst. [73]). Układ eksperymentalny (nie w skali) w dwóch przekrojach oraz położenie elementów diagnostycznych: a) widok wzdłuż pola magnetycznego; b) widok boczny prostopadły do pola magnetycznego.

Czerwone strzałki oznaczają kierunek przepływu strumieni plazmy, szare prostokąty to wysokonapięciowe elektrody wyładowcze, elipsy przerywaną linią to obszar zderzania się strumieni plazmy, małe ciemne kwadraty i prostokąty to elektrody napięciowe w postaci płytek

Ruch strumienia plazmy w poprzek pola magnetycznego B ma miejsce w kanale dryftowym wskutek polaryzacji przepływów. Pole polaryzacyjne ma przeciwny kierunek. Przy formowaniu kanału dryftowego przepływ traci część swojej energii kinetycznej. Całkowita energia w dowolnym przekroju kanału ma zatem składową elektrostatyczną i kinetyczną. Wydajność transformacji energii generowanej podczas wyładowania na energię bezpośredniego ruchu plazmy wynosi około 0,3–0,6 i zależy od początkowego ciśnienia gazu. Czas trwania impulsu prądowego powstałego podczas wyładowania jest rzędu 10 μ s. Całkowita energia i gęstość energii w jednym przepływie plazmy wynoszą odpowiednio 300 J i 10 J/cm². Gęstość plazmy deuteronowej w przepływie jest rzędu 10¹⁶ cm⁻³, a prędkość przepływu wynosi 5 · 10⁷ cm/s. Całkowita liczba jonów w przepływie wynosi około 10¹⁹ jonów na impuls. Widoczne jest również, że natężenie pola magnetycznego wzrasta w rejonie kolizji plazmy, więc stopień kompresji plazmy osiąga wartość 4.

Tworzenie przeciwbieżnych strumieni plazmy było realizowane w komorze ceramicznej o wewnętrznej średnicy 18 cm i długości 150 cm. Komora została umieszczona w solenoidalnym polu magnetycznym tworzącym na końcach zwierciadła magnetyczne w stosunku 1,4:1. Amplituda impulsowego pola magnetycznego na przekroju środkowym komory była równa ~ 1 T. Dwie równoległe pary wysokonapięciowych, wysokowyładowczych elektrod z odwrotnym kierunkiem przyłożonego impulsu zostały umieszczone w komorze prostopadle do jej osi, symetrycznie na jej przekroju środkowym, w odległości 10 cm od siebie. Odległość od przekroju środkowego komory do miejsca, gdzie rozbieżne linie pola magnetycznego przecinają ściany komory, była równa ~ 40 cm.

Akcelerator Halla

Aby zniwelować wymienione wcześniej wady, jakie występowały podczas badań oddziaływania jonów H⁺, D⁺ i ³He⁺ w zakresie energii 2–15 keV, badania kontynuowano z wykorzystaniem nowej jednostki. W tym celu zaprojektowano i zbudowano zmodyfikowany impulsowy akcelerator Halla (*Pulsed Hall Accelerator*) (PHA) ze źródłem plazmy.

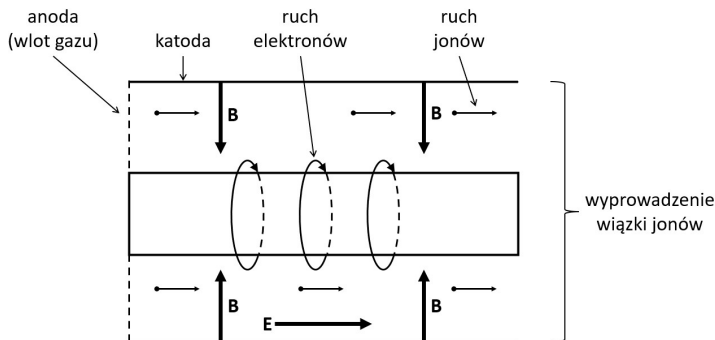
IDEA

Podstawową cechą takiego akceleratora jest przyspieszanie jonów w namagnesowanym kanale plazmowym w poprzek zewnętrznego pola magnetycznego – taki układ pola magnetycznego ogranicza ruch poprzeczny elektronów i zapobiega rozwojowi niestabilności Rayleigha–Taylora charakterystycznych dla Z-pincza (tzw. stabilność geometryczna). W konsekwencji jony są przyspieszane wzdłuż osi kanału przez pole elektryczne, podczas gdy elektrony pozostają w ruchu cykloidalnym.

W przypadku akceleratora impulsowego cały proces przyspieszania odbywa się w krótkich, kontrolowanych impulsach, co pozwala uzyskać wysokie energie wiązki przy stosunkowo niskich średnich mocach zasilania.

Odchylenie elektronów w polu magnetycznym jest kluczowym mechanizmem separacji ładunków w impulsowym akceleratorze Halla. Jony (np. D⁺) mają znacznie większą masę od elektronów, więc ich promień cyklotronowy jest większy – poruszają się niemal prostoliniowo. Elektrony „uwięzione” w kanale przez pole magnetyczne nie powodują neutralizacji wiązki przyspieszanych jonów.

Konfiguracja pól $E \times B$ działa jak soczewka magnetyczno-elektryczna, eliminując rozbieżność wiązki, co skutkuje dość precyzyjnym ogniskowaniem wiązki jonów (np. dla jonów deuteru (D^+) jest to około 2 stopnie vs. 15 stopni dla Z-pincza). Idea działania akceleratora Halla przedstawiona jest na rysunku 3.5.



Rys. 3.5. Idea działania akceleratora Halla

W sposób poglądowy działanie akceleratora Halla można opisać następująco: akcelerator Halla można wyobrazić sobie jako rurę (kanał akceleratora), przez którą przepływa gaz. Gaz wpływa przez anodę (sito z otworami), gdzie następuje jonizacja (część elektronów przepływa do anody, jonizując gaz). W kanale jest wytwarzane pole magnetyczne (prostopadłe do ścianek kanału), które „więzi” elektrony, nie pozwalając im dotrzeć do anody. Elektrony krążą po spiralnych torach wokół linii pola magnetycznego, tworząc prąd Halla (wzdłuż obwodu kanału). Wzdłuż osi kanału przyłożone jest silne pole elektryczne E , które przyspiesza jony w kierunku wylotu. Jony, jako cząstki ciężkie, są praktycznie nieodchylane przez pole magnetyczne i są przyspieszane prosto w kierunku wylotu. Dodatkowo, specjalna konfiguracja pola magnetycznego (słabe przy anodzie, silne przy wylocie) pozwala oddzielić jonizację od przyspieszenia, co zwiększa efektywność działania.

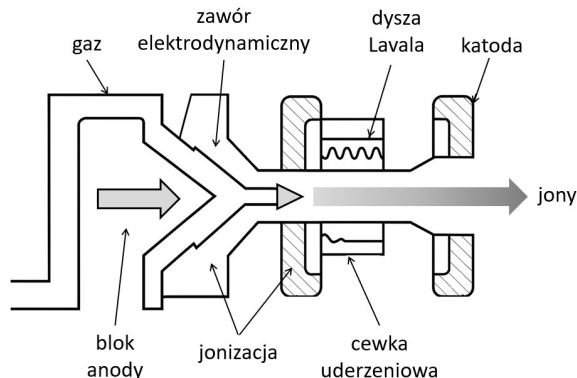
PODSTAWY DZIAŁANIA IMPULSOWEGO AKCELERATORA HALLA

Pierwszym etapem jest wytworzenie strumienia jonów, który będzie kierowany do układu przyspieszającego. Strumień jonów wytwarzany jest w układzie przedstawionym na rysunku 3.6, gdzie główne elementy to: wlot gazu, zawór elektrodynamiczny, dysza Laval’a, cewka uderzeniowa i katoda.

Anoda (metalowa obudowa), znajdująca się po lewej stronie rysunku, typowo jest elementem w kształcie walca lub wnelki. Z reguły wewnątrz anody znajduje się elektrodynamiczny zawór gazowy (na osi, w centrum). Przez wychodzącą z zaworu dyszę Laval’a gaz wpływa do wnętrza anody. Cewka uderzeniowa (*shock coil*) – często o jednym zwoju, umieszczona wokół zaworu lub dyszy – generuje szybkie pole magnetyczne. Izolator oddziela anodę od dalszej części układu i zapewnia odpowiednią separację elektryczną. Po prawej stronie izolatora znajduje się obszar, do którego zjonizowany gaz (plazma) jest wyprowadzany przez koncentryczne szczeliny w końcówce obudowy (anody), gdzie panuje różnica potencjałów

między anodą a katodą, co sprawia, że jest to właściwy region przyspieszania. Końcowymi elementami układu są uziemiona katoda i wbudowane w nią cewki magnetyczne, które generują radialne pole magnetyczne w regionie przyspieszania.

Część elektronów, dzięki zderzeniom z cząstkami i ściankami, przechodzi jednak przez pole magnetyczne i płynie do anody. Jak już wspomniano, to właśnie te elektrony jonizują gaz przepływający przez anodę.



Rys. 3.6. Schemat wytwarzania plazmy w układzie akceleratora Halla

ZALETY AKCELERATORA HALLA

Podstawową zaletą akceleratora, która zdecydowała o wykorzystaniu w opisywanych badaniach, jest wysoka stabilność i skuteczna kontrola plazmy dzięki kombinacji pola magnetycznego i elektrycznego. Ponadto istotna jest wysoka wydajność energetyczna i możliwość precyzyjnej regulacji energii wiązki jonów. W tabeli 3.1 zestawiono porównanie akceleratora Halla i układów typu Z-pincz z uwzględnieniem parametrów istotnych podczas prowadzenia badań.

Tabela 3.1

Porównanie akceleratora Halla i Z-pincz

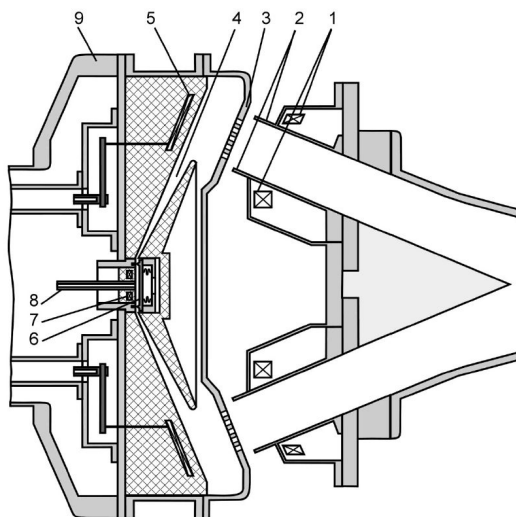
Parametr	Akcelerator Halla	Z-pincz
Stabilność plazmy	wysoka	niska
Konstrukcja	prosta	złożona
Żywotność i niezawodność	długa	krótka
Sterowalność i kontrola	wysoka	niska
Wydajność energetyczna	wysoka	niska
Zastosowania praktyczne	powszechne	eksperymentalne
Bezpieczeństwo	wysokie	niskie
Rozkład energetyczny wiązki	wąski ($\Delta E/E < 5\%$)	szeroki ($\Delta E/E > 20\%$)
Rozkład kątowy wiązki	kolimowany ($< 5^\circ$)	rozproszony ($> 15^\circ$)
Powtarzalność parametrów	wysoka ($\sigma < 1\%$)	niska ($\sigma > 10\%$)

Niezwykle ważny z eksperymentalnego punktu widzenia jest dobór energii wiązki, który odbywa się przez regulację napięcia przyspieszającego (anoda – katoda/ziemia). Pole magnetyczne wpływa na ruch elektronów i stabilność plazmy, ale nie zmienia bezpośrednio energii jonów. Ponadto zmiana parametrów źródła plazmy, np. takich jak prędkość początkowa jonów, może wpływać na rozkład energetyczny wiązki, ale nie na jej maksymalną energię. Gęstość plazmy wpływa na natężenie prądu jonowego, ale nie na energię pojedynczego jonu. Pozostałe parametry (długość kanału, pole magnetyczne) mają marginalny wpływ na energię jonów w typowych akceleratorach Halla.

Akcelerator użyty w pomiarach

Prace badawcze prowadzono na jednostce akceleratora IDM-40 (jako źródle jonów) z tzw. stożkowym ogniskowaniem balistycznym. Głównym założeniem była możliwość generacji wiązek deuteronów (i innych jonów) o wysokiej intensywności w ultraniskim zakresie energii (2–15 keV). Schematycznie przedstawiono to na rysunku 3.7. Natomiast rzeczywisty widok akceleratora Halla w trakcie pracy wraz z wizualizacją elementów pomocniczych przedstawiony został na rysunkach 3.8 (starsza wersja jednostki) oraz 3.9 i 3.10 (nowsza, zmodyfikowana wersja).

W kolejnych podrozdziałach zostaną przedstawione bardziej szczegółowo podzespoły akceleratora istotne ze względu na omawiane zagadnienia.

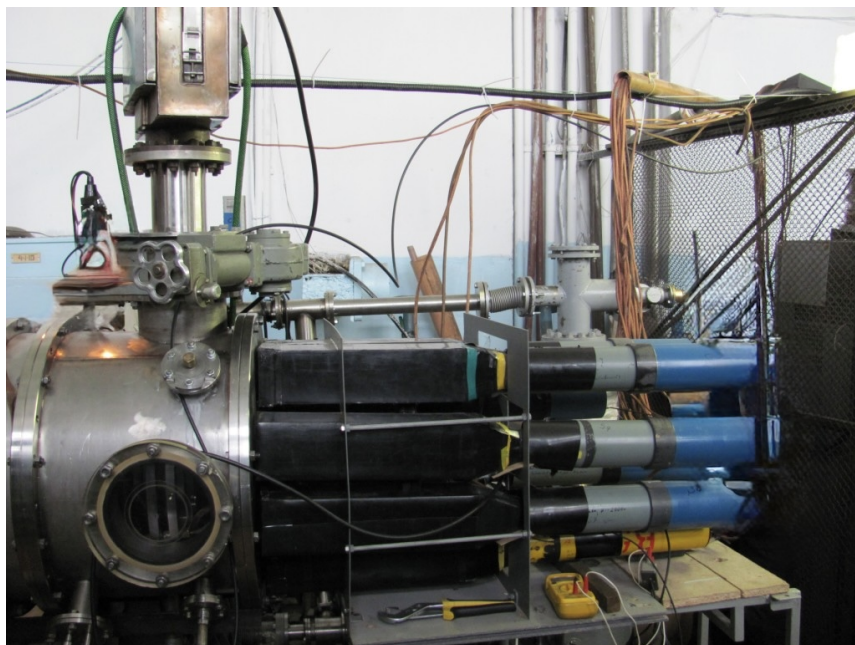


Rys. 3.7. Schemat konstrukcyjny źródła jonów Halla: 1 – cewka izolującego pola magnetycznego, 2 – stożkowa katoda, 3 – anoda, 4 – dysza Laval'a, 5 – cewka uderzeniowa, 6 – impulsowy zawór gazowy, 7 – cewka zaworu, 8 – doprowadzenie gazu (H₂, D₂), 9 – komora anody [76]

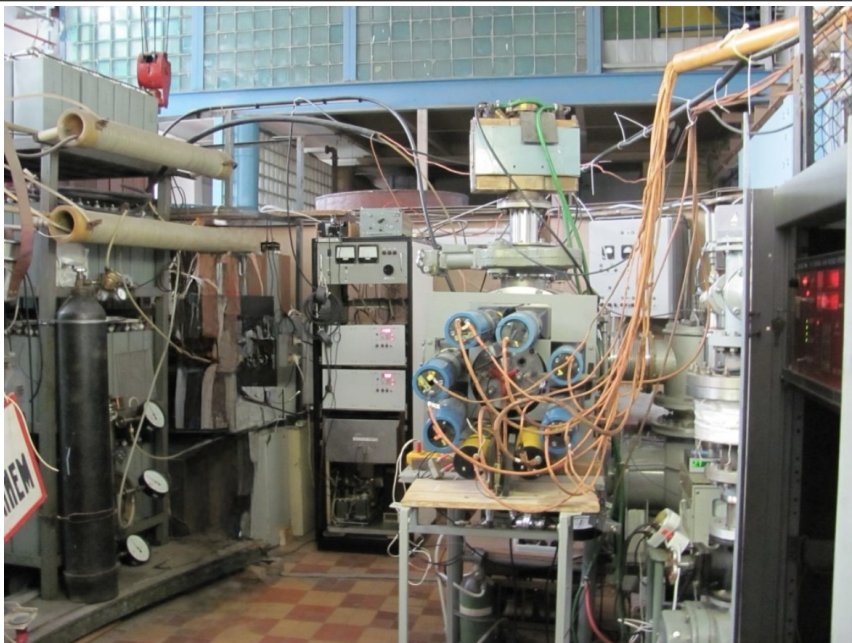
Akcelerator składa się z bloków katody i anody. Blok katody zawiera parę współosiowych cewek magnetycznych z katodami w kształcie stożka ułożonymi pomiędzy ich biegunami i tworzącymi pierścieniowe gniazdo do ekstrakcji wiązki.



Rys. 3.8. Zdjęcie akceleratora Halla – starsza wersja [73]



Rys. 3.9. Zdjęcie akceleratora Halla podczas prac [73]



Rys. 3.10. Zdjęcie akceleratora Halla podczas prac od strony wyprowadzeń fotopowielaczy [73]

Anoda została zaprojektowana jako dwustopniowa:

- stopnia pierwszego – tworzona przez cienkie elektrody stożkowe o długości 20 mm umieszczone na izolatorze,
- stopnia drugiego – wykonana z dwóch krótkich stożków o długości 15 mm, średnia wartość średnicy podstawowej anody wynosi 170 mm, powierzchnia emitująca to 95 cm².

Za tymi anodami znajduje się źródło plazmy z szybkim zaworem elektromagnetycznym z dyszą Lavalą wydmuchującym gaz i z cewkami szybkiej (szokowej) indukcji umieszczonymi naprzeciwko pierścieniowego gniazda w anodzie pierwszego stopnia. Taka konstrukcja akceleratora Halla umożliwia pomiar strumienia jonów uderzających w tarczę, w tym rozkładu energetycznego jonów w trakcie eksperymentów.

Główne charakterystyki i zalety omawianej jednostki HA są następujące:

- maksymalna objętość wydmuchiwanego gazu przy ciśnieniu atmosferycznym wynosi 0,3 cm³,
- gęstość plazmy wynosi (1–2)·10¹³/cm³, co odpowiada prądowi nasycenia jonów 1–2 A/cm²,
- możliwość kontroli w szerokim zakresie parametrów plazmy dla odpowiedniej gęstości prądu jonów,
- możliwość łatwej zmiany rodzaju gazu, a tym samym generacji plazmy składającej się z różnych jonów.

Prąd deuteronów na wyjściu HA był mierzony za pomocą cewki Rogowskiego z pasywnym integratorem RC. Wzdłuż średnicy tarczy umieszczono skolimowane cylindry Faradaya (*Collimated Faraday Cylinders*) (CFC) w konfiguracji liniowej, które służyły do pomiaru rozkładu gęstości jonów uderzających w tarczę. W celu pomiaru rozkładu energetycznego jonów generowanych przez HA został zaprojektowany i zbudowany wielosiatkowy spektrometr elektrostatyczny naładowanych cząstek. Te oraz inne elementy diagnostyczne opisane zostały w dalszej części niniejszego rozdziału.

3.2. Instrumenty pomiarowe

W niniejszym podrozdziale przedstawione zostaną źródło jonów na bazie akceleratora Halla i elementów pomocniczych, metodyka prowadzenia prac oraz możliwości usprawnienia pracy stanowiska eksperymentalnego. Szereg opisanych w pracy urządzeń jest przeznaczonych do badania reakcji syntezy jądrowej, co – jak wspomniano – w warunkach laboratoryjnych stanowi wyzwanie w związku z ekstremalnie małymi przekrojami czynnymi zachodzących reakcji, eksponencjalną zależnością od energii i występowaniem silnego tła.

3.2.1. Źródło jonów na bazie akceleratora Halla

Specjalnego omówienia wymaga sposób tworzenia wiązek jonów różnych izotopów z wykorzystaniem akceleratora Halla. W porównaniu z poprzednio opisanymi sposobami to podejście umożliwi o wiele dokładniejszą kontrolę nad wiązkami, w tym nad ich składem i parametrami energetycznymi, ale wiąże się z tym konieczność rozbudowy układów generacji i diagnostyki wiązek.

Zasada działania polega na tym, że dwie cewki znajdujące się w ekranach ze stali nierdzewnej generują radiacyjne impulsowe pole magnetyczne o czasie narastania 100 μ s. W szczelinie przyspieszającej tworzą się powierzchnie magnetyczne równoległe do powierzchni elektrody. Duraluminiowa anoda o grubości 5 mm ma zestaw nacięć o symetrii azymutalnej. Szerokość nacięcia to 5 mm. Powierzchnia anody wynosi 120 cm². Kąt ogniskowania plazmy to 45°, dla długości ogniskowania 210 mm. W celu wygenerowania wstępnej plazmy stosowana jest cewka uderzeniowa. Odpowiada ona za jonizację gazu wprowadzanego przez odpowiedni zawór. Różnicę potencjałów zapewniającą przyspieszenie wytwarza się pomiędzy korpusem (anodą) i uziemioną katodą. Jak już wspomniano, do prowadzenia badań w rozpatrywanym zakresie energii niezbędne jest źródło wiązek H⁺, D⁺, ³He⁺, ⁴He⁺ o wysokiej intensywności (10–100 A), pracujące w impulsach 10–20 μ s.

Od roku 2002 prowadzone były prace z wykorzystaniem plazmowego akceleratora Halla dla reakcji p + d oraz d + d, w zakresie energii wiązek 6–19 keV, zachodzących w następujących tarczach:

- deuteryzowany polietylen,
- ciężka woda,
- deuterki tytanu, cyrkonu i talu.

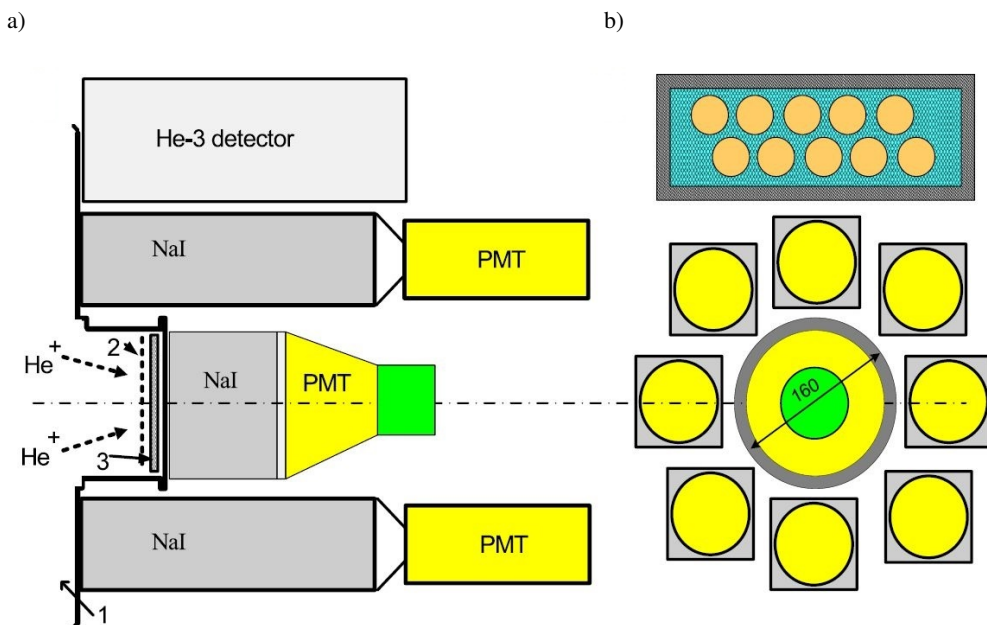
W celu poprawy parametrów akceleratora zostało przeprowadzonych szereg modyfikacji. Przyjęto jednostopniowy schemat przyspieszenia z wąską warstwą anodową, gdzie poziom

i nieinercyjność emisji jonowej zapewnione są przez zewnętrzne impulsowe plazmowe źródło jonów z impulsowym podawaniem gazu. Wcześniej te możliwości wykorzystywano do otrzymywania wiązek jonowych [77]. W przypadku jednostopniowego przyspieszenia długość impulsu wynika z pracy indukcyjnego źródła plazmy.

Konstrukcja i zasada wykonywania pomiarów

Konstrukcja źródła Halla ze stożkowym ogniskowaniem balistycznym zaprezentowano w podrozdziale 3.1, w akapicie poświęconym akceleratorowi Halla. Na rysunku 3.11 przedstawiony został najczęściej stosowany tryb rozmieszczenia detektorów. Jest to ogólny schemat stanowiska do prowadzenia wszystkich eksperymentów. Detektory NaI są rozmieszczone koncentrycznie wokół tarczy i za tarczą, każdy z tych detektorów współpracuje z fotopowielaczami. W układzie zastosowano dodatkowo detektor ^3He . Zmiany w konfiguracji eksperymentu związane ze specyfiką kolejnych pomiarów będą omawiane w tekście przy poszczególnych eksperymentach.

Zastosowane detektory ^3He i NaI są omówione dokładniej w podrozdziale 3.3. Impulsowy tryb pracy akceleratora (impuls 10–20 μs i liczba cząstek w impulsie $5 \cdot 10^{14}$) pozwala na znaczne ograniczenie poziomu tła, co wpływa m.in. na pracę detektorów i analizę otrzymanych danych.



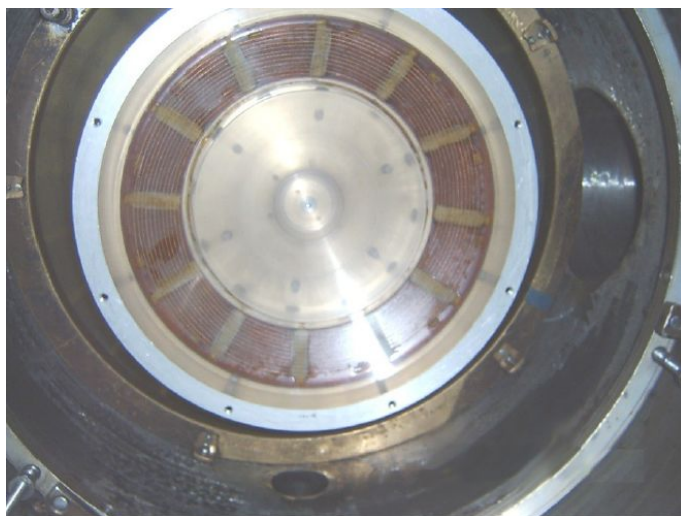
Rys. 3.11. Ogólny schemat stanowiska eksperymentalnego ze szczególnym uwzględnieniem rozmieszczenia detektorów względem wiązki jonów i tarczy: a) widok wzdłuż kierunku ruchu wiązki; b) widok prostopadły. 1 – akcelerator Halla, 2 – siatka, 3 – tarcza, PMT – wzmacniacz fotoelektryczny [78]

3.2.2. Impulsowy zawór gazowy

Jest to element w znacznym stopniu określający stabilność pracy i parametry źródła plazmowego. Od jego pracy zależy wielkość gazowego obłoku, ilość wpuszczanego gazu i jego ciśnienie w strefie aktywnej wyładowania, co ma istotny wpływ na proces przyspieszania i otrzymane parametry energetyczne jonów. W tym celu opracowano zawór elektromagnetyczny o szybkim działaniu. Maksymalna objętość wprowadzanego gazu to $0,3 \text{ cm}^3$ przy ciśnieniu atmosferycznym. Wykonano szereg pomiarów przebiegu ciśnienia gazu w pobliżu płaszczyzny cewki uderzeniowej za pomocą czujnika na bazie niedużej komórki Penninga o rozdzielczości przestrzennej wynoszącej $\sim 4 \text{ mm}$.

3.2.3. Uderzeniowa cewka impulsowa

Cewka ta odgrywa rolę generatora wirowego pola elektrycznego, określającego zakres ciśnień, przy którym może zająć przebicie w gazie i jego opóźnienie. W trakcie prac eksperymentalnych przeprowadzano optymalizację parametrów cewki. Widok cewki przedstawiono na rysunku 3.12.



Rys. 3.12. Widok zewnętrzny indukcyjnego źródła plazmowego [73]

3.2.4. Elektromagnes

Jest to jeden z podstawowych elementów bloku katodowego. Generuje poprzeczne izolujące pole magnetyczne w szczelinie przyspieszającej. Schemat konstrukcyjny pokazany jest na rysunku 3.13. Składa się z jarzma i dwóch par stożkowych biegunów zbudowanych z magnetycznego żelaza o szerokości 10 mm. Zmierzona wartość pola magnetycznego pomiędzy biegunami wynosi $B \approx 0,36 \text{ T}$ i może być zwiększona za pomocą dodatkowych źródeł prądu stałego.



Rys. 3.13. Widok zewnętrzny elektromagnesu [73]

3.2.5. Generator impulsów napięcia przyspieszającego 7–45 kV

Podstawowe charakterystyki tego generatora są następujące:

- zakres impulsów napięcia 7–45 kV,
- maksymalny prąd ładowania 20 kA,
- czas trwania płaskiej części impulsu do 40 μ s,
- częstość impulsów nie mniej niż 1 Hz.

Generator wysokonapięciowych impulsów składa się z urządzenia ładunkowego o mocy 7 kVA oraz układu sterowania na bazie mikrokontrolera.

W generatorze zastosowano tyratrony TDI-50k/50. Jest to rodzaj elektronicznej lampy przełączającej, wykorzystywanej do szybkiego przełączania dużych prądów lub napięć w obwodach elektrycznych. Jest to tzw. pseudospark switch, co oznacza, że w trakcie pracy te przełączniki wyładowcze wywołują zjawisko zwane pseudorozładowaniem (pseudospark), czyli krótkotrwałe wyładowanie elektryczne o bardzo wysokiej gęstości prądu.

Podstawowa charakterystyka tej lampy jest następująca [79]:

- maksymalne napięcie anodowe: 50 kV, maksymalny prąd anodowy: 100 kA, czas trwania impulsu prądu anodowego: 100 μ s, maksymalna energia na impuls: 15 kJ,
- zimna katoda na uziemionej siatce,
- unikalne możliwości wysokich prądów i przesyłania dużej ilości ładunku przy doskonałej stabilności czasowej,

- zastosowanie w przypadku energii impulsowej o mocy szczytowej sięgającej setek megawatów,
- łatwość montażu w układzie równoległym,
- występowanie nieregularności w formowaniu impulsu na poziomie poniżej jednej nanosekundy, skutkujące precyzyjnym i stabilnym działaniem,
- szybki czas reakcji (przełączania).

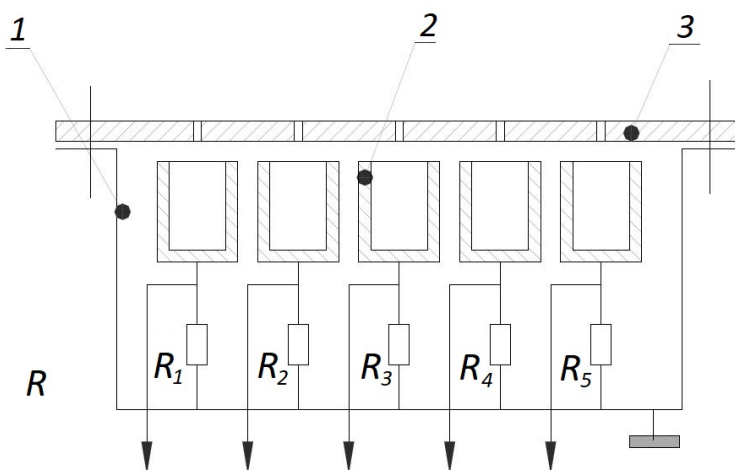
Przy ich zastosowaniu uzyskano znaczną poprawę parametrów generatora, zwłaszcza jakość i stabilność impulsów. Osiągnięto szeroki zakres parametrów generowanej plazmy o emisji jonowej większej lub równej 1 A/cm^2 . Możliwa jest też łatwa zmiana roboczego gazu. Dzięki optymalizacji urządzenia osiągnięto liczbę przyspieszonych jonów w czasie $10 \mu\text{s} \approx 5 \cdot 10^{14}$.

3.2.6. Diagnostyka wiązki jonowej i źródła Halla

Poniżej opisano urządzenia diagnostyczne, przygotowane w celu określenia parametrów wiązki jonowej i źródła Halla. Szczególnie istotny dla określania charakterystyk energetycznych jest rozkład energii jonów w wiązce, dlatego poświęcono mu najwięcej uwagi w kolejnych opisach.

Pomiar gęstości prądu

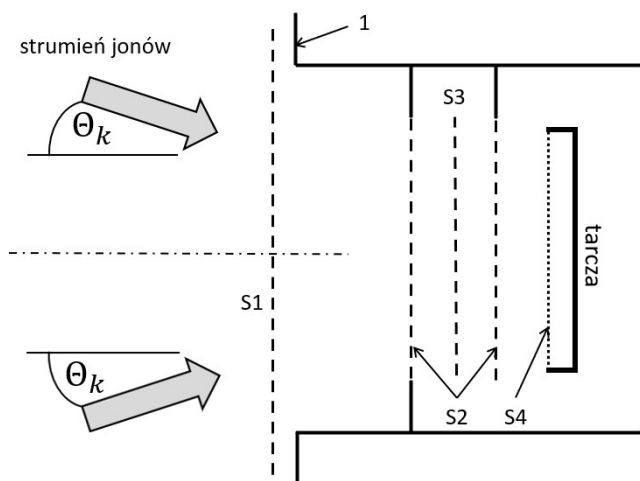
W celu zmierzenia gęstości prądu w różnych przekrojach wiązki jonowej opracowano pojedyncze kolimujące cylindry Faradaya lub cylindry ustawione w postaci linijki (rys. 3.14), pozwalającej otrzymać rozkład po przekroju wiązki dla pojedynczego impulsu.



Rys. 3.14. Schemat ideowy linii cylindrów: 1 – korpus, 2 – kolektor, 3 kolimatory, R_1 – R_5 – rezystancja obciążenia [73]

Pomiar widma energetycznego jonów

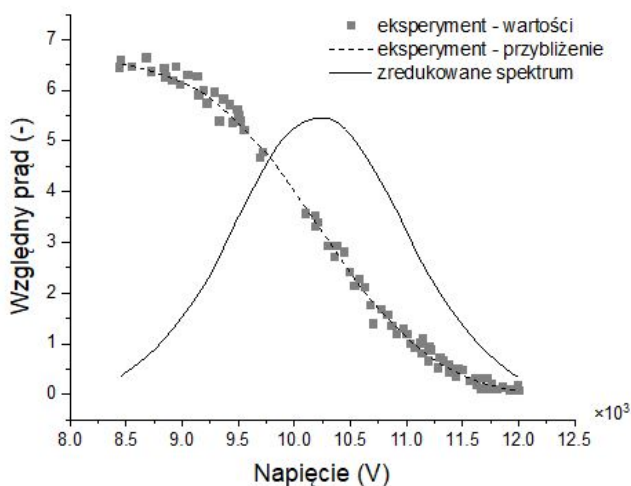
W celu pomiaru widma energetycznego przyspieszonych cząstek wykorzystuje się szerokoaperturowy (średnica okna wejściowego 90 mm) wielosiatkowy spektrometr elektrostatyczny [80, 81] pozwalający mierzyć widmo jonów bezpośrednio na tarczy w roboczej konfiguracji (rys. 3.15).



Rys. 3.15. Spektrometr elektrostatyczny: 1 komora próżniowa, S1–S4 – siatki metaliczne (umiejscowione przed tarczą), $\theta_k = 17,9^\circ$ – kąt balistyczny stożkowej prowadnicy jonów [82]

Spektrometr został umieszczony bezpośrednio przed tarczą na linii przepływu jonów. Małe otwory w tarczy zostały skorelowane z otworami kolimującymi w kołnierzu spektrometru. Siatka wejściowa S1 jest zasilana potencjałem -150 V w celu oczyszczenia wiązki jonów z elektronów. Na tej samej siatce mierzona jest referencyjna (wejściowa) wartość prądu jonowego. Wysokonapięciowa siatka S2 jest zasilana potencjałem $+U$, który odcina ze strumienia jony o energii mniejszej niż eU . Aby zapewnić symetrię geometrii pola elektrycznego przed siatką potencjałową S2 i za nią, umieszcza się ją symetrycznie między dwiema identycznymi uziemionymi siatkami S3. Podstawowym urządzeniem analitycznym jest układ dwóch siatek S3 i siatki potencjałowej S2. Po analizatorze strumień jonów przechodzi przez siatkę S4 i wchodzi na tarczę. W celu bardziej dokładnego pomiaru prądu wiązki, na siatkę S4 podaje się doświadczalnie wybrany potencjał -150 V do tłumienia emisji wtórnej jonowo-elektronowej zainicjowanej przez wiązkę jonów w materiale kolektora. Całkowita przezroczystość siatek mierzona przez spektrometr elektrostatyczny wyniosła $K = (7,2 \pm 0,3)\%$.

Wartość rozrzutu energii wiązki mierzona w ten sposób wynosiła około 15%. Na rysunku 3.16 pokazano przykład analizy dla typowej energii 12 keV deuteronów padających na kolektor. Widoczna jest zależność prądu kolektora od napięcia odcięcia i otrzymane na tej podstawie zredukowane widmo energetyczne jonów deuteru.

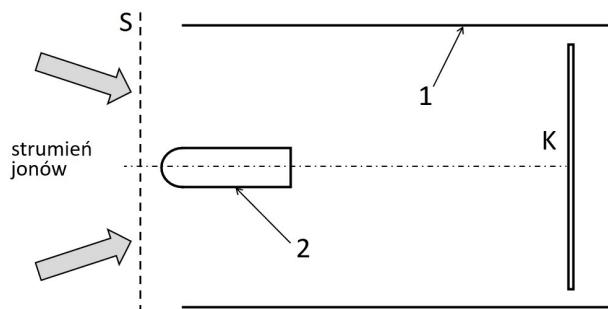


Rys. 3.16. Zależność prądu kolektora od napięcia odcięcia dla napięcia przyspieszenia 12 kV. Pokazane są wartości doświadczalne, przybliżenie punktów eksperymentalnych oraz zredukowane spektrum energetyczne. Rozdzielczość energetyczna FWHM (*Full Width at Half Maximum*) wynosi 16% (na podst. [82])

Pomiar składu wiązki jonów

Pomiar składu wiązki przyspieszonych jonów wodorowych generowanych przez akcelerator pulsacyjny jonów M-40 wykonywany był metodą czasu przelotu. W tym celu wykonano kanał transportowy o wystarczającej długości (100 cm) do selekcji czasowej jonów o danej, ale różnej masie. Opracowany został system ogniskowania wykorzystujący techniki oparte na czasie przelotu.

Korpus kanału transportowego (rys. 3.17) jest metalową rurą, na której końcu znajduje się kolektor do pomiaru prądu jonowego. Na wejściu kanału transportowego umieszczony jest układ odchylenia elektrostatycznego (modulator).



Rys. 3.17. Schemat kanału transportowego: 1 – korpus kanału transportowego, 2 – modulator, K – kolektor, S – siatka monitorująca [83]

Zanieczyszczenia/czyszczenie powierzchni tarczy

W eksperymentach dotyczących oddziaływania strumieni cząstek o stosunkowo niskiej energii z ciałem stałym konieczne jest kontrolowanie stanu powierzchni tarczy. W tym przypadku do pomiaru produktów reakcji jądowej $d + d$, $p + d$ i innych przy niskich energiach oddziaływań (2–6 keV w CMS) grubość materiału zaadsorbowanego ze środowiska zewnętrznego powinna być zminimalizowana. Jednym ze sposobów monitorowania operacyjnego procesu sorpcji/desorpcji jest mierzenie grubości osadzonej masy/natryskiwanej folii przez oscylator kwarcowy, którego częstotliwość zmienia się w zależności od osadzonej na materiale płytki kwarcowej (czułość do okło 10^{-2} $\mu\text{g}/\text{Hz}$) [84].

3.2.7. System automatycznej stabilizacji parametrów wiązki przyspieszonych jonów w akceleratorze hallowskim (IDM-40)

W celu zapewnienia stabilnej pracy akceleratora, która jest bardzo ważna w badaniu rzadkich procesów, przeprowadzono szereg pomiarów charakterystyk wstrzykiwania i przyspieszania jonów w akceleratorze impulsowym IDM-40. Określono dynamiczną charakterystykę urządzeń elektrofizycznych, zapewniających stabilne działanie akceleratora plazmowego. Niezbędną stabilizację dwóch głównych parametrów: prądu jonowego impulsu i napięcia przyspieszającego osiągnięto przez:

- stworzenie kryterium dyskryminacji „złych” impulsów,
- konstruowanie funkcji odpowiedzi,
- badanie zmian czasowych parametrów wiązki jonów w stanie stacjonarnym,
- stworzenie funkcji celu.

Na tej podstawie opracowano i wdrożono odpowiednie algorytmy pracy urządzenia.

System sterowania akceleratora IDM-40

System rejestracji parametrów akceleratora Halla, który tworzy wektor zmiennych wyjściowych, oparty jest bezpośrednio na dwóch szybkich cyfrowych oscyloskopach (np. firmy Tektronix) z odpowiednim układem wejść. Pierwszy oscyloskop przeznaczony jest do pomiaru parametrów wiązki przyspieszonych jonów, a drugi do zapisywania impulsów z detektorów produktów reakcji jądowych. Działanie pulsacyjnego przyspieszacza plazmy zapewnia podstawowy system złożony z układów:

- transportu i wtryskiwania gazu roboczego,
- jonizacji,
- przyspieszania jonów,
- transportu i czyszczenia wiązki jonowej.

Każdy z tych systemów ma narzędzia do zarządzania. Przy opracowywaniu metodyki badawczej rozpatrzono czynniki ograniczające charakterystyki prądowe diody jonowej z izolacją magnetyczną. Dla konstrukcji IDM-40 otrzymano charakterystyki leżące blisko maksymalnych możliwych. Wykazano możliwość osiągnięcia stabilnej pracy IDM-40 podczas generacji wiązki cząstek (rozkład energetyczny, skład czy stopień neutralizacji) [76].

3.3. Detektory

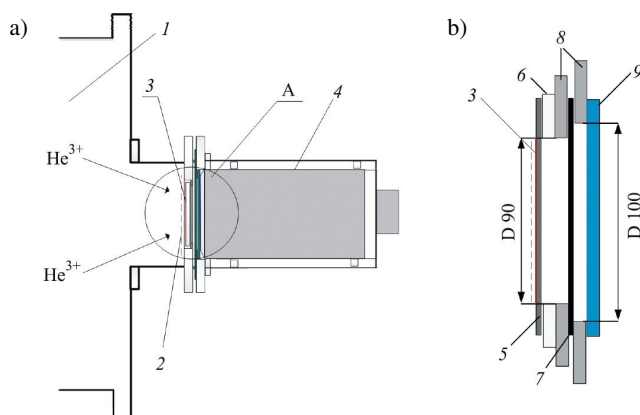
W niniejszym podrozdziale zostanie opisana diagnostyka cząstek i promieniowania związanego z reakcjami syntezy jądrowej za pomocą odpowiednich detektorów. W eksperymentach stosowano następujące detektory:

- detektor kwantów gamma o energii 5,5 MeV na bazie Na(Tl) wraz z plastikowymi scyntylatorami,
- detektor ^3He ,
- detektor protonów (omówiony poniżej z uwagi na specjalną konstrukcję).

Oprócz tego podejmowano próby zastosowania innych detektorów, np. śladowych, które jednak nie sprawdziły się z różnych względów.

Detektor protonów

Detekcja protonów wykonywana jest w badaniach reakcji $d + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + p$, gdzie konieczne jest zarejestrowanie protonów o energii 14,7 MeV.

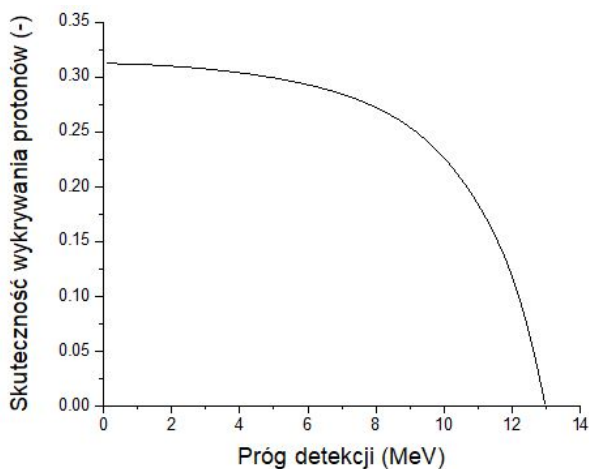


Rys. 3.18. Układ detekcji protonów: a) stanowisko eksperymentalne: 1 – akcelerator Halla, 2 – siatka, 3 – tarcza, 4 – detektor scyntylacyjny; b) geometria zespołu tarcza-scyntylator: 3 – tarcza ($h = 1,2 \mu\text{m}$), 5 – podłoże: stal nierdzewna ($h = 50 \mu\text{m}$), 6 – izolator fluoroplastyczny ($h = 2 \text{mm}$), 7 – folia pokrywająca część próżniową, wykonana ze stali nierdzewnej ($h = 50 \mu\text{m}$), 8 – kołnierz: stal nierdzewna ($h = 8 \text{mm}$), 9 – scyntylator BC-404 ($h = 4 \text{mm}$) [85]

W klasycznych eksperymentach [86–91] protony były wykrywane przez półprzewodnikowe detektory krzemowe zlokalizowane wokół wiązki jonów padających na tarczę. W przypadku akceleratora jonowego Halla z balistycznym ogniskowaniem wiązki w tarczy o średnicy 97 mm taki system detekcji protonów jest bardzo trudny do wykonania. Dodatkowo impulsowy charakter akceleratora, w którym wykorzystywane są wysokonapięciowe impulsy przyspieszające, nie zapewnia niezawodnego działania detektora półprzewodnikowego umieszczonego w komorze akceleratora (różnego rodzaju zakłócenia elektromagnetyczne).

Dlatego detekcję 14,7 MeV protonów z reakcji $d + {}^3\text{He}$ przeprowadzono za pomocą detektora scyntylacyjnego opartego na scyntylatorze BC-404 115 o średnicy 90 mm i grubości 4 mm w kontakcie optycznym z fotopowielaczem XP-2040. Tarczę z deuterku metalu osadza się na folii ze stali nierdzewnej o grubości 50 μm . Część próżniowa komory akceleratora Halla jest oddzielona od detektora scyntylacyjnego kolejną warstwą folii ze stali nierdzewnej o grubości 50 μm (rys. 3.18).

Określenie wydajności detekcji protonów o energii 14,7 MeV wytworzonych w reakcji $d + {}^3\text{He}$ przeprowadzono metodą symulacji Monte Carlo. Rysunek 3.19 pokazuje zależność skuteczności detekcji protonów od progu detekcji E_{th} w zakresie od 0 MeV do około 13 MeV. Na tej podstawie przyjęto próg detekcji równy 4 MeV.



Rys. 3.19. Skuteczność wykrywania protonów z reakcji $d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$ w funkcji progu detekcji E_{th} (na podst. [92])

Dzięki szczelnemu rozmieszczeniu układu tarcza-scyntylator osiąga się wysoką skuteczność detekcji protonów równą $\varepsilon_p = 0,306$ przy progu wykrywania $E_{th} = 4$ MeV.

3.4. Analiza procesów odpowiedzialnych za powstanie tła w eksperymentach w akceleratorach plazmowych

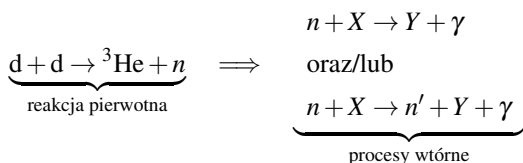
3.4.1. Wprowadzenie i sformułowanie problemu

W przypadku badań reakcji jądrowych o skrajnie niskim przekroju czynnym zasadnicze znaczenie ma oddzielenie właściwych przypadków od tła. W związku z tym dużo uwagi poświęcono analizie tła. Podczas badania reakcji jądrowych w astrofizycznym obszarze energii za pomocą tarcz zawierających deuter pojawia się problem tła neutronowego. Problem ten odgrywa szczególną rolę np. w badaniu reakcji $d + {}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} + n$.

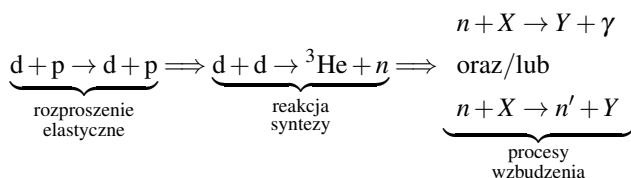
Przeprowadzono obliczeniowe i eksperymentalne badania natury procesów tła nierozłącznie towarzyszących reakcjom jądrowym o małych przekrojach czynnych w tarczach zawierających deuter, pod działaniem jonów wodoru, helu i neonu. Eksperymenty przeprowadzono na pulsacyjno-plazmowym akceleratorze Halla w zakresie energetycznym 26–32 keV.

Tło warunkowane jest przez kwanty gamma oraz neutrony. Przeanalizowane procesy można scharakteryzować następująco.

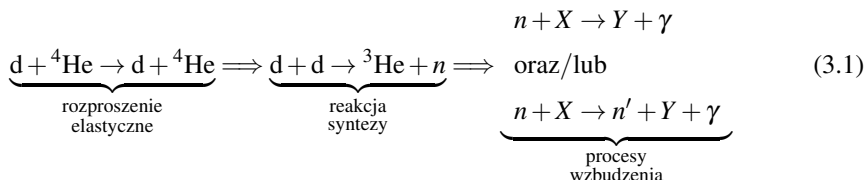
1. W reakcji z protonami $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ pojawienie się neutronów tła i kwantów gamma o energiach mniejszych niż 4 MeV wynika głównie z obecności naturalnego zanieczyszczenia gazowego deuteru gazowym wodorem i łańcucha reakcji:



Nieduży wkład pochodzi od:

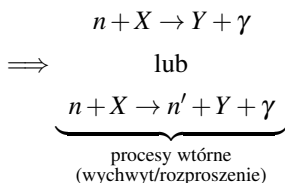


2. Pokazano, że neutrony tła i kwanty gamma dla reakcji $d + {}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$ pochodzą z łańcucha reakcji elastycznego rozpraszania jonów helu przez deuterony tarczy:



oraz dalszego nieelastycznego oddziaływania tych przyspieszonych deuteronów na inne deuterony tarczy: $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$.

3. Dalsza aktywacja przez powstałe neutrony ($E_n = 2,5$ MeV) materiałów otaczających tarczę, w tym również detektorów, wskutek reakcji:



i pojawienie się kwantów gamma z energią w pobliżu analizowanego zakresu energii E_γ od 1400 keV do 1700 keV.

4. Wykazano, że wydajność neutronów i kwantów gamma wykrywanych w oddziaływaniu jonów neonowych z tarczami zawierającymi deuter jest również całkowicie spowodowana łańcuchem elastycznego rozpraszania jonów neonowych na deuteronach tarczy i następującymi nieelastycznymi procesami oddziaływań deuteronów przyspieszonych w rozpraszaniu sprężystym z innymi deuteronami tarczy. W tym przypadku główny udział w generacji neutronów tła i kwantów gamma mają dwukrotnie zjonizowane atomy neonowe.

Te, a także inne procesy potencjalnie wnoszące wkład do tła, zostaną dokładnie opisane w dalszej części rozdziału. Opis będzie bazował na analizach przeprowadzonych w doświadczeniu [93], gdzie zastosowano gazową tarczę deuterową, oraz na eksperymentach [94, 95], w których wykorzystano metalizowane tarcze deuterowe.

Ze względu na rodzaj materiałów użytych do skonstruowania układu doświadczalnego w [93] (mosiądz, stal nierdzewna, ołów oraz ultraczysty german, z którego wykonano materiał detektora) widma zarejestrowanych zdarzeń charakteryzują się obecnością linii γ przedstawionych w tabeli 3.2. Natomiast w przypadku układu doświadczalnego [78], gdzie zostały użyte takie materiały jak stal nierdzewna i sód jako materiał detektora NaI(Tl), w zarejestrowanym widmie zdarzeń występują linie γ podane w tabeli 3.3.

Tabela 3.2

Charakterystyka tła w eksperymencie [93]. Energie kwantów gamma i reakcje, w których ich tworzenie jest możliwe

E_γ [keV]	Reakcja	E_γ [keV]	Reakcja	E_γ [keV]	Reakcja
1408	$n + {}^{54}\text{Fe} \rightarrow n' + {}^{54}\text{Fe} + \gamma$	1726	$n + {}^{207}\text{Pb} \rightarrow n' + {}^{207}\text{Pb} + \gamma$	2093	$n + {}^{206}\text{Pb} \rightarrow n' + {}^{206}\text{Pb} + \gamma$
1434	$n + {}^{52}\text{Cr} \rightarrow n' + {}^{52}\text{Cr} + \gamma$	1770	$n + {}^{207}\text{Pb} \rightarrow n' + {}^{207}\text{Pb} + \gamma$	2212	$n + {}^{27}\text{Al} \rightarrow n' + {}^{27}\text{Al} + \gamma$
1467	$n + {}^{206}\text{Pb} \rightarrow n' + {}^{206}\text{Pb} + \gamma$	1778	$n + {}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^{28}\text{Al} + \gamma$	2223	$n + p \rightarrow d + \gamma$
1636	$n + {}^{23}\text{Na} \rightarrow n' + {}^{23}\text{Na} + \gamma$	1810	$n + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow n' + {}^{56}\text{Fe} + \gamma$	2615	$n + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow n' + {}^{208}\text{Pb} + \gamma$
1720	$n + {}^{27}\text{Al} \rightarrow n' + {}^{27}\text{Al} + \gamma$	1844	$n + {}^{206}\text{Pb} \rightarrow n' + {}^{206}\text{Pb} + \gamma$	2982	$n + {}^{27}\text{Al} \rightarrow n' + {}^{27}\text{Al} + \gamma$

Tabela 3.3

Charakterystyka tła w eksperymencie [94]. Energie kwantów gamma i reakcje, w których ich tworzenie jest możliwe

E_γ [keV]	Reakcja	E_γ [keV]	Reakcja	E_γ [keV]	Reakcja
1408	$n + {}^{54}\text{Fe} \rightarrow n' + {}^{54}\text{Fe} + \gamma$	1454	$n + {}^{58}\text{Ni} \rightarrow n' + {}^{58}\text{Ni} + \gamma$	1810	$n + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow n' + {}^{56}\text{Fe} + \gamma$
1434	$n + {}^{52}\text{Cr} \rightarrow n' + {}^{52}\text{Cr} + \gamma$	1636	$n + {}^{23}\text{Na} \rightarrow n' + {}^{23}\text{Na} + \gamma$	2209	$n + {}^{23}\text{Na} \rightarrow {}^{24}\text{Na} + \gamma$

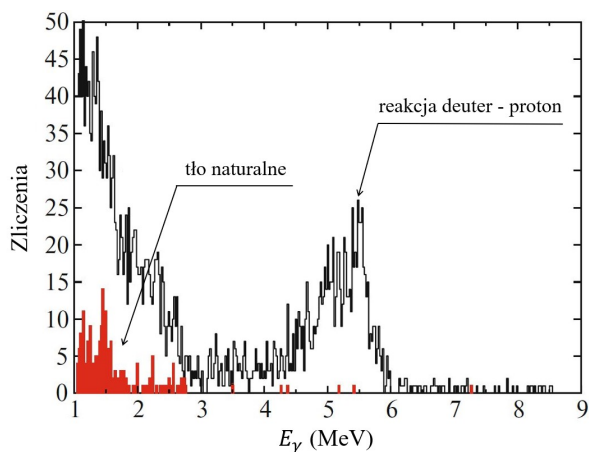
Podstawowe badania reakcji $d + {}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$ przeprowadzone w [78, 94] dostarczyły dowodów jakościowych na to, że tło jest wynikiem łańcucha reakcji, początkowo na skutek sprężystego rozpraszania jonów helu w jądrach docelowych deuteru (dla zwięzłości nazywanego łańcuchem elastycznego rozpraszania). Nie ma jednak żadnych dowodów na to, że

łoś neutronowe zależy wyłącznie od tego łańcucha reakcji. Ponadto dla deuterowanych stałych tarcz wykazano anomalnie wysoką wydajność reakcji $d + d$ przy niskich energiach ze względu na specyficzne efekty elektronowego ekranowania i kanałowania. W pracach [96, 97] odnotowano obserwację wydatku neutronów w oddziaływaniu wiązek jonów azotu i niskoenergetycznego neonu z tarczami stałymi nasyconymi deuterem. W tych badaniach nie przeprowadzono ilościowych oszacowań wydatku neutronów z uwagi na proces spowodowany przez reakcje łańcuchowe lekkich jonów (*Light-ion Chain Reactions*) (LCR)². Autorzy postawili hipotezę wzrostu wydatku neutronów w wyniku reakcji $d + d$ w tarczy Pd/PdO : Dx przy napromieniowaniu wiązką jonów. Pod wpływem wiązki jonów azotu (neonowych) padających na tarczę cząsteczki deuterytu palladu dysocjują, tworząc strumień wolnych deuteronów poruszających się w objętości tarczy i stymulując przebieg reakcji $d + d$ powodowanej ich zderzeniami z deuteronami tarczy. Równocześnie uzyskano potencjał elektronowego ekranowania dla reakcji $d + d$ w matrycy metalowej tarczy Pd/PdO : Dx, równy $eU = 897$ eV. Było to motywacją do badań reakcji $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$, $d + {}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$, $d + {}^{20}\text{Ne} \rightarrow {}^{21}\text{Na} + n$ pod kątem wpływu łańcucha elastycznego rozpraszania na wydajność neutronów.

3.4.2. Przebieg pomiarów tła i wyniki

Reakcja $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$

Zgodnie z kinematyką tej reakcji kwanty gamma powstają z energią 5,5 MeV. Na rysunku 3.20 pokazano widmo promieniowania gamma otrzymane w pomiarach wydajności reakcji.



Rys. 3.20. Widmo energetyczne zarejestrowanych kwantów gamma w wyniku reakcji $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ oraz widmo tła naturalnego [82]

² Są to samopodtrzymujące się reakcje jądrowe, w których jony lekkich pierwiastków (np. deuteru, trytu) inicjują kaskadę kolejnych reakcji syntezy, generując przy tym znaczną liczbę cząstek wtórnych, co istotnie zwiększa tło pomiarowe w detektorach.

Szeroki rozkład energii kwantów gamma wokół energii $E_\gamma = 5,5$ MeV wynika z faktu, że w widmie energetycznym zarejestrowanych zdarzeń pojawiają się trzy piki: pik całkowitej absorpcji energii tych kwantów gamma, a także dwa piki odpowiadające niekompletnej absorpcji energii kwantów gamma w kryształach γ -detektora. Jest to spowodowane ucieczką z kryształu odpowiednio jednego pików i dwóch pików anihilacji kwantów gamma o energii 0,511 MeV. Wszystkie zdarzenia w widmie o natężeniu poniżej 4 MeV wynikają z kwantów gamma, przypuszczalnie w wyniku oddziaływania neutronów tła z otaczającymi tarczę materiałami. Wydajność neutronów zmierzono dla energii jonów wodorowych H^+ E_p równej 30 keV i 35 keV. Wyniki pomiarów są zgodne z obliczeniami przyjmującymi charakter tła z uwagi na proces tła LCR.

Warunki tła dla reakcji z ^3He

Rozważmy możliwe źródła zdarzeń tła w zakresie energii naładowanych cząstek 4–14 MeV.

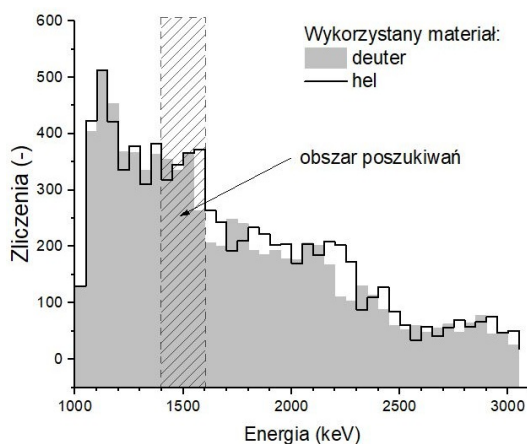
- Jeśli gazowy deuter, używany do wytworzenia deuterowanego metalu, został wyekstrahowany ze „złej” ciężkiej wody (ciężka woda o dużej zawartości trytu), wówczas z pojawieniem się naładowanych cząstek o wysokiej energii możliwe jest wystąpienie reakcji (2.8). Aby określić możliwe źródło tła, przeprowadzono analizę elektronowo-fluorescencyjną, badając tarczę ZrD pod kątem zawartości w niej atomów trytu. Wyniki tych eksperymentów wskazują, że udział zdarzeń tła spowodowany trzema kanałami reakcji (2.8) na wydajność reakcji $d + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + p$ jest bliski zeru.
- Drugim kanałem reakcji jonów ^3He z deuterem jest kanał wychwytywania radiacyjnego $d + ^3\text{He} \rightarrow ^5\text{Li} + \gamma$. Jednak przekrój tej reakcji jest o ponad cztery rzędy wielkości mniejszy niż przekrój $d + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + p$, więc ta reakcja nie była rozważana jako źródło zdarzeń tła.
- Możliwe jest pojawienie się tła w wyniku rejestracji zdarzeń wywołanych przez promieniowanie kosmiczne w regionie energii protonów z reakcji $d + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + p$. Poziom tła promieniowania kosmicznego mierzono równoległe z pomiarem wydajności powyższej reakcji, a udział tła w zakresie energii protonu z tej reakcji wynosił 0,3–0,4%.
- Źródłem zdarzeń tła mogą być reakcje wtórne, które powstają w wyniku elastycznego rozpraszania jonów ^3He na jądrach deuteru materiału tarczy, z przeniesieniem energii do deuteronu. Jednak procesy wtórne (LCR) nie przyczyniają się do produkcji zarejestrowanych zdarzeń w interesującym nas obszarze energii protonów z powodu pochłaniania energii produktów tych procesów przez stal nierdzewną (100 μm) oraz wysokiego progu rejestracji (3,8 MeV).

Reakcja $d + ^4\text{He} \rightarrow ^6\text{Li} + \gamma$

W przypadku tej reakcji podstawowym składnikiem tła jest reakcja (3.1), kończąca się aktywacją neutronami materiałów otaczających tarczę i pojawieniem się kwantów gamma o energii bliskiej energii kwantów gamma pochodzących z badanej reakcji jądrowej, tj. dla zakresu energii $E_\gamma = 1,479$ – $1,490$ MeV. Źródła tła zostały przeanalizowane dla badanych

materiałów w [98], jak również na podstawie pomiarów zespołu LESI. W eksperymencie wykorzystano gazowy hel o wysokiej czystości 99,9999%, zanieczyszczenie wodorem było mniejsze niż $5 \cdot 10^{-8}$, a zatem naturalna domieszka deuteru była mniejsza niż $6,75 \cdot 10^{-12}$.

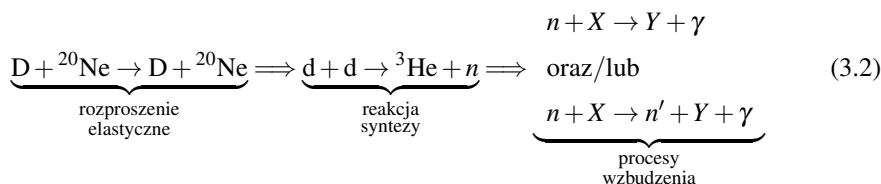
W tym eksperymencie po raz pierwszy zmierzono bezpośrednio tło neutronowe i towarzyszące mu tło z reakcji LCR. W trakcie eksperymentu, równoległe z rejestracją promieniowania gamma w detektorach NaI(Tl), prowadzono również pomiar neutronów za pomocą detektora ^3He . Po zgromadzeniu wymaganej statystyki zliczeń dla tarczy wypełnionej gazowym ^4He zastąpiono go deuterem (D_2) w celu badania reakcji z jego udziałem. Na rysunku 3.21 zestawiono widma energii kwantów gamma uzyskane dla obu gazów (He i D_2). Zaobserwowano jakościową zgodność między danymi eksperymentalnymi a wynikami obliczeń teoretycznych, która utrzymuje się po uwzględnieniu w modelu jedynie wpływu reakcji łańcuchowych lekkich jonów LCR i efektu ekranowania elektronowego.



Rys. 3.21. Rozkład energetyczny zdarzeń z detektorów NaI(Tl): linia ciągła to widmo kwantów gamma dla eksperymentu z helem, obszar zaznaczony na szaro to widmo gamma dla eksperymentu z deuterem, pokazany jest wydzielony obszar poszukiwań efektu dla przedziału energii gamma 1400–1600 keV [82, 94]

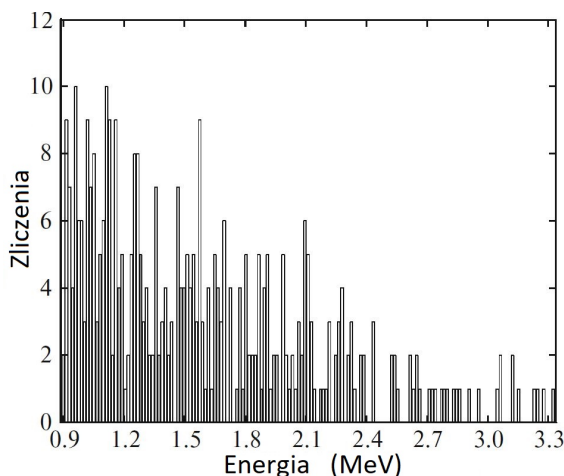
Reakcja $\text{d} + {}^{20}\text{Ne} \rightarrow {}^{21}\text{Ne} + n$

Reakcja nie jest progowa, a energia w niej wyzwalana wynosi $Q = 206,73$ keV. Celem tej analizy było zbadanie wpływu procesu LCR określonego równaniem (3.2) na generację ła:



Wydajność tej reakcji zmierzono przy energii jonów neonowych $E_{\text{Ne}} = 26$ keV. W eksperymencie wykorzystano gazowy neon o wysokiej czystości 99,999%, zanieczyszczenie wodorem

było mniejsze niż $2 \cdot 10^{-6}$, a zatem naturalna domieszka deuteru była mniejsza niż $2,7 \cdot 10^{-10}$. Mierzone widmo energii kwantów gamma pokazano na rysunku 3.22. Istnieje znacząca różnica w generacji neutronów, eksperymentalna i obliczona – 82 razy. Natura tak ogromnej różnicy nie jest jeszcze jasna.



Rys. 3.22. Rozkład energii zdarzeń wykrytych przez detektory NaI(Tl) [82]

Badanie czynników wpływających na emisję neutronów w reakcjach z neonem

Jedynym akceptowalnym wyjaśnieniem wyników emisji neutronów z reakcji (3.2) może być to, że w źródle jonów i w szczelinie przyspieszającej odbywa się wielokrotna jonizacja atomów neonu. Dodatkowa jonizacja atomów neonu może dochodzić do skutku w przyspieszającej szczelinie. Jest ona uwarunkowana przez specyfikę pracy źródła jonów Halla. Przy różnicy potencjałów między anodą a katodą rzędu 20–30 kV i przy warunku ciągłości strumieni jonów w przyspieszającej szczelinie gęstość przyspieszanych cząstek maleje od anody do katody, przykładowo 100 razy. Z badań wynika, że dla atomów neonu w zasadzie możliwa jest podwójna jonizacja i z niewielkim prawdopodobieństwem – potrójna jonizacja ($U_3 = 63,5$ eV/atom). Wyniki obliczeniowe podające emisję neutronów z łańcucha reakcji (3.2) dla wybranych E_{Ne} przedstawione są w tabeli 3.4.

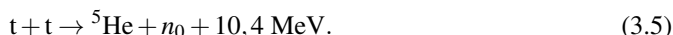
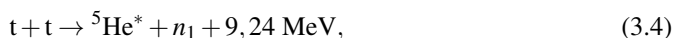
Tabela 3.4

Wpływ stopnia jonizacji jonów neonu na emisję neutronów z reakcji (3.2)

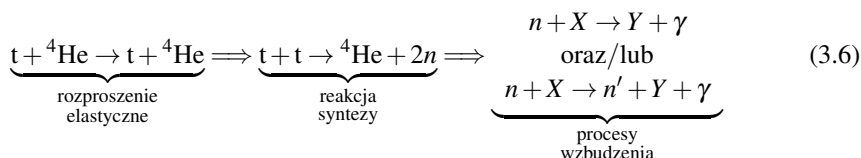
Energia wiązki E_{Ne} (keV)	Udział jonów Ne^{1+} (%)	Udział jonów Ne^{2+} (%)	Udział jonów Ne^{3+} (%)
26	1,4	84,0	14,6
30	2,0	87,0	11,0
32	3,1	91,0	5,9

Tło dla reakcji ${}^4\text{He} + \text{t}$

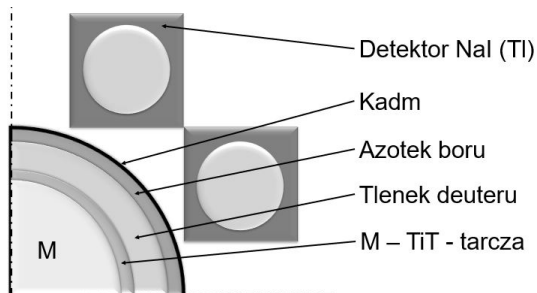
Pierwsze pomiary wydajności promieniowania gamma z reakcji (1.47) ujawniły istnienie znaczącego tła neutronowego. Głównym jego źródłem jest proces elastycznego rozpraszania jonów ${}^4\text{He}^+$ na atomach trytu w tarczy, prowadzący do przekazania energii jądrům trytu i – w konsekwencji – do indukcji wtórnych reakcji jądrowych zachodzących między tymi wzbudzonymi jądrami a innymi jądrami trytu obecnymi w tarczy. Poniższe reakcje są rozwinięciem reakcji (2.7) o pozostałe dwa kanały:



Sposób bezpośredniego pomiaru tła z łańcucha reakcji:



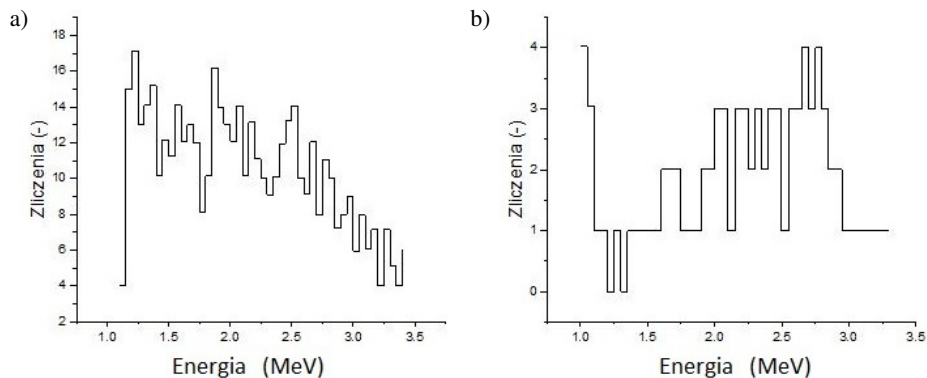
kończącej się aktywacją neutronową materiałów otaczających tarczę został opisany w [99]. W tych reakcjach powstają pary neutronów skorelowane w czasie. Źródła tła kwantów gamma analizowano z materiałów dostępnych w literaturze oraz z wyników prowadzonych badań. Aby zmniejszyć obciążenie detektorów tłem od szybkich neutronów, zastosowano dodatkową ochronę przed produktami reakcji (3.3)–(3.5) pomiędzy detektorami i tarczą, której schemat przedstawiono na rysunku 3.23.



Rys. 3.23. Schemat dodatkowej ochrony detektorów NaI (TI) przed neutronami.

Warstwę kadmu stanowi cylinder o grubości ścianki 0,5 mm, grubość warstwy azotku boru to 5 mm, grubość warstwy ciężkiej wody 35 mm [99]

Eksperyment przeprowadzony przy użyciu monitorującego detektora neutronów wykazał 2,1-krotne osłabienie strumienia neutronów. Dzięki optymalizacji algorytmu wyboru zdarzeń możliwe było czterokrotne zredukowanie tła, a rozkład kwantów gamma otrzymany w dużej sesji pomiarowej pokazano na rysunku 3.24a.



Rys. 3.24. Rozkład energetyczny kwantów z wybranej sesji pomiarowej: a) widmo „surowe”; b) różnica widm energetycznych kwantów gamma dla eksperymentów z heliem i trytem [99]

Z widocznego na rysunku 3.24a widma można wnioskować, że zastosowany wybór zdarzeń „on-line” nie był wystarczający do wybrania pożądanego procesu z tła. W związku z tym zdecydowano o zastosowaniu bezpośredniej metody pomiaru i odejmowania tła powstałego w wyniku reakcji neutronów z materiałami otaczającymi komorę próżniową, w której znajdowały się detektory NaI(Tl) i tarcza. Metoda została opracowana przez zespół LESI na podstawie badania reakcji ${}^4\text{He} + \text{d}$. Równoległe ze zbiorem statystyk kwantów gamma z wykorzystaniem detektorów NaI(Tl), podczas sesji pomiarowej określono liczbę neutronów wykrytych przez detektor ${}^3\text{He}$. Następnie w źródle jonów gaz ${}^4\text{He}$ zastąpiono gazowym trytem (${}^3\text{H}$), a tło towarzyszące reakcji (1.47) zmierzono w oddzielnej sesji pomiarowej. Wynik w postaci różnicy widm energii kwantów gamma uzyskanych w doświadczeniach z heliem i trytem pokazano na rysunku 3.24b.

3.4.3. Podsumowanie

Przeprowadzono identyfikację procesów stanowiących tło dla badanych reakcji jądrowych zachodzących w zakresie niskich energii pomiędzy jonami wodoru, helu, neonu a tarczami deuterowymi. Głównym mechanizmem generującym to tło są kaskady reakcji jądrowych inicjowane przez lekkie jony LCR.

W przypadku reakcji (1.37) wydajność kwantów gamma o energiach poniżej 4 MeV jest zasadniczo determinowana przez naturalną domieszkę gazowego deuteru w wodorze. Zachodzi wówczas reakcja (1.40), a powstające w niej neutrony mogą indukować reakcje aktywacji (n, γ) oraz ($n, n'\gamma$) w materiale tarczy i jej otoczeniu, w tym w samych detektorach. Eksperymentalne i teoretyczne oszacowania wskazują, że wkład kaskad LCR do całkowitej wydajności reakcji (1.37) jest niewielki.

Z kolei dla reakcji (1.45) obserwowane tło promieniowania gamma jest silnie zależne od kaskad reakcji. Mechanizm polega na sprężystym rozpraszaniu jonów helu na jądrach deuteru, w wyniku czego deuterony uzyskują wystarczającą energię do wywołania reakcji (1.40). Neutrony z tej reakcji następnie generują promieniowanie gamma w procesach aktywacji (n, γ) i wzbudzenia jądrowego ($n, n'\gamma$) w materiałach otaczających stanowisko pomiarowe.

Wydajność neutronów i kwantów gamma rejestrowana w oddziaływaniach jonów neonu z tarczami deuterowymi również jest zdominowana przez kaskady reakcji. Podstawowy wkład do tego łała pochodzi od jonów Ne^{2+} (dwukrotnie zjonizowanych atomów neonu).

Z przeprowadzonych badań wynikają dwa główne wnioski. Po pierwsze, do opisu wydajności neutronów i kwantów gamma (o energiach rzędu megaelektronowoltów) powstających w wyniku oddziaływań jonów H, He i Ne z tarczami deuterowymi nie jest konieczne stosowanie nadmiernie skomplikowanych modeli teoretycznych. Po drugie, wykluczono z dalszych badań materiały, takie jak: ołów, aluminium, żelazo, stal nierdzewna, miedź, mosiądz i polietylen, ze względu na ich znaczący wkład do łała poprzez reakcje aktywacji neutronowej.

3.5. Metodyka przygotowania i badania tarcz

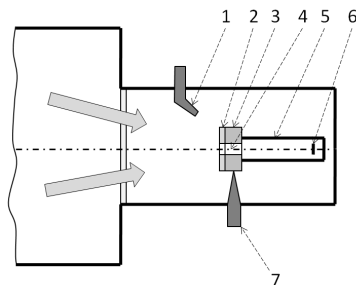
W podrozdziale opisano metodykę związaną z różnymi aspektami projektowania, przygotowania, diagnostyki i wstępnego badania charakterystyk tarcz używanych w zasadniczych projektach badawczych. Opisano metody eksperymentalne oraz symulacyjne doboru tarcz. Opis wykonano dla wszystkich typów tarcz użytych w eksperymentach w okresie ponad trzydziestu lat. W związku z rozwojem metod badawczych w tym czasie najdokładniej opisano tarcze metaliczne nasycone deuterem użyte na ostatnim etapie prezentowanych tu badań.

3.5.1. Tarcza z deuteryzowanego polietylenu

Deuteryzowany polietylen, znany również jako poli(d-węglan), to polimer, w którym atomy wodoru zostały zastąpione deuterem. Używana w badaniach tarcza z CD_2 miała postać dysku o grubości 1 mm i średnicy 97 mm. Pomiaru przeprowadzono przy użyciu akceleratorów: MIG oraz PHA.

3.5.2. Tarcza z ciężkiego lodu

Tarcza z D_2O jest to warstwa zamrożonej ciężkiej wody o grubości 0,1 mm, naniesiona na dysk miedziany o średnicy 140 mm i grubości 1–2 mm. Dysk był chłodzony ciekłym azotem.



Rys. 3.25. Idea eksperymentu z użyciem tarczy z zamrożonej ciężkiej wody D_2O :

- 1 – dysza kanału prowadzącego z naczynia zawierającego ciężką wodę, 2 – tarcza D_2O ,
- 3 – miedziany dysk, 4 – centralny otwór kolimacyjny, 5 – wielosiatkowy spektrometr elektrostatyczny,
- 6 – kolektor, 7 – tzw. zimny palec miedziany (połączony z naczyniem z ciekłym azotem).

Wlot deuteronów pokazany jest strzałkami (na podst. [100])

Rysunek 3.25 przedstawia konfigurację układu eksperymentalnego dla ciężkiej wody. W dysku ulokowana jest centralna apertura o średnicy 10 mm pozwalająca na częściowy dostęp wiązki protonów do analizatora energii.

3.5.3. Metaliczne tarcze nasycone deuterem

Struktura krystaliczna tarcz deuteronowych

Tarcze metaliczne nasycone deuterem pełnią funkcję ośrodka, w którym zachodzą reakcje jądrowe. W niniejszym podrozdziale przedstawiono strukturę krystaliczną najczęściej stosowanych materiałów tarczowych: TiD_2 , ZrD_2 , NbD i CrD_2 , dla dwóch kierunków krystalograficznych: [101] i [111].

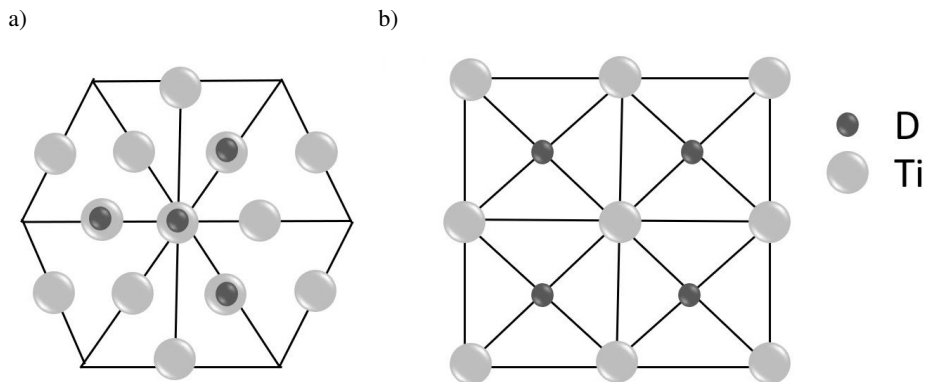
Różne orientacje krystaliczne deuterków metali powodują odmienne „zacienianie” deuteronów (protonów) przez atomy metalu:

- w kierunku [111] – deuterony padającej wiązki napotykać na swojej drodze atomy metalu, co prowadzi do zderzeń i ogranicza prawdopodobieństwo reakcji $d + d$,
- w kierunku [100] – geometria sieci umożliwia kanałowanie: deuterony mogą przemieszczać się między atomami metalu, a deuterony tarczy znajdują się na trasie padania, co sprzyja reakjom jądrowym.

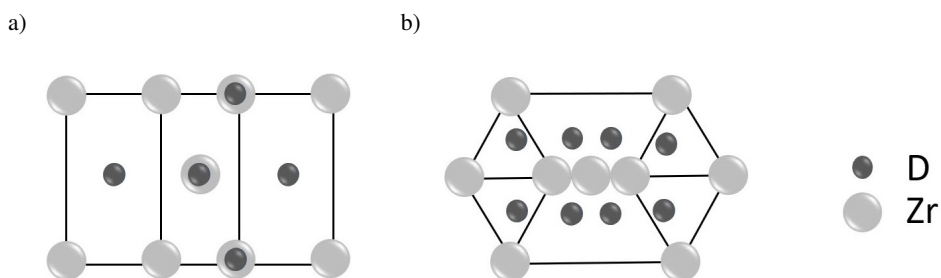
Uwaga: Termin „zacienienie” jest stosowany w znaczeniu obrazowym – oznacza sytuację, w której atomy metalu (np. tytanu) blokują dostęp do deuteronów tarczy, obniżając prawdopodobieństwo zajścia reakcji typu $d + d$. Formalnie zjawisko to można wiązać z obecnością atomów metalu na drodze padających deuteronów oraz z lokalną gęstością elektronową. Dla uproszczenia wywodu termin „zacienienie” będzie jednak używany w dalszej części tekstu.

Problem zacienienia jest dobrze widoczny na schematycznych rysunkach prezentujących przekroje struktur sieci krystalicznej:

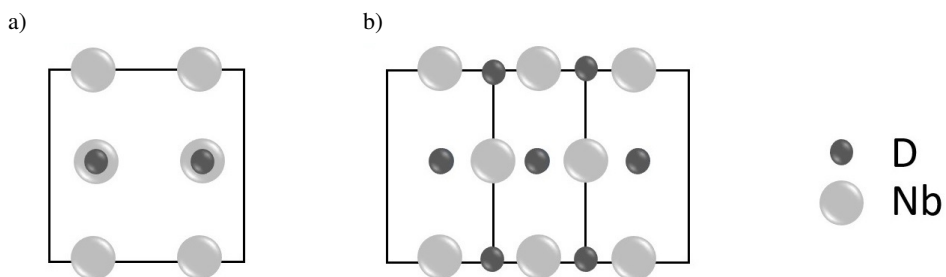
- **TiD_2** – rysunek 3.26 przedstawia dwa przekroje tetragonalnej struktury krystalicznej TiD_2 w orientacjach [101] (rys. 3.26a) i [111] (rys. 3.26b): na rysunku 3.26a część deuteronów znajduje się w kanałach, natomiast inne są przesłonięte przez atomy tytanu, na rysunku 3.26b wszystkie atomy deuteru są zlokalizowane w kanałach,
- **ZrD_2** – rysunek 3.27 pokazuje dwa przekroje struktury ZrD_2 w orientacjach [101] (rys. 3.27a) i [111] (rys. 3.27b): analogicznie jak dla TiD_2 na rysunku 3.27a występuje częściowe zacienienie deuteronów przez atomy cyrkonu, na rysunku 3.27b deuterony znajdują się w kanałach krystalicznych,
- **NbD** – rysunek 3.28 przedstawia przekroje sieci krystalicznej w kierunkach [100] (rys. 3.28a) i [101] (rys. 3.28b): w orientacji [100] deuterony są zacieniane przez atomy niobu, podczas gdy w kierunku [101] zajmują pozycje w kanałach sieci,
- **CrD_2** – rysunek 3.29 ukazuje przekroje sześcienniej sieci CrD_2 w kierunkach [100] (rys. 3.29a) i [101] (rys. 3.29b): w orientacji [100] deuterony są przesłonięte przez atomy chromu, natomiast w orientacji [101] znajdują się w kanałach krystalicznych.



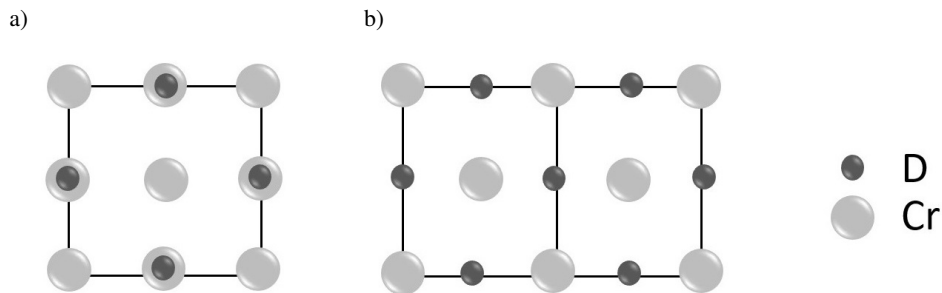
Rys. 3.26. Sieć TiD_2 : a) kierunek krystalograficzny [111]; b) kierunek [100].
Mniejsze ciemne kropki pokazują pozycję atomów deuteru, a większe szare – atomów tytanu [95]



Rys. 3.27. Sieć ZrD_2 : a) kierunek krystalograficzny [101]; b) kierunek [111].
Mniejsze ciemne kropki pokazują pozycję atomów deuteru, a większe szare – atomów cyrkonu [95]



Rys. 3.28. Sieć NbD : a) kierunek krystalograficzny [101]; b) kierunek [111].
Mniejsze ciemne kropki pokazują pozycję atomów deuteru, a większe szare – atomów niobu [95]



Rys. 3.29. Sieć CrD_2 : a) kierunek krystalograficzny [101]; b) kierunek [111].

Mniejsze ciemne kropki pokazują pozycje atomów deuteru, a większe szare – atomów chromu [95]

Ten prosty przykład pokazuje, że wydajność reakcji jądrowej zależy od struktury krystalicznej deuterków metali w tarczy. Dla podstawowych metod wytwarzania takich tarcz można sformułować ogólną regułę dotyczącą preferencyjnych orientacji krystalograficznych:

- w przypadku tarcz polikrystalicznych nasyconych deuterem z fazy gazowej orientacje krystaliczne deuterku tytanu odpowiadające kierunkom [111] i [100] występują z porównywalną częstością,
- w tarczach polikrystalicznych deuteryzowanych metodą implantacji jonów deuteru orientacja [111] pojawia się znacznie rzadziej niż orientacja [100].

W związku z tym, aby przetestować hipotezę o zwiększeniu wydajności reakcji $d + d$ w wyniku kanałowania deuteronów w sieci krystalicznej deuterku metalu, konieczne jest przeprowadzenie badań przy użyciu tarcz o kontrolowanej orientacji krystalicznej. W szczególności należy zastosować tarcze o kierunkach: [100] i [111] dla TiD_2 (deuterku tytanu), [101] i [111] dla ZrD_2 (deuterku cyrkonu) oraz [100] i [101] dla NbD i CrD_2 (deuterków niobu i chromu).

Metody otrzymywania tarcz

Istnieje pięć głównych metod otrzymywania tarcz z deuterków (wodorków) metali, takich jak TiD_2 (TiH_2), ZrD_2 (ZrH_2), NbD (NbH) oraz CrD_2 (CrH_2) [101]:

- sputtering magnetrony metali w atmosferze deuteru (wodoru) [102–108],
- elektrochemiczna depozycja powłok z deuterków metali [109],
- nasywanie tarcz metalicznych deuterem (wodorem) metodą Sieverta [109–111],
- implantacja deuteru (wodoru) do wnętrza metalu [112, 113],
- synteza magnetrony wodorków (deuterków) metali przejściowych [102].

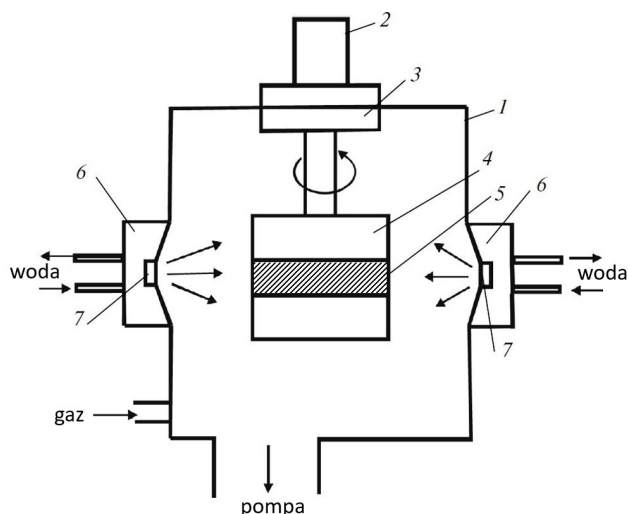
Ostatnia z metod jest nową technologią, różniącą się zasadniczo od pozostałych. Do wad klasycznej metody nasywania metali wodorem należy zaliczyć niejednorodność zawartości deuteru (wodoru) w warstwie oraz niestabilność powstających faz. W przypadku syntezy magnetrony deuter (wodór) uwalnia się do osobnej fazy, co prowadzi do powstawania pęcherzyków w powłoce z deuterku metalu, a w konsekwencji do jej mechanicznej destrukcji.

Metoda sputteringu magnetronowego (inne określenie: metoda napyłania magnetronowego) zostanie opisana dokładniej ze względu na jej kluczowe znaczenie w procesie przygotowania tarcz deuterków metali do dalszych badań.

Technologia sputteringu magnetronowego metali w chemicznie aktywnej plazmie umożliwia produkcję szerokiej gamy związków chemicznych, takich jak azotki, tlenki czy deuterki różnych metali. Jest to metoda fizycznego osadzania z fazy gazowej polegająca na bombardowaniu tarczy z metalu jonami plazmy, co prowadzi do jego atomizacji i osadzania się na podłożu. Dzięki możliwości precyzyjnej kontroli intensywności strumienia metalu wychodzącego z magnetronu uzyskiwane powłoki są jednorodnie powierzchniowo i włąębnie.

Gaz tworzący plazmę składa się w 20% z wodoru (lub deuteru) i w 80% z argonu. Argon, jako gaz obojętny chemicznie, minimalizuje niepożądane reakcje uboczne i jest powszechnie stosowany w tego typu procesach. Aby uzyskać powłokę o maksymalnym nasyceniu wodorem (deuterem), analizuje się charakterystykę prądowo-napięciową wyładowania magnetronowego przy stałym ciśnieniu w komorze. Charakterystyka ma kształt litery „N”, a punkt pracy procesu dobiera się na malejącym odcinku tej krzywej, odpowiadającym wzrostowi napięcia i spadkowi prądu.

W procesie sputteringu niemal cały metal ulega reakcji chemicznej z aktywną plazmą, tworząc stabilne wodorki (deuterki). Grubość osadzonej powłoki (wyrażoną w mikrogramach na centymetr kwadratowy) oblicza się na podstawie przyrostu masy próbki o znanej powierzchni. Precyzyjne ważenie przed procesem i po procesie pozwala dokładnie wyznaczyć masę zdeponowanego materiału. Kontrola parametrów takich jak moc zasilania magnetronu i ciśnienie robocze w komorze zapewnia jednorodność powłok. Schemat układu magnetronowego przedstawiono na rysunku 3.30.



Rys. 3.30. Schemat systemu magnetronowego do otrzymywania tarcz z deuterków metali:
 1 – komora, 2 – napęd, 3 – sprzęgło magnetyczne, 4 – bęben, 5 – substraty, 6 – magnetrony,
 7 – tarcza do sputteringu [95]

Podłożem (5) jest stal nierdzewna w formie gładkiej folii o grubości 0,25 mm i średnicy 100 mm. Tarcze metaliczne (6), z których mają powstać deuterki, umieszczane są w magnetronach. Komora (1) jest odpompowywana do ciśnienia szczytowego $5 \cdot 10^{-4}$ Pa. Następnie do komory wprowadza się mieszaninę deuteru i argonu, stopniowo zwiększając ciśnienie do około 10^{-4} Pa. Przy tym ciśnieniu uruchamiana jest plazma czyszcząca powierzchnię substratów i usuwająca zanieczyszczenia organiczne. Po oczyszczeniu ciśnienie mieszaniny $D_2 + Ar$ zwiększa się do wartości $(1,5-1,8) \cdot 10^{-1}$ Pa. W tym czasie bęben (4) z folią obraca się, a do magnetronów dostarczana jest moc, co umożliwia zachodzenie reakcji chemicznych między metalem a deuterem w plazmie. Deponowanie następuje w wyniku wielokrotnego (do 3000 razy) przecięcia strumienia plazmy przez obracające się podłoże. Po każdym obrocie deponowana jest subnanometrowa warstwa deuterków metali. Dzięki sukcesywnemu nakładaniu takich cienkich warstw uzyskuje się powłoki o wymaganej jednorodności wgłębnej. Komora (1) wyposażona jest w sprzęgło magnetyczne (3), które przekazuje ruch obrotowy z silnika (2) do bębna (4), zapewniając jednocześnie szczelność układu.

Dla przykładu, powłoka TiD została otrzymana w wyniku zastosowania sputteringu magnetronowego tytanu w atmosferze argonowo-deuterowej w stosunku objętościowym 4:1 [114]. Równoległe z właściwą tarczą przygotowano również referencyjną próbkę z podłożem z monokryształu krzemu, przeznaczoną do badań mikroskopowych. Aby zapewnić jednorodność pokrycia, zarówno folia stalowa, jak i krzemowe podłoże obracały się, wielokrotnie przecinając strumień tytanu.

Analiza mikroskopowa (przy powiększeniu około 40 tys. razy) wykazała następujące cechy powłoki:

- wzory dyfrakcyjne odpowiadają fazie TiD_2 o sieci regularnej, której parametr a jest równy $0,44727 \pm 0,0008$ nm,
- dominacja refleksu (200),
- porównanie z odbiciami od próbki TiH_2 [81] wskazuje, że powłoka jest teksturowana w kierunku [100], a udział orientacji [111] nie przekracza 1%.

Są to bardzo istotne informacje dla analizy danych pomiarowych, zwłaszcza w przypadku wyznaczania wielkości tzw. efektu kanałowania.

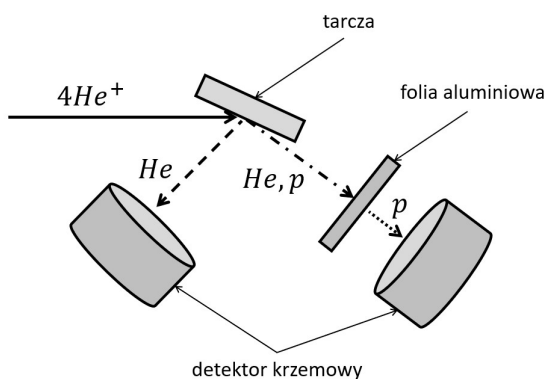
3.6. Metody badania tarcz

W niniejszym rozdziale opisano eksperymentalne metody wyznaczania charakterystyk tarcz używanych w pracach badawczych. Ma to istotne znaczenie, gdyż w wyniku zastosowania metod otrzymywania tarcz opisanych w poprzednim podrozdziale możliwe są pewne fluktuacje parametrów tarczy, mające duży wpływ na przebieg badanych reakcji jądrowych.

3.6.1. Metoda detekcji rozpraszania elastycznego

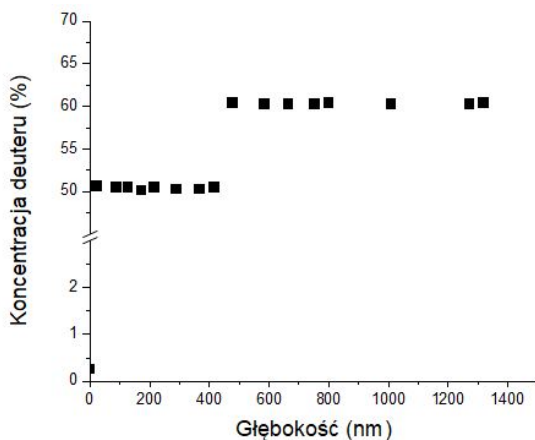
Metoda detekcji rozpraszania elastycznego, znana jako detekcja sprężystego odrzutu (*Elastic Recoil Detection*) (ERD), pozwala na wyznaczenie koncentracji deuteronów w funkcji grubości w tarczy. W metodzie tej wykorzystuje się wiązki cząstek α o energii 2,3 MeV

i intensywności $\sim 10^{12}/s$ wytwarzane przez generator Van de Graaffa znajdujący się w JINR. Dodatkowo, w ramach tej samej konfiguracji pomiarowej, zastosowana została spektroskopia wstecznego rozpraszania Rutherforda (*Rutherford Backscattering Spectrometry*) (RBS) do analizy rozpraszania cząstek α , które podlegały równoczesnej detekcji wraz z deuteronami odrzutu. Połączona analiza widm ERD i RBS pozwala wyznaczyć rozkład deuteronów i atomów domieszek z wysoką dokładnością. Schemat metody ERD przedstawiono na rysunku 3.31.



Rys. 3.31. Schemat metody ERD. Próbkę, detektor cząstek odrzutu oraz detektor wstecznie rozpraszanych jonów $4He^+$ były ustawione pod kątami odpowiednio 15° , 30° i 135° względem osi wiązki jonów $4He^+$

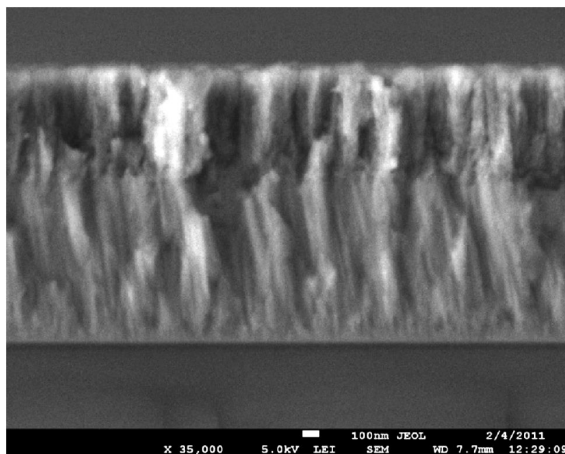
Rysunek 3.32 przedstawia zmianę koncentracji deuteru (w ułamku atomowym) w funkcji grubości dla pokrycia z deuterku tytanu. Jest to przykładowy wynik uzyskany metodą ERD. Wykorzystanie tego typu profilów gęstości w analizie danych pomiarowych zostanie przedstawione w dalszej części opracowania.



Rys. 3.32. Zmiana koncentracji deuteru (w ułamku atomowym) w funkcji grubości dla próbki deuterku tytanu [95]

3.6.2. Metody mikroskopowe

Metody mikroskopowe traktowano jako uzupełniające dla tarcz wytworzonych w opisany sposób. Poniżej przedstawiono przykładowy wynik dla deuterku tytanu na podstawie obrazu z rysunku 3.33.



Rys. 3.33. Obraz z mikroskopu elektronowego przełomu tylnego powierzchni pokrycia z deuterku tytanu na monokryształe krzemu, wykonanego metodą rozpylania magnetronego. Powiększenie: 35 tys. razy [114]

Widać, że poprzeczny rozmiar kryształów tworzących powierzchnię wynosi od 30 nm do 40 nm. Pokrycie ma grubość 1520 nm i składa się z kryształów w formie kolumn ustawionych równolegle. Początkowo kryształy rosną skośnie. W odległości 1 mm od tylnej powierzchni ich kierunek wzrostu staje się prostopadły do powierzchni tarczy. Udało się wytworzyć tarcze z deuteryzowanego tytanu, w których wszystkie mikrokryształy były zorientowane w kierunku [100].

Rozkład koncentracji deuteru w funkcji grubości warstwy mierzono techniką RBS. Koncentracja deuteru okazała się stała wzdłuż grubości, a stechiometria odpowiadała wzorowi $\text{TiD}_{1,73}$. Deuterek tytanu o tej stechiometrii ma taką samą strukturę jak deuterek TiD_2 i jest stabilny do temperatury 300°C [115].

3.6.3. Metody dyfrakcyjne

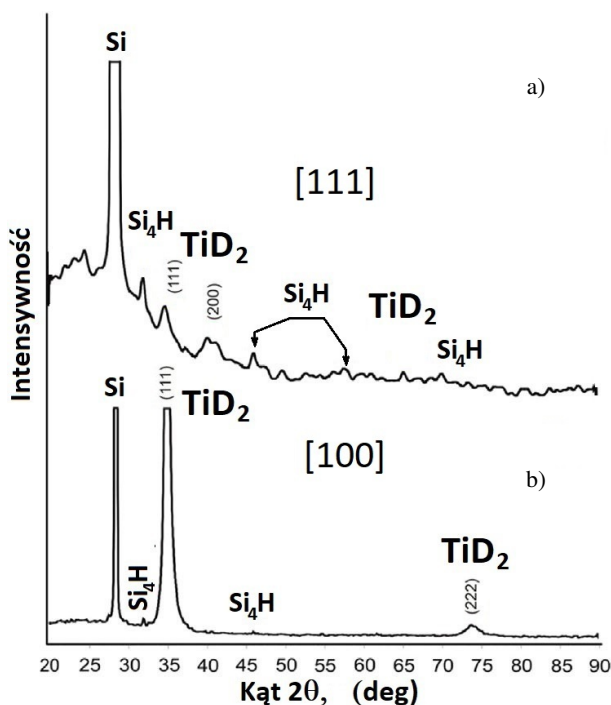
Tekstury osadzanych deuterków można kontrolować przez zmianę warunków depozycji dla deuterku tytanu, cyrkonu i chromu za pomocą:

- zmiany potencjału polaryzującego (bias potential) przyłożonego do deponowanej powierzchni,
- wprowadzenia specjalnych warstw pośrednich (interlayer) między podłożem a warstwą deuterku metalu.

Otrzymano następujące deuterki:

- TiD_2 z teksturami [100] i [111] (rys. 3.34),
- ZrD_2 z teksturą [111] (rys. 3.35),
- NbD z teksturami [111] i [101] oraz w formie polikryształów,
- CrD_2 w postaci polikryształów z teksturą [100].

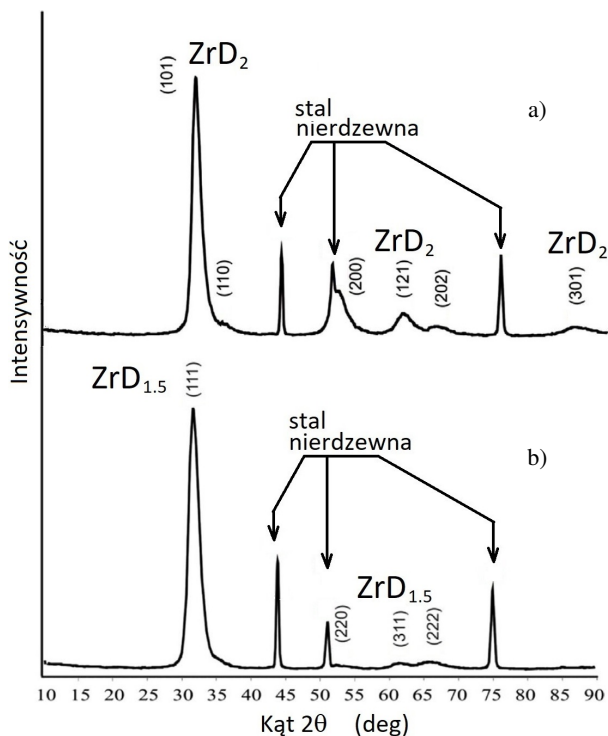
Rysunek 3.34a przedstawia fazę TiD_2 z dwoma pikami odpowiadającymi płaszczyznom o indeksach (111) i (200), co sugeruje, że pokrycie ma dominującą teksturę w kierunku [111]. Rysunek 3.34b przedstawia fazę TiD_2 z pikami dla płaszczyzn o indeksach (111) i (200), których intensywności są zbliżone. Ponieważ stosunek refleksyjności płaszczyzn (111) i (200) wynosi 10 : 4, to 75% kryształów deuterku tytanu jest zorientowanych w kierunku [100], a jedynie 25% ma orientację [111] [95].



Rys. 3.34. Porównanie widm dyfrakcyjnych deuterku tytanu z dominującą teksturą: a) [111]; b) [100]. Wyraźnie widoczne są piki dla TiD_2 na tle sygnałów od Si i Si_4H (na podst. [95])

Rysunek 3.35 przedstawia widma dyfrakcyjne dla pokryć ZrD_2 i $\text{ZrD}_{1,5}$ na podłożu ze stali nierdzewnej (wytworzonych w tych samych warunkach co pokrycie z deuterku tytanu), przy mocy 50 W i ciśnieniu mieszaniny gazów $2 \cdot 10^{-1}$ Pa w komorze magnetronu. Widoczne jest, że pokrycia ZrD_2 są głównie teksturyzowane w kierunku [111]. Zmiany parametrów technologicznych (obecność lub brak bias potential, zastosowanie metalicznych warstw pośrednich celem kontroli epitaksjalnego wzrostu kryształów) wskazują, że kryształy

$ZrD_{1,5}$ zawsze rosną w kierunku [111], co prawdopodobnie wynika z wyższej energii upakowania fazy $ZrD_{1,5}$ w porównaniu z energią upakowania fazy TiD_2 (którego teksturę można kontrolować przez dobór parametrów technologicznych).



Rys. 3.35. Porównanie widm dyfrakcyjnych dla pokrycia: a) ZrD_2 oraz b) $ZrD_{1,5}$ na podłożu ze stali nierdzewnej [95]

Na podstawie przedstawionych danych sformułowano następujące hipotezy badawcze:

- dla tarcz ZrD_2 i $ZrD_{1,5}$ możliwe będzie wyznaczenie ich unikalnych wkładów do wydajności neutronów z reakcji $d + d$, wynikających z kanałowania oraz elektronowego ekranowania oddziałujących deuteronów,
- w przypadku dwóch typów tarcz z deuterku niobu spodziewany jest większy wzrost wydajności neutronów dla tarcz z teksturą [101] w porównaniu z tarczami o strukturze [100],
- dla deuterku chromu kierunek krystalograficzny [100] jest ekranujący, jednak z uwagi na to, że w polikryształach występują wszystkie możliwe orientacje (w tym korzystne, np. [101], gdzie atomy deuteru znajdują się w kanałach), to wydajność neutronów z polikryształicznego deuterku chromu powinna być wyższa niż wydajność z tarczy amorficznej.

Sformułowanie tych hipotez umożliwiło projektowanie konfiguracji badawczych oraz przygotowanie narzędzi obliczeniowych do analizy efektów.

3.6.4. Spektroskopia elektronów Augera

Podstawowe informacje o metodzie znajdują się w pracy [116]. W pomiarach zastosowano spektrometr Augera o rozdzielczości 0,1%, ze źródłem elektronów wytwarzającym wiązkę próbkującą o energii 3 keV i średnicy 1 mm, oraz analizator elektronów. Wynikiem analizy augerowskiej jest rozkład atomowych koncentracji pierwiastków w funkcji grubości (do 500–600 Å) w warstwie deuterku metalu (np. cyrkonu, tytanu), w tym pierwiastków takich jak węgiel, azot i tlen w tzw. warstwie szkodliwej (metoda nie jest czuła na izotopy wodoru). Wyniki analizy Augera uwzględnia się przy obliczaniu strat energii jonów deuteru podczas przechodzenia przez tzw. warstwę pasożytniczą na powierzchni warstwy Zr(Ti)D₂. Jak wykazano w symulacjach i potwierdzono eksperymentami, astrofizyczny S-faktor i scharakteryzowane przez potencjał ekranowania elektronowego (*Electron Screening*) (ES) dla reakcji $d + d$ nie są istotnie czułe na obecność warstwy pasożytniczej składającej się z materiału organicznego (CNO) o grubości około 10^{-7} cm, która tworzy się na powierzchni po czyszczeniu próżniowym, co nie wpływa znacząco na interpretację danych pomiarowych dotyczących wydajności neutronów z tej reakcji. Wniosek ten wynika z faktu, że straty energii deuterionów padających na tarczy ZrD₂ i TiD₂ w warstwie pasożytniczej są znikome i praktycznie nie zmieniają początkowego rozkładu energetycznego deuterionów. Wyniki analizy Augera wraz z analizą widm ERD i RBS wykorzystano w końcowych obliczeniach rozkładu koncentracji deuteru w funkcji grubości w deuterku cyrkonu i tytanu. Połączenie tych trzech metod (ERD, RBS i spektroskopii Augera) było metodologicznie uzasadnione w przypadku opisywanego problemu. Dostarczyło wiarygodnych informacji o rozkładach koncentracji deuteru do grubości 2 μm oraz o składzie pierwiastkowym warstwy organicznej na powierzchni tarczy, co miało kluczowe znaczenie dla przedstawionych badań. Analizy te są istotne m.in. dla przewidywania wydajności generacji neutronów w zależności od kierunku padania wiązki deuterionów.

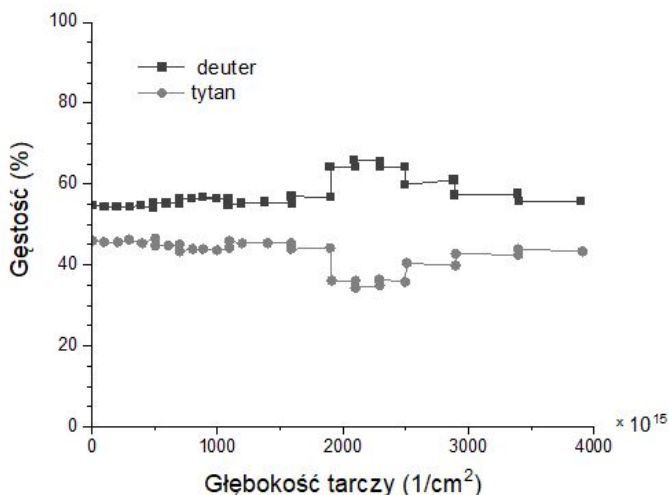
Przykładowe profile gęstości tarcz

W niniejszym podrozdziale przedstawiono wybrane profile gęstości deuteru (oraz innych pierwiastków, jeżeli je wyznaczono) dla tarcz użytych w pomiarach. Wyniki pomiarów z tymi tarczami zaprezentowano w rozdziale 4. Na etapie przygotowania tarczy pomiarowej wyznaczono profil gęstości deuteru w tarczy tytanowej, przedstawiony na rysunku 3.36. Przed pomiarami wyznaczono profil gęstości deuteru w tarczy cyrkonowej, zaprezentowany na rysunku 3.37.

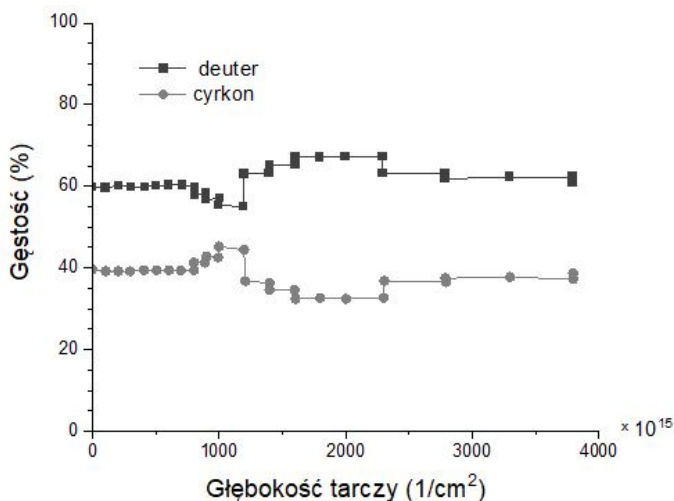
Kolejnym przykładem jest profil gęstości deuteru dla tarcz tytanowych o określonej orientacji krystalograficznej: [111] i [100]. Profile koncentracji tytanu i deuteru dla tych tarcz przedstawiono na rysunku 3.38. Pomiarów dokonano metodą ERD przy użyciu wiązki cząstek α o energii 2,3 MeV z generatora Van de Graaffa w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej w Rosji. Koncentracja deuteru w obu tarczach mieści się w zakresie 55–65%, z niewielką zmiennością wzdłuż grubości. Należy zaznaczyć, że do grubości kilkuset

nanometrów koncentracja deuteru jest praktycznie stała. Tarcze te wykorzystano w badaniach reakcji jonów helu z wiązki z deuteronami w tarczy. Rysunek 3.39 przedstawia profile koncentracji dla tarczy tytanowej nasyconej trytem, użytej do badania reakcji z wiązką cząstek α .

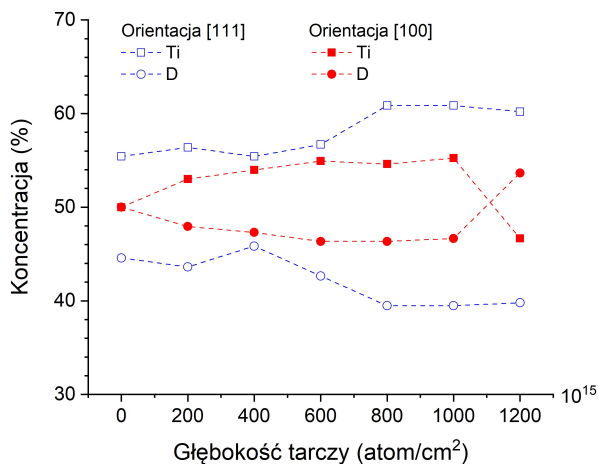
Pokazano również koncentrację tlenu w warstwie powierzchniowej tarczy. Wpływ tej warstwy uwzględniano jako potencjalnie istotny dla wyników eksperymentu. Przedstawiono także koncentrację molibdenu użytego jako materiał bazowy tarczy.



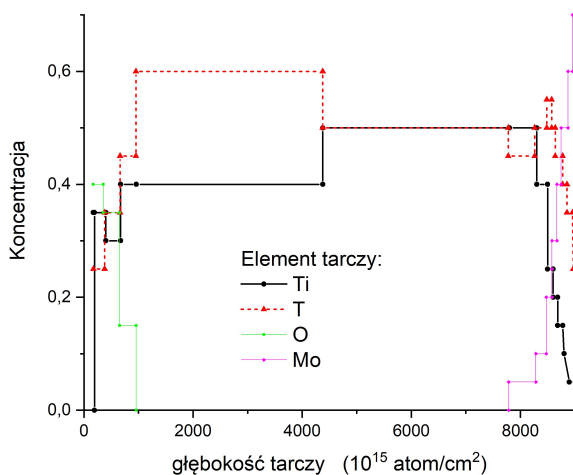
Rys. 3.36. Profil gęstości deuteru w tarczy tytanowej – przedstawiono względne koncentracje deuteru i tytanu w funkcji grubości [9]



Rys. 3.37. Profil gęstości deuteru w tarczy cyrkonowej – przedstawiono względne koncentracje deuteru i cyrkonu w funkcji grubości [117]



Rys. 3.38. Zmiana koncentracji deuteru (w ułamku atomowym) w funkcji grubości dla tarczy z deuterku tytanu o indeksach Millera [111] i [100] [105, 118, 119]



Rys. 3.39. Zmiana koncentracji trytu i tytanu w funkcji grubości tarczy. Dodatkowo przedstawiono przebiegi koncentracji tlenu w warstwie powierzchniowej oraz materiału nośnego tarczy – molibdenu [99]

3.6.5. Uwagi końcowe do deuteryzowanych tarcz metalicznych

Eksperymenty polegające na pomiarze ekranowania elektronowego w deuterkach metali były podobne do wcześniejszych badań na PHA z tarczami CD₂ i D₂O (podrozdz. 4.4.2) [120]. Tarcze wytworzono według ustalonej metodologii – miały kształt dysku o średnicy 97 mm i grubości 2 mm, wykonane były ze stali nierdzewnej z warstwą

powierzchniową metalu (Zr, Ti, ...) naniesioną metodą rozpylania magnetronego w atmosferze deuteru [121] i deuteryzowaną do średniej grubości 1,2 μm . Rozkład koncentracji pierwiastków bazowych i zanieczyszczeń w tarczach z deuterków cyrkonu i tytanu mierzono metodami ERD i RBS przy użyciu wiązki jonów helu o energii 2,297 MeV [122–124]. Wyniki pomiarów wskazują na jednorodny rozkład koncentracji deuteru wzdłuż grubości, ze stosunkiem $x = N_D/N_{\text{Zr(Ti)}} \approx 2,0$, gdzie N_D , $N_{\text{Zr(Ti)}}$ oznaczają koncentracje atomów deuteru oraz cyrkonu tytanu. Dodatkowo, w celu precyzyjnego określenia składu warstwy powierzchniowej w komorze akceleratora (z uwzględnieniem „szkodliwego” filmu powstającego w obecności gazu resztkowego (10^{-6} mm Hg)) oraz wyznaczenia całkowitej grubości deuterków, zastosowano spektroskopię Augera (zob. podrozdz. 3.6.4).

3.7. Analiza oddziaływania wiązek jonów z metalicznymi tarczami nasyconymi deuterem

Niniejszy podrozdział stanowi niejako zamknięcie części metodologicznej – pokazano w nim sposób doboru parametrów tarcz metalicznych nasyconych deuterem pod kątem optymalizacji wydajności eksperymentu. Procedura obliczeniowa została stworzona w celu uwzględnienia specyfiki prowadzonych prac badawczych z wykorzystaniem akceleratorów Halla. Uwzględnia zakres badanych energii, rozrzut energii wiązki, rodzaj padających jonów oraz specyfikę przygotowywanych tarcz, tj. ich wymiary geometryczne czy (opisane w podrozdziale 3.6.4) profile gęstości deutronów w tarczach.

Procedura obliczeniowa stanowi rozwinięcie metod analitycznych opisanych we wstępie. Zastosowana metoda symulacji Monte Carlo pozwoliła uwzględnić zmianę rozkładu energetycznego jonów podczas przechodzenia przez tarczę. Między innymi udało się znaleźć rozwiązanie problemu rozkładów energetycznych jonów w metalicznych tarczach (związanego z rozkładami energetycznymi jonów emitowanych z akceleratora i podczas oddziaływania w metalicznych tarczach) i jego wpływ na wyniki końcowe. Hamowanie i związana z tym depozycja energii jonów wiązki prowadzi do zmiany rozkładów energetycznych. Ponadto akcelerator emituje wiązkę z pewnym rozkładem energetycznym (rozmycie energii wiązki). Porównano modelowe wyniki otrzymane dla rzeczywistego rozkładu z akceleratora plazmowego z rozkładem otrzymanym z akceleratora „nieplazmowego”, np. liniowego, gdzie rozrzut energii wiązki jest znacznie mniejszy. Pokazano efekt zmiany rozkładu w tarczy. Wyniki te są istotne dla prawidłowej analizy eksperymentów, szczególnie dla znalezienia rozkładu energetycznego, dla którego zachodziły reakcje syntezy.

3.7.1. Procedura obliczeniowa

Procedura obliczeniowa składała się z następujących kroków:

- generacja widm transmisyjnych przy użyciu oprogramowania SRIM (zatrzymywanie i zanikanie jonów w materii, *Stopping and Range of Ions in Matter*) (SRIM) [118] dla zestawu arbitralnie wybranych grubości tarczy,

- obliczenia wydajności neutronów z reakcji $d + d$ (równanie (1.26), podrozdz. 1.2.2) z wykorzystaniem parametryzacji przekroju czynnego omówionej we wcześniejszych podrozdziałach,
- obliczenia względnej wydajności neutronów $Y_{kl} = Y_k/Y_l$ w funkcji potencjału ekranowania U_e :

$$Y_{kl}(U_e) = \frac{N_k^{th}}{N_l^{th}}, \quad (3.7)$$

gdzie:

k i l – indeksy różnych wartości początkowej średniej energii padającej wiązki jonów,

N_k^{th} i N_l^{th} – liczba neutronów generowanych dla energii odpowiadającej indeksom odpowiednio k i l ,

U_e – energia ekranowania,

- porównanie i dopasowanie wyników obliczeniowych do istniejących danych eksperymentalnych w celu wyznaczenia potencjału ekranowania U_e .

Te kroki będą przedstawione w dalszej części niniejszego podrozdziału.

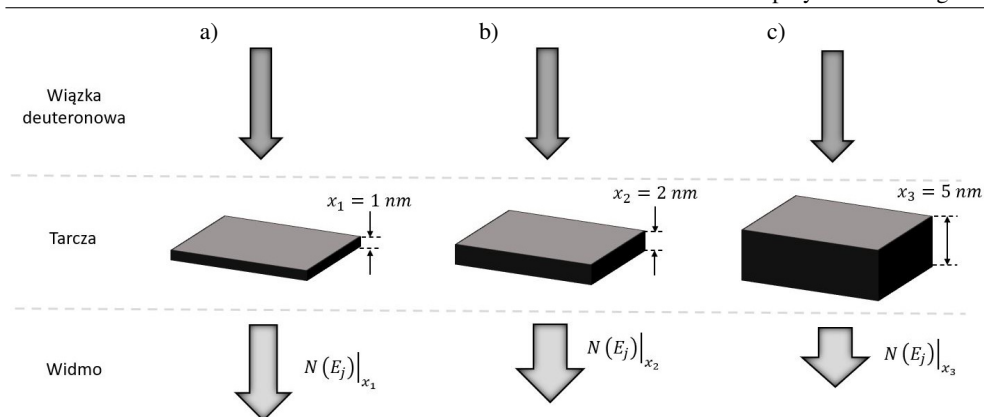
Metoda ta może zostać użyta do przygotowania tarczy (np. do doboru grubości) oraz do analizy danych eksperymentalnych, jeżeli parametry rzeczywistej tarczy są znane.

Generacja widm transmisyjnych

Ewolucja rozkładu energetycznego wiązki deuteronowej podczas jej przejścia przez tarczę została wyznaczona przy użyciu oprogramowania SRIM [118]. Wykorzystuje ono metodę Monte Carlo do wyliczenia wartości strat energii w każdym zderzeniu i śledzi przestrzenne zachowanie padających jonów. W ten sposób można otrzymać rozkłady energetyczne padających deuteronów w dowolnym miejscu tarczy. Z powodu bardzo małego przekroju czynnego dla reakcji $d + d$ możliwe jest wygenerowanie tych widm i następnie ich użycie obliczenia wydajności neutronów.

Analiza przejścia wiązki przez tarczę o zmiennej grubości przy użyciu metody SRIM pozwoliła na wygenerowanie widm transmisyjnych dla wiązki deuteronowej w zależności od grubości tarczy. Idea generacji widm przedstawiona jest na rysunku 3.40. Notacja $N(E_j)|_{x_i}$ przedstawia liczbę jonów w kanale energetycznym E_j osiągających odległość x_i .

Widma $N(E_j)|_{x_i}$ zostały znormalizowane do liczby padających jonów i oznaczone jako $g(E_j)|_{x_i}$. W obliczeniach może być brana pod uwagę wiązka o dowolnym profilu energetycznym, np. wiązka monoenergetyczna czy wiązka z daną funkcją rozkładu energetycznego. Jak zostało już wspomniane w tym podrozdziale, symulowane były dwa przypadki, w których pełna szerokość połówkowa (*Full Width at Half Maximum*) (FWHM) rozkładu Gaussa była równa: 16% dla akceleratora Halla (HA) oraz 1% dla akceleratora klasycznego. Uwzględnione również zostały grubość warstw i ich skład oraz inne parametry. Obliczenia są podobne do tych przedstawionych w [125], gdzie ewolucja rozkładu energetycznego jonów poruszających się wewnątrz tarczy aluminiowej była badana przy użyciu oprogramowania SRIM.



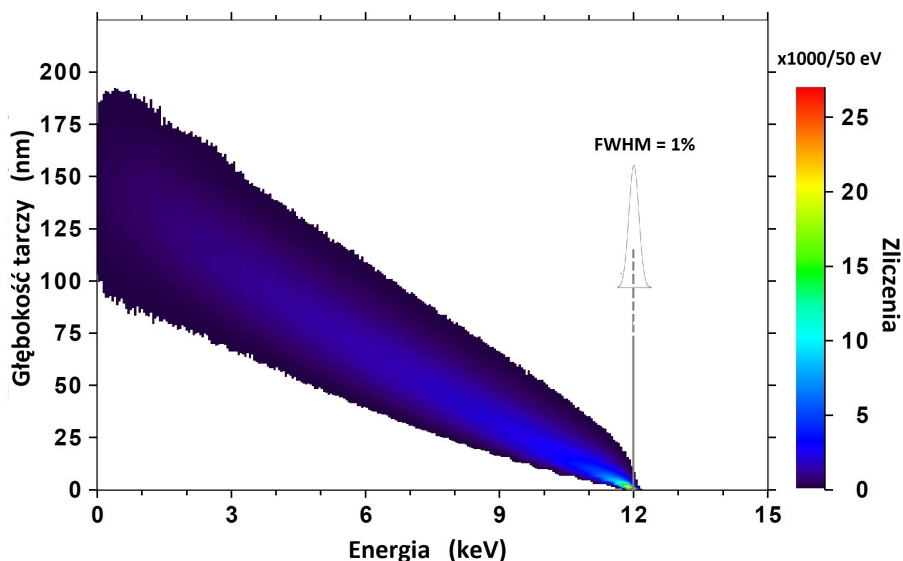
Rys. 3.40. Schemat obliczeń z wykorzystaniem metody SRIM. Widma $N(E_j)|_{x_i}$ jonów przechodzących przez daną warstwę są obliczane oddzielnie dla każdej grubości warstwy, zawsze przy użyciu tego samego rozkładu energetycznego jonów. Grubość warstwy zmieniała się od 1 nm aż do np. 225 nm (dla tarczy TiD_2). Oznaczenia (a–c) przedstawiają kolejne kroki dla grubości warstwy, odpowiednio 1 nm, 2 nm i 5 nm

Jako przykład, dla rzeczywistych warunków eksperymentu, przetransformowane widma energetyczne $N(E_j)|_{x_i}$ jonów po przejściu przez wybraną warstwę tarczy TiD_2 o grubości x_i zostały przedstawione na rysunkach 3.41 (dla FWHM = 1%) i 3.42 (dla FWHM = 16%). Liczba symulowanych zdarzeń (dla obydwu wykresów) wynosiła 99999. Szerokość kanału energetycznego była równa 50 eV.

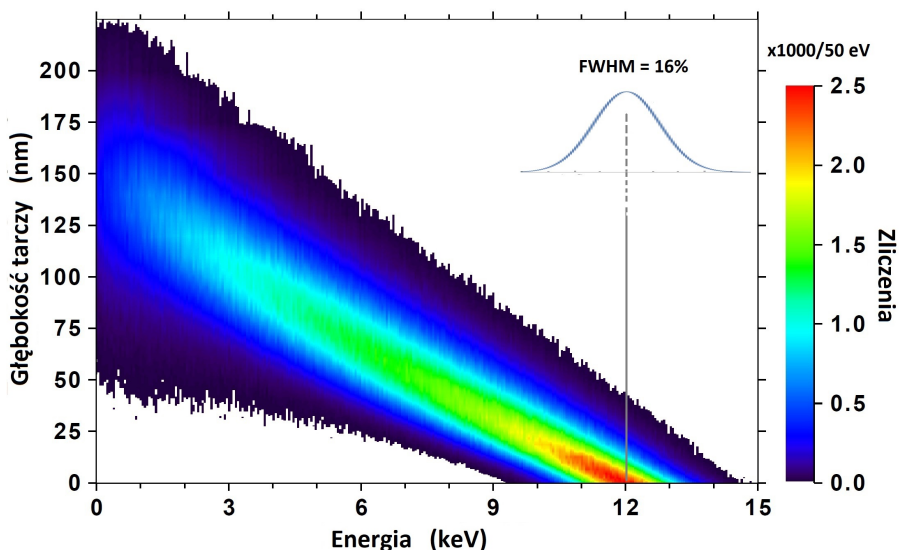
Początkowe widmo energetyczne jonów padających na tarczę jest widoczne dla $x_i = 0$. Jako konsekwencja przechodzenia wiązki przez tarczę następuje zmiana rozkładu energetycznego. Aby dokładnie zilustrować tę ewolucję, obliczenia zostały przedstawione dla wybranych przekrojów dla zmiennej grubości x_i z rysunków 3.41 i 3.42. Widma energetyczne dla tych przekrojów wzdłuż osi grubości zostały przedstawione na rysunku 3.43.

Obliczenia zostały zatrzymane dla grubości równej 225 nm (deuterek tytanu), ponieważ tylko około 0,15% padających jonów było w stanie przejść przez warstwę o tej grubości. Ewolucja energii wiązki wzdłuż kierunku ruchu wiązki jest ewidentnie widoczna dla grubości mniejszej niż ~ 20 nm – widzimy dużą różnicę w rozkładach energetycznych obu przykładowych wiązek, natomiast dla grubości większej niż ~ 20 nm różnice praktycznie zanikają.

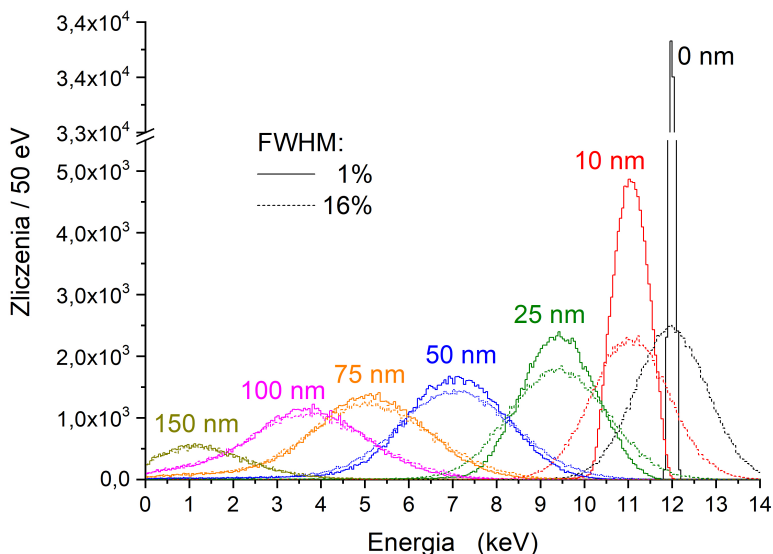
Przykładowo już dla grubości 25 nm rozkłady energetyczne obu wiązek są podobne. Dla grubości większej od 50 nm rozkłady energetyczne są praktycznie identyczne. Rozkłady energetyczne deuteronów po przejściu przez grube warstwy (powyżej ~ 80 nm) w obu przypadkach w rzeczywistości nie są rozkładami gaussowskimi. Podczas symulacji widma energetyczne były obliczane dla arbitralnie ustalonych grubości x_i . Średnia liczba takich kroków (próbek) wynosiła ~ 40 . Przy użyciu procedury interpolacyjnej (metoda sześciennych funkcji sklepanych – *cubic spline*) było możliwe przygotowanie odpowiednich rozkładów dla dowolnej wartości x_i w celu poprawy dokładności numerycznego całkowania (sumowania).



Rys. 3.41. Dwuwymiarowe wykresy zbiorcze wyliczonego zachowania jonów $g(E)|_{x=0}$ we współrzędnych energia-grubość. Wartość początkowa energii jonów wynosi 12 keV i ma gaussowski rozkład energetyczny z FWHM = 1%



Rys. 3.42. Dwuwymiarowe wykresy zbiorcze wyliczonego zachowania jonów $g(E)|_{x=0}$ we współrzędnych energia-grubość. Wartość początkowa energii jonów wynosi 12 keV i ma gaussowski rozkład energetyczny z FWHM = 16%



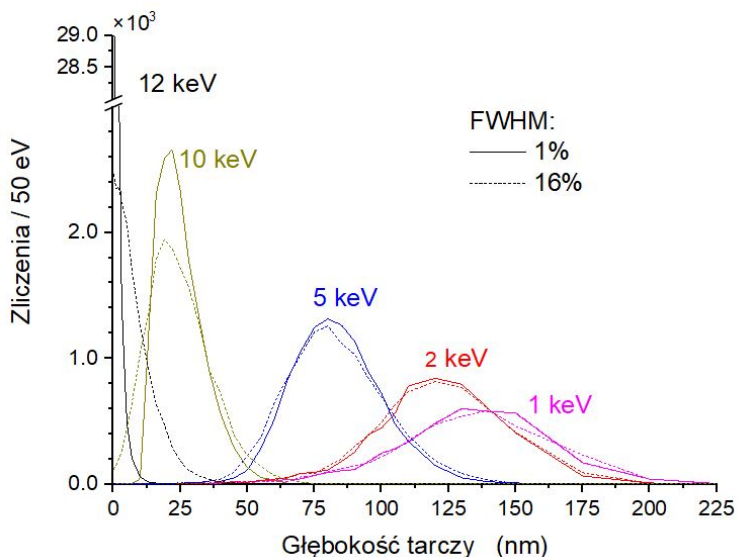
Rys. 3.43. Przykłady obliczonych widm energetycznych jonów po przejściu tarczy o podanej grubości $g(E_j)|_{x_i} = (0 \text{ nm}, 10 \text{ nm}, 25 \text{ nm}, 50 \text{ nm}, 75 \text{ nm}, 100 \text{ nm}, 150 \text{ nm})$ (przekroje z rysunków 3.41 i 3.42). Linie ciągłe pokazują początkową wartość FWHM = 1%, a linie przerywane wartość FWHM = 16%

Charakterystyka energetyczna widm symulacyjnych

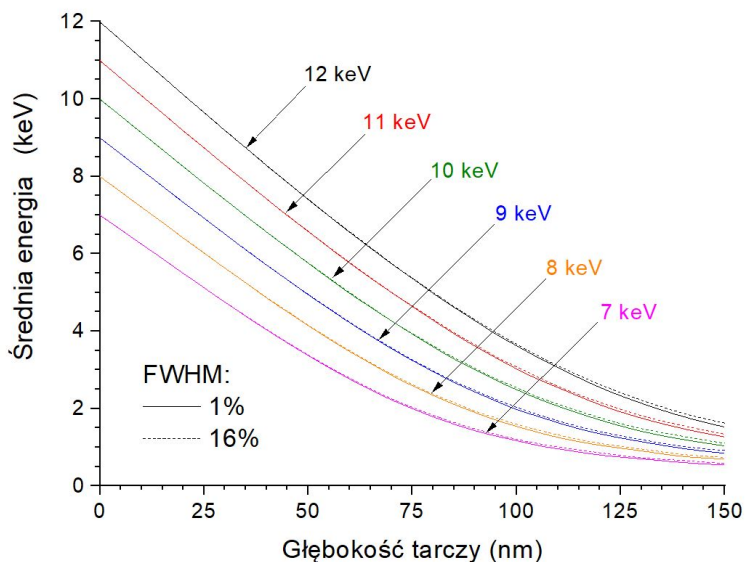
Niniejsza sekcja prezentuje podstawowe charakterystyki wygenerowanych widm oraz ewolucję ich parametrów podczas przejścia przez tarczę, dla otrzymania których została zastosowana metoda Monte Carlo (MC). Zgodnie z teorią transportu naładowanych cząstek [126] nastąpią zmiany średniej energii wiązki E i parametru FWHM.

Widmo jonów przechodzących przez tarczę TiD_2 o grubości x_i przedstawiono na rysunku 3.44. Jak można zauważyć, jony o wysokiej energii początkowej są lokowane w cienkich warstwach, natomiast jony o małej energii przeciwnie – w pozostałej części tarczy. Na przykład deuterony o energii początkowej 12 keV mogą zostać znalezione w odległości nie większej niż $\sim 50 \text{ nm}$. Średnia energia deuteronów po przejściu przez tarczę TiD_2 o różnych grubościach została otrzymana w wyniku dopasowywania każdego rozkładu $g(E_j)|_{x_i}$ przy użyciu rozkładu Gaussa. Wyniki przedstawione są na rysunku 3.45.

Jak można zaobserwować, średnia energia zmniejsza się praktycznie liniowo o około 0,06–0,08 keV/nm dla początkowej części tarczy (tzw. zdolność spowalniania – *stopping power* $dE(x)/dx$). Dla grubości mniejszej niż $\sim 100 \text{ nm}$ różnica jest mniejsza niż $\approx 0,04 \text{ eV}$. Dla większych grubości ta różnica staje się widoczna, ale jest ciągle bardzo mała. Takie zachowanie jest związane z zależnością zdolności spowalniania od energii deuteronu, która zmienia się silnie dla energii mniejszych od $\sim 2\text{--}3 \text{ keV}$.

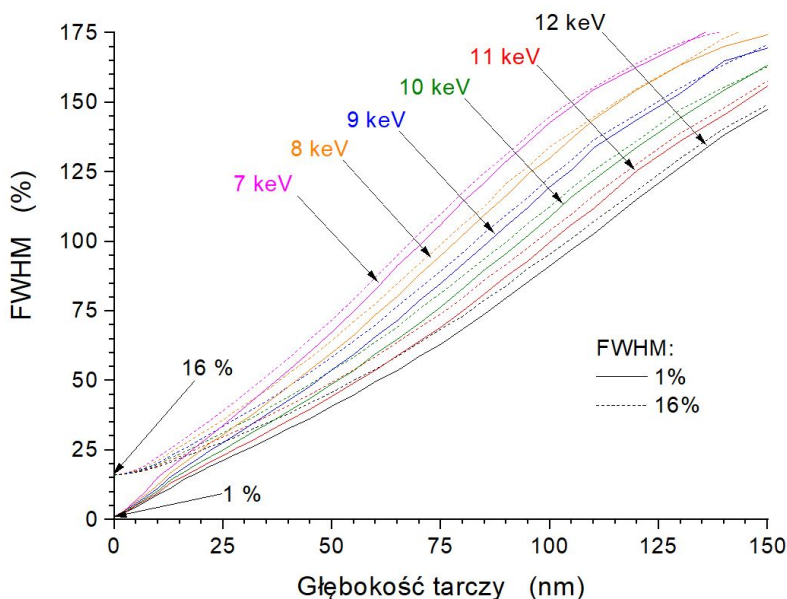


Rys. 3.44. Rozkłady energetyczne deuteronów po przejściu przez tarczę TiD_2 z różnymi grubościami. Są to przekroje wzdłuż osi energii z rysunków 3.41 i 3.42 dla wybranych energii: 1 keV, 2 keV, 5 keV, 10 keV oraz 12 keV. Linie ciągłe odpowiadają początkowej wartości FWHM równej 1%, a linie przerywane wartości równej 16%



Rys. 3.45. Średnia energia wygenerowanych rozkładów w funkcji grubości tarczy. Linie ciągłe odpowiadają początkowej wartości FWHM równej 1%, a linie przerywane wartości FWHM równej 16%

Parametr FWHM został również otrzymany przez zastosowanie procedury dopasowania rozkładu Gaussa do otrzymanych rozkładów energetycznych. Wyniki przedstawione są na rysunku 3.46, który pokazuje, że względna wartość FWHM (FWHM dzielona przez średnią energię) nie jest wartością stałą.



Rys. 3.46. Względny FWHM. Linie ciągłe odpowiadają początkowej wartości FWHM równej 1%, a linie przerywane wartości równej 16%

Jednocześnie parametr FWHM może osiągać wartości większe niż 100% zarówno dla wiązki monoenergetycznej, jak i dla wiązki z „szerokim” widmem. Te rezultaty ilustrują znaczenie „rozmycia” energetycznego związanego z losowymi stratami energii podczas oddziaływań cząstek z materią jako podstawowego procesu warunkującego energię, przy której będą zachodzić reakcje syntezy jądrowej.

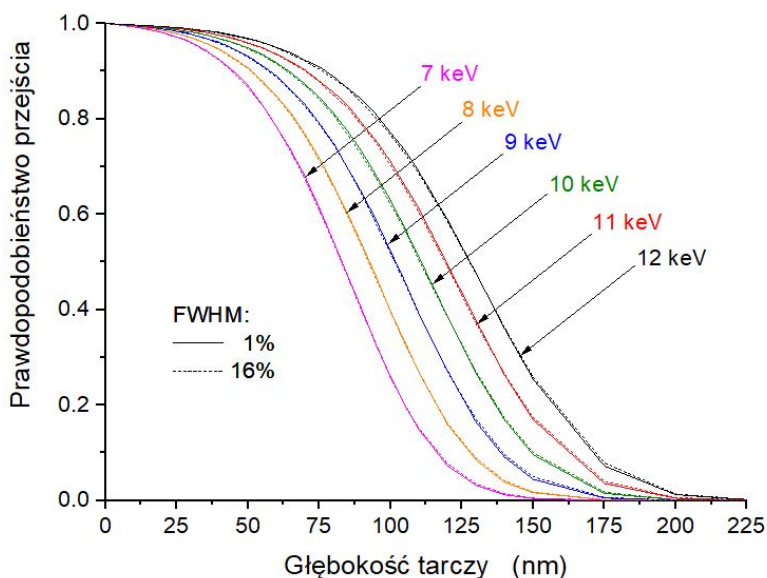
Prawdopodobieństwo przejścia

Z powodu strat energii deuteronu w tarczy widma symulacyjne zawierają informacje odnośnie do prawdopodobieństwa osiągnięcia przez jon grubości tarczy x_i . Sumowanie widm $g(E)|_{x_i}$ po energii daje prawdopodobieństwo przejścia jonów przez tarczę o grubości x_i :

$$p(x_i) = \sum_j^{N_E} g(E_j)|_{x_i}, \quad (3.8)$$

gdzie N_E jest liczbą przedziałów energetycznych na grubości tarczy.

Funkcje $p(x_i)$ dla wybranej energii początkowej wiązek zostały przedstawione na rysunku 3.47.



Rys. 3.47. Rozkłady prawdopodobieństwa $p(x)$ przejścia jonów przez tarczę. Linie ciągłe odpowiadają początkowej wartości FWHM równej 1%, a linie przerywane wartości równej 16%

Jak można zaobserwować, wiązka o wyższej średniej energii może zostać przetransmitowana na większą odległość. Wpływ wartości początkowej parametru FWHM na rozkład prawdopodobieństwa $p(x_i)$ deuteronów przechodzących przez tarczę jest bardzo mały.

Średni rozkład energetyczny

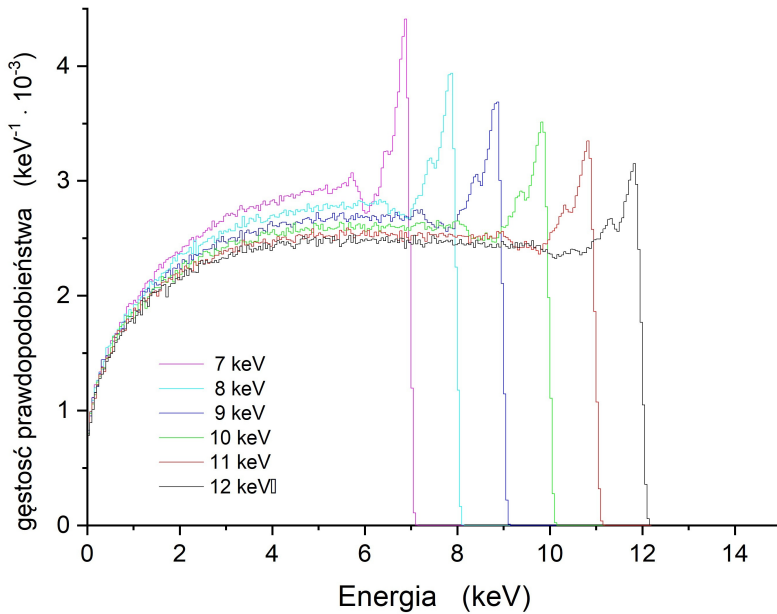
Sumowanie po warstwach x_i daje rozkład energetyczny $q(E_j)$ jonów w całej tarczy:

$$q(E_j) = \sum_i^{N_x} g(E_j)|_{x_i}, \quad (3.9)$$

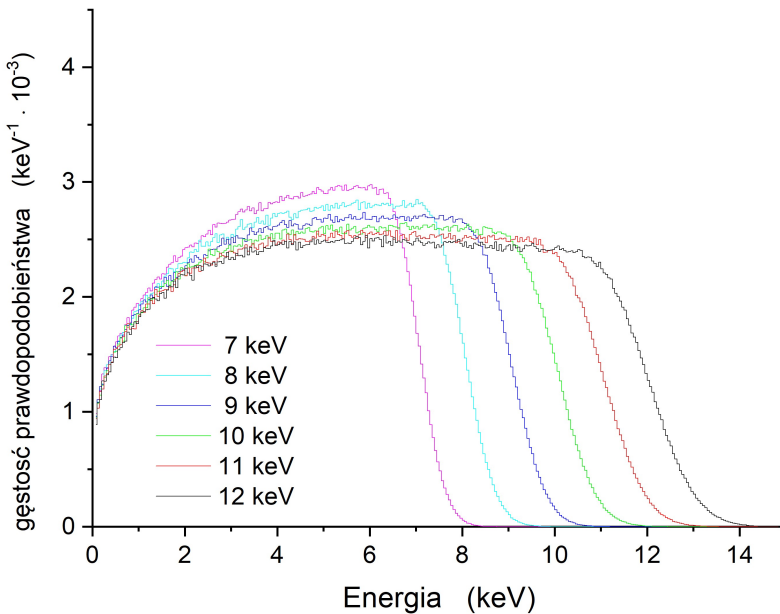
gdzie N_x jest liczbą przedziałów na grubości tarczy.

Wyniki obliczeń dla wszystkich wartości energii początkowej deuteronów są przedstawione na rysunkach 3.48 i 3.49 (skala pionowa na tych rysunkach jest jednakowa).

Funkcja $q(E_j)$ stanowi rzeczywisty rozkład energetyczny jonów dla całej grubości tarczy, dla każdej energii początkowej deuteronów. Jak pokazano, w tych rozkładach występuje płaska część tworzona przez jony z różnych części tarczy. Kształt części końcowej rozkładu odpowiada rozkładowi Gaussa początkowej energii wiązki. Dla wartości FWHM równej 1% widoczne są piki jonów z niskich grubości tarczy (zob. rys. 3.43).



Rys. 3.48. Rozkłady energii jonów w całej tarczy dla wartości FWHM równej 1%



Rys. 3.49. Rozkłady energii jonów w całej tarczy dla wartości FWHM równej 16%

3.7.2. Obliczenia wydajności neutronów

Dla wiązki monoenergetycznej i tam, gdzie nie ma strat padających jonów, można zastosować prosty wzór na wydajność neutronów z syntezy $d + d$ N^{th} :

$$N^{th} = N_D^{beam} \rho_D \sigma \cdot L, \quad (3.10)$$

gdzie:

- σ – stały przekrój czynny reakcji $d + d$,
- N_D^{beam} – liczba deuteronów w wiązce uderzających tarczę,
- ρ_D – gęstość deuteronów w tarczy,
- L – całkowita grubość tarczy.

W tym wyrażeniu użyto przybliżenia: $\sigma = \text{const}$, natomiast w rzeczywistości występuje silna zależność przekroju czynnego od energii (porównaj wzór (1.26) przedstawiający przekrój czynny i jego zależność od energii). Zależność ta zostanie uwzględniona w kolejnych modyfikacjach wyrażenia (3.10).

Jeśli wiązka zawiera jony o różnych energiach zgodnie z rozkładem $g(E_j)$, ten wzór może zostać zapisany jako:

$$N^{th} = N_D^{beam} \rho_D \sum_{j=1}^{N_E} g(E_j) \sigma(E_j) \cdot L \cdot \Delta E, \quad (3.11)$$

gdzie:

- ΔE – szerokość kanału energetycznego (dla kanałów o równej szerokości),
- $\sigma(E_j)$ – przekrój czynny (musi być znany dla każdej wartości energii E_j).

W celach symulacji numerycznej konieczne jest podzielenie tarczy na pewną liczbę cienkich warstw. Przyjęto, że tarcza o grubości L została podzielona na N_x warstw, każda o takiej samej grubości Δx i wewnątrz każdej warstwy x_i rozkład energetyczny wiązki $g(E_j)|_{x_i}$ jest stały. Dlatego liczba neutronów N_i^{th} , które są generowane w i -tej warstwie tarczy, może być obliczona z następującego wzoru:

$$N_i^{th} = N_D^{beam} \rho_D \sum_{j=1}^{N_E} g(E_j)|_{x_i} \sigma(E_j) \cdot \Delta x \cdot \Delta E. \quad (3.12)$$

Całkowita liczba neutronów N^{th} generowanych w tarczy wynosi:

$$N^{th} = \sum_i^{N_x} N_i^{th} = N_D^{beam} \rho_D \sum_i^{N_x} \sum_j^{N_E} g(E_j)|_{x_i} \sigma(E_j) \cdot \Delta x \cdot \Delta E. \quad (3.13)$$

Wyrażenie (3.13) nie jest całkowicie poprawne, ponieważ gęstość deuteronów ρ_D nie jest stała w całej tarczy. W rzeczywistości powinno się użyć wyrażenia $\rho_D|_{x_i}$. Przykładowe wartości gęstości deuteronów zostały przedstawione w podrozdziale 3.6.4. Po wprowadzeniu oznaczenia $A = N_D^{beam} \Delta x \Delta E$ grupującego wartości stałych ostateczne wyrażenie ma postać:

$$N^{th} = A \cdot \sum_i^{N_x} \rho_D|_{x_i} \sum_j^{N_E} g(E_j)|_{x_i} \cdot \sigma(E_j). \quad (3.14)$$

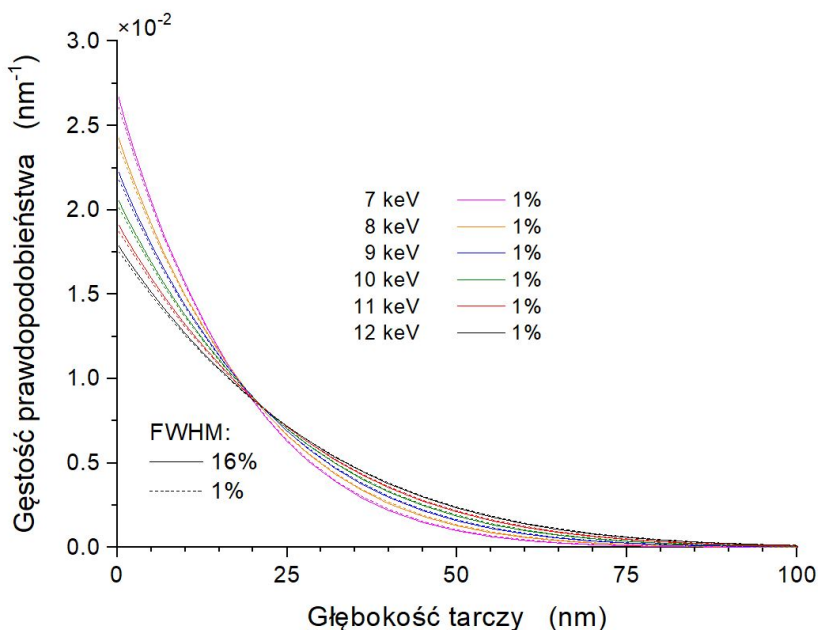
Wyrażenie (3.14) zostało wykorzystane w dalszych obliczeniach względnej wydajności neutronów (zob. podrozdz. 3.7.3).

Wydajność neutronów wzdłuż grubości tarczy

Funkcja gęstości prawdopodobieństwa $u(x_i)$ dla reakcji $d+d$ zachodzącej w całej grubości tarczy została zdefiniowana jako:

$$u(x_i) = \frac{A}{\Delta x} \cdot \rho_D |_{x_i} \cdot \sum_j^{N_E} g(E_j) |_{x_i} \cdot \sigma(E_j). \quad (3.15)$$

Zawiera ona informacje odnośnie do rozkładów neutronów generowanych podczas reakcji $d+d$ wzdłuż kierunku padania wiązki. Wyniki przedstawione są na rysunku 3.50.



Rys. 3.50. Rozkłady wydajności neutronów w funkcji grubości tarczy dla danej energii wiązki i dla dwu wybranych wartości FWHM rozmycia energii wiązki.

Linie ciągłe odpowiadają początkowej wartości FWHM równej 1%, natomiast linie przerywane wartości FWHM równej 16%

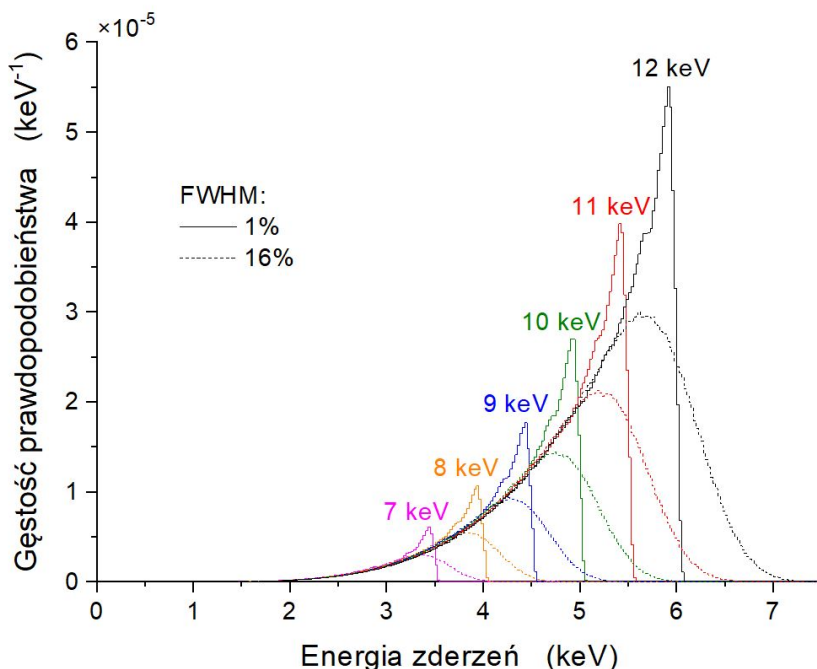
Wyniki pokazują, że tylko cienka część tarczy bierze istotny udział w generacji neutronów. Grubość tej części zależy od początkowej energii wiązki, ale nie przekracza ~ 20 – 30 nm. Udziały neutronów generowanych w części tarczy głębszej niż ~ 50 nm są niewielkie (zob. rys. 3.50). Dla każdej wartości energii początkowej deuteronów uderzających w tarczę nie ma ewidentnej zależności wydajności neutronów od początkowej wartości parametru FWHM wiązki.

Wydajność neutronów w funkcji energii zderzeń

Funkcja $w(E_j)$ będąca wynikiem sumowania po grubości tarczy:

$$w(E_j) = \frac{A}{\Delta E} \cdot \sum_i^{N_x} g(E_j)|_{x_i} \cdot \sigma(E_j) \quad (3.16)$$

reprezentuje wydatek neutronów w funkcji energii zderzeń w CMS. Wyniki przedstawione zostały na rysunku 3.51.



Rys. 3.51. Rozkład wydatku neutronów w funkcji energii zderzeń w CMS.

Linie ciągłe odpowiadają początkowej wartości FWHM równej 1%,
a linie przerywane wartości FWHM równej 16%

Pokazują one, że neutrony są głównie generowane jako wynik zderzeń $d + d$ odpowiadających pewnemu zakresowi energii zderzeń. Dlatego możliwe jest użycie terminu „średnia energia zderzeń”. Można zauważyć, że dla wartości parametru FWHM równej 1% występują piki odpowiadające rozkładowi energetycznemu po całej tarczy (na podstawie rys. 3.43, 3.48, 3.49). Rozkłady energetyczne dla wartości początkowej FWHM równej 1% mają najniższą dyspersję dla energii wyższych niż średnia energia zderzeń deuteronów. Dokładna wartość średnich energii zderzeń i odchylenia standardowe dla tych dwóch wartości FWHM są przedstawione w tabeli 3.5.

Tabela 3.5Średnie energie zderzeń i odchylenie standardowe rozkładu $w(E_j)$

Energia wiązki [keV]	7		8		9		10		11		12	
FWHM [%]	1	16	1	16	1	16	1	16	1	16	1	16
Średnia energia [keV]	3,06	3,13	3,48	3,57	3,90	3,99	4,32	4,42	4,73	4,83	5,14	5,25
Odchylenie standardowe [keV]	0,17	0,22	0,22	0,29	0,29	0,38	0,38	0,48	0,47	0,59	0,57	0,72

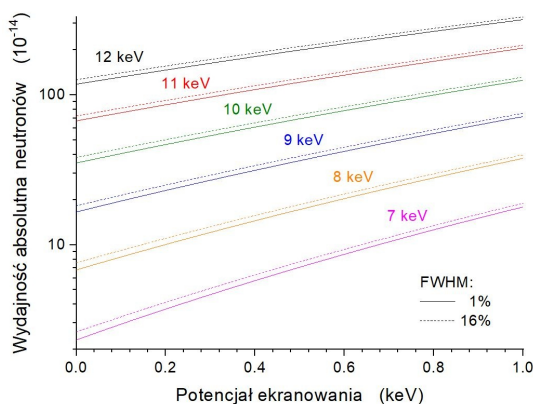
Oczywiście wartości średniej energii zderzeń deuteronów są nieco wyższe dla wartości FWHM równej 16% w porównaniu z tymi dla wartości FWHM równej 1%. Jest to skutkiem szerszego rozrzutu energii zderzeń deuteronów względem wartości średniej dla wartości FWHM równej 16%. Przesunięcie energii pomiędzy tymi dwoma zakresami wynosi w przybliżeniu 0,07–0,11 keV, co oznacza, że średnia energia zderzeń deuteronów dla odpowiedniego rozkładu jest $\approx 2\%$ mniejsza dla wartości FWHM równej 16% w porównaniu z wartością FWHM równą 1%. Odchylenie standardowe jest większe niż $\approx 30\%$ dla wartości FWHM równej 16% w porównaniu z wartością FWHM równą 1%.

3.7.3. Walidacja metody i określanie potencjału ekranowania

W tej sekcji zostaną przedstawione dwie metody mające na celu wyznaczenie wartości U_e przy użyciu absolutnych i względnych wydajności neutronów z reakcji $d+d$ dla dwóch wybranych wartości FWHM. Wpływ początkowego rozszerzenia wiązki zostanie zbadany w celu określenia wpływu parametrów pracy akceleratora na wyznaczone wartości potencjału ekranowania elektronowego.

Wydajności absolutne

Absolutna wydajność neutronów z reakcji $d+d$ w funkcji potencjału ekranowania elektronowego została obliczona zgodnie z wyrażeniem (3.14). Wyniki są przedstawione na rysunku 3.52.



Rys. 3.52. Absolutne wydajności neutronów w funkcji potencjału ekranowania elektronowego dla FWHM = 1% (linie ciągłe) i FWHM = 16% (linie przerywane)

Widoczne jest wyraźnie, że charakter obliczonych zależności wydajności w funkcji potencjału ekranowania elektronowego U_e jest praktycznie podobny dla dwóch rozpatrywanych początkowych rozkładów energetycznych. To pozwala porównywać wartości U_e wyekstrahowane z analizy różnych danych eksperymentalnych otrzymanych dla różnych wartości FWHM. Znaleziona wartość niepewności pomiarowej dla wartości U_e została wyznaczona ze zmierzonych wydajności neutronów i efektywności rejestracji neutronów.

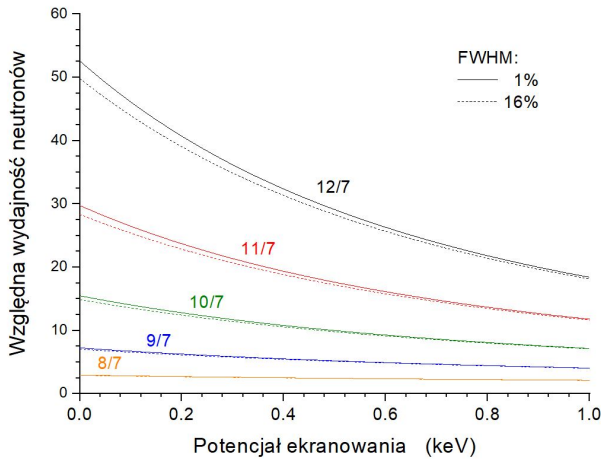
Wydajności względne

Użycie absolutnych wydajności neutronów w celu wyekstrahowania informacji odnośnie do charakterystyki reakcji $d + d$ wymaga znajomości z dużą precyzją absolutnej efektywności rejestracji neutronów. Uniknięcie w dalszych rozważaniach niepewności związanej z efektywnością rejestracji jest możliwe przy zastosowaniu względnych wydajności.

Względne wydajności Y_{kl} (zdefiniowane przez równanie (3.7)) mogą zostać wyznaczone przez równanie:

$$Y_{kl}(U_e) = \frac{N_k^{th}}{N_l^{th}} = \frac{\sum_i^{N_x} \rho_D |x_i \sum_j^{N_E} g_k(E_j) |x_i \cdot \sigma(E_j; U_e)}{\sum_i^{N_x} \rho_D |x_i \sum_j^{N_E} g_l(E_j) |x_i \cdot \sigma(E_j; U_e)}. \quad (3.17)$$

W celu walidacji metody względne wydajności obliczone dla tarczy TiD_2 dla dwóch wartości FWHM: 16% i 1% są przedstawione na rysunku 3.53.



Rys. 3.53. Wybrane względne wydajności neutronów w funkcji potencjału ekranowania dla FWHM = 1% (linie ciągłe) i FWHM = 16% (linie przerywane)

Ewidentne jest, że niepewność pomiarowa U_e wyznaczona na podstawie analizy eksperymentalnych względnych wydajności dla przypadku wartości FWHM równej 1% była nieco mniejsza w porównaniu z niepewnością dla wartości FWHM równej 16%. Porównując te dwie wartości U_e , można zadeklarować, że różnica pomiędzy wartościami niepewności pomiarowej w tych dwóch przypadkach była mniejsza niż około 6%. Zdaniem autora z powodu takiej

niewielkiej poprawy dokładności w wyznaczaniu wartości U_e można stwierdzić, że rozważana w niniejszej monografii metoda pomiarowa oparta na zastosowaniu akceleratorów plazmowych jest równouprawniona z zastosowaniem klasycznych akceleratorów, ponieważ głównym czynnikiem określenia dokładności wyznaczenia wartości U_e jest znajomość parametrów występujących w procesie spowolnienia deuteronów w tarczach dla ultraniskich energii.

Wartości U_e zostały wyznaczone przy użyciu procedury dopasowania za pomocą minimalizacji estymatora χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{kl} \frac{(Y_{kl}(U_e) - Y_{kl}^{\text{exp}})^2}{(\Delta Y_{kl}^{\text{exp}})^2}, \quad (3.18)$$

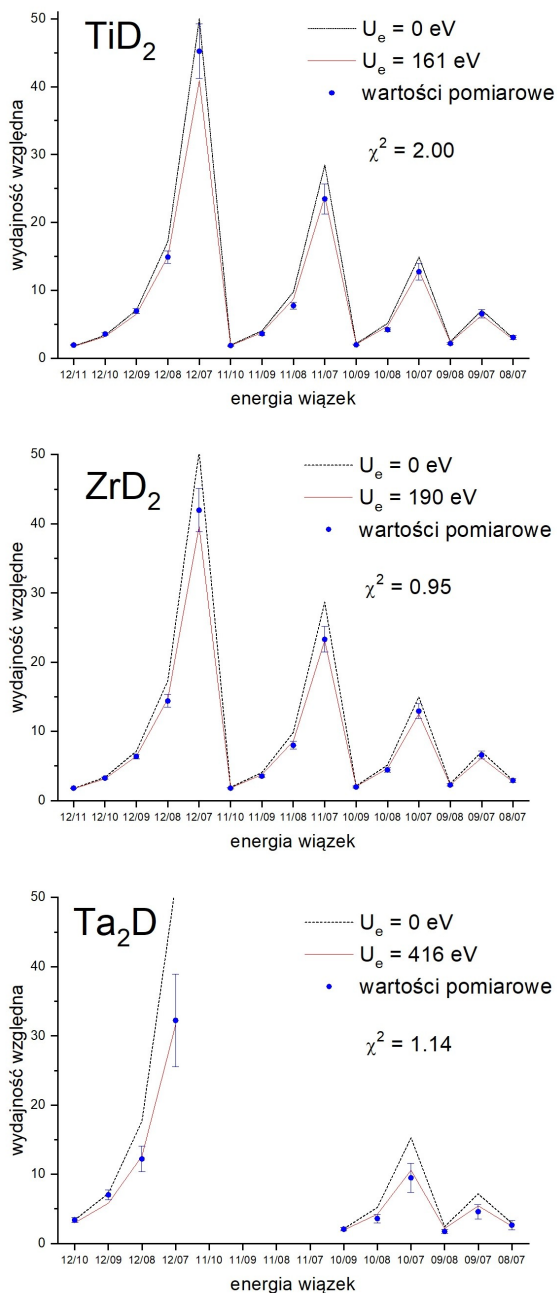
gdzie $(\Delta Y_{kl}^{\text{exp}})^2$ to niepewności pomiarowe wielkości Y_{kl} (zob. tab. 3.6).

Sumowanie po indeksach k, l oznacza, że został wzięty pod uwagę wybrany zestaw względnych wydajności neutronów, np. tak jak przedstawiono w tabeli 3.6. Wyniki eksperymentalne z tej tabeli zostały użyte do pokazania jakości dopasowania przy zastosowaniu wyrażenia (3.18), a wynik widoczny jest na rysunku 3.54. Na rysunku, jako wynik dopasowania, podana została wartość ekranowania elektronowego U_e .

Tabela 3.6

Względne wydajności eksperymentalne neutronów Y_{kl}^{exp} z niepewnościami pomiarowymi $\Delta Y_{kl}^{\text{exp}}$ dla reakcji $d + d$ dla trzech różnych tarcz

Energia wiązki [keV]	Tarcza		
	TiD ₂	ZrD ₂	Ta ₂ D
12/11	1,30 ± 0,08	1,80 ± 0,06	—
12/10	3,55 ± 0,18	3,25 ± 0,15	3,4 ± 0,3
12/9	6,94 ± 0,36	6,4 ± 0,3	7,0 ± 0,7
12/8	14,9 ± 0,9	14,4 ± 0,9	12,2 ± 1,9
12/7	45,3 ± 4,0	42,0 ± 3,1	32,2 ± 6,7
11/10	1,84 ± 0,11	1,80 ± 0,10	—
11/9	3,60 ± 0,22	3,54 ± 0,20	—
11/8	7,7 ± 0,5	8,0 ± 0,6	—
11/7	23,5 ± 2,2	23,3 ± 1,9	—
10/9	1,95 ± 0,13	1,96 ± 0,12	2,07 ± 0,25
10/8	4,2 ± 0,3	4,4 ± 0,3	3,6 ± 0,6
10/7	12,7 ± 1,2	12,9 ± 1,1	9,5 ± 2,1
9/8	2,15 ± 0,16	2,26 ± 0,18	1,7 ± 0,3
9/7	6,5 ± 0,6	6,6 ± 0,6	4,6 ± 1,0
8/7	3,0 ± 0,3	2,9 ± 0,3	2,6 ± 0,7



Rys. 3.54. Porównanie obliczonych i eksperymentalnych względnych wydajności neutronów dla $U_e = 0$ i U_e wyznaczonego za pomocą procedury dopasowania dla rozpatrywanych tarcz.

Widoczne jest, że otrzymano lepszy opis danych eksperymentalnych.

Wartości estymatora χ^2 podane są dla każdego dopasowania

Wyniki symulacji zostały porównane z dostępnymi danymi eksperymentalnymi w celu w pewnym sensie walidacji obliczeń i sprawdzenia, jaka część wyników może zostać opisana przy użyciu zastosowanej metodologii. Jest ewidentne, że pakiet symulacyjny Monte Carlo SRIM daje możliwość otrzymania dokładnych informacji odnośnie do charakterystyki spowalniania wiązki deuteronów podczas jej przejścia przez tarczę zbudowaną z deuteryzowanych metali. Te informacje są konieczne do wyznaczenia (z dużą dokładnością) oczekiwanej wydajności neutronów z reakcji $d + d$. Ponadto wyznaczone mogą być następujące charakterystyki: astrofizyczny S-faktor i potencjał ekranowania elektronowego dla reakcji $d + d$. Zostało pokazane, że charakterystyki procesu spowalniania deuteronów w tarczy są praktycznie podobne dla różnych początkowych rozrzutów energii wiązki deuteronów. To stwarza możliwość porównywania wyników eksperymentalnych z badań reakcji $d + d$ otrzymanych z wykorzystaniem różnych początkowych rozrzutów energii wiązek deuteronowych.

4. Przedstawienie i omówienie wyników badań

Niniejszy rozdział stanowi zwięźczenie całości pracy – zostały w nim przedstawione i omówione wyniki prowadzonych badań. Opis ma charakter syntetyczny, celem przejrzystości przytoczone zostały wyniki końcowe, z pominięciem wielu szczegółów, które dla tego typu opisów można bez straty jasności wywodu pominąć. Rozdział ten powstał na bazie streszczenia wyników wielu publikacji literaturowych zespołu LESI.

Poniżej zostaną przedstawione i omówione wyniki badań. Wpierw dokonany zostanie przegląd przeprowadzonych badań, a w kolejnych podrozdziałach zaprezentowane zostaną osobno wyniki dla poszczególnych badanych reakcji syntezy. Podrozdziały zostały przypisane poszczególnym reakcjom: $p + d$, $p + t$, $d + d$, $d + {}^3\text{He}$, $d + {}^4\text{He}$ oraz $t + {}^4\text{He}$, przeprowadzanym za pomocą różnych metod oraz z użyciem tarcz o różnej konstrukcji.

4.1. Przegląd przeprowadzonych pomiarów

Ogólne zestawienie przeprowadzonych pomiarów prezentuje tabela 4.1. Podano w niej, jaki typ akceleratora został użyty, jaka reakcja była badana oraz jakie zastosowano tarcze.

Tabela 4.1

Podsumowanie głównych wyników z pomiarów z wykorzystaniem akceleratorów plazmowych.

Zastosowano następujące oznaczenia: S – astrofizyczny S -faktor, σ – przekrój czynny,

U_e – potencjał ekranowania elektronowego, $U_e(T)$ – zależność temperaturowa U_e ,

f – współczynnik wzmocnienia, [...] – orientacja sieci krystalicznej

Metoda/ akcelerator	Reakcja	Tarcza	Okres	Otrzymane wyniki	Ref.
Bezpośredni Z-pincz	$d + d$	linier CD_2 wzdłuż pręta Cu	1999–2000	górne ograniczenie na σ dla energii 0,11, 0,34, 0,37, 1,46 keV	[127]

Tabla 4.1 cd.

Odwrotny Z-pincz	d + d	liner CD ₂	2004–2005	S, σ dla energii 1,8–6,2 keV	[100, 128]
	p + d	liner CD ₂	2004–2005	górnne ograniczenie: na S, σ dla energii 2,7–16,7 keV	[129]
TCSFP	d + d	strumienie plazmy deuterowej	2002–2004	górnny limit dla S i σ	[129, 130]
Akcelerator Halla	p + d	D ₂ O na dysku Cu	2007–2008	S, σ	[100, 131]
	d + d	stałe CD ₂ i D ₂ O	2006–2008	S, σ	[132, 133]
	d + d	deuteryzowane metale	2008–2009	jw. i U_e	[13]
	d + d	deuteryzowane metale	2010–2011	jw. i $U_e(T)$	
	p + d	TiD ₂ i ZrD ₂	2011–2016	(20–200°C)	[13]
	p + d	TiD		S dla 5,3–10,5 keV	[9, 134]
	p + d	ZrD		S, σ	[117, 135, 136]
	d + d	ZrD ₂		S	[13, 137]
	d + d	TiD ₂		S	
	d + d	TaD _{0,5}		S	
d + d	TiD ₂		f, efekt kanałowania	[138]	
Akcelerator Halla	p + t	TiT	2016–2020	S	[139]
	³ He + d	ZrD ₂		f	[85]
	³ He + d	TiD ₂		f	[119]
	³ He + d	ZrD ₂		U_e dla [111], [100]	
	⁴ He + t	TiT		σ (limit górnny)	[78, 94, 140]
				S	[99]

Ujęte są pomiary prowadzone w okresie ponad 20-letnim z wykorzystaniem tarcz gazowych, ciała stałego (deuteryzowany polietylen, ciężki lód) oraz metalicznych. Widoczny jest rozwój badań, stosowanie nowych akceleratorów i nowych tarcz. Nowe wyniki były też skutkiem doskonalenia metod badawczych, obliczeniowych itp. Przez ten długi okres zmieniały się podejście, stawiane problemy oraz ich rozwiązania. Zmiany następowały wraz ze zdobywaniem nowej wiedzy i doświadczenia oraz wraz z pojawianiem się nowych hipotez teoretycznych i wyników prac innych grup badawczych.

4.2. Badanie reakcji p + d

4.2.1. Wprowadzenie

Badania reakcji p + d przeprowadzono przy użyciu odwrotnego Z-pincza oraz za pomocą akceleratora Halla. Wykorzystano w tym celu tarcze w postaci CD₂, ciężkiego lodu naniesionego na dysk miedziany oraz z użyciem deuteryzowanych metali (tytan i cyrkon). Zbadano następujące parametry reakcji: S-faktor, przekrój czynny σ oraz współczynnik wzmocnienia reakcji wskutek ekranowania elektronowego f . W kolejnych podrozdziałach omówiono poszczególne badania.

Pierwsze badania wykonano przy wykorzystaniu plazmy linerowej wygenerowanej w układzie odwrotnego Z-pincza na akceleratorze MIG w HCEI [129, 141] w latach 2004–2005. Należy zauważyć, że wciąż nieopublikowane pozostają informacje, zarówno eksperymentalne, jak i teoretyczne, dotyczące reakcji $p+d$ w deuterkach (wodorkach) metali w rejonie ultraniskich energii oddziaływań. Istnieje tylko kilka prac odnośnie do badań reakcji $p+d$ w tarczach gazowego deuteru [142], ciężkiej wody D_2O [100, 143, 144] oraz deuteryzowanego polietylenu [12, 129, 141]. Za pionierskie pomiary tej reakcji z wykorzystaniem tarcz metalicznych można uznać przeprowadzone przez zespół LESI badania reakcji $p+d$ w zakresie energii protonu 9–11 keV w układzie laboratoryjnym dla tarczy deuterku cyrkonu [117, 135].

4.2.2. Badania astrofizycznego S-faktora

W tym podrozdziale opisano wyniki dla podanych poniżej tarcz i przy użyciu różnych akceleratorów. W podsumowaniu rozdziału zostaną zestawione wyniki wszystkich pomiarów wraz z odnośnikami do wartości literaturowych.

Plazma linerowa

Jako pierwsze zostały wykonane eksperymenty, których celem była identyfikacja kwantów gamma o energii 5,5 MeV z reakcji $p+d$ za pomocą plastikowych scyntylatorów i kryształów Na(Tl). Wygenerowano dziesięć pojedynczych wyładowań linerowych plazmy („strzałów”) na akceleratorze, osiem służyło do pomiarów kwantów gamma, dwa do pomiarów tła. Otrzymane wyniki (ze względu na niską statystykę i niewielką powtarzalność) pozwoliły jedynie na oszacowania górnego limitu na wartość S-faktora na poziomie $S_{pd}(E_{pd} = 10,2 \text{ keV}) \leq 0,25 \text{ eV}\cdot\text{b}$ [129, 141].

Zestawiona D_2O

Kolejnym krokiem były badania przy użyciu tarczy z zestawionej ciężkiej wody D_2O opisanej w podrozdziale 3.5.2. Pomiary wykonano dla astrofizycznego S-faktora i dla przekroju czynnego dla średnich energii zderzeń {8,28, 9,49 i 10,10} keV. Rejestrowano kwanty gamma o energii 5,5 MeV za pomocą plastikowych scyntylatorów i kryształów Na(Tl). Użyto akceleratora Halla w HCEI. Otrzymano następujące wartości S-faktora (eV·b): $0,237 \pm 0,071$, $0,277 \pm 0,064$ i $0,298 \pm 0,065$ dla trzech wymienionych wartości energii. Widoczne jest, że wartości zmierzone za pomocą tarczy z zestawionej ciężkiej wody znajdują się poniżej limitu wyznaczonego za pomocą plazmy linerowej.

Deuterki metali

Przedstawiono tu wyniki dla dwóch tarcz: z deuterku tytanu i deuterku cyrkonu. Wartości eksperymentalne S-faktora dla reakcji $p+d$ w rozważanym zakresie energii zostały otrzymane na podstawie wyrażenia [117]:

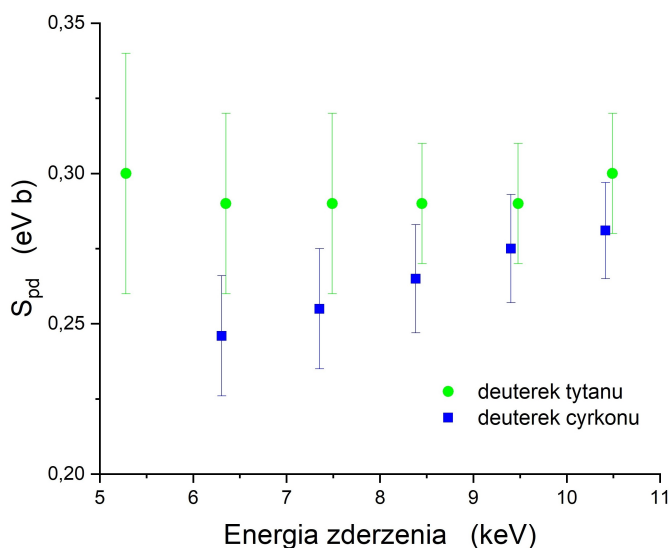
$$\overline{S(E)} = \frac{N_\gamma^{\text{exp}}}{N_p \epsilon_n \int_0^\infty e^{-2\pi\eta} D(E) dE \int_0^\infty n(x(E, E')) f(E') dE'}. \quad (4.1)$$

gdzie:

- N_{γ}^{exp} – zarejestrowana liczba kwantów gamma,
- N_d – liczba protonów penetrujących tarczę,
- ε_{γ} – wydajność rejestracji kwantów gamma (tutaj $0,300 \pm 0,006$),
- $D(E)$ – analityczne straty energii protonów w tarczy, $D(E) = -1/E \cdot dE/dx$,
- $n(x(E, E'))$ – funkcja koncentracji deuteronów w tarczy na głębokości x mających energię zderzeń E' dla energii E protonu wiązki,
- $f(E')$ – rozkład po energii zderzeń protonów i deuteronów tarczy.

Szczegóły związane z wyprowadzeniem użytych zależności można znaleźć przykładowo w publikacji [145].

W eksperymencie z deuterkiem tytanu wykonano pomiar astrofizycznego S-faktora w zakresie energii zderzeń 5,3–10,5 keV, natomiast w przypadku deuterku cyrkonu przeprowadzono pomiar efektywnego przekroju czynnego i S-faktora dla energii od 7 keV do 13 keV [117]. Wyniki dla astrofizycznego S-faktora są zebrane na rysunku 4.1, gdzie widać jego zachowanie dla wspomnianych zakresów energii [134] i tym samym różnice wartości dla obydwu deuterków metalu.



Rys. 4.1. Porównanie wartości S-faktora wyznaczonego z pomiarów w deuterku tytanu i cyrkonu

Można zaobserwować, że wartości S-faktora dla deuterku tytanu są nieco wyższe niż dla deuterku cyrkonu. Jednak po uwzględnieniu niepewności pomiarowych różnice te nie są zbyt duże. Dla deuterku cyrkonu wyraźniejsza jest zależność S-faktora od energii, ale niepewności pomiarowe nie pozwalają na wyciągnięcie jednoznacznych wniosków. Widoczna jest również zgodność wyników z poprzednimi pomiarami (oszacowanie przy wykorzystaniu plazmy linerowej i zestalonej ciężkiej wody).

4.2.3. Wyznaczanie przekroju czynnego

Plazma linerowa

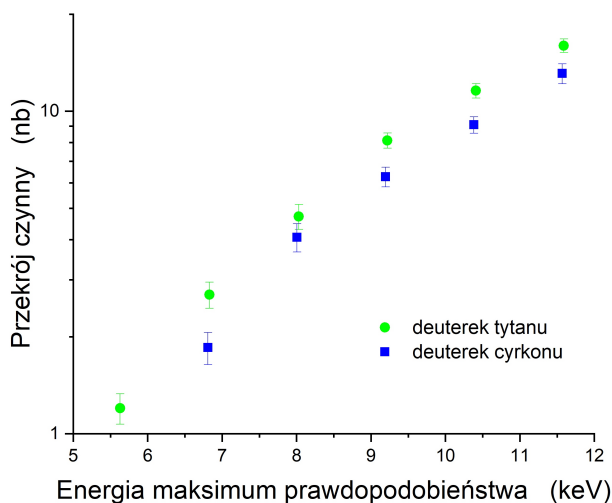
Rezultaty przywołanego poprzednio eksperymentu w HCEI [129, 141] pozwoliły wyznaczyć górny limit przekroju czynnego na poziomie: $\sigma_{pd}(2,7 \leq E_{pd} \leq 16,7 \text{ keV}) \leq 4 \text{ nb}$.

Zestawiona D₂O

Użyto tarczy opisanej w podrozdziale 3.5.2. Wartości przekroju czynnego dla średnich energii zderzeń 8,28 keV, 9,49 keV i 10,10 keV wynoszą odpowiednio: 3,86 nb, 7,09 nb i 9,24 nb. Biorąc pod uwagę oszacowanie dla plazmy linerowej, widzimy, że zmierzone wartości są większe od przedstawionego limitu (poza wartością dla najmniejszej energii). Rozbieżności należy upatrywać w tym, że oszacowania górnego limitu dokonano dla bardzo szerokiego zakresu energii, a zależność przekroju czynnego od energii jest bardzo silna.

Deuterki metali

Wyniki dla przekroju czynnego w deuterkach metali przedstawione są na rysunku 4.2.



Rys. 4.2. Porównanie wartości przekroju czynnego wyznaczonego z pomiarów w deuterku tytanu i cyrkonu

Widoczne jest, że wartości przekroju czynnego dla deuterku tytanu są nieco wyższe niż dla deuterku cyrkonu, co jest oczywiście związane z wartościami S-faktora przedstawionymi na rysunku 4.1. Jednak otrzymane wartości są dość podobne i ilustrują podobną zależność od energii. W przypadku pomiarów dla zestawionej wody otrzymane wyniki obejmują szerszy zakres energii, a dla wspólnego zakresu występuje dość dobra zgodność [134].

4.2.4. Potencjały ekranowania

Otrzymano wartość potencjału ekranowania elektronowego U_e dla deuterku tytanu równą: 242 ± 64 eV [9, 134], natomiast nie zaobserwowano wystąpienia ekranowania elektronowego dla deuterku cyrkonu! Ekranowania elektronowego nie stwierdzono również dla CD_2 oraz D_2O .

Należy zaznaczyć, że wartości potencjału ekranowania elektronowego U_e otrzymane przez zespół LESI dla deuterku tytanu widocznie przekraczają wartości dla reakcji $d+d$ zachodzącej w analogicznej tarczy dla podobnego zakresu energii zderzeń deuteru (zob. podrozdz. 4.4) [13, 120, 146, 147]. Wynik ten jest zupełnie nieoczekiwany, tzn. zgodnie z teoretycznymi oszacowaniami wystąpienie efektu ekranowania elektronowego w opisywanym zakresie energii dla zderzenia proton-deuteron na otrzymanym poziomie jest praktycznie wykluczone. Przyczyna tak znacznej wartości potencjału ekranowania nie jest jeszcze w pełni poznana. Co więcej, dla reakcji $p+d$ wartość ta jest ponad dwukrotnie większa niż potencjał zmierzony dla reakcji $d+d$ w identycznych warunkach eksperymentalnych. Ta wyraźna dysproporcja stanowi poważne wyzwanie dla istniejących modeli teoretycznych. Konieczne jest zaznaczenie jednego ważnego uwarunkowania związanego z tą zależnością, tj. zależności astrofizycznego S-faktora dla reakcji $p+d$ od energii zderzenia cząstki w kanale wejściowym. Stałość zależności E_{col} obserwowana w pewnym stopniu dla badanego zakresu energii zderzeń $p+d$ jest, zdaniem badaczy z zespołu LESI, związana ze zmniejszaniem się wartości S-faktora, będącym następstwem zmniejszania się energii zderzeń jako wyniku obecności efektu ekranowania. Warte zauważenia jest również to, że odkryte eksperymentalnie wzmocnienie reakcji $p+d$ w zakresie ultraniskich energii występuje w tarczy deuterku tytanu, ale nie występuje w eksperymentach z tarczą ZrD (zob. podrozdz. 4.2.6). Jest to przykład jednego z wyników, którego natura jeszcze nie została wyjaśniona.

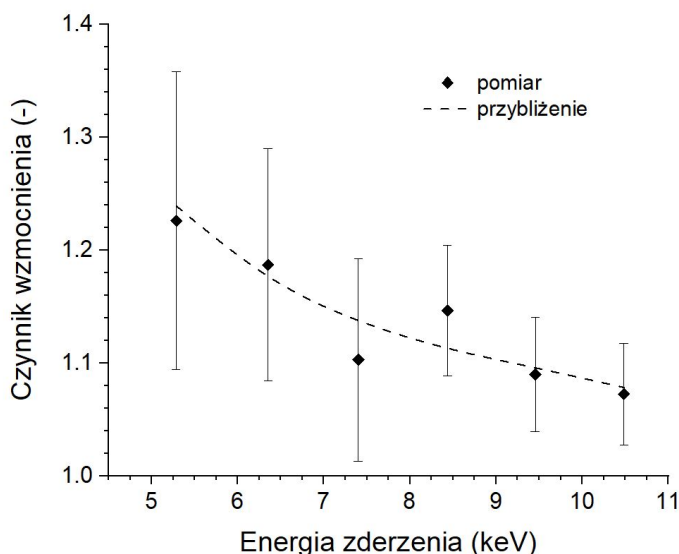
4.2.5. Współczynnik wzmocnienia reakcji

Wyniki dla reakcji w TiD przedstawione są na rysunku 4.3 [134]. Funkcja teoretyczna opisująca współczynnik wzmocnienia $f_{pd}^{theor}(E)$ używana do dopasowania danych pomiarowych [145] dana jest następującym wyrażeniem:

$$f_{pd}^{theor}(E) = N_{\gamma}^{fit}(E) / N_{\gamma}^{calc}(E, U_e = 0), \quad (4.2)$$

gdzie użyty jest stosunek rzeczywistej $N_{\gamma}^{fit}(E)$ oraz obliczeniowej $N_{\gamma}^{calc}(E, U_e = 0)$ liczby zliczeń kwantów gamma, przy czym obliczenia są wykonywane dla potencjału ekranowania równego zero.

Jak pokazano na rysunku 4.3, wartość eksperymentalna współczynnika wzmocnienia pozostaje w dobrej zgodności z odpowiednimi wartościami obliczonymi z wykorzystaniem wyrażenia (4.2). To wskazuje, że efekt wzmocnienia reakcji $p+d$ był widocznie manifestowany w wyniku ekranowania elektronowego oddziałujących protonów i deuteronów w tarczach TiD dla E_{col} w zakresie 5,3–10,5 keV [145]. Jak już wspomniano w podrozdziale 4.2.4, dla deuterku cyrkonu nie zaobserwowano efektu ekranowania, stąd współczynnik wzmocnienia jest równy 1.



Rys. 4.3. Zależność czynnika wzmocnienia dla reakcji $p + d$ od średniej energii E_{col} zderzenia proton-deuteron. Linie ciągłe – wynik przybliżenia pomiarów $f_{pd}^{exp}(E_{col})$ zgodnie ze wzorem (4.2)

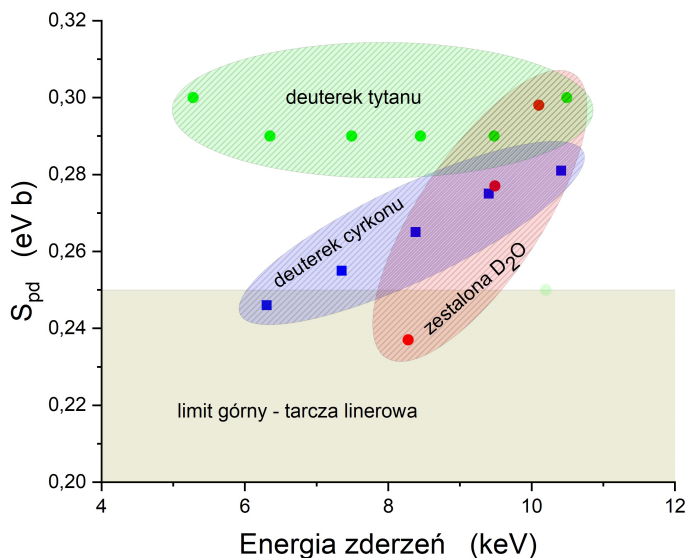
4.2.6. Zestawienie wyników badań reakcji $p + d$

Podsumowanie wszystkich omówionych w poprzednich podrozdziałach pomiarów dla $p + d$ przedstawione jest na rysunku 4.4 dla astrofizycznego S-faktora oraz na rysunkach 4.5 i 4.6 dla przekroju czynnego. W kolejnych sekcjach zawarte jest ich omówienie i porównanie z wartościami literaturowymi (tylko dla astrofizycznego S-faktora i przekroju czynnego, ze względu na brak innych danych literaturowych).

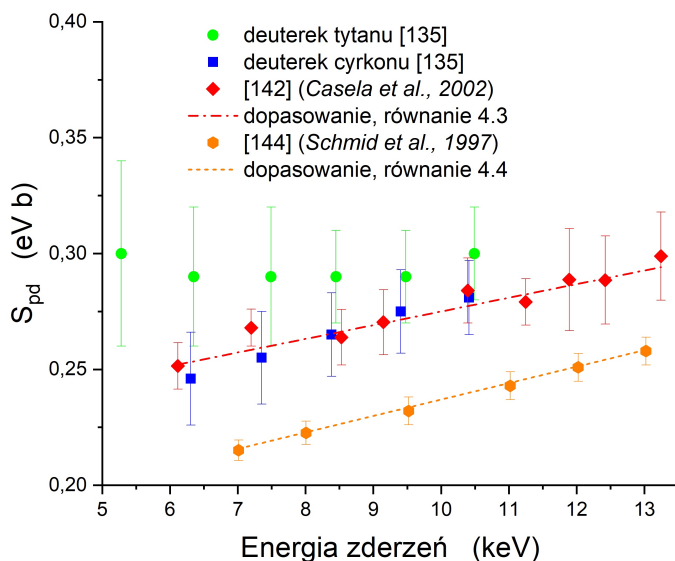
Astrofizyczny S-faktor

Zbiorcze porównanie wyników otrzymanych z plazmy linerowej (oszacowanie górne), zestalonej ciężkiej wody i deuterków metali zostało przedstawione na rysunku 4.4. Widoczna jest powtarzalność wartości S-faktora z rozbieżnością $\sim 30\%$. Wartość S-faktora zwiększa się wraz z gęstością ośrodka, w którym zostały przeprowadzone pomiary. Efekt ten można przypisać ekranowaniu elektronowemu, a także innym zjawiskom, które zachodzą w ciele stałym.

W przypadku reakcji w deuterkach metali możliwe było wykonanie porównań z danymi literaturowymi. Rysunek 4.5 pokazuje zależność astrofizycznego S-faktora dla reakcji $p + d$ od energii zderzeń proton-deuteron dla tarcz z deuteryzowanego cyrkonu i tytanu. Podobne zależności zmierzone przez zespół badaczy z Laboratorium Podziemnej Astrofizyki Jądrowej (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics) (LUNA) i opisane w publikacjach [142, 144] zostały również pokazane oraz porównane z otrzymanymi wynikami.



Rys. 4.4. Podsumowanie otrzymanych wyników z przeprowadzonych pomiarów dla S-faktora dla reakcji $p + d$



Rys. 4.5. Zależność astrofizycznego S-faktora dla reakcji $p + d$ od energii zderzeń proton-deuteron. Zielone kółka i niebieskie kwadraty odpowiadają danym z pomiarów zespołu LESI opublikowanym w [135], natomiast pozostałe dane to dane literaturowe z [142, 144]. Linie ciągłe „śledzą” wyniki dopasowania tych danych zgodnie z (4.3) i (4.4)

Prezentowane na rysunku 4.5 linie proste przedstawiające zależność S-faktora od energii opisane są następującymi zależnościami:

$$S_{pd}(E_{col}) = 0,216 + 0,0059 \cdot E_{col} \quad (4.3)$$

dla danych zawartych w [142] oraz

$$S_{pd}(E_{col}) = 0,166 + 0,0071 \cdot E_{col} \quad (4.4)$$

dla danych z [144].

Można zauważyć, że przedstawione wartości astrofizycznego S-faktora dobrze zgadzają się z wynikami z [142], otrzymanymi przy użyciu gazowego deuteru i są większe niż wartości wzięte z [144], które zostały wyznaczone przy użyciu tarczy z ciężkiej wody D_2O . Przyczyna rozbieżności pomiędzy wynikami przedstawionymi a wynikami z [144] pozostaje nieznana. Zwiększająca się liniowo zależność (znaleziona przez autorów [142] i [144]) astrofizycznego S-faktora od energii zderzeń proton-deuteron jest potwierdzona (w ramach błędów pomiarowych) przez przedstawione dane. Należy zauważyć, że błędy statystyczne otrzymanych wartości $S_{pd}(E)$ i ograniczony zakres energii zderzeń proton-deuteron, dla którego określono S-faktor, nie pozwalają na wyznaczenie z wysoką dokładnością parametrów $S_{pd}(E) = S_0 +$ liniowa zależność funkcyjna. Jednak wyniki tego pierwszego eksperymentu służącego pomiarowi astrofizycznego S-faktora dla reakcji $p + d$ w tarczy z deuteryzowanego cyrkonu nie różnią się (w granicach błędu pomiarowego) od rezultatów podobnych eksperymentów wykonanych w tarczy gazowego deuteru [142]. To sugeruje, że efekt wzmocnienia reakcji $p + d$ w wyniku ekranowania elektronowego nie przejawiał się (nawet jeśli istnieje) w tarczy z deuteryzowanego cyrkonu na obserwowalnym poziomie. W związku z tym wpływ tego efektu na intensywność reakcji $p + d$ w deuteryzowanym cyrkonie jest znacznie słabszy niż jego wpływ na reakcję $d + d$. Ta konkluzja jest potwierdzona przez oszacowania teoretyczne.

Dane literaturowe dla szerszego zakresu energii (do 28 keV) można znaleźć w [117], gdzie pokazano, że prezentowane zależności $S_{pd}(E)$ dobrze opisują dane w nieco wyższym zakresie energii.

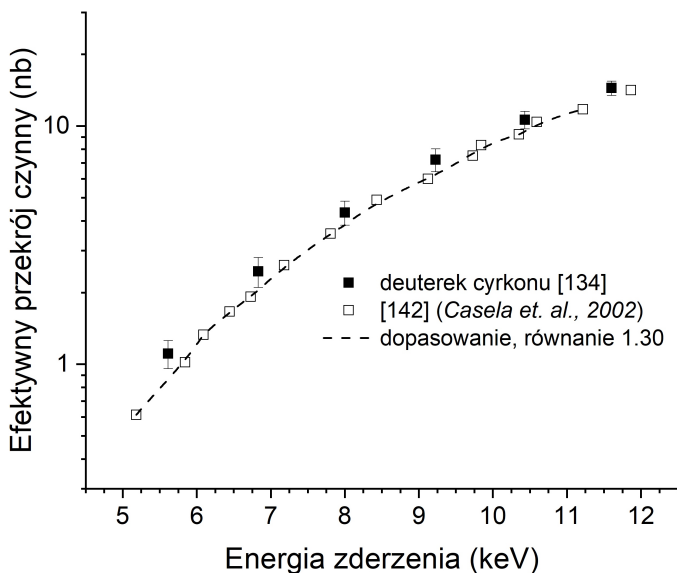
Przekrój czynny

Rysunek 4.6 pokazuje zależność zmierzonego przekroju czynnego dla reakcji $p + d$ w funkcji energii zderzeń E_m (E_m – energia zderzeń proton-deuteron dla maksimum funkcji $P(E)$). Wartość $\sigma_{pd}(E_m)$ została wyznaczona z wzoru (4.5) [9]:

$$\sigma_{pd}(E_m) = \frac{N_\gamma^{\text{exp}}}{N_{p(d)} \epsilon_\gamma n_t l_{\text{eff}}(E_m) K(E_m)} \quad (4.5)$$

przy użyciu eksperymentalnie zmierzonych wydajności kwantów gamma z reakcji $p + d$ i wliczonych wartości efektywnego zasięgu protonu $l_{\text{eff}}(E_m)$ w tarczy i wartości $K(E_m)$. Przekrój czynny dla reakcji $p + d$ mierzony w [142], odpowiadający pewnym wartościom efektywnej energii zderzeń protonów i deuteronów E_m (przeskalowany na warunki cytowanego eksperymentu) został również pokazany dla porównania. Jak widać na rysunku 4.6, obliczona

zależność przekroju czynnego od energii zderzeń $\sigma_{pd}(E_m)$, odpowiadająca warunkom eksperymentu [142], leży poniżej $\sigma_{pd}(E_m)$ zmierzonej eksperymentalnie przez zespół LESI. Rozbieżność pomiędzy prezentowanymi zależnościami potwierdza obecność efektu ekranowania elektronowego dla oddziałujących protonów i deuteronów, co skutkuje zwiększeniem przekroju czynnego dla reakcji p + d w porównaniu z przypadkiem oddziaływania „gołych” protonów i deuteronów (zob. wzór (1.30)).



Rys. 4.6. Zależność efektywnego przekroju czynnego $\sigma_{pd}(E_m)$ dla reakcji p + d od energii zderzeń proton-deuteron (E_m). Puste kwadraty – wyniki prac zespołu LESI, pełne kwadraty – rezultaty [142] (LUNA), linia przerywana – wyniki obliczeń przekroju czynnego reakcji p + d za pomocą wzoru (1.30) przy użyciu zależności astrofizycznego S-faktora od energii zderzeń z [142]

Dobra zgodność pomiędzy wynikami niniejszej pracy i pracy [142] dla danych efektywnego przekroju czynnego sugeruje, że podejście analityczne [128] zastosowane do wyznaczenia wartości jest poprawne.

Przedstawione powyżej wyniki stanowią potwierdzenie analitycznej metody analizy danych przekroju czynnego, opisaną w pracy [128], a jednocześnie dowodzą braku efektu ekranowania elektronowego dla reakcji p + d zachodzącej w tarczy z deuterku cyrkonu. W ramach tego podejścia analitycznego wykorzystuje się obliczeniowe wartości efektywnej drogi swobodnej protonów w tarczy, $l_{eff}(E_m)$ oraz współczynnika $K(E_m)$.

Rozciągając zakres energii do ponad 20 keV oraz porównując wartości zmierzone przy użyciu gazowej tarczy [144], również otrzymujemy dość dobrą zgodność.

4.2.7. Podsumowanie

Jako podsumowanie całego zbioru danych pomiarowych otrzymanych przez zespół LESI przy badaniu reakcji $p + d$ w ultraniskim zakresie energii można wskazać na następujące najistotniejsze punkty:

- po raz pierwszy, z wysokim poziomem ufności, zjawisko ekranowania elektronowego dla reakcji $p + d$ dla deuteryzowanego tytanu zostało zaobserwowane eksperymentalnie [114, 148],
- efekt ekranowania elektronowego w reakcji $p + d$ nie występuje w przypadku tarcz z ciężkiej wody D_2O i w deuteryzowanym polietylenie [117, 135],
- wartości potencjału ekranowania elektronowego $U_e = 242 \pm 64$ eV otrzymane przez badaczy z zespołu LESI widocznie przewyższają odpowiednie wartości dla reakcji $d + d$ zmierzone dla analogicznych tarcz i dla tego samego zakresu energii zderzeń deuteronów [13, 147].

Oczywiście w celu dokładnego wyjaśnienia wszystkich zagadek badawczych konieczne jest przeprowadzenie bardziej dokładnych pomiarów dotyczących reakcji $p + d$ w szerszym zakresie energii zderzeń proton-deuteron, z wykorzystaniem tarcz z deuterków metali z odpowiedniego okresu i grupy układu okresowego pierwiastków chemicznych, półprzewodników z różnym typem przewodności i izolatorów.

4.3. Badanie reakcji $p + t$

4.3.1. Wprowadzenie

Badanie reakcji (1.38) stanowi istotny element badań astrofizycznych oraz fizyki układów kilkunukleonowych [139]. Reakcję $p + t$ badano w zakresie energii 12–34 keV (w układzie laboratoryjnym), co odpowiada zakresowi 7,8–20,1 keV w układzie CMS, wykorzystując impulsowy akcelerator Halla w NRTPU oraz tarczę z trytku tytanu (TiT). Na podstawie pomiarów skład tarczy określono jako $TiT_{1,5}$. Kwanty gamma o energii 19,8 MeV rejestrowano za pomocą macierzy ośmiu detektorów NaI(Tl).

Całkowita liczba protonów uderzających w tarczę w trakcie pojedynczego impulsu o czasie trwania 10 μs wynosiła $5 \cdot 10^{14}$. Wartość tę wyznaczano dla każdego impulsu na drodze całkowania prądu tarczy z deklarowaną dokładnością na poziomie niższym lub równym 1%. Udział neutralnych atomów wodoru w wiązce protonów oszacowano na mniej niż 1,1% na poziomie ufności 95%. Użycie krótkich (10 μs) impulsów pozwoliło na redukcję tła pochodzącego od promieniowania kosmicznego i promieniotwórczości naturalnej o czynnik 10^5 .

Ze względu na brak kalibracyjnych źródeł promieniowania gamma o energii zbliżonej do badanej (19,8 MeV) efektywność detekcji wyznaczono metodami MC (pakiet Geant4) [139]. Z powodu małego przekroju czynnego reakcji (1.38) kluczowe znaczenie miała minimalizacja i szacowanie procesów tła (szczegółowy opis w podrozdziale 3.4.2).

Procedura selekcji użytecznych zdarzeń oraz analiza danych były analogiczne jak dla reakcji (1.45) (opisanej w podrozdziale 4.6) ze względu na podobieństwo zastosowanych tarcz oraz charakteru tła.

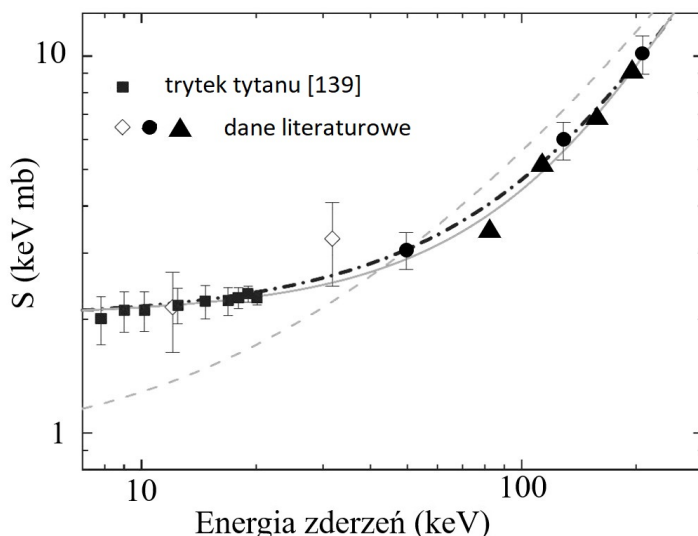
4.3.2. Wyniki i dyskusja

Dla zbadanego wąskiego zakresu energii w układzie CMS 7,83–20,14 keV zależność S-faktora od energii jest praktycznie liniowa. Jednakże w szerszym zakresie do 200 keV zależność nie jest już funkcją liniową i może być opisana z dobrą dokładnością zależnością kwadratową:

$$S(E) = S_0 + S_1 \cdot E + S_2 \cdot E^2, \quad (4.6)$$

gdzie współczynniki parametryzacji są wyznaczone eksperymentalnie lub teoretycznie.

W celu wyznaczenia pełnej zależności S-faktora od energii do 200 keV wykorzystano dane omówione w [139]. Wynik tej analizy przedstawiono na rysunku 4.7.



Rys. 4.7. Zależność S-faktora od energii zderzeń proton-tryton (E_m) dla reakcji $p + t$.

Wyniki eksperymentu zespołu LESI [139] oznaczone są pełnymi kwadratami, pozostałe dane są danymi literaturowymi (zob. dyskusję w [139]). Wszystkie krzywe przedstawiają S-faktor otrzymany na podstawie wzoru (4.6) dla różnych zestawów parametrów opisanych w tabeli 4.2: linia ciągła – wyniki otrzymane przez zespół LESI, linia kreskowana – wyniki obliczeń teoretycznych, linia kropkowo-kreskowa – wyniki wcześniejszych prac eksperymentalnych

Wartości współczynników parametryzacji S-faktora otrzymane przez różnych autorów i zilustrowane na rysunku 4.7 zestawiono w tabeli 4.2.

Jak widać z danych zamieszczonych w tabeli 4.2, parametryzacje z prac eksperymentalnych (w tym zespołu LESI) są dość zgodne, natomiast wyniki obliczeń teoretycznych znacząco się różnią. Może to być wynikiem nieuwzględniania przez modele teoretyczne efektu ekranowania elektronowego, który zwiększa wartości S-faktora dla małych energii zderzeń, co prowadzi do zaniżania wyników teoretycznych. Dokładniejsza dyskusja tego zagadnienia znajduje się w [139].

Tabela 4.2Porównanie parametrów S-faktora dla reakcji $p + t$ uzyskanych przez różne zespoły badawcze

Autorzy	Parametry S-faktora		
	S_0 [keV·b]	S_1 [b]	S_2 [b/keV]
zespół LESI	$2,033 \pm 0,059$	$(1,076 \pm 0,279) \cdot 10^{-2}$	$(1,313 \pm 0,149) \cdot 10^{-4}$
obliczenia teoretyczne	0,87	$4,086 \cdot 10^{-2}$	$6,424 \cdot 10^{-5}$
prace eksperymentalne	$2,0 \pm 0,2$	$(1,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$	$(1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$

4.4. Badanie reakcji $d + d$

4.4.1. Wprowadzenie

Reakcja $d + d$ była najintensywniej badaną reakcją – poświęcono jej największą uwagę, ponieważ może mieć znaczenie dla syntezy jądrowej. Badania dla tej reakcji zostały rozpoczęte jako pierwsze, również testy metodyki i analiza możliwego zastosowania akceleratorów plazmowych została wykonana dla tej reakcji. Badania eksperymentalne prowadzono w latach 1999–2016. Zakres wyników był znacznie szerszy niż dla reakcji $p + d$.

W ramach badań reakcji $d + d$ wyznaczono następujące jej charakterystyki:

- astrofizyczny S-faktor, przekrój czynny, potencjał ekranowania elektronowego [120],
- badanie zależności temperaturowej [147],
- poszukiwanie efektów związanych ze strukturą krystaliczną tarczy [148],
- testowanie wzmocnienia reakcji w wyniku efektu kanałowania [114].

Nowością było wyznaczenie astrofizycznego S-faktora reakcji (1.40) dla energii 6 keV. Dostępne dane są dla wyższego zakresu energii [13, 135]. Aż do roku 2001 publikowane dane głównie dotyczyły reakcji (1.41). Dla kanału reakcji $d + d$ z neutronem dane eksperymentalne były dostępne tylko dla wyższego zakresu energii w porównaniu z zakresem badanym przez zespół LESI (6 keV) [120, 149].

W kolejnych sekcjach opisane zostaną poszczególne prace eksperymentalne.

4.4.2. Badanie astrofizycznego S-faktora

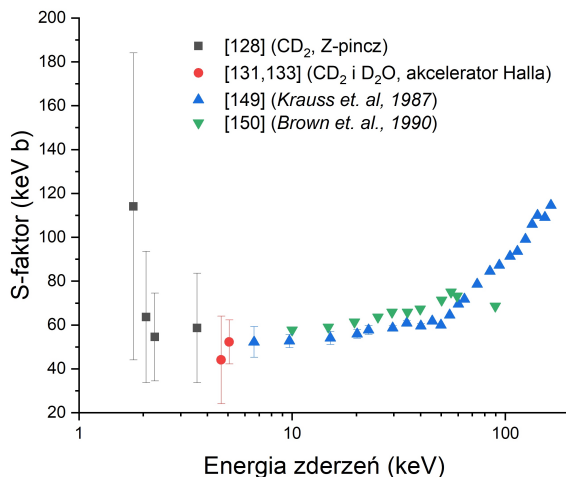
Badania te przeprowadzono dla następujących konfiguracji eksperymentu:

- deuterowany polietylen CD_2 ,
- zestalona ciężka woda D_2O (ciężki lód),
- deuterki metali (ZrD_2 , TiD_2 i $TaD_{0,5}$).

W badaniach zastosowano akcelerator typu Z-pincz (gdzie wytwarzana była plazma linerowa) i akcelerator Halla. Opisy stanowisk eksperymentalnych zostały przedstawione w podrozdziale 3.5.1 (deuteryzowany polietylen), 3.5.2 (ciężki lód) i 3.5.3 (deuterki metali).

Deuteryzowany polietylen CD₂

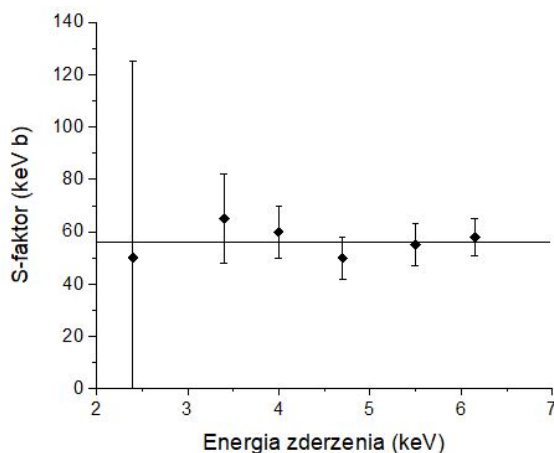
Wartość czynnika astrofizycznego S otrzymana podczas tych pomiarów została przedstawiona na rysunku 4.8 w zestawieniu z wynikami otrzymanymi dla innych tarcz.



Rys. 4.8. Wartości astrofizycznego S-faktora dla reakcji (1.40) otrzymane z eksperymentów z różnymi tarczami dla różnych energii zderzeń deuteronów. Zestawione zostały dane dla pomiarów z użyciem technologii Z-pincza [128] i i PHA [131, 133] oraz dane literaturowe (zob. dyskusję w [120])

Ciężki lód

Rysunek 4.9 przedstawia wartości S-faktora dla reakcji (1.40) jako funkcję energii zderzeń deuteronów otrzymanych w serii eksperymentów z tarczą D₂O.

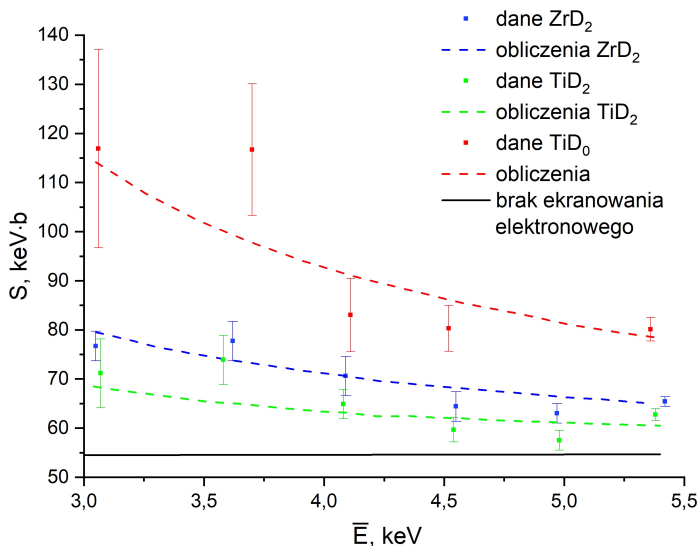


Rys. 4.9. Astrofizyczny S-faktor dla reakcji $d + d$ w funkcji energii zderzeń deuteronów dla tarczy D₂. Punkty – dane eksperymentalne, linia ciągła – przybliżenie S-faktora dla „gołych” deuteronów za pomocą funkcji liniowej $S_b(E) = S_b(0) + aE$ [120]

Wartość astrofizycznego S-faktora odpowiadająca energii zderzeń deuteronów równej zero jest równa $S_b(0) = 58,6 \pm 3,6 \text{ keV}\cdot\text{b}$. Wartość ta pozostaje w granicy błędów statystycznego pomiarów z wartościami obliczeniowymi: $53,7 \text{ keV}\cdot\text{b}$ [34], $53 \text{ keV}\cdot\text{b}$ [8, 150] i wartościami eksperymentalnymi: $50,7 \pm 5,0 \text{ keV}\cdot\text{b}$ [149] i $53,8 \pm 0,9 \text{ keV}\cdot\text{b}$ [151].

Deuterki metali

Rysunek 4.10 przedstawia zmierzony S-faktor jako funkcję energii zderzeń dla reakcji $d + d$ w poszczególnych deuterkach metali.



Rys. 4.10. Astrofizyczny S-faktor jako funkcja energii zderzeń dla reakcji $d + d$ w tarczach deuterków metali. Punkty – dane eksperymentalne, linia ciągła – wartości obliczeniowe S-faktora dla „gołych” deuteronów (zob. wzór (4.7)), linie przerywane – wartości obliczeniowe S-faktora otrzymane przy użyciu wzoru (1.26)

Obliczenia astrofizycznego S-faktora wykonano według wzoru [120]:

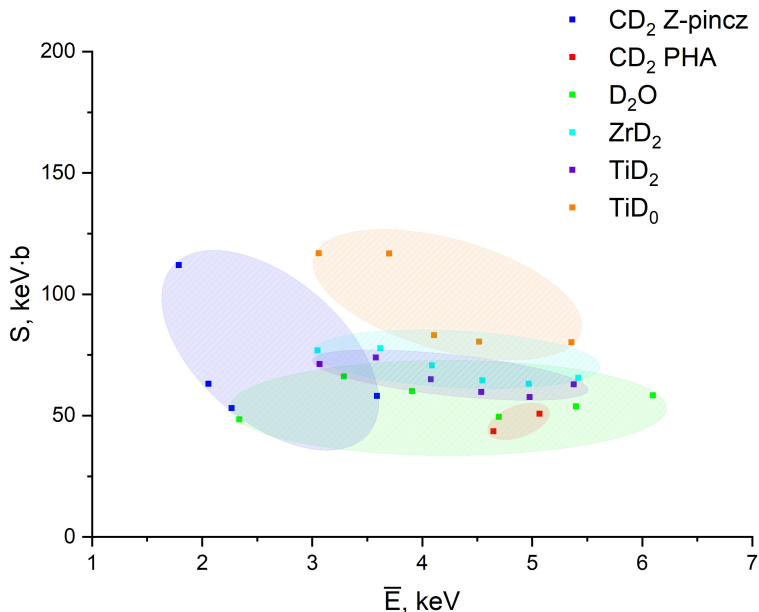
$$\overline{S(E)} = \frac{N_n^{\text{exp}}}{N_d \varepsilon_n \int_0^\infty F(E) dE \int_0^\infty n_t(x) \frac{e^{-2\pi\eta}}{E'(E,x)} dx}, \quad (4.7)$$

gdzie:

- N_n^{exp} – zarejestrowana liczba neutronów,
- N_d – liczba deuteronów penetrujących tarczę,
- ε_n – wydajność rejestracji neutronów (tutaj 0,23),
- $F(E)$ – rozkład energetyczny deuteronów wiązki,
- $n_t(x)$ – analityczny profil gęstości deuteronów tarczy w funkcji grubości tarczy x ,
- $E'(E, x)$ – analityczna zależność opisująca energię zderzeń deuteronów z wiązki i tarczy dla grubości x dla energii E deuteronu wiązki.

Podsumowanie badań astrofizycznego S-faktora dla deuterków metali

Podsumowanie wszystkich danych dotyczących S-faktora w reakcji $d+d$ zostało przedstawione na rysunku 4.11.



Rys. 4.11. Podsumowanie badań astrofizycznego S-faktora

Wyznaczone zostały obszary wartości S-faktora dla opisanych metod badawczych. Wiadocznym jest, że najmniejsze wartości otrzymano dla tarczy z ciężkiego lodu i CD_2 . Wartości otrzymane metodą Z-pincza wykazały raczej duży rozrzut, natomiast większe wartości pochodzą dla tarcz z deuterków metali, zwłaszcza z deuterków tantalu. Zatem z jednej strony zauważalny jest efekt gęstości tarczy, a z drugiej – przedstawione obszary w sporej części pokrywają się, dając wartość średnią S-faktora na poziomie ≈ 80 keV·b. Efekt zależności od energii jest widoczny, ale zmiana wartości S-faktora w funkcji energii jest mała w porównaniu z rozrzutem wartości pomiędzy różnymi rodzajami tarcz.

Badania reakcji syntezy jądrowej deuteru ($d+d$) prowadzone z wykorzystaniem tarcz z deuterków metali, takich jak ZrD_2 , TiD_2 i $TaD_{0,5}$, systematycznie ujawniają istotne różnice w zmierzonych parametrach reakcji (np. w efektywnym potencjale ekranowania U_e) w porównaniu z danymi literaturowymi [32, 152, 153]. Źródeł tych rozbieżności należy upatrywać nie w pojedynczym czynniku, lecz w złożonej kombinacji czynników materiałowych i eksperymentalnych, które uniemożliwiają bezpośrednie porównywanie wyników uzyskanych w różnych laboratoriach.

Głównym wyzwaniem jest brak ustandaryzowanej, powtarzalnej procedury wytwarzania i charakteryzacji tarcz. Jak ilustruje tabela 4.3, stosowane metody (magnetonowe rozpylenie vs. implantacja jonowa) dają tarcze o fundamentalnie różnych właściwościach.

Tabela 4.3

Porównanie metod przygotowania tarcz deuterkowych i ich implikacje dla badań reakcji jądrowych

Metoda przygotowania tarczy	Kluczowe parametry/cechy	Potencjalny wpływ na wyniki pomiarów
Magnetronowe rozpylanie (stosowane w tym badaniu)	wyższa jednorodność składu, kontrola stechiometrii, możliwość zanieczyszczeń gazowych, mniejsza koncentracja defektów implantacyjnych	może prowadzić do niższej, ale bardziej jednorodnej gęstości deuteru; reakcje zachodzą w bardziej „idealnej” sieci krystalicznej
Implantacja wiązki deuteronowej (stosowana w pracach [32, 152–155])	miejscowa, wysoka koncentracja deuteru, generowanie defektów radiacyjnych (dyslokacje, puste węzły), gradientowy profil głębokościowy	defekty i lokalne nagromadzenia deuteru mogą działać jako „gorące miejsca”, znacząco zwiększając lokalny przekrój czynny reakcji d + d

Kolejną warstwę komplikacji wprowadzają różnice strukturalne pomiędzy samymi deuterkami. Atomowe środowisko, w którym zachodzi reakcja d + d, jest silnie uzależnione od rodzaju sieci krystalicznej tarczy oraz zajmowanych w niej pozycji przez deuter, co podsumowuje tabela 4.4.

Tabela 4.4

Właściwości strukturalne badanych deuterków metali i ich hipotetyczny wpływ na reakcję d + d

Deuterek	Struktura krystaliczna	Pozycje i środowisko atomowe deuteru	Hipotetyczny wpływ na reakcję jądrową
ZrD ₂ / TiD ₂	fluoryt (CaF ₂)	tetraedryczne; deuter otoczony czterema atomami metalu; regularne, powtarzalne środowisko	uporządkowana struktura może sprzyjać zjawiskom rezonansowym lub spójnemu ekranowaniu elektronowemu na powtarzalnych pozycjach
TaD _{0,5}	zdegradowana heksagonalna	oktaedryczne (częściowo zajęte); silna niejednorodność i klasteryzacja atomów D	niejednorodność może prowadzić do istotnych fluktuacji lokalnej gęstości deuteru i potencjału ekranowania

Dodatkowym źródłem rozbieżności jest rejestrowanie różnych kanałów reakcji jądrowych. W przedstawionych badaniach rejestrowano głównie kanał ${}^3\text{He}+n$ (reakcja (1.40)), [100, 129, 141], podczas gdy w wielu pracach literaturowych [13, 32, 146, 152–159] analizowano kanał t + p (reakcja (1.41)).

Proponowane w niektórych opisach wyjaśnienie, oparte na archaicznym modelu Bohra i koncepcji „blokowania” pozycji przez elektrony przewodnictwa, jest fizycznie błędne [153, 154]. W rzeczywistości elektrony przewodnictwa w metalach tworzą zdelokalizowane

pasmo energetyczne i nie zajmują określonych, punktowych pozycji w sieci, które mogłyby być „zablokowane” dla jonów deuteru. Atomów deuteru nie „wzbudza się” trwale do wyższych stanów, zajmują one pozycje międzywęzłowe (tetra- lub oktaedryczne), a ich lokalizacja i energia stanu podstawowego wynikają z minimalizacji energii sieciowej całego kryształu, a nie prostych zasad wykluczenia.

Podsumowując, należy stwierdzić, że obserwowane rozbieżności pomiędzy wynikami najprawdopodobniej są następstwem:

- różnic w przygotowaniu tarcz (tab. 4.3), prowadzących do materiałów o odmiennej mikrostrukturze, stechiometrii i rozkładzie defektów,
- różnic w strukturze krystalograficznej samych badanych deuterków (tab. 4.4), które definiują atomowe środowisko reakcji,
- różnic w rejestrowanych kanałach reakcji, które mogą mieć różną czułość na wspomniane czynniki materiałowe.

Dalsze postępy w zrozumieniu tych zjawisk wymagać będą ścisłej kontroli i szczegółowej charakteryzacji parametrów materiałowych tarcz, aby możliwe było prowadzenie porównywalnych pomiarów przekrojów czynnych i potencjałów ekranowania pomiędzy laboratoriami.

4.4.3. Ekranowanie elektronowe

W niniejszym podrozdziale zostaną przedstawione wyniki ekranowania elektronowego dla przedstawionych wcześniej rodzajów tarcz.

Deuteryzowany polietylen

Dla tej tarczy wyznaczono jedynie wartość górnego limitu na oszacowanie potencjału ekranowania elektronowego na poziomie ufności wynoszącym 90%, który jest mniejszy lub równy 40 eV. Porównanie wartości U_e wyznaczonej przez zespół LESI dla CD_2 z wartościami U_e z innych badań było niemożliwe ze względu na brak danych w literaturze. Zmierzona wartość U_e zgadza się w ramach niepewności pomiarowej z wartościami zmierzonymi dla tarcz z izolatorów: BeO, B, Al_2O_3 , CaO_2 [160, 161], co jest zgodne z przewidywaniami modeli teoretycznych.

Ciężka woda

Podobnie jak poprzednio, otrzymano tylko wartość górnego limitu na poziomie ufności wynoszącym 90%, który nie przewyższa wartości 26 elektronowoltów ($U_e \leq 26$ eV). Dokładniejsza analiza statystyczna (bazująca na wartości χ^2 na stopień swobody) pokazuje, że obydwie hipotezy: na istnienie lub nieistnienie efektu ekranowania elektronowego dla reakcji $d+d$ w D_2O są słuszne. Porównanie otrzymanych wartości U_e w D_2O z danymi eksperymentalnymi otrzymanymi w innych badaniach obecnie jest również niemożliwe z powodu braku takich danych w literaturze. Pomimo to otrzymane wartości zgadzają się z wartościami potencjału ekranowania elektronowego dla reakcji $d+d$ zmierzonych dla tarcz dielektrycznych i izolatorów [160, 161].

Na bazie rezultatów przedstawionych na rysunkach 4.8 i 4.9 można wyprowadzić wniosek, że ekranowanie elektronowe w CD₂ i D₂O istnieje. Jego wkład do wartości astrofizycznego S-faktora w tych materiałach dla ultraniskiego zakresu energii deuteronów jest jednak niewielki i leży w przedziale błędów statystycznych pomiaru wydajności neutronów. Ta konkluzja jest potwierdzona niskimi wartościami górnej granicy dla potencjału ekranowania elektronowego w tarczach CD₂ i D₂O.

Deuterki metali

Wyniki pomiarów zespołu LESI przeanalizowano przy użyciu dwóch metod:

- symulacji Monte Carlo przejścia wiązki deuteronów przez tarczę (metoda opisana w podrozdziale 3.7.3),
- metody analitycznej (przedstawionej we wprowadzeniu w podrozdziale 1.2.2, z wykorzystaniem wzorów takich jak (1.26)).

W ramach metody analitycznej wprowadzono funkcję $P(E)$, zdefiniowaną wzorem (4.8) i reprezentującą rozkład prawdopodobieństwa generacji neutronów z reakcji $d + d$ w funkcji energii zderzeń E . Funkcja ta pozwala określić, dla których energii zderzeń prawdopodobieństwo wygenerowania neutronów jest najwyższe, a tym samym – które zakresy energii wnoszą największy udział do całkowitej obserwowanej wydajności neutronów. Innymi słowy, $P(E)$ identyfikuje „najskuteczniejsze” energetycznie przedziały zderzeń pod kątem generacji neutronów. Postać funkcji $P(E)$ jest następująca (oznaczenia opisane są przy wzorze (4.7) i wcześniejszych wzorach):

$$P(E') = \frac{e^{-2\pi\eta} D(E') \int_{E'}^{\infty} n_t(x(E, E')) F(E) dE}{\int_0^{\infty} e^{-2\pi\eta} D(E') dE' \int_{E'}^{\infty} n_t(x(E, E')) F(E) dE}. \quad (4.8)$$

Tabela 4.5 zawiera podsumowanie wyników uzyskanych dla potencjałów ekranowania wraz z porównaniem z danymi literaturowymi.

Tabela 4.5

Wyniki obliczeń potencjału ekranowania wraz z porównaniem z poprzednimi rezultatami zespołu LESI (obliczenia przy użyciu innej metodologii) oraz wynikami eksperymentalnymi z literatury

Tarcza	Warunki	Symulacje MC [eV]	Metoda analityczna ((13)) [eV]	Wyniki literaturowe [eV]	Ref.	Uwagi/warunki
TiD ₂	temperatura 20°C	161 ± 32	125 ± 34	≤ 30	[162]	-10°C, TiD _{2,1}
				≤ 30	[160]	20°C, TiD _{1,2}
				≤ 50	[146]	50°C, TiD _{1,1}
	250 ± 40			[146]	100°C, TiD _{0,26}	
	295 ± 40			[146]	150°C, TiD _{0,27}	
	290 ± 60			[146]	200°C, TiD _{0,20}	
	skład stechiometryczny					

Tabela 4.5 cd.

ZrD ₂	temperatura 20°C	190 ±23	205 ±37	≤ 40	[160]	ZrD _{1,1}
				205 ±70	[146]	ZrD _{0,13}
				297 ±8	[156]	ZrD _{0,26}
				319 ±3	[152]	ZrD ₂
				83 ±20	[163]	
Ta ₂ D	skład stechiometryczny	416 ±94	313 ±58	322 ±15	[164]	TaD
				302 ±13	[165]	TaD
				270 ±30	[160]	
				340 ±14	[161]	

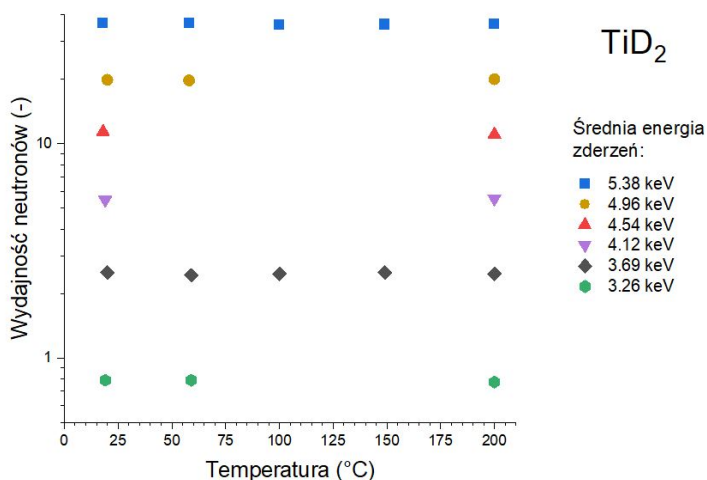
Na podstawie przedstawionej tabeli można sformułować następujące wnioski:

- istnieje ogólna zgodność (w ramach niepewności pomiarowej) wyników zespołu LESI otrzymanych dwoma metodami (nieco gorsza dla Ta₂D ze względu na mniej danych pomiarowych),
- wartości U_e (ZrD₂) dla temperatury deuterku cyrkonu $T = 20^\circ\text{C}$ znacznie przekraczają wartości otrzymane w pracy [90] i są zasadniczo wyższe niż wyznaczone ograniczenie górne (stopień nasycenia deuteru dla ZrD₂ w tamtym eksperymencie był w przybliżeniu dwa razy mniejszy niż w eksperymencie zespołu LESI),
- wartości U_e (ZrD₂) są w przybliżeniu dwukrotnie mniejsze od wartości otrzymanej w [86, 164],
- wartości U_e (ZrD₂) otrzymane w eksperymencie zespołu LESI dla temperatury deuterku cyrkonu $T = 20^\circ\text{C}$ w ramach błędów statystycznych odpowiadają zmierzonym wartościom dla U_e (ZrD₂) z pracy [166] otrzymanym również przy temperaturze $T = 20^\circ\text{C}$,
- dla Ta₂D zmierzone wartości zgadzają się w zakresie błędu pomiarowego z wynikami prac [156, 160, 161, 164, 165] otrzymanymi dla temperatury $T = 20^\circ\text{C}$, jak również z wynikami otrzymanymi dla temperatury $T = 10^\circ\text{C}$ [162],
- istnieje raczej dobra zgodność pomiędzy wynikami pomiarów zespołu LESI i obliczeniami teoretycznymi przytoczonymi w [86].

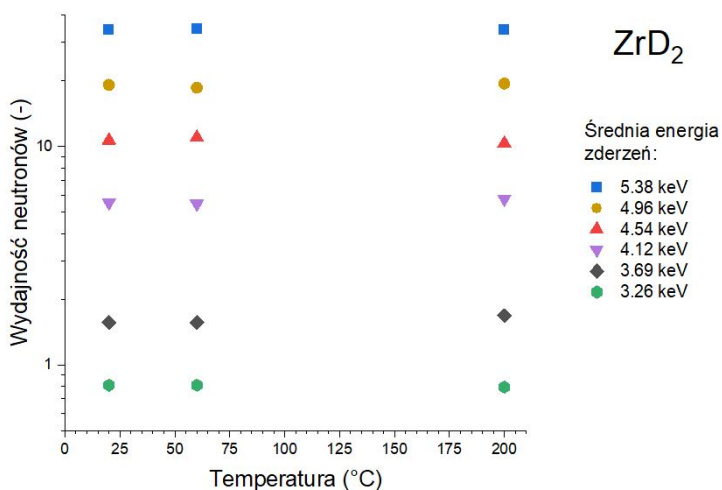
Należy mieć na uwadze, że wskazana jest duża ostrożność w przypadku porównywania wyników z różnych eksperymentów, przeprowadzonych przez różne grupy badawcze ze względu na odmienne z reguły warunki prowadzenia badań, np. inny skład chemiczny tarcz (różna zawartość deuteru) oraz inna temperatura, w której przeprowadzano eksperyment (i inne możliwe czynniki, których nie wzięto tu pod uwagę) – zobacz dyskusję zawartą w podsumowaniu podrozdziału 4.4.2. W ogólności widoczny jest brak zgodności z wynikami innych grup, np. dla deuterków tytanu i cyrkonu wartości otrzymane przez zespół LESI są przeważnie mniejsze od literaturowych, a dla deuterku talu na odwrót.

4.4.4. Efekty temperaturowe w ekranowaniu elektronowym

Efekty temperaturowe mogą występować w związku z temperaturową zależnością efektu kanałowania elektronowego, jak zostało opisane w podrozdziale 1.2.2. W ramach prac zmierzono zależność względnej wydajności neutronów od temperatury, a wynik przedstawiono na rysunkach 4.12 i 4.13.



Rys. 4.12. Zależność eksperymentalnej wydajności neutronów dla TiD₂ od temperatury dla różnych średnich energii zderzeń w CMS [147]



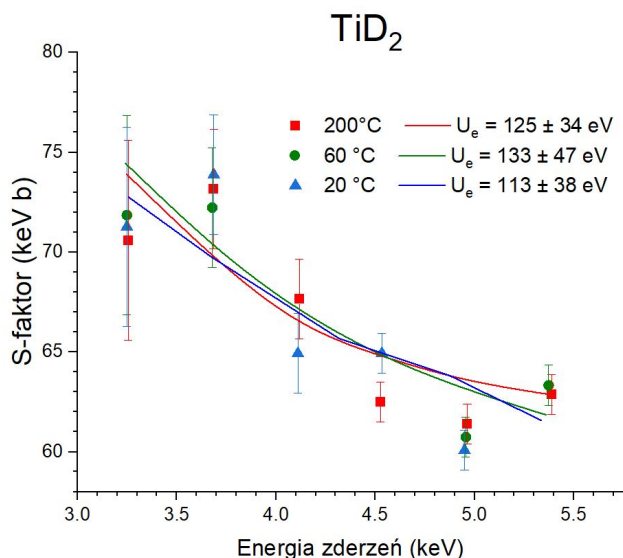
Rys. 4.13. Zależność eksperymentalnej wydajności neutronów dla ZrD₂ od temperatury dla różnych średnich energii zderzeń w CMS [147]

Jest oczywiste, że wyniki eksperymentu pokazane na rysunkach 4.12 i 4.13 wskazują, w ramach błędu pomiarowego, że wydajność neutronów z reakcji $d + d$ w deuterkach tytanu i cyrkonu nie zależy od temperatury w zakresie średnich energii zderzeń od 3,3 keV do 5,4 keV. Biorąc pod uwagę wyrażenie (4.7) oraz otrzymane wyniki, można stwierdzić, że wartości astrofizycznego S-faktora odpowiadające tej samej średniej energii zderzeń w zakresie 3,3–5,4 keV nie zależą od temperatury deuterków tytanu i cyrkonu. Tak więc, zgodnie z zależnością (1.26), faktor wzmacnienia f reakcji $d + d$ jest również niezależny od temperatury TiD_2 i ZrD_2 (brak wpływu na potencjał ekranowania S_{scr}).

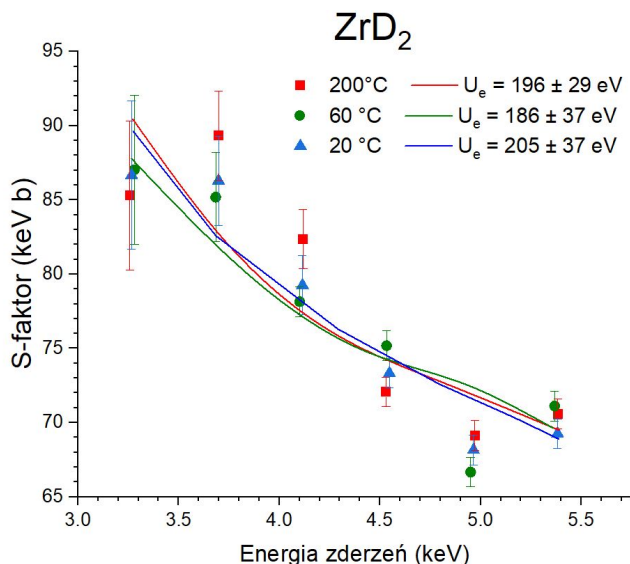
Aby wyrazić liczbowo ewentualny wpływ temperatury na wartości S-faktora, użyto wyznaczonych wartości zależności wydajności neutronów N_n^{exp} jako funkcji temperatury (dla wartości temperatury 20°C, 60°C i 200°C) i skorzystano ze wzoru (4.7) i potencjału ekranowania elektronowego U_e otrzymanego za pomocą dopasowania eksperymentalnie zmierzonych wydajności neutronów za pomocą wyrażenia (4.7) przy użyciu (4.9):

$$\sigma(E) = \sigma_b(E + U_e) = \sigma_b(E) \cdot f(E). \quad (4.9)$$

Wyliczone wartości U_e zostały użyte do konstrukcji krzywych zależności S-faktora od energii zderzeń dla analizowanych wartości temperatury. Wyniki są przedstawione na rysunkach: 4.14 dla tarczy TiD_2 i 4.15 dla tarczy ZrD_2 .



Rys. 4.14. Zależność eksperymentalnego S-faktora od średniej energii zderzeń w układzie CMS dla TiD_2 dla temperatury tarczy 20°C, 60°C i 200°C. Linie ciągłe to obliczone zależności S-faktora dla reakcji $d + d$ od energii zderzeń deuteronów dla tarcz w temperaturze 20°C, 60°C i 200°C otrzymane z odpowiednich wartości U_e (podane bezpośrednio na rysunku) [147]



Rys. 4.15. Zależność eksperymentalnego S-faktora od średniej energii zderzeń w układzie CMS dla ZrD_2 dla temperatury tarczy 20°C , 60°C i 200°C . Linie ciągłe to obliczone zależności S-faktora dla reakcji $d+d$ od energii zderzeń deuteronów dla tarcz w temperaturze 20°C , 60°C i 200°C otrzymane z odpowiednich U_e (podane bezpośrednio na rysunku) [147]

Wartości potencjału ekranowania zarówno dla TiD_2 , jak i ZrD_2 dla tych trzech podanych wartości temperatury są w dobrej zgodności w ramach błędów statystycznych, co pokazuje niezależność przebiegu ekranowania od temperatury deuteroków. Odnośnie do absolutnych wartości potencjału ekranowania elektronowego dla $d+d$ w TiD_2 i ZrD_2 zaobserwowano, co następuje:

- w przypadku ZrD_2 jest on około 1,6 raza większy niż w przypadku TiD_2 ,
- w przypadku TiD_2 w zakresie temperaturowym $20\text{--}200^\circ\text{C}$ i dla średniej energii zderzeń deuteronów zakresie $3,3\text{--}5,4$ keV otrzymane wyniki istotnie różnią się od wyników literaturowych [146, 160],
- w przypadku ZrD_2 występuje zauważalna niezgodność z wynikami literaturowymi [146, 156, 160].

Porównując eksperyment z obliczeniami [152, 156], można zauważyć dobrą zgodność dla TiD_2 i różnicę o czynnik 2 dla ZrD_2 . Przyczyna tej niezgodności pomiędzy wynikami eksperymentu zespołu LESI i wynikami z cytowanych powyżej prac jest ciągle nieznaną.

Wyniki przedstawione w niniejszej pracy wskazują na brak istotnej statystycznie zależności temperaturowej potencjału ekranowania elektronowego dla reakcji (1.40) w ZrD_2 i TiD_2 w zakresie średnich energii zderzeń deuteronów $3,3\text{--}5,4$ keV. Uzyskane dane nie potwierdzają adekwatności modelu plazmowego Debye'a dla opisu natury efektu ekranowania elektronowego w reakcjach $d+d$ zachodzących w nasyconych deuterem tarczach metalicznych w badanych warunkach.

4.4.5. Efekt kanałowania reakcji $d + d$ w deuterku tytanu

Do ilościowego opisu wpływu kanałowania na wzmocnienie reakcji jądrowych przy ultraniskich energiach konieczna jest informacja o orientacji sieci krystalicznej tarczy względem padającej wiązki jonów z akceleratora, ponieważ atomy deuteru dla niektórych orientacji kryształu są zupełnie zasłonięte przez atomy metalu.

Dla przykładu, rysunek 3.26 przedstawia układ atomów dla sieci fcc dla dwuwodorku tytanu ze stałą sieci równą $d = 0,442$ nm dla dwóch orientacji: [111] i [100]. W przypadku orientacji z indeksem Millera [111] padające deuterony uderzają w deuterony tarczy tylko przy przejściu przez maksima gęstości elektronowej atomów tytanu. W przypadku orientacji z indeksem Millera [100] sytuacja jest odwrotna: wszystkie deuterony tarczy są ulokowane w miejscach możliwego kanałowania padających cząstek w miejscach minimów gęstości elektronów. Ten prosty przykład ilustruje bezpośrednią zależność wydajności produktów reakcji jądrowej od struktury deuteryzowanych tarcz metalicznych i może wyjaśnić zmierzone niepewności w potencjałach ekranowania otrzymanych przez różnych autorów.

W ramach prac badawczych zespołu podjęto się zbadania zaistnienia efektu zwiększenia wydajności neutronów z reakcji (1.40) dla ultraniskiego zakresu energii dzięki kanałowaniu padających cząstek w tarczach deuterku tytanu z TiD_2 o typie sieci fcc, która zorientowana jest w kierunku [100]. Były to pierwsze badania tego problemu, następnie weryfikowano możliwość opisu danych eksperymentalnych w ramach jeszcze nieprzetestowanych modeli ekranowania, m.in. za pomocą rozważań teoretycznych przedstawionych w dalszej części tekstu czy symulacji wpływu orientacji kryształu na wydajność generacji neutronów, opisaną w podrozdziale 4.4.6.

Efekt kanałowania dla deuteronów

W tym paragrafie zaprezentowano teoretyczne wyjaśnienie efektu kanałowania wraz z ilościowym przedstawieniem tzw. efektu wzmocnienia.

Zgodnie z [148] oraz klasyczną teorią [167] efekt kanałowania deuteronów w tarczach deuterku tytanu dla energii poniżej 100 keV jest możliwy dla kątów ψ danych warunkiem (na podstawie [148]) jak we wzorze (4.10):

$$\psi < \psi_2 = \left(\frac{3a^2}{d^3} \cdot \frac{Z_2 e^2}{E} \right)^{1/4}, \quad (4.10)$$

gdzie:

- Z_2 – ładunek jąder tarczy,
- e – ładunek elementarny,
- d – odległość między atomami sieci,
- a – stała sieci (w rozpatrywanym przypadku $a = 0,8853 \cdot a_0$),
- a_0 – promień Bohra.

Tak określony kąt ψ_2 zostanie wykorzystany do całkowania rozkładu kąтового padających cząstek względem kąta θ orientacji kryształu danego przez funkcję $\Theta(\theta)$. Założono, że rozkład kątowy $\Theta(\theta)$ jest taki sam we wszystkich punktach tarczy i zawiera czynnik kąta bryłowego $2n \sin \theta$. Część P cząstek, dla których warunki kątowe kanałowania są spełnione,

jest dana przez całkę tylko po kątach θ zgodnie z wyrażeniem (4.11):

$$P[\psi_2(E)] = \int_0^{\psi_2} \Theta(\theta) d\theta. \quad (4.11)$$

Rozważając wydatek neutronów z reakcji $d + d$ z różnych rejonów tarczy, założmy, że s to całkowita powierzchnia tarczy, na którą pada strumień cząstek $I = j_0 s$ (j_0 – gęstość strumienia), s_{ch} powierzchnia kanałów, którymi kanałowanie jest możliwe, s_{rest} powierzchnia pozostałej części tarczy, gdzie kanałowanie nie zachodzi, tj. $s_{ch} + s_{rest} = s$. Wskutek tego, że wszystkie deuterony tarczy są ulokowane w rejonie odpowiednim dla kanałowania, gęstość deuteronów w kanałach n_{ch} jest związana ze średnią gęstością tarczy n prostą relacją $s n dx = s_{ch} n_{ch} dx$ (dla warstwy dx) i może być zastosowana w celu wyznaczenia lokalnej gęstości na głębokości x . Dla strumienia deuteronów I padającego na obszar tarczy o powierzchni s_{ch} i s_{rest} otrzymamy następujące proste wyrażenie na wydajność neutronów z tarczy o nieskończenie małej grubości:

$$N = IP \cdot \int_0^\infty n\sigma[E_{ch}(x)] dx + I(1-P) \cdot \int_0^\infty n\sigma[E_{unch}(x)] dx \cdot \left\{ 1 + \frac{P}{1-P} \cdot O\left[\left(\frac{s_{rest}}{s}\right)^2\right] \right\}. \quad (4.12)$$

Indeksy *ch* i *unch* opisują odpowiednio energię kanałujących cząstek i cząstek poruszających się poza kanałem na głębokości x . Dla tych dwóch grup cząstek różna jest też zdolność spowalniania (inna w kanale i poza kanałem). Słabo zdefiniowany parametr s_{rest} występuje w równaniu (4.12) tylko w postaci stosunku powierzchni kanałów do powierzchni całkowitej tarczy. Ten stosunek może być oszacowany na podstawie relacji pomiędzy minimalną odległością zbliżenia trajektorii jonu do jonów sieci a maksymalnym kątem kanałowania $s_{rest}/s < 2\psi_2$ [168]. Należy zaznaczyć, że dokładne określenie s_{rest} , tj. wyznaczenie stosunku powierzchni kanałów do całkowitej powierzchni tarczy, wymaga dokładnej znajomości struktury krystalograficznej i orientacji poszczególnych ziaren w polikryształe, co jest bardzo trudne do dokładnego wyznaczenia eksperymentalnego.

Po zastosowaniu równania (4.10) otrzymamy oszacowanie $s_{rest}/s < 1/6$ dla energii padających deuteronów 7–12 keV. Konsekwentnie, równanie (4.12) z dokładnością nie gorszą niż 3% nie zawiera powierzchni s_{rest} . Pierwszy i drugi człon w (4.12) są odpowiednio wkładami z kanałujących się cząstek i cząstek poruszających się poza kanałami.

Jak zostało wyjaśnione powyżej, kanałowane cząstki wchodzi w region o niskiej gęstości elektronowej zgodnie z faktem eksperymentalnym, że zdolność spowalniania dla szybkich kanałujących cząstek wynosi około połowy wartości średniej dla całego kryształu [168]. Z tego powodu cząstki poruszające się w zorientowanym kryształe pod małymi kątami poza kanałami przechodzą przez obszar, gdzie gęstość elektronowa jest wyższa niż średnia wartość dla całego kryształu. Jednocześnie zdolności spowalniania dla powolnych cząstek w kryształe są generalnie nieznanne. W modelu wykorzystano proste zależności $dE_{ch}/dx = \beta^{-1} \cdot dE/dx$ i $dE_{unch}/dx = \gamma^{-1} \cdot dE/dx$, gdzie dE/dx jest zdolnością spowalniania właściwą dla cząstek poruszających się w środowisku amorficznym. Parametry β i γ powinny zostać wyznaczone w eksperymencie. Przy użyciu tych parametrów równanie (4.12) może być zapisane w formie:

$$N = [\beta P + \gamma(1-P)] \cdot I \int_0^\infty n\sigma[E(x)] dx. \quad (4.13)$$

Zgodnie z definicją $\beta \geq 1$ i $\gamma \leq 1$, gdyż parametr $\beta > 1$ opisuje redukcję zdolności spowalniającej dla cząstek kanałujących w porównaniu z materia amorficzną, podczas gdy $\gamma < 1$ odpowiada zwiększonej zdolności spowalniającej dla cząstek poruszających się poza kanałami.

Aby obliczyć całość ze wzoru (4.13), użyto właściwych strat energii cząstek poruszających się w medium amorficznym, które zostały wyznaczone np. przy użyciu wspomnianego pakietu SRIM [118], przeznaczonego do obliczania zdolności spowalniających. Jeśli zdolności spowalniające dla tarczy nie różnią się od wartości dla medium amorficznego ($\beta = \gamma = 1$), to czynnik $\beta P + \gamma(1 - P)$ we wzorze (4.13) staje się jednością. Jeśli $\beta \neq \gamma$, to energia wyjścia neutronów jest niekompletnie wyznaczona z (4.13). Różnica pomiędzy wartościami pomiarowymi i obliczonymi jest określona przez wielkość wzmocnienia w modelu kanałowania:

$$f_{ch}(E_0) = \beta P(E_0) + \gamma[1 - P(E_0)], \quad (4.14)$$

gdzie E_0 – energia padających cząstek na tarczę.

Część kątowna kanałujących cząstek zależy od rozkładu kątownego kryształów w tarczy. Jak pokazano w wyrażeniu (4.11), dane o rozkładach kątowych jonów uderzających w tarczę umożliwiają wyliczenie funkcji $P(E)$.

Procedura pomiarowa

Procedura pomiarowa w zasadniczej części była taka, jak opisano w podrozdziale 3.5.3 przy omawianiu wcześniejszych eksperymentów z wykorzystaniem deuteryzowanych tarcz metalicznych. W niniejszym opisie zostaną przedstawione różnice związane ze specyfiką badań charakterystyk kątowych i innych wielkości potrzebnych do analizy efektu kanałowania.

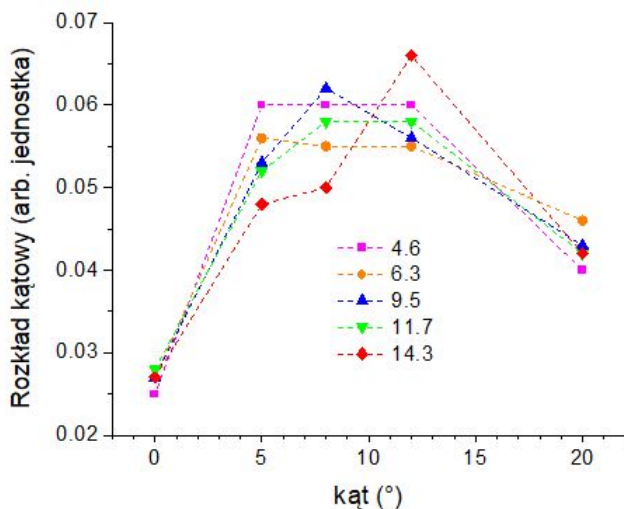
Wiązka deuteronów z akceleratora padała na tarczę – kąt pomiędzy linią tworzącą generator stożka zbieżności a osią symetrii akceleratora wynosił około 12° . Jest to związane z geometrią pola przyspieszającego cząstki i pola magnetycznego tworzonego w akceleratorze w celu magnetycznej izolacji katody.

Rysunek 4.16 przedstawia zmierzony rozkład kątowny $j_{\text{exp}}(\theta)$ wiązki deuteronowej uderzającej w tarczę w zakresie kąta brylowego $0-20^\circ$ dla energii w układzie laboratoryjnym 4,6–14,3 keV [115]. Rzeczywisty rozkład gęstości prądu $j(\theta)$ na tarczy jest opisany przez następujące wyrażenie znormalizowane po kątach :

$$j(\theta) = j_0 \cdot \frac{\cos(\theta) \cdot j_{\text{exp}}(\theta)}{\int_0^{\theta_{\text{max}}} \cos(\theta') j_{\text{exp}}(\theta') d\theta'} \equiv j_0 \Theta(\theta), \quad (4.15)$$

gdzie:

- θ_{max} – maksimum kąta padania, które zostało ustawione na 20° zgodnie z rysunkiem 4.16,
- j_0 – gęstość prądu uśredniona po kątach (co nie odpowiada rzutowi strumienia jonów na tarczę),
- $\Theta(\theta)$ – funkcja określająca rozkład kątowny padających cząstek względem normalnej do tarczy.



Rys. 4.16. Zmierzony rozkład kątowy $j_{\text{exp}}(\theta)$ znormalizowany do jednostki [148]. W legendzie wyspecyfikowano (w kiloelektronowoltach) wartości energii zderzeń w układzie laboratoryjnym

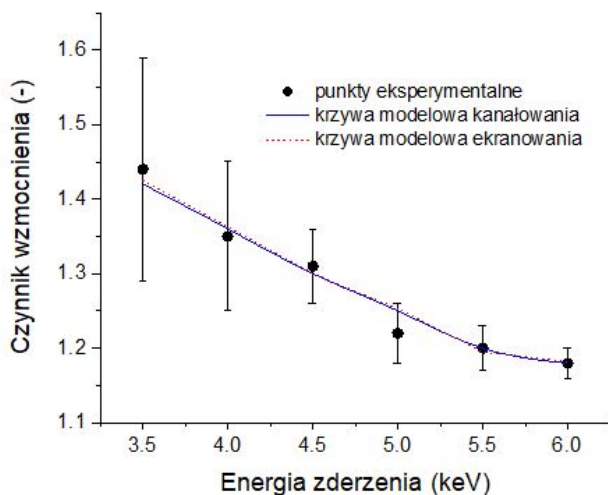
W przypadku tarczy z pojedynczym kryształem lub tarczy, gdzie wszystkie mikrokryształy mają tę samą orientację względem jej powierzchni, $\Theta(\theta)$ określa frakcję cząstek podlegających kanałowaniu zgodnie z równaniem (4.11).

Tarcza została wykonana w ten sposób, że pokrycie jest steksturyzowane w kierunku [100] (frakcja kryształu zorientowana w kierunku [111] jest nie większa niż 1%), co zostało ostatecznie potwierdzone za pomocą metody mikroskopii elektronowej.

Eksperymenty były wykonane dla energii deuteronów 7–12 keV z krokiem 1 keV. Tło promieniowania kosmicznego i naturalna promieniotwórczość były monitorowane w sposób ciągły przez cały czas trwania eksperymentu. Pomiędzy interwałami czasowymi 10 μs impulsów pracy akceleratora, podczas których wiązka uderzała w tarczę $\text{TiD}_{1,73}$ zdarzenia tła były rejestrowane z tym samym interwałem czasowym. Zatem tło zostało określone na poziomie od 5% do 0,5% dla zakresu energii deuteronów $E_0 = 7\text{--}12$ keV. Jednocześnie stanowisko pomiarowe umożliwiało operacyjną wymianę tarczy deuteryzowanej na tarczę z czystego metalu bez konieczności otwierania komory próżniowej. Taka procedura eksperymentalna pozwoliła na pomiar wydatku neutronów i tła w tych samych warunkach.

Założono, że efekt kanałowania jest konieczny do wyjaśnienia wzmocnienia reakcji jądrowych w nasyconych deuterem tarczach metalicznych. Teza ta znajduje dodatkowe oparcie w licznych obserwacjach zgłoszonych w pracach [13, 120, 146, 147, 152, 156, 158, 159, 169], które, mimo że nie stanowią jej bezpośredniego dowodu, są z nią w pełni zgodne. W tym przypadku, w wyniku wzrostu kąta kanałowania, wraz ze spadkiem energii padających cząstek coraz więcej cząstek uczestniczy w reakcjach jądrowych, przechodząc przez region o minimalnej gęstości elektronów, co z kolei prowadzi do wzrostu wydajności produktów reakcji jądrowych. Po raz pierwszy weryfikacja doświadczalna efektu kanałowania

była przeprowadzona przez autorów prac [114, 148]. Zostało pokazane, że zależność S-faktora dla teksturyzowanej tarczy deuterku tytanu dla dominującej orientacji w kryształach w kierunku krystalograficznym [100] jest opisana nie tylko przez potencjał ekranowania, ale również przez proste uwzględnienie efektu kanałowania. Rysunek 4.17 pokazuje zmierzoną zależność współczynnika wzmocnienia w funkcji energii padających deutronów dla tarczy z deuterku tytanu o orientacji [100] [114, 148].



Rys. 4.17. Eksperymentalny i modelowy czynnik wzmocnienia reakcji $d + d$ od energii zderzeń. Widoczne są punkty eksperymentalne, krzywa modelowa ekranowania i krzywa modelowa kanałowania [148]

Jako wynik analizy danych eksperymentalnych określono następujące wartości (parametry ekranowania i kanałowania zostały wyznaczone za pomocą dopasowania metodą najmniejszych kwadratów do danych wydajności neutronów): $U_e^0 = 131 \pm 43$ eV, $\beta^0 = 2,74 \pm 0,76$, $\gamma^0 = 0,06 \pm 0,15$, gdzie U_e^0 – potencjał ekranowania dla reakcji $d + d$ w deuterku tytanu, β^0 – parametr opisujący redukcję zdolności spowalniających dla cząstek kanałujących, a γ^0 – parametr opisujący zmianę zdolności spowalniających dla cząstek poruszających się poza kanałami.

Aby określić, w jakim stopniu efekt kanałowania przyczynia się do całkowitego wzmocnienia wydajności reakcji jądowej, potrzebujemy informacji o orientacji sieci tarczy względem kierunku padania cząstek, ponieważ występują orientacje kryształu, w których atomy deuteru są kompletnie zasłaniane przez atomy metalu. Wyjaśnienie sytuacji wymaga serii eksperymentów z tarczami krystalicznymi o orientacjach takich jak [100] czy [111] oraz porównania z wynikami dla tarcz amorficznych z deuterkami tytanu czy cyrkonu (czy tarcz o strukturze zbliżonej do amorficznej).

Jak widać, zarówno model ekranowania, jak i model kanałowania dobrze odtwarzają dane eksperymentalne, a otrzymane współczynniki wzmocnienia są do siebie zbliżone.

Wartość potencjału ekranowania U_e^0 jest zgodna z danymi literaturowymi [13, 120, 131, 170], co potwierdza jej wiarygodność i umożliwia bezpośrednie porównanie z parametrami modelu kanałowania.

Wartość parametru kanałowania $\beta^0 = 2,74 \pm 0,76 > 1$ oznacza, że zdolność spowalniania dla cząstek kanałujących jest około 2,7 raza mniejsza niż w ośrodku amorficznym. Jest to jakościowo zgodne z wynikami pracy [168], gdzie dla wyższych energii również zaobserwowano dwukrotne zmniejszenie zdolności spowalniania (czyli wartość $\beta \approx 2$) w wyniku obniżonej gęstości elektronowej w obszarze kanału.

Z kolei wartość $\gamma^0 \approx 0$ oznacza, że zdolność spowalniania dla cząstek niekanałujących jest zbliżona do wartości dla ośrodka amorficznego. Jednak fakt, że całkowita wydajność neutronów jest dobrze opisana przez model z $\gamma = 0$, sugeruje, że wkład cząstek niekanałujących jest pomijalnie mały, a proces jest zdominowany przez cząstki kanałujące.

Dlatego też uproszczony, jednoparametryczny model ($\gamma = 0$) również dobrze opisuje dane. Należy jednak zaznaczyć, że przyjęcie $\gamma = 0$ jest słuszne tylko w wąskim zakresie niskich energii (7–12 keV), gdzie kanałowanie dominuje. Dla wyższych energii, gdy prawdopodobieństwo kanałowania $P(E)$ dąży do zera, parametr γ musi dążyć do 1, aby model poprawnie opisywał przejście do przypadku ośrodka amorficznego.

4.4.6. Symulacje wpływu orientacji kryształu na wydajność generacji neutronów dla reakcji $d + d$

Celem tego podrozdziału jest ilościowa ocena wpływu orientacji krystalograficznej na prawdopodobieństwo zajścia reakcji (1.40) w TiD_2 , przeprowadzona na podstawie symulacji trajektorii deuteronów.

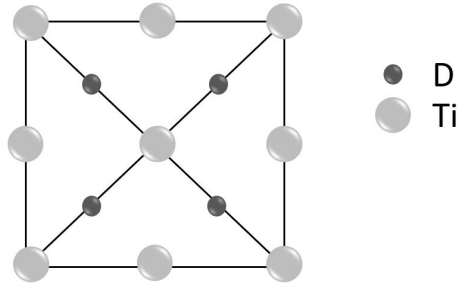
Wykorzystane zostało oprogramowanie BCM-1.0 (*Basic Channeling with Mathematica – BCM*) [171, 172]. Dla cienkiego kryształu o grubości 1,5 μm zaniedbane zostały straty energii deuteronu, których uwzględnienie prowadziłyby do wzrostu krytycznego kąta kanałowania wzdłuż drogi cząstki.

Struktura polikrystaliczna kryształu została również zaniedbana, gdyż ziarna krystaliczne są rozmiarów rzędu 0,1 μm (tj. znacznie większe niż typowa amplituda poprzecznych oscylacji trajektorii kanałowanej będąca rzędu ułamków angstromów). Zastosowano metody mechaniki klasycznej do obliczeń trajektorii naładowanych cząstek w polach elektrycznych w kryształach (przybliżenie nierelatywistyczne). Wykonano symulacje dla dwutlenku tytanu, przedstawione na rysunku 4.18.

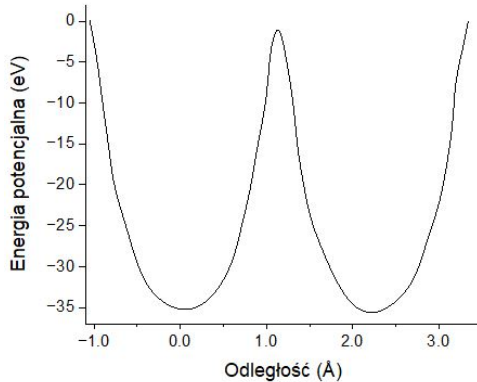
Odpowiadająca tej konfiguracji energia potencjalna przedstawiona jest na rysunku 4.19. Punkty o współrzędnej $x = 0$ odpowiadają połowie odległości pomiędzy płaszczyznami (200). Odległość między płaszczyznami wynosi $d_p = 2,21 \text{ \AA}$. Minima energii potencjalnej znajdują się w połowie odległości pomiędzy płaszczyznami (200) odpowiadają umiejscowieniu deuteronów tarczy. W wyniku tego większość trajektorii jonów powinna przechodzić w pobliżu deuteronów tarczy, co zwiększa prawdopodobieństwo reakcji $d + d$.

Wyniki symulacji pokazują dodatkowo, że w przypadku równoległej wiązki jonów trajektorie jonów są bardziej zlokalizowane w węzłach w porównaniu z trajektoriami dla wiązki wchodzącej pod kątem niezerowym. Dla wiązki równoległej wejście pod krytycznym

kątem kanałowania powoduje powstanie silnych lokalizacji, natomiast dla kątów bliskich krytycznemu obserwuje się niestabilne, chaotyczne trajektorie.



Rys. 4.18. Pozycje deuteronów w kryształe TiD_2 dla kanałowania [200] (na podst. [171])



Rys. 4.19. Energia potencjalna dla konfiguracji z rysunku 4.18 [171]

Przykładowa, omówiona poniżej symulacja była przeprowadzona przy następujących założeniach:

- energia deuteronów równa 12 keV,
- płaszczyzny (200) w kryształe Ti o grubości $0,03 \mu\text{m}$,
- jednorodny początkowy rozkład deuteronów wokół punktu wejścia do kryształu wewnątrz pojedynczego okresu zmiany energii potencjalnej od $-d_p/2$ do $+d_p/2$,
- deuterony wchodziły do kryształu dla $z = 0$ (oś z była równoległa do płaszczyzny (200)).

W celu wzięcia pod uwagę rozkładu kąтового wygenerowano pięć różnych kątów wejścia z rozkładu normalnego i o rozrzucie $\Delta\Theta = \Theta_c/5$, gdzie Θ_c jest krytycznym kątem kanałowania dla każdego punktu wejścia. Ta procedura została opisana dokładnie w [173]. Krytyczny kąt kanałowania dla energii 12 keV wynosi $3,15^\circ$. Maksymalna

energia potencjalna dla płaszczyzny kanału to 36,3 eV. Ogniskowanie wiązki deuteronowej w centrum płaszczyzny ($x = 0$) występuje dla czterech wartości współrzędnej z w przybliżeniu równych 0,004 μm , 0,012 μm , 0,020 μm i 0,028 μm i dla kąta $\Theta = 0,0^\circ$ względem wejścia deuteronu do kryształu na płaszczyźnie (200). Dla deuteronów znajdujących się w miejscach o podanych współrzędnych z prawdopodobieństwo syntezy $d + d$ powinno wzrastać. Ogniskowanie trajektorii w konkretnych punktach z skutkuje lokalnym wzrostem gęstości prawdopodobieństwa reakcji jądrowej. Efekt ten jest jednak nakładany na stałe tło pochodzące od deuteronów poruszających się po trajektoriach niekanałowanych, dla których prawdopodobieństwo reakcji jest w przybliżeniu stałe wzdłuż osi z (podobnie jak w ośrodku amorficznym). Dodatkowo, niezerowa dywergencja kątowa wiązki powoduje rozmycie ostrych pików ogniskowania. Mimo to, nawet dla wiązki o skończonej dywergencji kątowej, w symulacjach wciąż obserwuje się miejscową koncentrację trajektorii w pobliżu płaszczyzn atomowych, choć jest ona słabiej zaznaczona niż w przypadku idealnej wiązki równoległej. Ten efekt ogniskowania stanowi podstawę do obliczeń zwiększenia prawdopodobieństwa reakcji $d + d$. Obliczono rozkład koncentracji deuteronów dla współrzędnej poprzecznej x . Na tej podstawie względne prawdopodobieństwo reakcji $d + d$ jest następujące:

$$R(\Theta) = \frac{\int_0^L dz \sum_{-n}^n \int_{-\Delta x}^{\Delta x} f_{ch}(x + nd_p, z) dx}{\int_0^L dz \sum_{-n}^n \int_{-\Delta x}^{\Delta x} f_{unch}(x + nd_p, z) dx}, \quad (4.16)$$

gdzie:

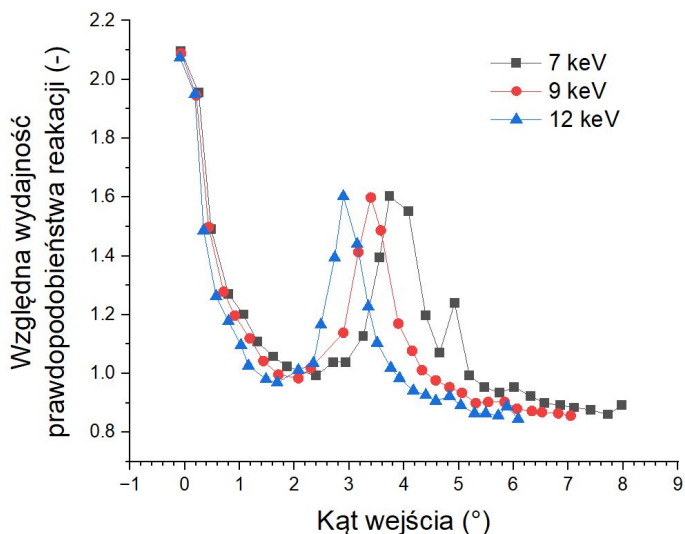
- f_{ch} – funkcja rozkładu kanałowanych deuteronów,
- f_{unch} – funkcja rozkładu deuteronów niekanałowanych (rozkład jednorodny),
- Δx – maksymalna dopuszczalna odległość przybliżenia między kanałującym deuteronom a deuteronom sieci, niezbędna dla zajścia reakcji jądrowej (jego wybór jest podyktowany zasięgiem oddziaływań jądrowych),
- d_p – odległość międzypłaszczyznowa,
- L – grubość kryształu,
- n – numer płaszczyzny.

Prawdopodobieństwo reakcji $d + d$ danej wzorem (4.16) w zależności od wartości kąta wchodzącej wiązki zostało przedstawione na rysunkach 4.20 (wiązka równoległa) i 4.21 (wiązka rozbieżna).

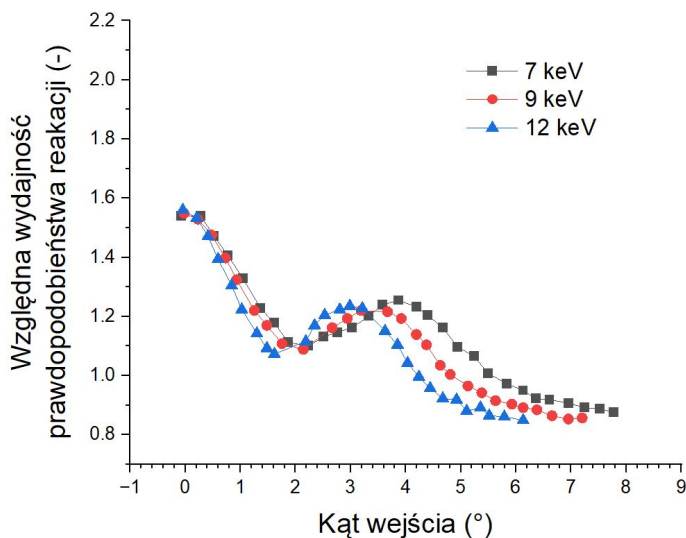
Dobrze widoczny jest efekt wzmocnienia. Dla obydwu przypadków maksimum efektu wzmocnienia występuje dla kąta $2\Theta_c$. Silniejszy efekt występuje dla wiązki równoległej. Zależności kątowe są podobne dla rozważanych energii, jakkolwiek dla wyższych energii efekt wzmocnienia zanika nieco szybciej w związku z redukcją krytycznego kąta kanałowania i faktem, że w kanałowaniu uczestniczy mniejsza liczba deuteronów.

Rysunek 4.22 pokazuje zależność efektu dla wybranej energii 9 keV dla dwóch wartości parametru zderzenia $\Delta x = 0, 1$ i $\Delta x = 0,05$. Widoczne jest, że zależność jest bardzo niewielka. Zaprezentowane symulacje nie uwzględniają jednak strat energii deuteronu i rozkładu deuteronów w tarczy względem centrum kanałowania, powstających wskutek efektów cieplnych. Zatem tak naprawdę uzyskane wartości wzmocnienia są górnym ograniczeniem możliwych wartości. Do dokładniejszych badań eksperymentalnych konieczne jest zredukowanie

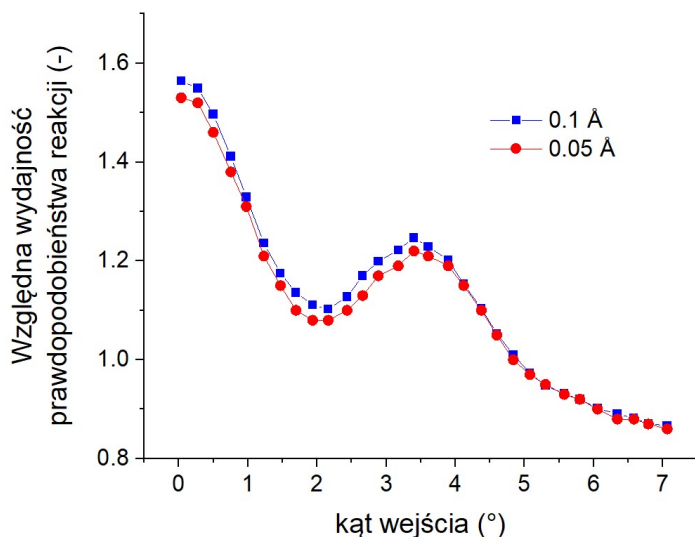
rozbieżności kątowej wiązki deuteronów. Wskazane może być również użycie innych rodzajów tarczy – z głębszymi studniami potencjału.



Rys. 4.20. Zależność względnej wydajności prawdopodobieństwa reakcji $d+d$ od kąta wejścia równoległej wiązki deuteronów dla płaszczyzny (200) w kryształach Ti dla energii 7 keV (■), 9 keV (●) i 12 keV (▲). Parametr zderzenia $\Delta x = 0,1$ [171]



Rys. 4.21. Zależność względnej wydajności prawdopodobieństwa reakcji $d+d$ od kąta wejścia wiązki deuteronów z rozbieżnością kątową $\Delta\Theta = \Theta_c/5 = 0,63^\circ$ dla płaszczyzny (200) w kryształach Ti dla energii 7 keV (■), 9 keV (●) i 12 keV (▲). Parametr zderzenia $\Delta x = 0,1$ [171]



Rys. 4.22. Zależność względnego prawdopodobieństwa reakcji $d + d$ od kąta wejścia wiązki deuteronów dla płaszczyzny (200) w kryształach Ti dla energii deuteronu 9 keV. Rozbieżność kątowa wiązki deuteronów wynosi $\Delta\Theta = \Theta_c/5 = 0,63^\circ$. Parametr zderzenia $\Delta x = 0,1$ (■) i $\Delta x = 0,05$ (▲) [171]

4.5. Badanie reakcji $d + {}^3\text{He}$

4.5.1. Wprowadzenie i sformułowanie problemu

Stan wiedzy o reakcji (1.42) można scharakteryzować następująco: eksperymentalne dane o potencjałach ekranowania elektronowego U_e w reakcji (1.42) i (1.43) (tutaj zamiana cząstki bombardującej i tarczy) podawane przez różnych autorów nie są ze sobą konsyistentne, co ilustruje tabela 4.6, która zawiera zestawienie wyników badań ww. reakcji.

Tabela 4.6

Dane eksperymentalne na temat badań potencjału ekranowania dla reakcji (1.42) i (1.43). Limit adiabatyczny dla (1.42) wynosi 120 eV [86], a dla (1.43) 65 eV [86]. Dla kompletności danych literaturowych dodano niebadaną przez zespół LESI reakcję (1.48)

Reakcja	U_e^{exp} [eV]	Ref.
$d + {}^3\text{He}$	120 ± 10	S. Engstler 1988 [86]
${}^3\text{He} + d$	66 ± 4	
$d + {}^3\text{He}$	186 ± 9	P. Prati 1994 [87]
${}^3\text{He} + d$	123 ± 9	
$d + {}^3\text{He}$	130 ± 8	K. Langanke 1996 [88]
$d + {}^3\text{He}$	177 ± 29	W. Geist 1999 [89]

Tabela 4.6 cd.

${}^3\text{He} + \text{d}$	132 ± 9	H. Costantini 2000 [90]
$\text{d} + {}^3\text{He}$	219 ± 7	M. Aliotta 2001 [91]
${}^3\text{He} + \text{d}$	109 ± 9	
${}^3\text{He} + {}^6\text{Li}$	155 ± 34	M. La Cognata 2005 [174]
	126 ± 29	
${}^3\text{He} + {}^6\text{Li}$	180 ± 40	R.G. Pizzone 2010 [175]

Brak jednoznacznie określonych potencjałów ekranowania stanowił motywację do przeprowadzenia badań tych reakcji metodologią opracowaną przez zespół LESI. Celem pracy zespołu badawczego było eksperymentalne wyznaczenie potencjału ekranowania elektronowego U_e i wielkości wzmocnienia reakcji (1.43) przy użyciu wybranych tarcz z deuterkiem metalu (problematykę związaną z tymi badaniami można prześledzić przykładowo w [146, 165]).

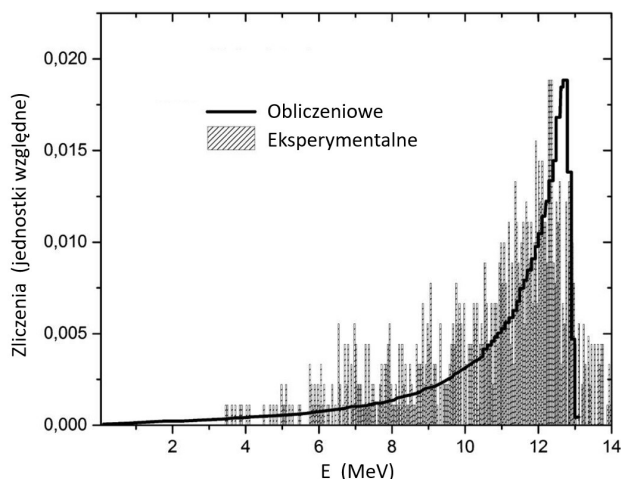
4.5.2. Przebieg pomiarów

W niniejszym podrozdziale opisano wyniki pomiaru wzmocnienia reakcji (1.43), przeprowadzonej z użyciem deuteryzowanych tarcz o strukturze polikrystalicznej. Oznacza to, że tarcza składała się z licznych, losowo zorientowanych mikrokryształów, przez co nie posiadała żadnej wyróżnionej płaszczyzny krystalograficznej (wskaźników Millera). Badaniu reakcji poświęcone były trzy eksperymenty w następującym układzie:

- tarcza ZrD bez wyróżnionej struktury krystalicznej, energia wiązki helu 18–30 keV z krokiem 2 keV [85],
- tarcza ZrD z różną strukturą krystaliczną ([111] i [100]), energia wiązki helu 16–34 keV z krokiem 2 keV [92],
- tarcza TiD z różną strukturą krystaliczną ([111] i [100]), energia wiązki helu 16–34 keV z krokiem 2 keV [119].

Badanie reakcji ${}^3\text{He} + \text{d}$ wykonano przy użyciu opisanego już akceleratora Halla w Tomsku. Eksperymentalnie wyznaczenie wartości potencjału ekranowania elektronowego i wzmocnienia reakcji badanej reakcji opiera się na pomiarze wydatku protonów o energii 14,7 MeV przy użyciu opisanego poprzednio układu detektorów.

Rysunek 4.23 pokazuje widmo energetyczne protonów utworzonych w tej reakcji, otrzymane w jednej z ekspozycji na wiązkę przyspieszonych jonów helu He^+ . Widoczna jest dobra zgodność widma zmierzonego i obliczonego, co potwierdza założone działanie układu detekcji protonów. W tabeli 4.7 zestawiono warunki prowadzenia eksperymentu oraz wyniki pomiarów dla tarcz cyrkonowych. Dla dwóch badanych orientacji tarczy podano: energię wiązki deuteronów w układzie laboratoryjnym (E_{He}), odpowiadającą jej energię w układzie środka masy (E_{cms}), a także zarejestrowaną liczbę zliczeń. Rozrzut energetyczny wiązki wynosił 20%. Analogiczne dane zebrano dla tarcz tytanowych.



Rys. 4.23. Przykładowe eksperymentalne widmo energetyczne protonów z eksperymentów w $^3\text{He} + d$ wraz z widmem obliczeniowym, użyte do testowania poprawności eksperymentu i zastosowanych metod obliczeniowych [92]

Tabela 4.7

Wyniki pomiarów dla tarczy ZrD [111] oraz ZrD [100] i wiązki jonów $^3\text{He}^+$: N_{He} – liczba jonów padających na tarczę, E_{He} – energia jonów w układzie laboratoryjnym, E_{cms} – energia zderzenia jonów z deuteronami tarczy w układzie środka masy, FWHM_E – względna dyspersja energii wiązki jonów

E_{He} [keV]	E_{cms} [keV]	$N_{\text{He}} \cdot 10^{16}$		FWHM_E [%]
		[111]	[100]	
16	6,41	200,1	190,2	20
18	7,21	100,4	90,3	
20	8,01	50,3	45,6	
22	8,81	19,5	18,2	
24	9,61	8,1	8,0	
26	10,41	4,2	4,0	
28	11,21	2,1	1,9	
30	12,01	1,5	1,5	
32	12,81	1,0	1,1	
34	13,61	0,8	0,9	

4.5.3. Wyniki eksperymentu

Wartości współczynnika wzmocnienia reakcji (1.43) w funkcji energii wiązki otrzymane zostały na podstawie danych eksperymentalnych i obliczeń. Obliczenia odtwarzające eksperymentalnie wyznaczony współczynnik wzmocnienia reakcji $f_{\text{Hed}}^{\text{exp}}(E)$ wykonano według wzoru [85]:

$$f_{\text{Hed}}^{\text{exp}}(E) = N_p^{\text{exp}}(E) / N_p^{\text{calc}}(E, U_e = 0), \quad (4.17)$$

gdzie:

$$N_p^{\text{exp}} - \text{wartości eksperymentalne liczby generowanych protonów,}$$

$$N_p^{\text{calc}}(E, U_e = 0) - \text{teoretyczna wydajność generacji protonów,}$$

$$U_e - \text{parametr dopasowania.}$$

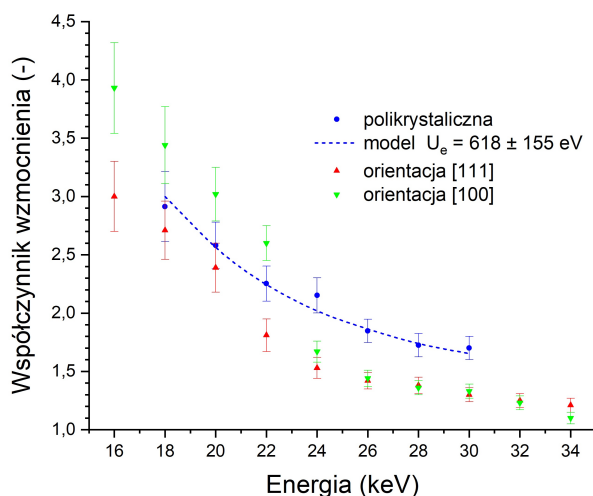
W obliczeniach zastosowano literaturowe wyrażenie [149] na aproksymowany S-faktor w postaci:

$$S_{\text{Hed}}^b(E) = 6,32 + 4,36 \cdot E + 334 \cdot E^2, \quad (4.18)$$

gdzie S-faktor dany jest w iloczynie megaelektronowolta i barna (MeV·b), natomiast energia w CMS dana jest w megaelektronowoltach (MeV).

Tarcza cyrkonowa

Rysunek 4.24 pokazuje wartości współczynnika wzmocnienia otrzymane dla deuterku cyrkonu.

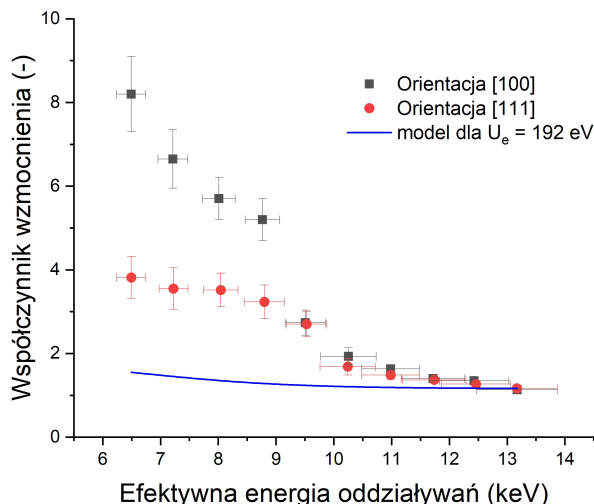


Rys. 4.24. Zestawienie wyników z wzmocnienia reakcji w tarczach cyrkonowych – tarcza polikrystaliczna i tarcze z określoną orientacją. Dla tarczy polikrystalicznej pokazane jest dopasowanie modelu, jak opisano w tekście, wraz z odpowiadającym potencjałem ekranowania równym $U_e = 618 \pm 155$ eV [85]

Widoczny jest wyraźnie efekt pochodzący od struktury krystalicznej cyrkonu, współczynnik wzmocnienia jest wyraźnie większy dla orientacji sieci krystalicznej określonej przez indeks Millera [100] (w porównaniu z indeksem [111] oraz bez jednorodnej struktury krystalicznej). Wynik najprawdopodobniej wskazuje na zachodzenie zjawiska kanałowania. Możliwe jest, że za szybki wzrost współczynnika wzmocnienia dla zakresu 16–22 keV odpowiada rezonans w ^5Li (dokładniejsza dyskusja tej hipotezy znajduje się w [92]).

Tarcza tytanowa

Otrzymane wartości wzmocnienia zaprezentowane są na rysunku 4.25 [119].



Rys. 4.25. Zależność współczynnika wzmocnienia od efektywnej energii oddziaływań $^3\text{He} + \text{d}$ [119]

Potencjał ekranowania elektronowego U_e został użyty jako argument funkcji we wzorze (4.19):

$$f(E_{cms}) = \exp \left[\pi \eta(E_{cms}) \cdot \frac{U_e}{E_{cms}} \right]. \quad (4.19)$$

W podejściu klasycznym nie zależy on od energii reakcji. Krzywa obliczeniowa przedstawiona na rysunku 4.25 została obliczona na podstawie wzoru (4.19) dla przyjętej wartości potencjału ekranowania elektronowego U_e równej 102 eV. Widoczne jest, że zupełnie nie opisuje danych eksperymentalnych. Natomiast otrzymane wartości potencjału ekranowania są bardzo duże – wynoszą aż 836 ± 59 eV.

4.5.4. Podsumowanie

Przedstawione zostały wyniki badań reakcji w tarczach cyrkonowych i tytanowych zaprezentowane na rysunkach 4.24 i 4.25. Uwaga: rysunki sporządzono w nieco innej konwencji – dla tarczy cyrkonowej użyto energii wiązki jonów helu w układzie laboratoryjnym, bez zaznaczenia rozrzutu, pokazano tylko wartość średnią, natomiast dla tarczy tytanowej wzięto pod uwagę energię w CMS z zaznaczeniem rozrzutu energii wskutek spowalniania jonów wiązki w tarczy. Nie jest z tym związany jakiś głębszy sens, a tylko chęć prezentacji danych w nieco inny sposób.

Reakcja (1.43) w stałych deuterkach metali jest słabo poznana. Podczas gdy dla niskociśnieniowych tarcz gazowych istnieją nieliczne i niekiedy sprzeczne dane, to dla deuterku cyrkonu (ZrD) opisano ją dotąd tylko w jednej pracy. Prezentowane tu wyniki wskazują na

znacząco wyższą wartość potencjału ekranowania elektronowego niż obserwowana dla tarcz gazowych. Główną hipotetyczną przyczyną tej rozbieżności są efekty specyficzne dla struktury krystalicznej, w tym kanałowanie (dyskusja w podsumowaniu 4.4.2). Aby dokładnie określić wydajność reakcji (1.43), wyrażoną przez liczbę generowanych protonów, oraz udokumentować wpływ ekranowania i kanałowania, konieczne są dalsze, systematyczne badania z użyciem deuterków ZrD i TiD o zróżnicowanej teksturze i stopniu nasycenia deuterem.

4.6. Badanie reakcji $^4\text{He} + \text{d}$

4.6.1. Wprowadzenie

Nukleosynteza Wielkiego Wybuchu (*Big Bang Nucleosynthesis*) (BBN) napotyka poważną trudność zwaną „problemem kosmologicznego litu”, która przejawia się w znaczącej rozbieżności między przewidywaniami teoretycznymi a obserwacjami astronomicznymi abundancji izotopów ^6Li i ^7Li .

W niniejszej pracy podjęto próbę pomiaru przekroju czynnego dla podstawowej reakcji tworzenia ^6Li , tj. reakcji (1.45), w zakresie energii zderzeń deuteronów z jonami $^4\text{He}^+$ niższym niż te uwzględniane w standardowych obliczeniach BBN. Celem było zweryfikowanie obliczeń teoretycznych [176], które mogłyby wyjaśnić wspomnianą rozbieżność.

Ze względu na skrajnie niskie wartości przekrojów czynnych badanej reakcji kluczowym elementem pracy była bardzo dokładna analiza tła, której metodologię opisano w podrozdziale 3.4.2.

4.6.2. Prace eksperymentalne

Do badania reakcji użyto akceleratora Halla generującego strumień cząstek α i wykonano dwa eksperymenty w następującej konfiguracji [78, 94, 140]:

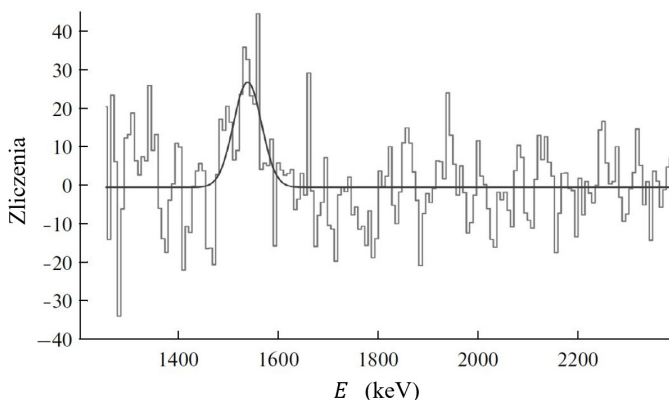
- energia cząstek α : 36 keV (12 keV w CMS), tarcza cyrkonowa, tekstura [111], liczba padających jonów $1,211 \cdot 10^{19}$,
- energia cząstek α : 30 keV (10 keV w CMS), tarcza tytanowa, tekstura [100], liczba padających jonów $1,187 \cdot 10^{19}$.

Układ eksperymentalny, w tym rozmieszczenie i parametry detektorów były podobne jak we wcześniej opisanych eksperymentach. Dodatkowo opis eksperymentu uzupełniono przez wymienienie modyfikacji polegających na przystosowaniu układu pomiarowego do rejestracji względnie niewielkiej liczby kwantów gamma z badanej reakcji przy silnym tle.

Energia kwantów gamma dla badanej reakcji wynosiła $E_\gamma = 1483,5 \pm 4,5$ keV. W porównaniu z wcześniejszymi eksperymentami komora ze stali nierdzewnej została zamieniona na komorę z aluminium o średnicy 160 mm. Pozbyto się wszystkich elementów z ołowiu, miedzi i stali nierdzewnej. Dodano dodatkowy detektor NaI(Tl) o średnicy 150 mm i grubości 100 mm. Określono efektywność rejestracji kwantów gamma za pomocą źródeł ^{60}Co i ^{152}Eu , umieszczonych w punkcie odpowiadającym środkowi tarczy. Wyniosła ona $\epsilon = 0,41 \pm 0,04$. Rozdzielczość energetyczną detektora (uśrednioną dla wszystkich dziewięciu

detektorów NaI(Tl)) określono jako równą 7,3%. Wykorzystano w tym celu linię ^{60}Co o energii $E_\gamma = 1,33$ MeV. Liczba przyspieszonych jonów $^4\text{He}^+$ docierających do tarczy wynosiła w impulsie (czas trwania 10 μs) $5 \cdot 10^{14}$. Pozwoliło to zmniejszyć liczbę zdarzeń tła (kosmicznego i otoczenia) 10^5 razy. Podczas całego eksperymentu jednocześnie rejestrowano zdarzenia związane z badaną reakcją oraz zdarzenia tła. Rozmycie energetyczne jonów $^4\text{He}^+$ wynosiło $\approx 19,9$ %.

Rejestrowano widmo kwantów gamma w zakresie 1–3 MeV, które następnie zostało aproksymowane superpozycją funkcji Gaussa i eksponenty. Rysunek 4.26 przedstawia widmo po odjęciu tła, które w dalszej części analizy służyło jako wstępnie przetworzone dane pomiarowe. Zaznaczony jest obszar 1400–1600 keV, w którym poszukiwane są zdarzenia z badanej reakcji. Widoczne jest, że liczba zliczeń w interesujących nas kanałach była niewielka, dlatego podjęto dodatkowe kroki związane z eliminacją tła przez zwiększenie możliwości rejestracji tła w wyniku dodania do stanowiska eksperymentalnego detektora neutronów na bazie ^3He . Detektor neutronów składał się z dziesięciu liczników zbudowanych z rurek o średnicy 3 cm i długości 50 cm wypełnionych mieszaniną $^3\text{He} + \text{Ar} + \text{CO}_2$ pod ciśnieniem 4 atm i umieszczonych w polietylenowym spowalniaczu. Wymiary detektora to 15 cm \times 30 cm \times 54 cm. W celu osłabienia tła elektromagnetycznego liczniki umieszczono w podwójnym korpusie z aluminium. Efektywność rejestracji neutronów ze źródła AmBe wynosiła 15%. Czas pomiaru produktów reakcji (1.40) określany był przez czas zbierania statystyki 710 zdarzeń neutronowych licznikami ^3He . Taka sama liczba neutronów była zmierzona podczas zachodzenia badanej reakcji (1.45).

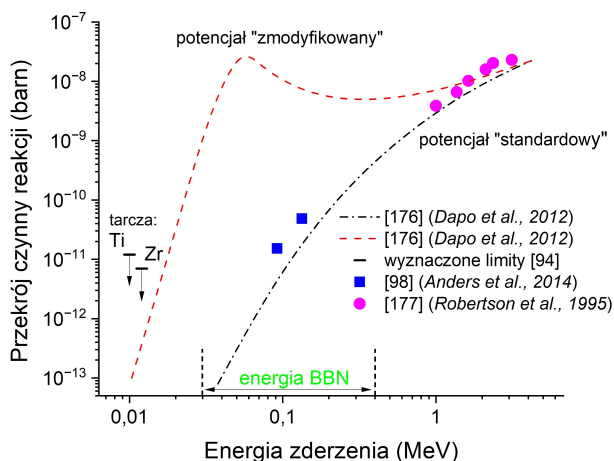


Rys. 4.26. Widmo kwantów gamma po odjęciu tła.
Linia ciągła – aproksymacja funkcją Gaussa i eksponenty [94]

4.6.3. Wyniki eksperymentów i ich omówienie

Otrzymany wynik pozwala wyłącznie na oszacowanie górnej granicy przedziału na emisję kwantów gamma z reakcji (1.45). Rysunek 4.27 przedstawia oszacowania górnego limitu przekroju czynnego reakcji: dla deuteryzowanego tytanu przy 10 keV w układzie CMS

oraz dla deuteryzowanego cyrkonu przy 12 keV (CMS). Dodatkowo rysunek 4.27 przedstawia wyniki obliczeń [176] dla potencjału standardowego oraz potencjału zmodyfikowanego (do potencjału standardowego dodana została część oddziaływania dalekiego). Na podstawie rysunku 4.27 można wnioskować, że modyfikacja potencjału oddziaływania jąder ^4He z deuteronami prowadzi do znacznego zwiększenia przekroju czynnego reakcji jądrowej. Wyznaczone przedziały przekroju czynnego reakcji (1.45) wskazują na konieczność zwiększenia światłości instalacji eksperymentalnej, jako że dalsze badania są celowe z uwagi na problem kosmologicznego litu i weryfikacji potencjału dalekiego oddziaływania.



Rys. 4.27. Przekrój czynny reakcji $^4\text{He} + d$ w funkcji energii zderzenia $^4\text{He}^+$ i deuteronów w CMS. Strzałki dla energii 10 keV i 12 keV wskazują wynik otrzymany przez zespół badawczy LESI [94]. Zestawiono go z danymi pomiarowymi literaturowymi ([98, 177]) oraz obliczeniami teoretycznymi dla dwóch wersji potencjału oddziaływania zawartymi w pracy [176]. Na skali energii zaznaczono zakres przypadający na nukleosyntezę Wielkiego Wybuchu (energia BBN)

4.7. Badanie reakcji $^4\text{He} + t$

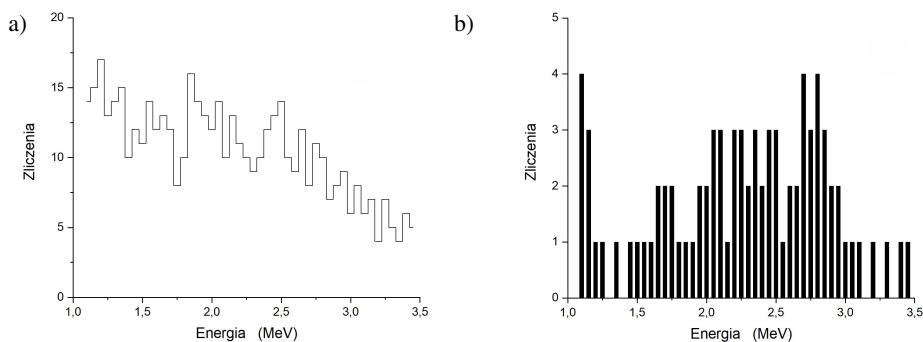
4.7.1. Wprowadzenie

Celem eksperymentu był pomiar S-faktora dla reakcji (1.47) dla energii jonów $^4\text{He}^+$ równej 39 keV w układzie laboratoryjnym ($E_{cms} = 15,7$ keV) [99]. Po raz pierwszy wykonano badania tej reakcji w zakresie energii nieobjętym standardowym modelem nukleosyntezy Wielkiego Wybuchu (*Standard Big Bang Nucleosynthesis*) (SBBN).

4.7.2. Przebieg eksperymentu

Analogicznie jak poprzednio, eksperyment przeprowadzono za pomocą akceleratora pulsacyjnego typu akcelerator Halla (NRTPU) z użyciem tarcz trytytu tytanu (TiT). Również analogicznie jak poprzednio był układ detektorów neutronów opartych na licznikach ^3He i kwantów gamma. Czas trwania impulsu przyspieszenia wynoszący 10 μs umożliwia

tłumienie tła promieniowania kosmicznego i otoczenia o 5 rzędów wielkości. Intensywność jonów akceleratora wynosząca podczas pomiarów $\sim 5 \cdot 10^{14}$ ${}^4\text{He}^+$ w impulsie umożliwiła pomiar ekstremalnie niskiej wydajności reakcji. Wydajność kwantów gamma o energii równej 2483,7 keV i 2006,1 keV z reakcji określano za pomocą detektorów NaI(Tl) z wydajnością rejestracji $\varepsilon = 0,313 \pm 0,026$. Dokładny opis przebiegu eksperymentu podany jest w [140].



Rys. 4.28. Widmo kwantów gamma otrzymane w eksperymencie po odjęciu tła (a) oraz różnica widm kwantów gamma pochodzących z eksperymentów z heliem i trytem (b)

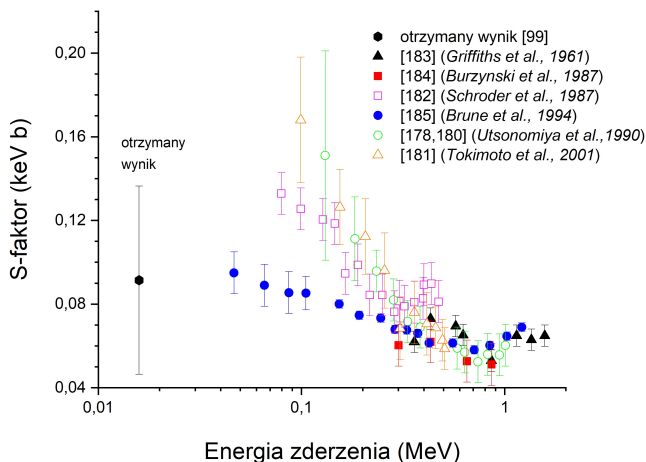
Jako wynik eksperymentu otrzymano widmo kwantów gamma, liczba zarejestrowanych kwantów wynosiła 71 ± 25 dla całkowitej liczby cząstek α wchodzących do tarczy równej $1,1 \cdot 10^{20}$. Widmo na rysunku 4.28a jest niewystarczające do separacji kwantów gamma z badanej reakcji i tła, dlatego zastosowano inną metodę ekstrakcji użytecznych zliczeń polegającą na wykonaniu pomiarów tła przez pomiar liczby neutronów rejestrowanych przez detektor ${}^3\text{He}$ równoległe z pomiarem kwantów gamma z detektorów NaI(Tl) dla dwóch przypadków wiązki jonów: ${}^4\text{He}$ i trytu tytanu. Dodatkowo wykonany został osobny pomiar tła dla badanej reakcji.

4.7.3. Wyniki eksperymentu i dyskusja

W efekcie eksperymentów zespołu LESI i analizy danych uzyskano następujący wynik (patrz rys. 4.29) określenia astrofizycznego współczynnika $S_{\alpha t}$ dla reakcji (1.47) przy energii zderzenia jonów helu ${}^4\text{He}^+$ z trytonami tytanu równej 15,7 keV w CMS:

$$S_{\alpha t}(E_{col} = 15,7 \text{ keV}) = 0,091 \pm 0,032(\text{stat}) \pm 0,011(\text{syst}) \text{ keV} \cdot \text{b}. \quad (4.20)$$

Mimo że wynik uzyskany przez zespół LESI jest obarczony dużą niepewnością pomiarową (znana trudność w mierzeniu wydajności reakcji jądrowej w obszarze ultraniskich energii), to nadal uprawnia on do wyciągania pewnych wniosków. Rezultat zespołu LESI wraz z porównaniem z innymi wynikami został przedstawiony na rysunku 4.29. Można zauważyć, że uzyskany wynik nie potwierdza wyników wszystkich pomiarów pośrednich [178–181]. Nie potwierdza również jedynego wyniku bezpośrednich pomiarów [182], w którym S-faktor dla energii αt – oddziaływania równego zero – był wyznaczony jako $S_{\alpha t}(E = 0) = 0,14 \pm 0,02 \text{ keV} \cdot \text{b}$.



Rys. 4.29. S-faktor dla reakcji ${}^4\text{He} + t$. Pokazany jest wynik otrzymany w pomiarach [99].
Wynik ten zestawiono z literaturowymi wynikami pomiarów bezpośrednich [182–185]
oraz wynikami pomiarów pośrednich [178, 180, 181]

Wartości S-faktora zestawione są w tabeli 4.8. Porównany jest wynik zespołu LESI z wynikami literaturowymi.

Tabela 4.8

Wartości S-faktora dla reakcji $\alpha + t \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$

Źródło	Wartość S-faktora [keV·b]	Energia [keV]
Eksperymentalne		
Wynik zespołu LESI [99]	$0,091 \pm 0,032_{\text{stat}} \pm 0,011_{\text{syst}}$	15,7
Brune et al. (1994) [185]	$0,1067 \pm 0,0064$	0
Griffiths et al. (1961) [183]	$0,064 \pm 0,016$	0
Teoretyczne		
Kajino (1986) [186]	0,098	0
Langanke (1986) [187]	0,1	0
Angulo et al. (1999) [188]	0,1	0
Igamov et al. (2007) [189]	0,0974	0

W podsumowaniu należy stwierdzić, że uzyskany przez zespół LESI rezultat dla reakcji (1.47) potwierdza wiarygodność danych eksperymentalnych przedstawionych w pracy [185]. Jednocześnie zaobserwowana ścisła spójność pomiędzy przewidywaniami teoretycznymi (grupującymi się wokół wartości 0,1 keV·b) a wynikami eksperymentalnymi stanowi mocny argument za poprawnością modeli teoretycznych wykorzystywanych do opisu tej kluczowej reakcji nukleosynety.

5. Podsumowanie

Niniejsza monografia przybliży zagadnienia reakcji jądrowych, a w szczególności syntezy jądrowej zachodzących w niskich energiach. Ta specyficzna dziedzina badań ma istotne znaczenie ze względu na obserwowane mechanizmy, które nie są obecne przy wyższych poziomach energii oraz w ośrodkach o niewielkiej gęstości (np. gazy), w ten sposób badania nad syntezą jądrową w niskich energiach doprowadziły do odkrycia nowych procesów, które nie są obserwowane w innych warunkach. Jednakże, poza aspektami czysto naukowymi, zagadnienie jest również istotne z praktycznego punktu widzenia – istnieje możliwość osiągnięcia wyników, które pozwolą na praktyczne generowanie energii. Byłaby to technologia syntezy jądrowej zachodząca najprawdopodobniej w warunkach znacznie mniej egzotycznych niż chociażby w plazmie generowanej w tokamakach czy we wnętrzu kapsułki paliwowej podgrzewanej wiązkami z wielu bardzo mocnych laserów. Przykładowo temperatura we wnętrzu reaktora mogłaby być porównywalna z temperaturą w klasycznych jednostkach energetycznych. Również dostarczenie wiązki jonów o odpowiednich parametrach z wysoką wydajnością energetyczną nie powinno obecnie stanowić zbyt dużego problemu technicznego.

Aby cywilizacja się rozwijała, musi opanować technologie nowych źródeł energii. Przy czym nie chodzi tu tylko o zastąpienie paliw kopalnych przez odnawialne źródła energii, przejście (lub nie) na wodór czy mniejszy lub większy udział klasycznej energetyki jądrowej. To są kwestie do rozwiązania na teraz. Oczywiście w związku z tym pojawia się szereg problemów, m.in. związanych z niestabilną pracą systemów energetyki odnawialnej, wysiłki dążące do uczynienia tych źródeł bardziej dyspozycyjnymi (m.in. przez rozwój technologii magazynowania energii), poszukiwania nowych nośników energii (np. wodór) czy kwestie pojawiania się nowego paradygmatu związanego z systemami i sieciami elektroenergetycznymi. Klasyczna energetyka jądrowa musi się ciągle mierzyć chociażby z problemami odpadów promieniotwórczych, kwestiami ekonomicznymi czy aspektami społecznymi. Rozwiązania tych zagadnień są na bieżąco poszukiwane, a postęp jest ciągły.

Na nowe wyzwania, przed którymi stanie cywilizacja – zapewnienie populacji żywności i wody, troska o środowisko, sterowanie klimatem, kolonizacja innych planet i inne, których obecnie nie potrafimy sobie jeszcze wyobrazić, wymagają zupełnie nowych źródeł energii, obecnie jeszcze niewykorzystywanych. Znane jest stwierdzenie, że praktycznie każdy z obecnie palących problemów związanych z rozwojem technicznym można rozwiązać, jeżeli

dostępne jest odpowiednio wydajne źródło energii (może to być np. usuwanie zanieczyszczeń ze środowiska, rozwiązanie problemów transportowych czy zapewnienie dostaw żywności, wody itp.).

Synteza jądrowa zachodząca w niskich temperaturach jest jeszcze słabo zbadana. Szczególnie interesujące wydają się struktury metaliczne o różnym nasyceniu lekkimi izotopami. Wiele podstawowych problemów wymaga wyjaśnienia, gdyż nakładają się zagadnienia właściwości struktury krystalicznej ciał stałych i ich wpływ na reakcje jądrowe. Mogą tu być istotne kolektywne zjawiska elektronowe, specyfika struktury krystalicznej czy inne. W ciałach stałych występuje całe bogactwo zjawisk związanych m.in. z wielką liczbą jonów i elektronów. Z kolei reakcje jądrowe, szczególnie syntezy jądrowej, charakteryzują się silnymi zależnościami od energii uczestniczących w nich jąder. Podstawowym warunkiem jest pokonanie potencjału kulombowskiego – wielkiej przeszkody, którą możemy porównać do olbrzymiej bariery. Dotychczas myślano, jak pokonać tę barierę – jak, zwiększając energię cząstek, coraz bardziej skutecznie tunelować się przez nią. Środowisko ciała stałego oferuje natomiast możliwość wpływu na tę barierę i zmniejszenia jej. Jest to poniekąd nowa idea. Może to być ekranowanie elektronowe, kanałowanie czy inne. Być może w przyszłości wykorzystane zostaną inne kolektywne zjawiska występujące w ciele stałym.

Powoduje to, że droga przedstawiona w niniejszej pracy warta jest kontynuowania i rozwoju. Są to wciąż prace na etapie badań podstawowych, dające często odmienne, nie zawsze czytelne wyniki. Droga do pełnego zrozumienia jest jeszcze dość długa. Przeprowadza się w tym celu coraz to nowe pomiary.

Należy też zaznaczyć znaczenie badań dla pewnych kwestii typowo teoretycznych jak nukleosynteza i związane z nią zagadnienia, jak np. problem abundancji litu. Pojawienie się nowych wartości przekrojów czynnych dla coraz niższych energii może mieć istotne znaczenie dla modeli nukleosyntezy. Wyzwaniem jest osiągnięcie użytecznych wyników przy coraz niższych energiach. Jak podano w pracy, mogą w tych energiach występować silne ekranowania elektronowe istotnie zwiększające odpowiednie przekroje czynne.

Niniejsza monografia zaprezentowała przegląd badań dokonanych z użyciem nowatorskiej techniki wykorzystania akceleratorów plazmowych, jako rozwiązanie problemu pomiarów bardzo małych przekrojów czynnych. Intensywność wiązki w klasycznych akceleratorach jest znacznie mniejsza niż strumień jonów w układach plazmowych. Wynika to z faktu, że wyładowanie plazmowe koncentruje energię na dużej liczbie cząstek niemal jednocześnie, podczas gdy akceleratory dostarczają cząstki w wąskim, ciągłym strumieniu.

Opisane zostały takie zagadnienia badawcze jak przystosowanie akceleratorów plazmowych do tego typu badań. W wielu przypadkach początkowo używane były do badań o charakterze wojskowym (np. pompowanie laserów rentgenowskich w programach związanych z bronią kosmiczną) czy do napędu pojazdów kosmicznych. Sporo uwagi poświęcone jest innym zagadnieniom metodologicznym jak diagnostyka pracy źródeł jonów, detekcja produktów i tła reakcji jądrowych, otrzymywanie mieszanin, w których zachodzą te reakcje czy wreszcie kwestie opracowania odpowiednich algorytmów symulacji zjawisk i analizy danych pomiarowych.

Udział autora w zagadnieniach przedstawionych w monografii w głównej mierze polegał na opracowaniu narzędzi obliczeniowych do opisu przechodzenia strumienia jonów przez

tarczy i został opisany dokładnie w podrozdziale 3.7. Opracowana metodologia pozwalała na dokładne określenie parametrów wiązki jonów w dowolnym miejscu tarczy, tym samym przyczyniając się do walidacji metody badawczej, porównywania wyników analizy w ramach różnych podejść. Pozwoliła ocenić poprawność i ograniczenia związane ze stosowaniem uproszczonych modeli analitycznych rozkładu energetycznego jonów w tarczy. W trakcie całego okresu prac badawczych autor brał udział w analizie danych eksperymentalnych oraz był uczestnikiem pierwszych eksperymentów przeprowadzanych w Tomsku. Oczywiście w trakcie prac pojawiało się wiele bieżących problemów, w których rozwiązywanie autor monografii był zaangażowany jako członek zespołu badawczego.

Autor ma nadzieję, że być może kogoś zainteresują przedstawione w niniejszej monografii zagadnienia i w jakiś sposób staną się inspiracją do własnych prac badawczych.

Bibliografia

- [1] Keeton C., *Principles of Astrophysics: Using Gravity and Stellar Physics to Explore the Cosmos*. Undergraduate Lecture Notes in Physics. New York: Springer Science+Business Media, 2014. DOI: 10.1007/978-1-4614-9236-8.
- [2] Berlinguette C.P., Chiang Y.-M., Munday J.N., Schenkel T., Fork D.K., Koningstein R., Trevithick M.D., *Revisiting the cold case of cold fusion*. „Nature”, 570 (2019), 45–52. DOI: 10.1038/s41586-019-1256-6.
- [3] Chadwick M.B., Obložinský P., Herman M., Greene N.M., McKnight R.D., Smith D.L., Young P.G., MacFarlane R.E., Hale G.M., Frankle S.C., Kahler A.C., Kawano T., Little R.C., Madland D.G., Moller P., Mosteller R.D., Page P.R., Talou P., Marck S.C., *ENDF/B-VII.0: next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology*. „Nuclear Data Sheets”, 107(12) (2006), 2931–3060. DOI: 10.1016/j.nds.2006.11.001.
- [4] Kaczmariski M., Kilic A.I., Czerski K., Kowalska A., Weissbach D., Targosz-Slecicka N., Huke A., Ruprecht G., *New accelerator facility for measurements of nuclear reactions at energies below 1 keV*. „Acta Physica Polonica B”, 45(2) (2014), 509–518. DOI: 10.5506/aphyspolb.45.509.
- [5] Gamow G., Teller E., *The Rate of Selective Thermonuclear Reactions*. „Physical Review”, 53 (1938), 608. DOI: 10.1103/physrev.53.608.
- [6] Bethe H.A., *Energy Production in Stars*. „Physical Review”, 55 (1939), 434. DOI: 10.1103/physrev.55.103.
- [7] Mayer F.J., *Superconductivity and low-energy nuclear reactions*. „Results in Physics”, 12 (2019), 2075–2077. DOI: 10.1016/j.rinp.2019.02.027.
- [8] Bosch H.S., Hale G.M., *Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities*. „Nuclear Fusion”, 32(4) (1992), 611–631. DOI: 10.1088/0029-5515/32/4/i07.

- [9] Bystritsky V.M., Bystritskii V.M., Dudkin G.N., Filipowicz M., Gazi S., Huran J., Nechaev B.A., Padalko V.N., Parzhitskii S.S., Pen'kov F.M., Philippov A.V., Tuleushev Y.Z., *First experimental evidence of $D(p,\gamma)^3\text{He}$ reaction in deuteride titanium in ultralow collision energy region*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, 753 (2014), 91–96. DOI: 10.1016/j.nima.2014.03.059.
- [10] Salpeter E.E., *Electrons Screening and Thermonuclear Reactions*. „Australian Journal of Physics”, 7(3) (1954), 373–388. DOI: 10.1071/ph540373.
- [11] Huke A., Czarski K., Heide P., *Experimental techniques for the investigation of the electron screening effect for $d+d$ fusion reactions in metallic environments*. „Nuclear Physics A”, 719 (2003), C279–C282. DOI: 10.1016/s0375-9474(03)00932-1.
- [12] Greife U., Gorris F., Junker M., Rolfs C., Zahnow D., *Oppenheimer-Phillips Effect and electron screening in $d+d$ fusion reactions*. „Zeitschrift fuer Physik A Hadrons and Nuclei”, 351 (1995), 107–111. DOI: 10.1007/bf01292792.
- [13] Bystritsky V.M., Bystritskii V.M., Dudkin G.N., Filipowicz M., Gazi S., Huran J., Kobzev A.P., Mesyats G.A., Nechaev B.A., Padalko V.N., Parzhitskii S.S., Pen'kov F.M., Philippov A.V., Kaminskii V.L., Tuleushev Y.Z., Woźniak J., *Measurement of astrophysical S -factors and electron screening potentials for $d(d,n)^3\text{He}$ reaction in ZrD_2 , TiD_2 and $\text{TaD}_{0.5}$ targets in the ultralow energy region using plasma accelerator*. „Nuclear Physics A”, 889 (2012), 93–104. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2012.07.001.
- [14] Baryshevsky V., *Channeling, Radiation and Reactions in Crystals under High Energy*. Minsk: Belarusian University, 1982. URL: https://www.researchgate.net/profile/Vladimir-Baryshevsky/publication/319543769_Channeling_Radiation_and_Reactions_in_Crystals_under_High_Energy/links/59b267fb0f7e9b37434e6f4d/Channeling-Radiation-and-Reactions-in-Crystals-under-High-Energy.pdf [dostęp: 25.08.2025].
- [15] Paneth F., Peters K., *The Transformation of Hydrogen into Helium*. „Nature”, 118 (1926), 526–527. DOI: 10.1038/119706a0.
- [16] Sacharow A.D., *Passivnyje miezony*. [W:] Sacharow A.D., (Ed.), *Naucznyje trudy*. Izdatielstwo CentrKom, Moskwa 1995, 41–44. URL: https://elib.biblioatom.ru/text/saharov_nauchnye-trudy_1995/p41/ [dostęp: 25.08.2025].
- [17] Filipowicz M., *Experimental Investigations of μ -atomic and μ -molecular Processes in Muon Catalysis of Nuclear Fusion Reactions*. Kraków: Wydawnictwo Instytutu Gospodarki Surowcami Mineralnymi i Energią, 2008.
- [18] Fleischmann M., Pons S., *Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium*. „Journal of Electroanalytical Chemistry and Interfacial Electrochemistry”, 261(2) (1989), 301–308. DOI: 10.1016/0022-0728(89)80006-3.
- [19] Focardi S., Habel R., Piantelli F., *Anomalous heat production in Ni-H systems*. „Nuovo Cimento A”, 107(1) (1994), 163–167. DOI: 10.1007/bf02813080.

- [20] Claytor T.N., Jackson D.D., Tuggle D.G., *Tritium Production from a Low Voltage Deuterium Discharge on Palladium and Other Metals*. Technical report. LANL, 1995. URL: <https://inis.iaea.org/records/2bjzm-33095>.
- [21] Krivit S.B., *Cold Fusion – Precursor to Low-Energy Nuclear Reactions*. [W:] *Encyclopedia of Electrochemical Power Sources*. (Eds.) Garche J., Dyer C., Moseley P., Ogumi Z., Rand D., Scrosati B., 2. Amsterdam: Elsevier, 2009, 255–270.
- [22] Miley G.H., Yang X., Hora H., *Small Power Cells Based on Low Energy Nuclear Reaction (LENR) – A New Type of “Green” Nuclear Energy*. „Fusion Science and Technology”, 61(1T) (2012), 458–462. DOI: 10.13182/fst12-a13463.
- [23] Tsyganov E.N., Bavizhev M.D., Buryakov M.G., Dabagov S.B., Golovatyuk V.M., Lobastov S.P., *Cold nuclear fusion*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms”, 355 (2015), 333–339. DOI: 10.1016/j.nimb.2015.01.039.
- [24] Winterberg F., *Ultra-dense deuterium and cold fusion claims*. „Physics Letters A”, 374(27) (2010), 2766–2771. DOI: 10.1016/j.physleta.2010.04.055.
- [25] Friar J.L., *Recent results in the theory of the three-nucleon systems*. [W:] *Proceedings of the International Conference on the Theory of Few-Body and Quark-Hadronic Systems*. Preprint No. D4- 87-692, JINR (Dubna, 1987). Dubna, 70.
- [26] Chulick G.S., Kim Y.E., Rice R.A., Rabinowitz M., *Extended parameterization of nuclear-reaction cross sections for few-nucleon nuclei*. „Nuclear Physics A”, 551(2) (1993), 255–268. DOI: 10.1016/0375-9474(93)90481-c.
- [27] Torre J., Goulard B., *Mesonic exchange currents and radiative thermal neutron capture by the deuteron*. „Physical Review C”, 28(2) (1983), 529–537. DOI: 10.1103/physrevc.28.529.
- [28] Friar J.L., Gibson B.F., Jean H.C., Payne G.L., *Nuclear transition rates in μ -catalyzed p - d fusion*. „Physical Review Letters”, 66(4) (1991), 1827–1830. DOI: 10.1103/PhysRevLett.66.1827.
- [29] Kharchenko V.F., Navrotsky M.A., Katerinchuk P.A., *Effects of the Coulomb interaction in proton-deuteron scattering and radiative capture at zero energy*. „Soviet Journal of Nuclear Physics”, 55 (1992), 49–59.
- [30] Bahcall J.N., Pinsonneault M.H., *Standard solar models, with and without helium diffusion, and the solar neutrino problem*. „Reviews of Modern Physics”, 64 (1992), 885. DOI: 10.1201/9780429502811-23.
- [31] Belyaev V.B., Bertin A., Bystritsky V.M., Bystritsky V.M., Gula A., Kartavtsev O.I., Kravtsov A.V., Luchinsky A.V., Mesyats G.A., Rivkis L.A., Rotakhin N.A., Sinebryukhov A.A., Sorokin S.I., Stetsenko S.G., Stolupin V.A., Vitale A., Woźniak J., *New proposals for the investigation of strong interaction of light nuclei at super low energies*. „Nukleonika”, 40(2) (1995), 85–99.

- [32] Rolfs C., Rodney W.S., *Cauldrons in the Cosmos*. Chicago: University of Chicago Press, 1988.
- [33] Shaviv G., Shaviv N.J., *Is There a Dynamic Effect in the Screening of Nuclear Reactions in Stellar Plasmas?* „The Astrophysical Journal”, 529(2) (2000), 1054–1069. DOI: 10.1086/308290.
- [34] Assenbaum H.J., Langanke K., Rolfs C., *Effects of electron screening on low-energy fusion cross sections*. „Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei”, 327 (1987), 461–468. DOI: 10.1007/bf01289572.
- [35] Ichimaru S., *Nuclear fusion in dense plasmas*. „Reviews of Modern Physics”, 65(2) (1993), 255–299. DOI: 10.1103/revmodphys.65.255.
- [36] Cyburt R.H., Fields B.D., Olive K.A., Yeh T.-H., *Big Bang nucleosynthesis: present status*. „Reviews of Modern Physics”, 88(1) (2016), 015004. DOI: 10.1103/revmodphys.88.015004.
- [37] *Nuclear Fusion Power*. Strona World Nuclear Association. DOI: 10.1093/actrade/9780199584970.003.0007.
- [38] Cabal H., Lechon Y., Bustreo C., Gracceva F., Biberacher M., Ward D., Dongiovanni D., Grohnheit P.E., *Fusion power in a future low carbon global electricity system*. „Energy Strategy Reviews”, 15 (2017), 1–8. DOI: 10.1016/j.esr.2016.11.002.
- [39] Kessel C.E., Blanchard J.P., Davis A., El-Guebaly L., Garrison L.M., Ghoniem N.M., Humrickhouse P.W., Huang Y., Katoh Y., Khodak A., Marriott E.P., Malang S., Morley N.B., Neilson G.H., Rapp J., Rensink M.E., Rognlien T.D., Rowcliffe A.F., Smolentsev S., Snead L.L., *Overview of the fusion nuclear science facility, a credible break-in-step on the path to fusion energy*. „Fusion Engineering and Design”, 135(Part B) (2018), 236–270. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2017.05.081.
- [40] Vezzani M., Cerullo N., Lanza S., *Energetic-economic analysis of inertial fusion plants with tritium commercial production*. „Fusion Engineering and Design”, 51–52 (2000), 1143–1148. DOI: 10.1016/s0920-3796(00)00230-1.
- [41] Woodruff S., *An Overview of Tokamak Alternatives in the US Fusion Program with the Aim of Fostering Concept Innovation*. „Journal of Fusion Energy”, 23(1) (2004), 27–40. DOI: 10.1007/s10894-004-1869-z.
- [42] Jacquemot S., *Inertial confinement fusion for energy: overview of the ongoing experimental, theoretical and numerical studies*. „Nuclear Fusion”, 57(10) (2017), 102024. DOI: 10.1088/1741-4326/aa6d2d.
- [43] Kirk A., *Nuclear fusion: bringing a star down to Earth*. „Contemporary Physics”, 57(1) (2016), 1–18.
- [44] Najmabadi F., Raffray A., *Recent progress in the ARIES compact stellarator study*. „Fusion Engineering and Design”, 81(23–24) (2006), 2679–2693. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2006.07.087.

- [45] Sykes A., Costley A.E., Windsor C.G., Asunta O., Brittles G., Buxton P., Chuyanov V., Connor J.W., Gryaznevich M.P., Huang B., Hugill J., Kukushkin A., Kingham D., Langtry A.V., McNamara S., Morgan J.G., Noonan P., Ross J.S.H., Shevchenko V., Slade R., Smith G., *Compact fusion energy based on the spherical tokamak*. „Nuclear Fusion”, 58(1) (2018), 016039. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2006.07.087.
- [46] Boozer A.H., *Physics of magnetically confined plasmas*. „Reviews of Modern Physics”, 76(4) (2004), 1071–1141. DOI: 10.1103/revmodphys.76.1071.
- [47] Hinkel D.E., *Scientific and technological advancements in inertial fusion energy*. „Nuclear Fusion”, 53 (2013), 104027. DOI: 10.1088/0029-5515/53/10/104027.
- [48] Yirka B., *NIF’s fusion breakeven confirmed in peer reviewed paper and then they did it multiple times*. URL: <https://phys.org/news/2024-02-nif-fusion-breakeven-peer-multiple.html> [dostęp: 5.09.2025].
- [49] Bluhm H., Hoppe P., *Review of light-ion driver development for inertial fusion energy*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, 464(1–3) (2001), 6–16. DOI: 10.1016/S0168-9002(00)01320-6.
- [50] Nagel D., *The status of ‘cold fusion’*. „Radiation Physics and Chemistry”, 51(4–6) (1998), 653–668. DOI: 10.21236/ada338629.
- [51] Borisenok V.A., *Sonoluminescence: Experiments and Models (Review)*. „Acoustical Physics”, 61(3) (2015), 308–332. DOI: 10.1134/S1063771015030057.
- [52] Valikhani M., Habibi M., *Neutron Yield Increase by Simulated Pyroelectric Crystal Neutron Source*. „Journal of Fusion Energy”, 36 (2017), 92–99. DOI: 10.1007/s10894-017-0127-0.
- [53] Perkins L., Orth C., Tabak M., *On the utility of antiprotons as drivers for inertial confinement fusion*. „Nuclear Fusion”, 44(10) (2004), 1097–1117. DOI: 10.1088/0029-5515/44/10/004.
- [54] Mirnov S.V., *Tokamak evolution and view to future*. „Nuclear Fusion”, 59(1) (2019), 015001. DOI: 10.1088/1741-4326/aace92.
- [55] Gao Z., *Compact magnetic confinement fusion: Spherical torus and compact torus*. „Matter and Radiation at Extremes”, 1(3) (2016), 153–162. DOI: 10.1016/j.mre.2016.05.004.
- [56] Pedersen T.S., König R., Krychowiak M., Jakubowski M., Baldzuhn J., Bozhnikov S., Fuchert G., Langenberg A., Niemann H., Zhang D., Rahbarnia K., Bosch H.-S., Kazakov Y., Brezinsek S., Gao Y., Pablant N., the W7-X Team, *First results from divertor operation in Wendelstein 7-X*. „Plasma Physics and Controlled Fusion”, 61(1) (2019), 014035. DOI: 10.1088/1361-6587/aaec25.
- [57] Horioka K., *Progress in particle-beam-driven inertial fusion research: Activities in Japan*. „Matter and Radiation at Extremes”, 3(1) (2018), 12–27. DOI: 10.1016/j.mre.2017.08.002.

- [58] Okamura M., *Laser ion source for heavy ion inertial fusion*. „Matter and Radiation at Extremes”, 3 (2018), 61–66. DOI: 10.1016/j.mre.2017.12.002.
- [59] Kawata S., Karino T., Ogoyski A.I., *Review of heavy-ion inertial fusion physics*. „Matter and Radiation at Extremes”, 1 (2016), 89–113. DOI: 10.1016/j.mre.2016.03.003.
- [60] Sethian J., Raffray A.R., Latkowski J., Blanchard J.P., Snead L., Renk T.J., Sharafat S., *An overview of the development of the first wall and other principal components of a laser fusion power plant*. „Journal of Nuclear Materials”, 347(3) (2005), 161–177. DOI: 10.1016/j.jnucmat.2005.08.019.
- [61] Freeman R., Anderson C., Hill J.M., King J., Snavely R., Hatchett S., Key M., Koch J., MacKinnon A., Stephens R., Cowan T., *High-intensity lasers and controlled fusion*. „The European Physical Journal D”, 26 (2003), 73–77. DOI: 10.1140/epjd/e2003-00246-x.
- [62] Murakami M., Nagatomo H., *A new twist for inertial fusion energy: Impact ignition*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, 544(1–2) (2005), 67–75. DOI: 10.1016/j.nima.2005.01.195.
- [63] Nakai S., Logan B., *Strategy toward inertial fusion energy*. „Fusion Engineering and Design”, 44(1–4) (1999), 97–104. DOI: 10.1016/s0920-3796(98)00335-4.
- [64] Taleyarkhan R.P., West C.D., Lahey R.T., Jr., Nigmatulin R.I., Block R.C., Xu Y., *Nuclear Emissions During Self-Nucleated Acoustic Cavitation*. „Physical Review Letters”, 96(3) (2006), 034301. DOI: 10.1103/physrevlett.96.034301.
- [65] Lahey Jr. R.T., Taleyarkhan R.P., Nigmatulin R.I., *Sonofusion technology revisited*. „Nuclear Engineering and Design”, 237(15–17) (2007), 1571–1585. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2006.12.014.
- [66] Naranjo B., Gimzewski J.K., Putterman S., *Observation of nuclear fusion driven by a pyroelectric crystal*. „Nature”, 434 (2005), 1115–1117. DOI: 10.1038/nature03575.
- [67] Geuther J., Danon Y., Saglione F., *Nuclear reactions induced by a pyroelectric accelerator*. „Physical Review Letters”, 96(5) (2006), 054803. DOI: 10.1103/physrevlett.96.054803.
- [68] Gabrielli R.A., Herdrich G., *Review of Nuclear Thermal Propulsion Systems*. „Progress in Aerospace Sciences”, 79 (2015), 92–113. DOI: 10.1016/j.paerosci.2015.09.001.
- [69] <https://www.iter.org/> [dostęp: 14.03.2021].
- [70] Bigot B., *ITER assembly phase: Progress toward first plasma*. „Fusion Engineering and Design”, 164 (2021), 112207. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2020.112207.
- [71] Tan H., Fortunato F., Suh I., Benfatto I., Song Z., Liu S., Oh J.S., Jiang L., Kim S., *ITER magnet power conversion building construction and AC/DC converter installation*. „Fusion Engineering and Design”, 146(Part B) (2019), 1891–1894. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2019.03.058.

- [72] *Laboratory for Laser Energetics*. Oficjalna strona instalacji: <https://www.lle.rochester.edu/> [dostęp: 5.09.2025].
- [73] Bystritsky V.M., *Study of the reactions between light nuclei at ultralow energies using high power plasma accelerators*. [W:] *International Conference on Muon Catalyzed Fusion and Related Topics (μ CF-07)*. Dubna, Rosja.
- [74] Dudkin G.N., Nechaev B.A., Padalko V.N., Bystritsky V.M., Gerasimov V.V., Kublikov R.V., Parzhitsky S.S., Stolupin V.L., Vozniak J., Veretel'nik V.I., Furman É.G., *Neutron emission generated in the collision of plasma flows in the presence of an external magnetic field*. „Plasma Physics Reports”, 31(12) (2005), 1039–1047. DOI: 10.1134/1.2147649.
- [75] Dudkin G.N., Nechaev B., Padalko V.N., Bystritsky V.N., Bystritskii V., *Generation and Interaction of Counter Streaming Plasma Flows Across Magnetic Fields*. [W:] *IEEE International Conference On Plasma Science*. 2P73. Monterey, California, USA, 232. DOI: 10.1109/plasma.2005.359293.
- [76] Bystritsky V.M., Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Nechaev B.A., Padalko V.N., *Pulsed Ion Hall Accelerator for Investigation of Reactions between Light Nuclei in the Astrophysical Energy Range*. „Physics of Particles and Nuclei”, 48(4) (2017), 659–679. DOI: 10.1134/s1063779617040025.
- [77] Arcymowicz Ł., Griszyn S., Grodzowski G., Leskow Ł., Morozow A., Porotnikow A., Dorodnow A., Padałka W., Piergament M.I. (ried.), *Плазменный ускоритель*. Москва: Машиностроение, 1973.
- [78] Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Krylov A.R., Gazi S., Huran J., Nechaev B.A., Padalko V.N., Sadovsky A.B., Tuleushev Y.Z., Filipowicz M., Philippov A.V., *A method for investigation of the $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ reaction in the ultralow energy region under a high background*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, 825 (2016), 24–30. DOI: 10.1016/j.nima.2016.04.034.
- [79] *Thyratrons*. Oficjalna strona producenta tyratronów: <https://www.hvproducts.de/thyratrons>. DOI: 10.1016/s0016-0032(61)91028-6.
- [80] Bystritskii V., Garate E., Rostoker N., Song Y., VanDrie A., Anderson M., Qerushi A., Dettrick S., Binderbauer M., Walters J.K., Matvienko V., Petrov A., Shlapakovskiy A., Polkovikova N., Isakov I., *Generation and transport of a low energy intense ion beam*. „Journal of Applied Physics”, 96(2) (2004), 1249. DOI: 10.1063/1.1759400.
- [81] Nechaev B.A., Dudkin G.N., Kaminsky V.L., Padalko V., Petrov A., Bystritsky V., Gerasimov V., Parzycki S., Bystritskii V., J. W., *The Determination of True Quantity of Accelerated Particles (Ions, Neutrals) Falling on a Metal Target*. [W:] *Proceedings of the 15th International Symposium on High-Current Electronics*. Publishing House of the IAO SB RAS, Tomsk, 148–150.

- [82] Bystritsky V.M., Varlachev V.A., Dudkin G.N., Nurkin A.S., Nechaev B.A., Padalko V.N., Pen'kov F.M., Tuleushev Y.Z., Filipowicz M., Philippov A.V., *Study of Background Processes with the Formation of Neutrons in Nuclear Reactions in the Energy Range of 26–32 keV*. „Journal of Experimental and Theoretical Physics”, 125(5) (2017), 741–751. DOI: 10.1134/s1063776117100041.
- [83] Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Kyznetsov S.I., Nechaev B.A., Padalko V.N., Philippov A.V., Sadovsky A.B., Varlachev V.A., Zvaygintsev O.A., *Research Methods for Parameters of Accelerated Low Energy Proton Beam*. „Physics of Particles and Nuclei Letters”, 12(4) (2015), 597–602. DOI: 10.1134/s1547477115040123.
- [84] Neklyudov I.M., Morozov A.N., Voevodin V.N., G. K.V., *Kinetics of Structural Transformations in Titanium during Radiation Treatment by Deuterium Ions in Post-Implantation Annealings*. „International Scientific Journal for Alternative Energy and Ecology”, (5) (2004), 3–11.
- [85] Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Nechaev B.A., Padalko V.N., Pen'kov F.M., Tuleushev Y.Z., Filipowicz M., Philippov A.V., *Investigation of the $D(^3\text{He}, p)^4\text{He}$ Reaction in the Astrophysical Energy Region of 18–30 keV*. „JETP Letters”, 107(11) (2018), 665–670. DOI: 10.1134/s0021364018110012.
- [86] Engstler S., Krauss A., Neldner K., Rolfs C., Schröder U., Langanke K., *Effects of electron screening on the $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ low-energy cross sections*. „Physics Letters B”, 202(2) (1988), 179–184. DOI: 10.1016/0370-2693(88)90003-2.
- [87] Prati P., Arpesella C., Bartolucci F., Becker H.W., Bellotti E., Broggin C., Corvisiero P., Fiorentini G., Fubini A., Gervino G., Gorris F., Greife U., Gustavino C., Junker M., Rolfs C., Schulte W.H., Trautvetter H.P., Zahnow D., *Electron screening in the $d + ^3\text{He}$ fusion reaction*. „Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei”, 350 (1994), 171–176. DOI: 10.1007/bf01290685.
- [88] Langanke K., Shoppa T.D., Barnes C.A., Rolfs C., *Energy loss, electron screening and the astrophysical $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ cross section*. „Physics Letters B”, 369(3–4) (1996), 211–214. DOI: 10.1016/0370-2693(96)00066-4.
- [89] Geist W.H., Brune C.R., Karwowski H.J., Ludwig E.J., Veal K.D., Hale G.M., *The $^3\text{He}(\vec{d}, p)^4\text{He}$ reaction at low energies*. „Physical Review C”, 60 (1999), 054003.
- [90] Costantini H., Formicola A., Junker M., Bonetti R., Broggin C., Campajola L., Corvisiero P., D'Onofrio A., Fubini A., Gervino G., Gialanella L., Greife U., Guglielmetti A., Gustavino C., Imbriani G., Ordine A., Prati P., Roca V., Rogalla D., Rolfs C., Romano M., Schümman F., Straniero O., Strieder F., Terrasi F., Trautvetter H.-P., Zavatarelli S., *Stopping power, electron screening and the astrophysical $S(E)$ factor of $d(^3\text{He}, p)^4\text{He}$* . „Physics Letters B”, 482(1–3) (2000), 43–49. DOI: 10.1016/s0370-2693(00)00513-x.

- [91] Aliotta M., Raiola F., Gyürky G., Formicola A., Bonetti R., Brogгинi C., Campajola L., Corvisiero P., Costantini H., D'Onofrio A., Fülöp Z., Gervino G., Gialanella L., Guglielmetti A., Gustavino C., Imbriani G., Junker M., Moroni P.G., Ordine A., Prati P., Roca V., Rogalla D., Rolf C., Romano M., Schümann F., Somorjai E., Straniero O., Strieder F., Terrasi F., Trautvetter H.P., Zavatarelli S., *Electron screening effect in the reactions ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ and $d({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$* . „Nuclear Physics A”, 690(4) (2001), 790–800. DOI: 10.1016/S0375-9474(01)00366-9.
- [92] Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Krylov A.R., Nechaev B.A., Nurkin A., Padalko V.N., Varlachev V.A., Shuvalov E.N., Pen'kov F.M., Tuleushev Y.Z., Zhakanbaev E.A., Filipowicz M., Philippov A.V., *Investigation of the $D({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$ reaction on ZrD targets in the energy region of 16–34 keV*. „Nuclear Physics A”, 990 (2019), 29–46. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2019.06.014.
- [93] Anders M., Trezzi D., Bellini A., Aliotta M., Bemmerer D., Brogгинi C., Cacioli A., Costantini H., Corvisiero P., Davinson T., Elekes Z., Erhard M., Formicola A., Fülöp Z., Gervino G., Guglielmetti A., Gustavino C., Gyürky G., Junker M., Lemut A., Marta M., Mazzocchi C., Menegazzo R., Prati P., Rossi Alvarez C., Scott D., Somorjai E., Straniero O., Szücs T., *Neutron-induced background by an α -beam incident on a deuterium gas target and its implications for the study of the ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ reaction at LUNA*. „The European Physical Journal A”, 49 (2013), 28. DOI: 10.1140/epja/i2013-13028-5.
- [94] Burkatovskaya Y.B., Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Krylov A.R., Lysakov A.S., Gazi S., Guran I., Nechaev B.A., Padalko V.N., Sadovsky A.B., Tuleushev Y.G., Filipovich M., Philippov A.V., *Investigation of the Reaction $D({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ at Ultralow Energies*. „Physics of Particles and Nuclei Letters”, 13(2) (2016), 190–197. DOI: 10.1134/s1547477116020059.
- [95] Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Filipowicz M., Tuleushev Y.Z., Zhakanbaev E.A., *Targets of deuterides TiD_2 , ZrD_2 , NbD , and CrD_2 with different structures used in experiments on the study of pd and dd reactions at astrophysical energies*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, 810 (2016), 80–85. DOI: 10.1016/j.nima.2015.12.006.
- [96] Asplund M., Lambert D.L., Nissen P.E., Primas F., Smith V.V., *Lithium isotopic abundances in metal-poor halo stars*. „The Astrophysical Journal”, 644(1) (2006), 229–259. DOI: 10.1086/503538.
- [97] Howk J.C., Lehner N., Fields B.D., Mathews G.J., *Observation of interstellar lithium in the low-metallicity Small Magellanic Cloud*. „Nature”, 489 (2012), 121–123. DOI: 10.1038/nature11407.
- [98] Anders M., Trezzi D., Menegazzo R., Aliotta M., *First Direct Measurement of the ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ Cross Section at Big Bang Energies and the Primordial Lithium Problem*. „Physical Review Letters”, 113(4) (2014), 042501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.042501.

- [99] Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Emets E.G., Filipowicz M., Krylov A.R., Nechaev B.A., Nurkin A., Padalko V.N., Philippov A.V., Sadovsky A.B., *Astrophysical S-factor of $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ Reaction at $E_{cm} = 15.7$ keV*. „Physics of Particles and Nuclei Letters”, 14(4) (2017), 560–570. DOI: 10.1134/s1547477117040057.
- [100] Bystritsky V.M., Gerasimov V.V., Krylov A.R., Parzhitskii S.S., Dudkin G.N., Kaminskii V.L., Nechaev B.A., Padalko V.N., Petrov A.V., Mesyats G.A., Filipowicz M., Wozniak J., Bystritskii V.M., *Study of the pd reaction in the astrophysical energy region using the Hall accelerator*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, 595(3) (2008), 543–548. DOI: 10.1016/j.nima.2008.07.152.
- [101] Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Filipowicz M., Tuleushev Y.Z., Zhakanbaev E.A., *Textured Targets of Deuterides TiD_2 , ZrD_2 , NbD , and CrD_2 in Experiments to Study the pd and dd Reaction Mechanisms at Astrophysical Energies*. „Physics of Particles and Nuclei Letters”, 13(1) (2016), 98–103. DOI: 10.1134/s1547477116010076.
- [102] Frey H. (Ed.), *Vakuumbeschichtung. Band 1: Plasmaphysik, Plasmadiagnostik, Analytik*. in German. Düsseldorf: VDI, 1995.
- [103] Wendt R., Ellmer K., Wiesemann K., *Thermal power at a substrate during ZnO:Al thin film deposition in a planar magnetron sputtering system*. „Journal of Applied Physics”, 82(5) (1997), 2115–2122. DOI: 10.1063/1.366092.
- [104] Kienel G., Röhl K. (Eds.), *Vakuumbeschichtung. Band 2: Verfahren und Anlagen*. in German. Düsseldorf: VDI, 1995.
- [105] Luyven T., *Dünnschichtsysteme für low E-Anwendungen: der Einfluß des Sputterns auf Silberfilme in Mehrschichtsystemen*. Die Rheinisch Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1999 [praca doktorska].
- [106] Salinga C., Weis H., Wuttig M., *Gasochromic switching of tungsten oxide films: a correlation between film properties and coloration kinetics*. „Thin Solid Films”, 414(2) (2002), 288–295. DOI: 10.1016/s0040-6090(02)00496-0.
- [107] Stollenwerk J., *Reaktives Sputtern von Oxidfilmen? – Herstellung dielektrischer dünner Schichten für technische Anwendungen*. Die Rheinisch Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1993 [praca doktorska].
- [108] Wendt R., Ellmer K., *Desorption of Zn from a growing ZnO:Al film deposited by magnetron sputtering*. „Surface and Coatings Technology”, 93(1) (1997), 27–31. DOI: 10.1016/s0257-8972(97)00036-4.
- [109] Nikitenkov N.N., Horugiy V.D., Khashkhash A.M., i in., *Thermally desorption from samples of saturated hydrogen plasma and electroformed*. [W:] Yurasova V.E. (Ed.), *The Interaction of Ions with the Surface (IIS-2009): Proceedings of the XIX International Conference*. 1. Galleya print, Zvenigorod, 2010, 152–154.

- [110] Nikitenkov N.N., Hashhash A.M., Shulepov I.A., Khoruzhii V.D., Tyurin Y.I., Chernov I.P., Kudryavtseva E.N., *A plant for studying radiation and thermal desorption of gases from inorganic materials*. „Instruments and Experimental Techniques”, 52(6) (2009), 865–870. DOI: 10.1134/s0020441209060207.
- [111] Nikitenkov N.N., Tyurin Y.I., Chernov I.P., Skirnevskii A.V., Garanin G.V., LIDER A.M., Cherdantsev Y.P., *The investigation of hydrogen accumulation in zirconium alloy by thermostimulated gas evolution method*. „Bulletin of the Tomsk Polytechnic University”, 309(4) (2006), 48–51.
- [112] Kriening M., Baumbach Ch., Tiurin Ju.I., Czernow I.P., Czerdanczew Ju.P., *Nierawnowiesnyje sistemy mietalł-wodorod. Titan, nierżawiejuszczaja stal*. Tomsk: Izd-wo Tomskogo uniwersiteta, 2002.
- [113] Moller W., Borgesen P., Schrzer B.M.U., *Thermal and ion induced release of hydrogen atoms implanted into graphite*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms”, 19–20(Part 2) (1987), 826–831. DOI: 10.1016/s0168-583x(87)80165-9.
- [114] Bystritsky V.M., Bystritskii V.M., Dudkin G.N., Filipowicz M., Gazi S., Huran J., Mesyats G.A., Nechaev B.A., Padalko V.N., Parzhitskii S.S., Pen'kov F.M., Philippov A.V., Tuleushev Y.Z., Varlachev V.A., *Experimental verification of hypothesis of dd reaction enhancement by channeling of deuterons in titanium deuteride at ultra low energies*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, 764 (2014), 42–47. DOI: 10.1016/j.nima.2014.07.023.
- [115] Mueller W.M., Blackledge J.P., Libowitz G.G., *Metal Hydrides*. New York, London: Academic Press, 1968.
- [116] Briggs D., Seah M.P. (Eds.), *Practical Surface Analysis by Auger and X-Ray Photoelectron Spectroscopy*. Chichester, UK: John Wiley & Sons, 1983.
- [117] Bystritsky V.M., Kobzev A.P., Krylov A.R., Parzhitskii S.S., Philippov A.V., Dudkin G.N., Nechaev B.A., Padalko V.N., Pen'kov F.M., Tuleushev Y.Z., Filipowicz M., Bystritskii V.M., Gazi S., Huran J., *Study of the $d(p,\gamma)^3\text{He}$ reaction at ultra low energies using a zirconium deuteride target*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, 737 (2014), 248–252. DOI: 10.1016/j.nima.2013.11.072.
- [118] Ziegler J.F., Biersack J.P., *SRIM 2008*. www.srim.org. Computer code. 2008.
- [119] Bystritsky V.M., Chumakov D.K., Dudkin G.N., Filipowicz M., Krylov A.R., Nechaev B.A., Nurkin A., Padalko V.N., Pen'kov F.M., Philippov A.V., Tuleushev Y.Z., Varlachev V.A., Zhakanbaev E.A., *Determination of the enhancement factor and the electron screening potential in the $D(^3\text{He}, p)^4\text{He}$ reaction using TiD targets*. „The European Physical Journal A”, 56 (2020), 60. DOI: 10.1140/epja/s10050-020-00038-7.

- [120] Bystritsky V.M., Bystritskii V.M., Dudkin G.N., Filipowicz M., Gazi S., Huran J., Kobzev A.P., Mesyats G.A., Nechaev B.A., Padalko V.N., Parzhitskii S.S., Pen'kov F.M., Philippov A.V., Kaminskii V.L., Tuleushev Y.Z., Wozniak J., *Measurement of Astrophysical S Factors and Electron Screening Potentials for $d(d,n)^3\text{He}$ Reaction In ZrD_2 , TiD_2 , D_2O , and CD_2 Targets in the Ultralow Energy Region Using Plasma Accelerators*. „Physics of Atomic Nuclei”, 75(1) (2012), 53–62. DOI: 10.1134/S1063778812010048.
- [121] Konstantinidis S., Dauchot J.P., Hecq M., *Titanium oxide thin films deposited by high-power impulse magnetron sputtering*. „Thin Solid Films”, 515(3) (2006), 1182. DOI: 10.1016/j.tsf.2006.07.089.
- [122] Kobzev A.P., Huran J., Maczka D., Turek M., *Investigation of light element contents in subsurface layers of silicon*. „Vacuum”, 83(Suppl. 1) (2009), S124–S126. DOI: 10.1016/j.vacuum.2009.01.042.
- [123] Chu W.-K., Mayer J.W., Nicolet M.A., *Backscattering Spectrometry*. New York, San Francisco, London: Academic Press, 1978.
- [124] Yagi H., Tanida K., Nishimura K., Hatta A., Ito T., Hiraki A., *Elastic Recoil Detection Analysis for Hydrogen near the Surface of Chemical-Vapor-Deposited Diamond*. „Japanese Journal of Applied Physics”, 34(5A) (1995), L577–L579. DOI: 10.1143/jjap.34.L577.
- [125] Veitzer S.A., Stoltz P.H., Barnard J.J., *Evolution of the energy distribution of ions moving in aluminum targets*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, 577(1–2) (2007), 207–210. DOI: 10.1016/j.nima.2007.02.089.
- [126] Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U., *The Stopping and Range of Ions in Solids*. New York: Pergamon Press, 1985. DOI: 10.1016/b978-0-12-780621-1.50005-8.
- [127] Bystritsky V.M., Grebenyuk V.M., Parzhitski S.S., Pen'Kov F.M., Sidorov V.T., Stolupin V.A., Bulgakov T.L., Mesyats G.A., Sinebryukhov A.A., Sinebryukhov V.A., Chaikovskiy S.A., Luchinsky A.V., Makhrin V.I., Ratakhin N.A., Sorokin S.A., Bystritskii V.M., Filipowicz M., Woźniak J., Guła E., *Experimental investigation of dd reaction in range of ultralow energies using Z-pinch*. „Laser and Particle Beams”, 18(2) (2000), 325–333. DOI: 10.1017/S0263034600182230.
- [128] Bystritsky V.M., Gerasimov V.V., Krylov A.R., Parzhitski S.S., Pen'kov F.M., Shvyryaev O.M., Stolupin V.A., Dudkin G.N., Nechaev B.A., Padalko V.M., Wozniak J., Mesyats G.A., Bystritskii V.M., Makhrin V.I., Ratakhin N.A., *Measurement of the astrophysical S factor for dd interaction at ultralow deuteron-collision energies using the inverse Z pinch*. „Physics of Atomic Nuclei”, 66(9) (2003), 1731–1738. DOI: 10.1134/1.1611583.
- [129] Bystritsky V.M., Bystritskii V.M., Dudkin G.N., Gerasimov V.V., Krylov A.R., Mesyats G.A., Nechaev B.A., Padalko V.M., Parzhitski S.S., Pen'kov F.M., Ratakhin N.A., Woźniak J., *Study of the pd Reaction at Ultralow Energies Using Hydrogen Liner Plasma*. „Physics of Atomic Nuclei”, 68(11) (2005), 1777–1786. DOI: 10.1134/1.2131108.

- [130] Dudkin G.N., Nechaev B.A., Padalko V.N., Bystritskii V.M., Wozniak J., Veretel'nik V.I., Furman E.G., *Energy supply to the region of colliding plasma flows with opposite polarization fields*. „Technical Physics Letters”, 33 (2007), 235–238. DOI: 10.1134/S1063785007030157.
- [131] Bystritsky V.M., Gerasimov V.V., Krylov A.R., Parzhitskii S.S., Anan'in P.S., Dudkin G.N., Kaminskii V.L., Nechaev B.A., Padalko V.N., Petrov A.V., Mesyats G.A., Filipowicz M., Wozniak J., *Study of the $d(d, n)^3\text{He}$ reaction in the astrophysical energy region with the use of the Hall accelerator*. „The European Physical Journal A”, 36 (2008), 151–158. DOI: 10.1140/epja/i2008-10588-3.
- [132] Butakov L.D., Dudkin G.N., Nechaev B.A., Padalko V.N., Petrov A.V., Polkovnikova N.M., Bystritsky V.M., Gerasimov V.V., Krylov A.R., Parzhitskii S.S., Bystritskii V.M., Wozniak J., *Preliminary results of the study of the $d(d, n)^3\text{He}$ reaction in the astrophysical energy range with the use of a Hall plasma accelerator*. „Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics”, 71(11) (2007), 1640–1645. DOI: 10.3103/s1062873807110536.
- [133] Bystritsky V.M., Bystritskii V.M., Butakov L.D., Gerasimov V.V., Dudkin G.N., Krylov A.R., Nechaev B.A., Padalko V.N., Parzhitskii S.S., Petrov A.V., Polkovnikova N.M., Wozniak J., *Study of the reactions between light nuclei in the astrophysical energy using the plasma hall accelerator*. [W:] *Proceedings of the XI International Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei (EMIN-2006)*. Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences (INR RAS), Moscow, Russia, 2007, 202–205.
- [134] Bystritsky V.M., Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Filipowicz M., Gazi S., Huran J., Nechaev B.A., Padalko V.N., Parzhitskii S.S., Pen'kov F.M., Philippov A.V., Tuleushev Y.Z., *Experimental Observation of Electron Screening for the $D(p, \gamma)^3\text{He}$ Nuclear Reaction in Titanium Deuteride TiD* . „Physics of Particles and Nuclei Letters”, 11(4) (2014), 467–472. DOI: 10.1134/s1547477114040104.
- [135] Bystritsky V.M., Kobzev A.P., Krylov A.R., Parzhitskii S.S., Philippov A.V., Dudkin G.N., Nechaev B.A., Padalko V.N., Pen'kov F.M., Tuleushev Y.Z., Filipowicz M., Bystritskii V.M., Gazi S., Guran I., *Measuring the Astrophysical S Factors and the Cross Sections of the $p(d, \gamma)^3\text{He}$ Reaction in the Ultralow Energy Region Using a Zirconium Deuteride Target*. „Physics of Particles and Nuclei Letters”, 10(7) (2013), 717–722. DOI: 10.1134/s1547477114010105.
- [136] Bystritsky V.M., Gazi S., Huran J., Dudkin G.N., Krylov A.R., Lysakov A.S., Nechaev B.A., Padalko V.N., Sadovsky A.B., Filipowicz M., Philippov A.V., *Studying the $D(p, \gamma)^3\text{He}$ Reaction in Zirconium Deuteride within the Proton Energy Range of 9–35 keV*. „Physics of Particles and Nuclei Letters”, 12(4) (2015), 550–558. DOI: 10.1134/s1547477115040111.

- [137] Bystritsky V.M., Gerasimov V.V., Il'guzin D.A., Krylov A.R., Parzhitskii S.S., Anan' in P.S., Dudkin G.N., Kaminskii V.L., Nechaev B.A., Padalko V.N., Petrov A.V., Filipowicz M., Woźniak J., Bystritskii V.M., Tuleushev Y.Z., *Experimental determination of the electron screening potential energy for the $d(d, n)^3\text{He}$ Reaction in ZrD_2 and D_2O in the ultralow energy region.* „Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics”, 74(11) (2010), 1570–1574. DOI: 10.3103/s106287381011016x.
- [138] Bystritskii V.M., Dudkin G.N., Filipowicz M., Huran J., Krylov A.R., Nechayev B.A., Padalko V.N., Pen'kov F.M., Philippov A.V., Tuleushev Y.Z., *Effect of pd and dd Reactions Enhancement in Deuterides TiD_2 , ZrD_2 and Ta_2D in the Astrophysical Energy Range.* „Physics of Particles and Nuclei Letters”, 13(1) (2016), 79–97. DOI: 10.1134/s1547477116010064.
- [139] Varlachev V.A., Dudkin G.N., Nechaev B.A., Pen'kov F.M., Filipowicz M., Philippov A.V., Flusova D.S., Chumakov D.K., Shuvalov E.N., *Measurement of the S-Factor of the $T(^1\text{H}, \gamma)^4\text{He}$ Reaction at Astrophysical Energies.* „Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters”, 113(4) (2021), 231–237. DOI: 10.1134/S0021364021040111.
- [140] Bystritsky V.M., Varlachev V.A., Dudkin G.N., Krylov A.R., Gazi S., Guran J., Nechaev B.A., Padalko V.N., Sadovsky A.B., Tuleushev Y.Z., Filipowicz M., Philippov A.V., *Study of the Possibility of Solving Cosmological Lithium Problem in an Accelerator Experiment.* „Physics of Atomic Nuclei”, 80(2) (2017), 203–210. DOI: 10.1134/s1063778817010057.
- [141] Bystritsky V.M., Bystritskii V.M., Dudkin G.N., Gerasimov V.V., Krylov A.R., Mesyats G.A., Nechaev B.A., Padalko V.M., Parzhitsky S.S., Pen'kov F.M., Ratakhin N.A., Stolupin V.A., Woźniak J., *Application of inverse Z-pinch for study of the pd reaction at keV energy range.* „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment”, 565(2) (2006), 864–875. DOI: 10.1016/j.nima.2006.05.262.
- [142] Casella C., Costantini H., Lemut A., Limata B., Bonetti R., Brogginini C., Campajola L., Corvisiero P., Cruz J., D'Onofrio A., Formicola A., Fülöp Z., Gervino G., Gialanella L., Guglielmetti A., Gustavino C., Gyurky G., Zavatarelli S., LUNA Collaboration, *First measurement of the $d(p, \gamma)^3\text{He}$ cross section down to the solar Gamow peak.* „Nuclear Physics A”, 706(1–2) (2002), 203. DOI: 10.1016/s0375-9474(02)00749-2.
- [143] Griffiths G.M., Lal M., Scarfe C.D., *The reactions $D(p, \gamma)^3\text{He}$ below 50 KeV.* „Canadian Journal of Physics”, 41(5) (1963), 724–743. DOI: 10.1139/p63-077.
- [144] Schmid G.J., Rice B.J., Chasteler R.M., Godwin M.A., Kiang G.C., Kiang L.L., Laymon C.M., Prior R.M., Tilley D.R., Weller H.R., *The $^2\text{H}(p \rightarrow, \gamma)^3\text{He}$ and $^1\text{H}(d \rightarrow, \gamma)^3\text{He}$ reactions below 80 keV.* „Physical Review C”, 56(5) (1997), 2565. URL: <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.56.2565>.

- [145] Bystritsky V.M., Bystritskii V.M., Dudkin G.N., Filipowicz M., Gazi S., Huran J., Mesyats G.A., Nechaev B.A., Padalko V.N., Parzhitskii S.S., Pen'kov F.M., Philippov A.V., Tuleushev Y.Z., *First Experimental Evidence of $D(p, \gamma)^3\text{He}$ Reaction in Titanium Deuteride in Ultralow Collision Energy Region*. „Journal of Experimental and Theoretical Physics”, 119(1) (2014), 54–62. DOI: 10.1134/s1063776114060107.
- [146] Raiola F., Burchard B., Fülöp Z., Gyürky G., Zeng S., Cruz J., Di Leva A., Limata B., Fonseca M., Luis H., Aliotta M., Becker H.W., Brogini C., D’Onofrio A., Gialanella L., Imbriani G., Jesus A.P., Junker M., Ribeiro J.P., Roca V., Rolfs C., Romano M., Somorjai E., Strieder F., Terrasi F., *Enhanced $d(d, p)t$ fusion reaction in metals*. „The European Physical Journal A”, 27(s01) (2006), 79–82. DOI: 10.1007/3-540-32843-2_11.
- [147] Bystritsky V.M., Bystritskii V.M., Dudkin G.N., Filipowicz M., Gazi S., Huran J., Kobzev A.P., Mesyats G.A., Nechaev B.A., Padalko V.N., Parzhitskii S.S., Pen'kov F.M., Philippov A.V., Kaminskii V.L., Tuleushev Y.Z., Woźniak J., *Investigation of Temperature Dependence of Neutron Yield and Electron Screening Potential for the $d(d, n)^3\text{He}$ Reaction Proceeding in Deuterides ZrD_2 and TiD_2* . „Physics of Atomic Nuclei”, 75(8) (2012), 913–922. DOI: 10.1134/s1063778812080054.
- [148] Bystritsky V.M., Bystritskii V.M., Dudkin G.N., Filipowicz M., Gazi S., Huran J., Mesyats G.A., Nechaev B.A., Padalko V., Parzhitskii S.S., Pen'kov F., Philippov A.V., Tuleushev Y.Z., *Influence of the crystal structure of deuterated target on the yield of neutrons from dd -reaction at ultra-low energies*. „Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters”, 99(9) (2014), 497–502. DOI: 10.1134/S0021364014090033.
- [149] Krauss A., Becker H.W., Trautvetter H.P., Rolfs C., Brand K., *Low-energy fusion cross sections of $D + D$ and $D + ^3\text{He}$ reactions*. „Nuclear Physics A”, 465(1) (1987), 150–172. DOI: 10.1016/0375-9474(87)90302-2.
- [150] Rambaut M., *Double screened Coulomb barrier accounts for neutrons production in cluster and other fusion experiments*. „Physics Letters A”, 164(2) (1992), 155–163. DOI: 10.1016/0375-9601(92)90695-i.
- [151] Brown R.E., Jarmie N., *Differential cross sections at low energies for $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$ and $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$* . „Physical Review C”, 41(4) (1990), 1391–1400. DOI: 10.1103/PhysRevC.41.1391.
- [152] Czerski K., Huke A., Martin L., Targosz N., Blauth D., Górská A., Heide P., Winter H., *Measurements of enhanced electron screening in $d+d$ reactions under UHV conditions*. „Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics”, 35 (2008), 014013. DOI: 10.1088/0954-3899/35/1/014012.
- [153] Stahler S.W., *Deuterium and the stellar birthline*. „The Astrophysical Journal”, 322 (1988), 804. DOI: 10.1086/166694.
- [154] Fowler W.A., *Experimental and theoretical nuclear astrophysics: the quest for the origin of the elements*. „Reviews of Modern Physics”, 56(2) (1984), 149–180. DOI: 10.1103/revmodphys.56.149.

- [155] Kasagi J., Yuki H., Baba T., Noda T., Ohtsuki T., Lipson A.G., *Strongly Enhanced DD Fusion Reaction in Metals Observed for keV D⁺ Bombardment*. „Journal of the Physical Society of Japan”, 71(12) (2002), 2881–2885.
- [156] Czerski K., Huke A., Heide P., Ruprecht G., *Experimental and theoretical screening energies for the ²H(d, p)³H reaction in metallic environments*. „The European Physical Journal A”, 27(s01) (2006), 83–88. DOI: 10.1140/epja/i2006-08-012-y.
- [157] Bahcall J.N., Pinsonneault M.H., *Standard solar models, with and without helium diffusion, and the solar neutrino problem*. „Reviews of Modern Physics”, 64(4) (1992), 885–926. DOI: 10.1103/RevModPhys.64.885.
- [158] Huke A., Czerski K., Heide P., *Measurement of the enhanced screening effect of the d + d reactions in metals*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms”, 256(2) (2007), 599–618. DOI: 10.1016/j.nimb.2007.01.082.
- [159] Bystritsky V.M., Bystritskii V.M., Dudkin G.N., Kaminsky V.L., Kozhevnikov A.V., Kuznetsov S.I., Nechaev B.A., Padalko V.N., Parzhitskii S.S., Filipowicz M., *Parameters investigation and optimize performance of the accelerated particles ion source*. „Russian Physics Journal”, 55(11/2) (2012), 51–55.
- [160] Raiola F., Gang L., Bonomo C., Gyürky G., Aliotta M., Becker H.W., Bonetti R., Brogginì C., Corvisiero P., D’Onofrio A., Fülöp Z., Gervino G., Gialanella L., Junker M., Prati P., Roca V., Rolfs C., Romano M., Somorjai E., Strieder F., Terrasi F., Fiorentini G., Langanke K., Winter J., *Enhanced electron screening in d(d, p)t for deuterated metals*. „The European Physical Journal A – Hadrons and Nuclei”, 19 (2004), 283–287. DOI: 10.1140/epja/i2003-10125-0.
- [161] Bonomo C., Fiorentini G., Fülöp Z., Ganga L., Gyürky G., Langanke K., Raiola F., Rolfs C., Somorjai E., Strieder F., Winter J., Aliotta M., *Enhanced electron screening in d(d, p)t for deuterated metals: a possible classical explanation*. „Nuclear Physics A”, 719 (2003), C37–C42. DOI: 10.1016/s0375-9474(03)00955-2.
- [162] Raiola F., Migliardi P., Gyürky G., i in., *Enhanced electron screening in d(d, p)t for deuterated Ta**. „The European Physical Journal A”, 13 (2002), 377–382. DOI: 10.1007/s10050-002-8766-5.
- [163] Raiola F., Migliardi P., Gang L., Bonomo C., Gyürky G., Bonetti R., Brogginì C., Christensen N.E., Corvisiero P., Cruz J., D’Onofrio A., Fülöp Z., Gervino G., Gialanella L., Jesus A.P., Junker M., Langanke K., Prati P., Roca V., Rolfs C., Romano M., Somorjai E., Strieder F., Svane A., Terrasi F., Winter J., *Electron screening in d(d, p)t for deuterated metals and the periodic table*. „Physics Letters B”, 547(3–4) (2002), 193–199. DOI: 10.1016/s0370-2693(02)02774-0.
- [164] Czerski K., Huke A., Heide P., Schiwietz G., *Solid-state effects in d+d fusion reactions*. „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms”, 193(1–4) (2002), 183–187. DOI: 10.1016/s0168-583x(02)00747-4.

- [165] Czerski K., Huke A., Heide P., Ruprecht G., *The $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$ reaction in metallic media at very low energies.* „Europhysics Letters”, 68(3) (2004), 363–369. DOI: 10.1209/epl/i2004-10209-3.
- [166] Schröder U., Engstler S., Krauss A., Neldner K., Rolfs C., Somorjai E., Langanke K., *Search for electron screening of nuclear reactions at sub-coulomb energies.* „Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms”, 40–41(Part 1) (1989), 466–469. DOI: 10.1016/0168-583x(89)91022-7.
- [167] Lindhard J., *Influence of crystal lattice on motion of energetic charged particles.* „Kongelige Danske Videnskabernes Selskab. Matematisk-fysiske Meddelelser”, 34(14) (1965). URL: <https://gymarkiv.sdu.dk/MFM/kdvs/mfm/30-39/mfm-34-14.pdf> [dostęp: 5.09.2025].
- [168] Lindhard J., Nielsen V., Scharff M., Thomsen. P.V., *Integral Equations Governing Radiation Effects (Notes on Atomic Collisions, III).* „Kongelige Danske Videnskabernes Selskab. Matematisk-fysiske Meddelelser”, 33(10) (1963).
- [169] Huke A., Czerski K., Heide P., Ruprecht G., Targosz N., Żebrowski W., *Enhancement of deuteron-fusion reactions in metals and experimental implications.* „Physical Review C”, 78 (2008), 015803. DOI: 10.1103/physrevc.78.015803.
- [170] Filipowicz M., Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Pen'kov F.M., Philippov A.V., *Monte Carlo simulations of dd reaction parameters study at ultra-low energy range using plasma Hall accelerator and deuterized targets.* „International Journal of Modern Physics E”, 21(11) (2012), 1250089. DOI: 10.1142/s0218301312500899.
- [171] Bystritsky V.M., Dudkin G.N., Kuznetsov S.I., Pivovarov Y.L., Tukhfatullin T.A., Nevedomsky V.A., *On the Orientation Effect of the Neutron Yield Increase in $d(d, n)^3\text{He}$ Reactions at an Energy of 7–12 keV in TiD_2 Crystals.* „Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques”, 11(3) (2017), 580–584. DOI: 10.1134/s1027451017030223.
- [172] Bogdanov O.V., Fiks E.I., Korotchenko K.N., Pivovarov Y.L., Tukhfatullin T.A., *Basic Channeling with Mathematica: a New Computer Code.* „Journal of Physics: Conference Series”, 236 (2010), 012029. DOI: 10.1088/1742-6596/236/1/012029.
- [173] Takabayashi Y., Pivovarov Y.L., Tukhfatullin T.A., *Studies of relativistic electron scattering at planar alignment in a thin Si crystal.* „Physics Letters A”, 378(21) (2014), 1520. DOI: 10.1016/j.physleta.2014.03.041.
- [174] La Cognata M., Musumarra A., Spitaleri C., Tumino A., Bonomo C., Cherubini S., Figuera P., Lamia L., Pellegriti M.G., Rinollo A., Pizzone R.G., Rolfs C., Romano S., Schürmann D., Strieder F., Tudisco S., Typel S., *Study of the $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ reaction through the Trojan Horse Method.* „Nuclear Physics A”, 758 (2005), 98–101. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2005.05.021.

- [175] Pizzone R.G., Spitaleri C., Cherubini S., La Cognata M., Lamia L., Romano S., Sergi M.L., Tumino A., Li C., Wen Q., Zhou S., Burjan V., Kroha V., Mrazek J., Carlin N., Gimenez del Santo M., Szanto de Toledo A., Kubono S., Wakabayashi T., Yamaguchi H., Rolfs C., *Trojan Horse Method: a useful tool for electron screening effect investigation*. „Nuclear Physics A”, 834(1–4) (2010), 673C–675C. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2010.01.121.
- [176] Dapo H., Boztosun I., Kocak G., Balantekin A.B., *Influence of long-range effects on low-energy cross sections of He and HeX: The lithium problem*. „Physical Review C”, 85 (2012), 044602. DOI: 10.1103/PhysRevC.85.044602.
- [177] Robertson R.G.H., Dyer P., Warner R.A., Melin R.C., Bowles T.J., McDonald A.B., Ball G.C., Davies W.G., Earle E.D., *Observation of the Capture Reaction ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ and Its Role in Production of ${}^6\text{Li}$ in the Big Bang*. „Physical Review Letters”, 47 (1981). Erratum Phys. Rev. Lett. 75, 4334 (1995), 1867.
- [178] Utsunomiya H., Schmitt R.P., Lui Y.-W., Haenni D.R., Dejbakhsh H., Cooke L., Heimberg P., Ray A., Tamura T., Udagawa T., *Observation of α -t continuum states with relative energies of 0–2 MeV in ${}^7\text{Li}$ breakup reactions*. „Physics Letters B”, 211(1–2) (1988), 24–28. DOI: 10.1016/0370-2693(88)90800-3.
- [179] Utsunomiya H., Lui Y.-W., Cooke L., Dejbakhsh H., Haenni D.R., Heimberg P., Ray A., Srivastava B.K., Schmitt R.P., Udagawa T., *Continuous distribution of α t relative kinetic energies in ${}^7\text{Li}$ breakup reactions*. „Nuclear Physics A”, 511(2) (1990), 379–406. DOI: 10.1016/0375-9474(90)90165-i.
- [180] Utsunomiya H., Lui Y.-W., Haenni D.R., Dejbakhsh H., Cooke L., Srivastava B.K., Turmel W., O’Kelly D., Schmitt R.P., Shapira D., Gomez del Campo J., Ray A., Udagawa T., *Breakup of ${}^7\text{Li}$ near the α -t threshold and a possible probe of radiative-capture processes*. „Physical Review Letters”, 65 (1990). Erratum: Phys. Rev. Lett. 69, 863 (1992), <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.863>, 847–850. DOI: 10.1103/PhysRevLett.65.847.
- [181] Tokimoto Y., Utsunomiya H., Yamagata T., Ohta M., Lui Y.-W., Schmitt R.P., Typel S., Aoki Y., Ieki K., Katori K., *Coulomb breakup of ${}^7\text{Li}$ for nuclear astrophysics*. „Physical Review C”, 63 (2001), 035801. DOI: 10.1103/PhysRevC.63.035801.
- [182] Schroder U., Redder A., Rolfs C., Azuma R.E., Buchmann L., Campbell C., King J.D., Donoghue T.R., *Astrophysical S factor of ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$* . „Physics Letters B”, 192(1–2) (1987), 55–58. DOI: 10.1016/0370-2693(87)91141-5.
- [183] Griffiths G.M., Warren J.B., Morrow R.A., Riley P.J., *The $T(\alpha, \gamma)\text{Li}^7$ Reaction*. „Canadian Journal of Physics”, 39(10) (1961), 1397. DOI: 10.1139/p61-167.
- [184] Burzynski S., Czernski K., Marcinkowski A., Zupranski P., *The ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ Reaction in the Energy Range From 0.7 to 2.0 MeV*. „Nuclear Physics A”, 473(1) (1987), 179–188. DOI: 10.1016/0375-9474(87)90160-6.
- [185] Brune C.R., Kavanagh R.W., Rolfs C., *${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ reaction at low energies*. „Physical Review C”, 50(4) (1994), 2205. DOI: 10.1103/PhysRevC.50.2205.

-
- [186] Kajino T., *The ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ and ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ reactions at astrophysical energies.* „Nuclear Physics A”, 460(3) (1986), 559–580.
- [187] Langanke K., *Microscopic potential model studies of light nuclear capture reactions.* „Nuclear Physics A”, 457(2) (1986), 351. DOI: 10.1016/0375-9474(86)90383-0.
- [188] Angulo C., Arnould M., Rayet M., Descouvemont P., Baye D., Leclercq-Willain C., Coc A., Barhoumi S., Aguer P., Rolfs C., Kunz R., Hammer J.W., Mayer A., Paradellis T., Kossionides S., Chronidou C., Spyrou K., Degl’Innocenti S., Laméhi Rachti M., *A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates.* „Nuclear Physics A”, 656(1) (1999), 3–183. DOI: 10.1016/S0375-9474(99)00030-5.
- [189] Igamov S.B., Yarmukhamedov R., *Modified two-body potential approach to the peripheral direct capture astrophysical $a+A \rightarrow B+\gamma$ reaction and asymptotic normalization coefficients.* „Nuclear Physics A”, 781(1–2) (2007), 247. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2006.10.041.