

Ćwiczenie J13 - Badanie strumienia neutronów

23 marca 2025

1 Przebieg ćwiczenia

1.1 Wstęp

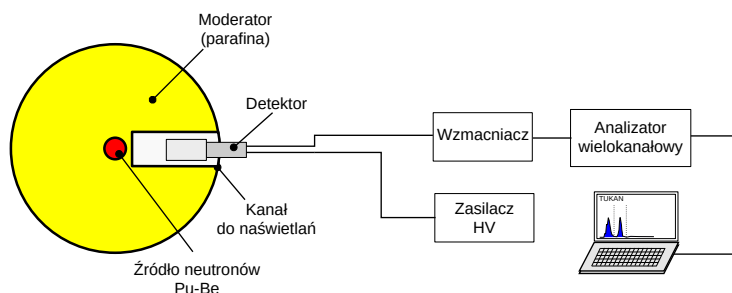
Celem ćwiczenia jest wyznaczenie strumienia neutronów w funkcji odległości od źródła.

1.2 Zagadnienia do przygotowania

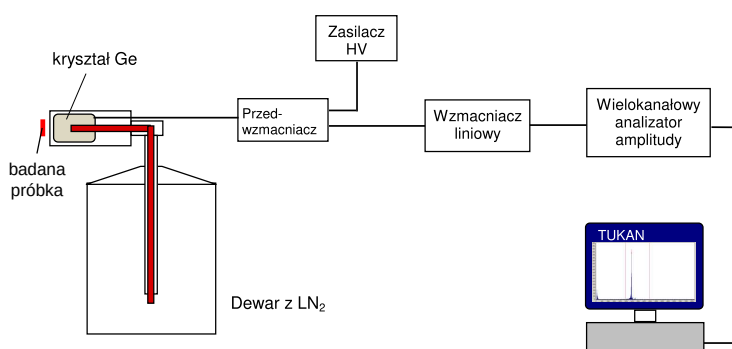
1. W jaki sposób otrzymujemy neutrony w źródle typu Pu-Be?
2. Jak kwanty γ oddziałują z materią? Co to jest efekt fotoelektryczny, efekt Comptona, tworzenie par? Przy jakich energiach kwantów γ dominuje który rodzaj oddziaływania?
3. Oddziaływanie neutronów z materią i ich detekcja.
4. Jakiego typu detektorów używany jest w ćwiczeniu? Jaki rodzaj promieniowania i o jakich energiach możemy nimi mierzyć?
5. Co to jest energetyczna zdolność rozdzielcza, wydajność detektora, kalibracja energetyczna?
6. Jak odczytywać schematy rozpadu izotopów promieniotwórczych?
7. Metoda aktywacji. Jak aktywność próbki zależy od czasu przebywania w stałym strumieniu neutronów? Jaki jest optymalny czas naświetlania?
8. Biologiczne skutki promieniowania jądrowego i dozymetria.

1.3 Wykonanie ćwiczenia

1. Zapoznanie się ze stanowiskiem pomiarowym: źródłem neutronów, źródłami kalibracyjnymi, detektorami, zasilaczami, analizatorem i programem komputerowym
2. Optymalizacja warunków pracy układu (LiI) i badanie zdolności rozdzielczej.



Rysunek 1: Schemat układu pomiarowego dla detektorów scyntylacyjnych.



Rysunek 2: Schemat układu pomiarowego dla detektora germanowego.

3. Kalibracja energetyczna układu (LiI) przy wykorzystaniu standardowych źródeł kalibracyjnych.
4. Pomiar detektorem LiI w pobliżu źródła neutronów:
 - bez osłony,
 - z osłoną ołowianą,
 - z osłoną z lekkiego materiału.
5. Kalibracja energetyczna układu (NaI) przy wykorzystaniu standardowych źródeł kalibracyjnych.
6. Pomiar detektorem NaI w pobliżu źródła neutronów:
 - bez osłony,
 - z osłoną ołowianą,
 - z osłoną z lekkiego materiału.
7. Pomiar detektorem LiI strumienia neutronów w funkcji odległości od źródła dla co najmniej 6 położeń.
8. Aktywacja próbki wolframu w jednym z położeń.
9. Optymalizacja ustawień układu dla detektora germanowego za pomocą źródła ^{137}Cs .

10. Kalibracja energetyczna i wydajnościowa detektora germanowego za pomocą źródła ^{152}Eu .
11. Pomiar widma gamma aktywowanego wolframu za pomocą detektora germanowego.

1.4 Analiza danych i raport

Kroki analizy danych

1. Kalibracja detektorów (NaI, LiI, Ge) z wykorzystaniem źródeł γ .
2. Analiza niepewności statystycznej i systematycznej kalibracji.
3. Jakościowa analiza widma LiI i rozpoznanie struktur na podstawie pomiarów z różnymi osłonami, oraz pomiarów z detektorem NaI.
4. Wyznaczenie strumienia neutronów dla 6 położzeń detektora LiI.
5. Wyznaczenie strumienia neutronów metodą aktywacyjną (próbka wolframu i pomiar detektorem Ge).
6. Porównanie osiągniętego wyniku ze spodziewanymi wynikami i dyskusja.

Raport z pracowni, jak każdy utwór, powinien być napisany poprawnym pod względem ortografii, interpunkcji i gramatyki językiem. Powinien układać się w logiczną całość i napisany tak, aby osoba, która wcześniej nie wykonywała ćwiczenia, potrafiła zrozumieć sens i cel zadania.

Oznacza to, że musi on zawierać wstęp, w którym pokrótce zostanie wprowadzona tematyka zadania, oraz przedstawiona metoda i cel badania. W głównej części, powinna być opisana procedura pomiarowa oraz sposób analizy danych. Niezwykle istotnym elementem są tu wykresy i schematy, które powinny posiadać czytelnie opisane osie, legendy i tym podobne elementy.

Nie jest konieczne szczegółowe przedstawianie każdego elementu układu pomiarowego, jeżeli jest to powszechna wiedza (podręcznikowa), ale należy wybrać kluczowe elementy, specyficzne dla danego eksperymentu lub najbardziej istotne z punktu widzenia wyniku, jego niepewności oraz weryfikowalności. Nie należy przepisywać informacji z instrukcji, ani wyprowadzeń wzorów (z wyjątkiem własnych). W podsumowaniu należy podkreślić osiągnięty wynik, jego zgodność lub nie z oczekiwaniami oraz zawrzeć wyciągnięte wnioski lub sugestie dotyczące metodologii, rezultatu czy innych aspektów.

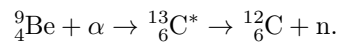
2 Materiały do przygotowania

Informacje zawarte w tym rozdziale stanowią wstęp do zagadnień wymaganych na kolokwium wstępnym. Nie zawierają wszystkich potrzebnych wiadomości, które należy znaleźć w podanej literaturze. Tekst w ramach zawiera pytania, na które należy odpowiedzieć w ramach przygotowań do wykonania ćwiczenia.

2.1 Źródło neutronów

Literatura: [1]-1.11, [3]-1.3 lub [4]-1.V

W źródle neutronów, wykorzystywanym na pracowni, zachodzi następująca reakcja, w której emitowane są neutrony



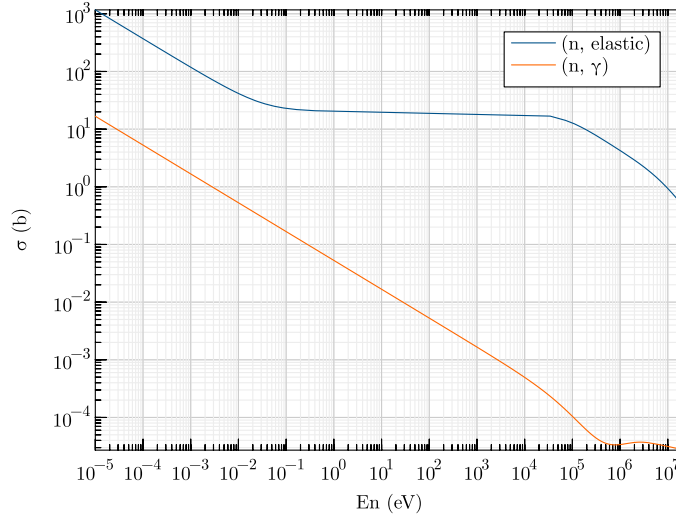
Źródło jest wykonane w postaci stopu Pu-Be (w stosunku 1:13), gdzie izotop ${}^{239}\text{Pu}$ o okresie połowicznego zaniku $T_{1/2} = 2.4 \times 10^4$ lat, jest źródłem cząstek alfa. Wydajność źródła wynosi 8.5×10^4 neutronów na sekundę na gram plutonu. Widmo energii emitowanych neutronów jest ciągłe i zawiera się w przedziale 0–10 MeV, a ich średnia energia kinetyczna to około 4 MeV. Źródło Pu-Be mające postać niewielkiej pastylki (około 3×3 cm) jest umieszczone w bloku parafiny ($\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$) o kształcie walca ($80 \times 80 \times 70$ cm). Parafina pełni rolę moderatora spowalniającego neutrony do energii rzędu ułamka elektronowolta. Neutrony wytracają w niej swoją energię w zderzeniach elastycznych z jądrami wodoru i węgla. Po kilkunastu zderzeniach neutrony o energii początkowej rzędu MeV osiągają energię porównywalną z energią kinetyczną ruchu termicznego atomów moderatora $E \approx kT = 25$ meV dla $T = 300$ K. Takie neutrony nazywamy neutronami termicznymi.

Dlaczego w charakterze moderatora została użyta parafina? Jakie inne materiały można by użyć w tym celu? Dlaczego chcemy spowolnić neutrony?

2.2 Oddziaływanie kwantów γ z materią

Literatura: [1]-1.11, [3]-1.3 lub [4]-2.III

Promieniowanie γ jest jednym z typów promieniowania jonizującego. Zgodnie z cechą sugerowaną przez nazwę, promieniowanie takie jest zdolne do jonizacji, czyli wybijania elektronów z ośrodka, na które pada. Wszystkie detektory promieniowania wykorzystują te zjawisko w jakiś sposób. Najprostsze detektory, takie jak liczniki Geigera–Müllera, obecne np. w dozymetrach znajdujących się na pracowni są w stanie jedynie zarejestrować akt jonizacji, a więc samą obecność promieniowania i zliczać liczbę impulsów. W wykonywanym ćwiczeniu potrzebujemy więcej informacji - chcemy zmierzyć widmo promieniowania γ , a więc rozkład energii emitowanych kwantów.



Rysunek 3: Zależność przekroju czynnego dla wodoru (^1H) na rozproszenie elastyczne ($n + p \rightarrow n + p$), oraz na wychwyt neutronu ($n + p \rightarrow d + \gamma$).

Detektor jest w stanie zmierzyć tylko taką energię jaka została przekazana materiałowi, z którego jest zbudowany. Kwanty γ są cząstkami o zerowej masie i ładunku i oddziałują z materią zupełnie inaczej niż cząstki naładowane, które mogą przekazywać swoją energię do ośrodka przez oddziaływanie elektromagnetyczne. W przypadku zakresu energii kwantów mierzonych na pracowni, najważniejsze będą trzy mechanizmy oddziaływania opisane poniżej.

Zjawisko fotoelektryczne Kwant γ może oddziaływać z elektronem związany w atomie ośrodka i zostać zaabsorbowany, przekazując całkowicie swoją energię elektronowi. Elektron uzyskuje energię kinetyczną równą różnicy energii kwantu γ i energii wiązania elektronu na orbicie atomowej

$$E_e = E_\gamma - E_B.$$

Wybity elektron, cząstka posiadająca ładunek, porusza się w ośrodku i przekazuje mu swoją energię w aktach wzbudzeń atomów oraz wtórnych jonizacji. Jednocześnie dziura w atomie, z którego pochodzi zostaje zapełniona przez elektron z wyższych powłok, czemu następuje emisja promieniowania X lub elektronu Auger'a. Energia wszystkich tych cząstek zostaje zaabsorbowana w niewielkiej odległości od miejsca pierwotnej jonizacji i wszystkie te procesy zachodzą bardzo szybko. W rezultacie, z punktu widzenia detekcji, pełna energia pierwotnego kwantu γ zostaje jednocześnie zaabsorbowana w ośrodku.

Efekt Comptona Padający foton może ulec rozproszeniu na elektronie i zmienić kierunek swojego ruchu. Oczywiście musi się to wiązać z przekazaniem pewnej części energii elektronowi. Jeżeli kwant γ rozproszy się pod kątem θ w stosunku do pierwotnego kierunku, to energię przekazaną elektronowi można

wyznaczyć z zasady zachowania energii i pędu i wynosi ona

$$E_e = E_\gamma \frac{\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}$$

gdzie $\alpha = E_\gamma/m_e c^2$. Dalsza historia elektronu jest podobna jak w przypadku efektu fotoelektrycznego. Tym niemniej, jak widać jego energia zależy od kąta θ i może przyjmować pewien zakres energii.

Sprawdź jaka energia zostanie przekazana elektronowi dla kwantu γ o energii 511 keV i kątach rozproszenia 0, 90 oraz 180 stopni.

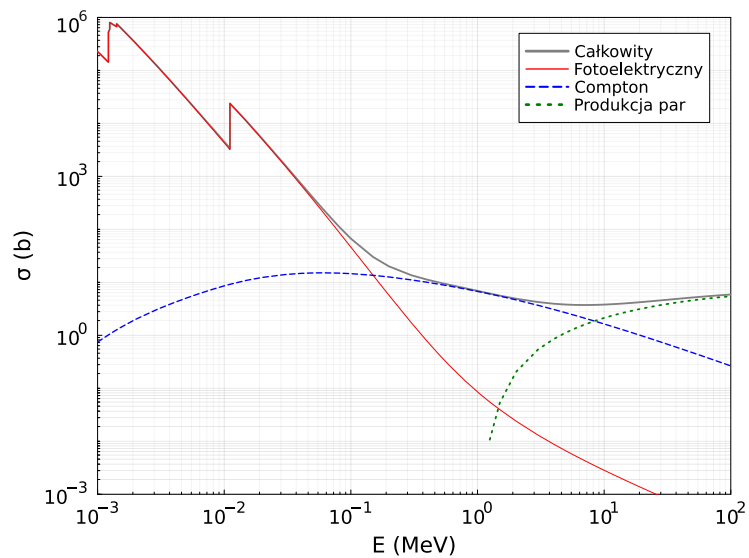
Natomiast rozproszony kwant γ może uciec z detektora bez dalszych oddziaływań albo ulec kolejnemu procesowi Comptona lub innemu oddziaływaniu. O ile w takiej serii zdarzeń nie dojdzie do efektu fotoelektrycznego, w detektorze nie pozostanie cała energia kwantu.

Zjawisko kreacji par Zgodnie ze wzorem Einsteina $E = mc^2$ kwant γ może zamienić się na masywną cząstkę. Aby spełnić inne zasady zachowania musi powstać jednocześnie para cząstka - antycząstka i proces musi zajść w polu trzeciej cząstki, na przykład atomu ośrodka. Najlżejszą cząstką jaka może powstać w takim procesie to elektron i antyelektron, czyli pozyton. Minimalna energia fotonu (E_γ) zależy od tego, w polu jakiej cząstki następuje proces, ale jeżeli jest ona dużo cięższa od elektronu, to w przybliżeniu E_γ musi być co najmniej dwukrotnością masy elektronu.

Powstałe cząstki poruszają się z pewną energią kinetyczną, którą tracą w ośrodku. Historia elektronu znowu jest podobna jak wcześniej. Natomiast pozyton po spowolnieniu w wyniku oddziaływań elektromagnetycznych, tworzy z elektronem ośrodka, na okres rzędu nanosekund, pozytonium, a następnie anihiluje. W wyniku anihilacji powstają dwa kwanty γ o energii równej masie elektronu każdy, emitowane pod kątem w przybliżeniu równym 180 stopni. Każdy z tych kwantów γ może teraz uciec z detektora lub ulec rozproszeniu i absorpcji czy innym procesom. Powoduje to powstanie w obserwowanym widmie dodatkowych linii związanych z ucieczką jednego i dwóch kwantów anihilacji.

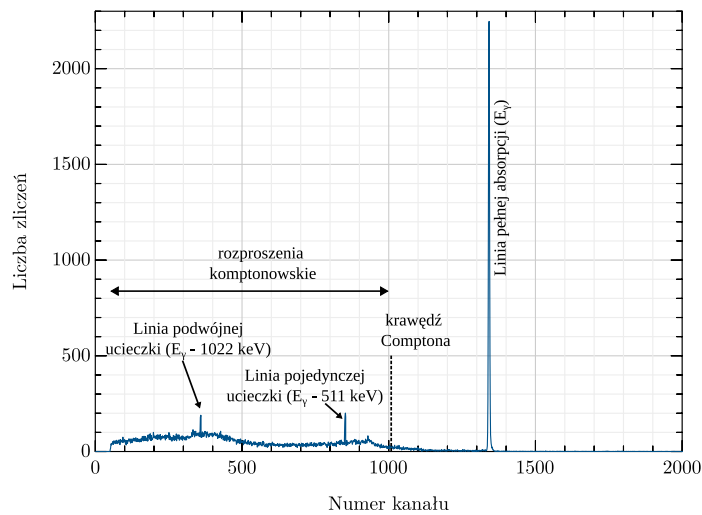
Przekrój czynny W zależności od energii kwantu γ oraz liczby atomowej ośrodka zmienia się prawdopodobieństwo zajścia wymienionych procesów. Dla energii powyżej 10 MeV zdecydowanym dominującym procesem jest zjawisko kreacji par. Efekt Comptona nie jest mocno zależny od energii ($\sigma_c \propto \ln E_\gamma/E_\gamma$ dla $E_\gamma > 511$ keV) i jest głównym procesem zachodzącym w zakresie poniżej od 10 MeV do około 100 keV (w zależności od materiału). Poniżej tej energii zaczyna dominować efekt fotoelektryczny, którego prawdopodobieństwo zajścia silnie zależy od energii i zmienia się w przybliżeniu jak $1/E_\gamma^3$, a także występują w nim efekty progowe, kiedy energia przekracza energię wiązania elektronów na kolejnych powłokach. Przekroje czynne dla germanu zostały przedstawione na rysunku 4.

Widmo promieniowania Detektor promieniowania γ zarejestruje tylko tę część energii kwantu, która zostanie przekazana ośrodkowi. Ze względu na mnogość możliwych procesów pojedynczej linii promieniowania γ odpowiada cały



Rysunek 4: Zależność od energii przekrojów czynnych na oddziaływanie z kwantami γ w germanie ($Z = 32$).

przedział zdarzeń o różnych zarejestrowanych energiach. Zrozumienie tej struktury wymaga zrozumienia opisanych procesów (rysunek 5).



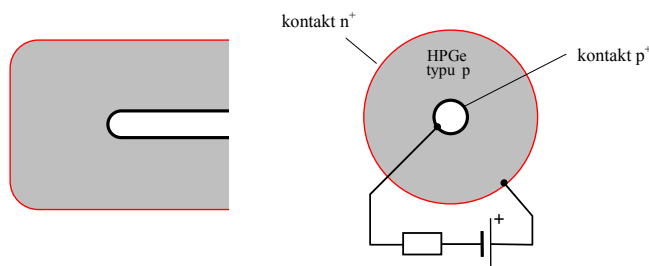
Rysunek 5: Hipotetyczne widmo promieniowania γ zarejestrowane przez detektor germanowy dla pojedynczej linii promieniowania o energii większej niż 1022 keV.

Zapoznaj się z przykładowym widmem na rysunku 5 i interpretacją widocznym na nim struktur

2.3 Detektory półprzewodnikowe

Literatura: [1]-1.132,1.143,1.16, [3]-3.3 lub [4]-12

Detektory germanowe Detektor półprzewodnikowy wykorzystywany w ćwiczeniu jest zbudowany z kryształu germanu o bardzo wysokiej czystości (High Purity Germanium - HPGe). Istnieje szereg konstrukcji tego typu detektorów o różnych konfiguracjach kryształów i różnych zastosowaniach, np. detektory z pojedynczym kryształem w geometrii planarnej lub cylindrycznej, czy detektory zawierające kilka kryształów we wspólnej obudowie. Na rysunku 6 przedstawiono schematyczne przekroje poprzeczne detektora HPGe typu n używanego w ćwiczeniu.



Rysunek 6: Przekroje poprzeczne cylindrycznego detektora HPGe typu p

Objętość czynną detektora stanowi cylindryczny kryształ germanu o wysokiej czystości, będącym słabo domieszkowanym półprzewodnikiem typu p . Zewnętrzna powierzchnia jest silnie domieszkowana atomami litu, co prowadzi do powstania cienkiej warstwy półprzewodnika typu n^+ . Wzdłuż osi kryształu wykonany jest otwór, którego powierzchnia jest silnie domieszkowana atomami boru i tworzy warstwę półprzewodnika typu p^+ . Na granicy warstw n^+ i p tworzy się złącze p - n , w obszarze którego nie występują swobodne nośniki prądu elektrycznego (dziury i elektrony). Warstwa p^+ jest tzw. elektrodą blokującą, ograniczającą przepływ prądu wstecznego i zapewniającą kontakt elektryczny z kryształem. Po spolaryzowaniu złącza p - n odpowiednio wysokim napięciem *w kierunku zaporowym*, obszar zubożony w nośniki rozciąga się na całą objętość kryształu. Jest to możliwe dzięki bardzo niskiej koncentracji domieszek w kryształ germanu. W celu minimalizacji prądu wstecznego detektory HPGe pracują w temperaturze ciekłego azotu i muszą być zamknięte w próżniowo szczelnej obudowie.

Przez detektor w takiej konfiguracji nie płynie prąd (poza niewielkim prądem wstecznym), ponieważ nie ma swobodnych nośników. Dopiero promieniowanie jonizujące, oddziałujące w obszarze złącza p - n powoduje jonizację atomów ośrodka i prowadzi do powstania swobodnych dziur i elektronów. Te nośniki

poruszają się w polu elektrycznym w kryształach (elektrony przemieszczają się w kierunku kontaktu n^+), w obwodzie zaczyna płynąć prąd i pojawia się impuls elektryczny proporcjonalny do liczby wytworzonych par elektron-dziura. W przypadku germanu średnia energia potrzebna do wytworzenia takiej pary wynosi 2.96 eV, co oznacza, że kwant gamma o energii 1 MeV całkowicie zaabsorbowany w kryształach wytworzy około 3.3×10^5 par cząstka-dziura.

2.4 Detektory scyntylacyjne

Literatura: [1]-1.133, [3]-3.4 lub [4]-8.II

Energia przekazana przez kwant γ materiałowi ośrodka może być zmierzona jako przepływ prądu elektrycznego, czyli ładunków elektrycznych, które powstały w wyniku jonizacji. W bezpośredni sposób tak się dzieje w przypadku detektorów półprzewodnikowych, na przykład wykonanych z kryształów germanu, używanych w innych ćwiczeniach na pracowni.

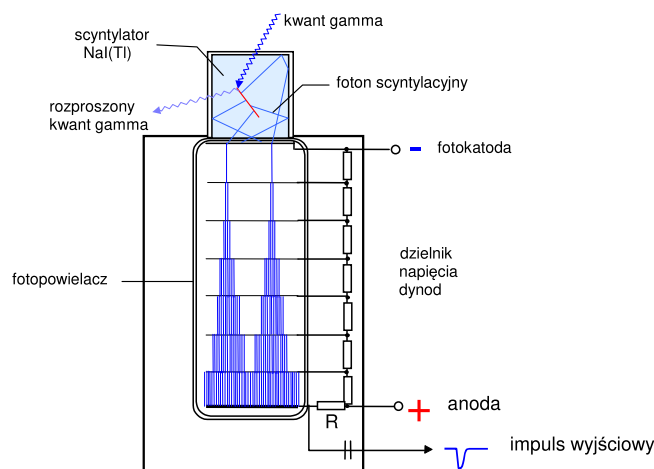
W detektorze scyntylacyjnym, takim jak używane na pracowni kryształy jodku sodu aktywowany talem - NaI(Tl) - mechanizm jest inny. Materiał ten jest izolatorem o pustym pasmie przewodnictwa, do którego przechodzą elektrony wzbudzone przez promieniowanie, przy czym na wytworzenie jednej pary elektron-dziura potrzeba około 20 eV. Elektrony w pasmie przewodnictwa przechodzą serię bezemisyjnych deekscytacji, dzięki obecności stanów z domieszkowanych atomów, a następnie rekombinują z dziurami powodując powstawanie fotonów o energii równej przerwie energetycznej, w tym wypadku 3 eV, co odpowiada długości światła 420 nm. Kryształ jest przezroczysty dla światła o tej długości, które jest następnie rejestrowane przez fotopowielacz. Ilość światła powstającego w kryształach jest liniowo zależna od energii zdeponowanej w materiale.

Światło powstające w kryształach scyntylacyjnych, które składa się, w zależności od energii kwantu γ z setek lub tysięcy fotonów i musi zostać jakoś zarejestrowane. Urządzeniem pozwalającym na detekcję bardzo słabych sygnałów świetlnych jest fotopowielacz. Jest to lampa próżniowa, zawierająca fotokatodę z materiału o niskiej pracy wyjścia, z której padające światło wybija elektrony. Następnie elektrony te są przyspieszane w polu elektrycznym i padają na kolejne katody (nazywane w fotopowielaczu dynodami), powodując wybitcie kilku kolejnych elektronów w każdym stopniu wzmocnienia. Łącznie wzmocnienie sygnału sięga $10^5 - 10^8$. Ostatecznie powstaje sygnał elektryczny, gdzie całkowity ładunek zależy od liczby padających fotonów, które z kolei zależą od energii zdeponowanej przez kwant γ . Schemat budowy detektora scyntylacyjnego jest przedstawiony na rysunku 7.

2.5 Detekcja neutronów

Literatura: [1]-1.134 lub [4]-14,15

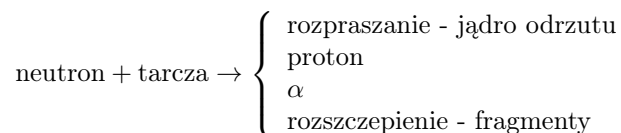
Neutrony są cząstkami pozbawionymi ładunku elektrycznego, ale posiadają masę około $940 \text{ MeV}/c^2$, co oznacza, że tworzą one, pod kątem detekcji, kategorię cząstek masywnych, nienaładowanych. Brak ładunku oznacza, że musimy odwołać



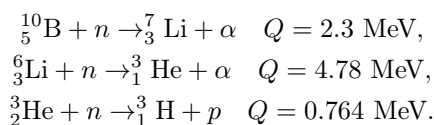
Rysunek 7: Schemat budowy detektora scyntylacyjnego.

się do pośrednich reakcji. Praktycznie każda metoda detekcji neutronów sprowadza się do użycia pewnej tarczy, w której będą zachodzić reakcje prowadzące do powstania naładowanych cząstek takich jak protony czy cząstki alfa, które następnie są wykrywane w ten sam sposób w jaki tego typu cząstki byłyby rejestrowane niezależnie od ich pochodzenia. Cała trudność polega na fakcie, że przekrój czynny na oddziaływanie neutronów z materią bardzo silnie zależy od ich energii i materiału. W związku z tym do detekcji neutronów o pewnej energii należy odpowiednio dobrać materiał detektora i rodzaj reakcji. Większość detektorów neutronów jest typu liczników, stwierdzających obecność neutru, a pomiar widma energetycznego neutronów jest obciążony jeszcze większymi problemami, które nie będą tu dyskutowane.

Typowe reakcje służące do detekcji neutronów to

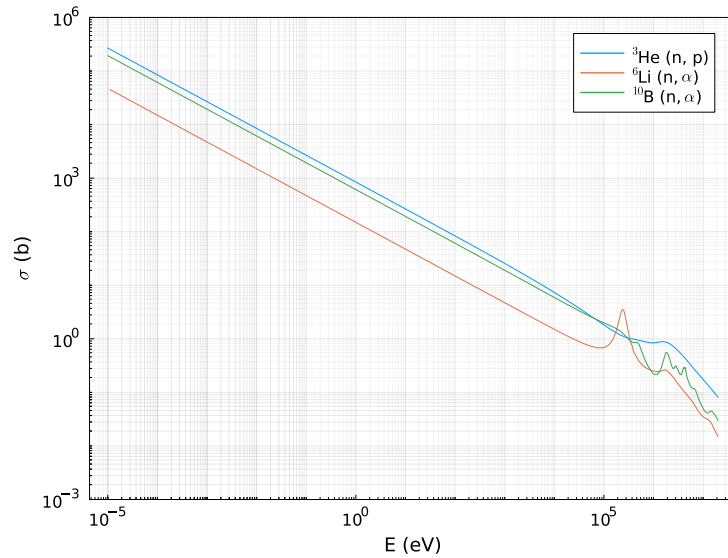


Jednymi z najbardziej popularnych reakcji wykorzystywanymi w detekcji neutronów są



Do detekcji neutronów o jakiej energii nadają się przedstawione powyżej reakcje? Jakie inne reakcje można wykorzystać dla innych zakresów energii?

Na pracowni wykorzystywany jest detektor scyntylacyjny wykorzystujący nieorganiczny kryształ LiI aktywowany europem. Tego typu scyntylator jest czuły zarówno na kwanty gamma, jak i na neutrony. Podczas kalibracji detektora należy pamiętać, że odpowiedź detektora (ilość światła i kształt sygnału) na kwanty gamma, neutrony prędkie i cząstki alfa różni się od siebie.



Rysunek 8: Przekrój czynny na reakcje dla materiałów używanych w detekcji neutronów.

2.6 Własności spektrometrów

Detektory typu spektrometrycznego posiadają szereg własności, których określenie pozwala porównywać je między sobą, oraz wyznaczać fizyczne cechy źródła emitującego promieniowanie.

Energetyczna zdolność rozdzielcza Określa minimalną odległość pomiędzy dwoma liniami promieniowania γ jakie można rozdzielić. Odległość ta jest równa szerokości połówkowej linii. Ponieważ energetyczna zdolność rozdzielcza zmienia się wraz z energią, do celów porównawczych, dla detektorów promieniowania γ przyjęto wyznaczanie stosunku szerokości połówkowej do energii dla linii 662 keV (emitowanej przez izotop ^{137}Cs) i wyrażanie jej w procentach. Dla spektrometrów α lub β stosowane są inne wzorce.

Wydajność detektora Wydajność detektora to liczba zarejestrowanych kwantów γ w stosunku do wszystkich wyemitowanych przez źródło. Składają się na nią dwa czynniki, geometryczny - określający szansę, że promieniowanie padnie na detektor, zależny od położenia i rozmiaru detektora, oraz wydajność wewnętrzna - prawdopodobieństwo rejestracji pełnej energii dla kwantu padającego na detektor. Korzystając ze źródła o znanej aktywności możemy wyznaczyć wydajność detektora dla różnych energii kwantów γ . Zmieniając odległość źródła kalibracyjnego od detektora można znaleźć jego wydajność wewnętrzną.

Kalibracja energetyczna Układ elektroniczny podłączony do detektora mierzy pewne wielkości (ładunek elektryczny), które następnie są digitalizowane, czyli jest im przypisywany numer kanału w analizatorze. Kalibracja energetyczna pozwala zinterpretować numer kanału jako poszukiwaną wielkość fizyczną, czyli energię promieniowania γ . W najprostszym przypadku jest to za-

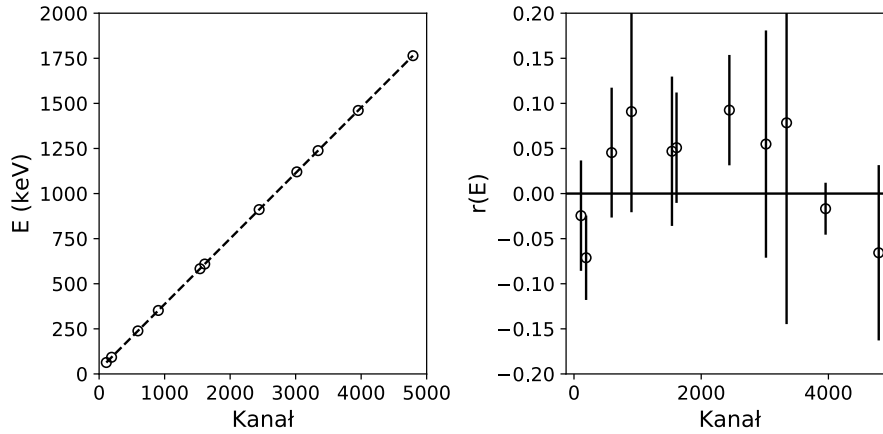
leżność liniowa, czyli energię E otrzymujemy ze wzoru

$$E = a_0 + a_1 x$$

gdzie x to numer kanału. Współczynniki a_0, a_1 znajdujemy mierząc położenie znanych linii ze źródeł kalibracyjnych, a następnie dopasowując funkcję $E(x)$. W celu sprawdzenia jakości naszego dopasowania można wykonać rysunek rozbieżności wyników kalibracji od położenia linii w funkcji energii (tzw. residua)

$$r(E) = E_\gamma - E(x_\gamma),$$

gdzie x_γ to numer kanału odpowiadający środkowi linii o energii E_γ . W takim przedstawieniu można na przykład znaleźć regularne odchylenia świadczące o występowaniu w kalibracji wyrazów wyższego rzędu. Wykres przedstawiający położenie linii w funkcji energii zwykle nie pozwala na dokładną ocenę jakości dopasowania, ponieważ odchylenia są niewielkie i trudne do oceny w całej skali energii (rysunek 9).



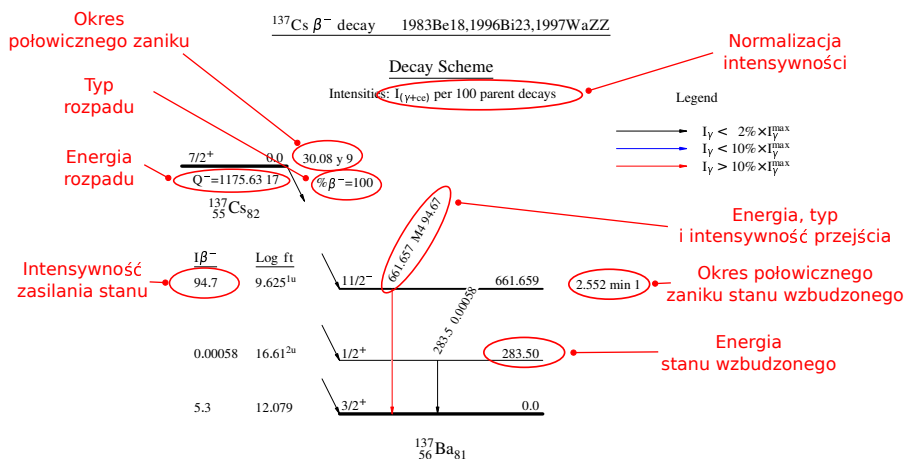
Rysunek 9: Przykład wyniku kalibracji układu pomiarowego, po lewej stronie energia w funkcji kanału, po prawej różnica pomiędzy wynikiem kalibracji, a rzeczywistymi energiami przejść.

2.7 Schematy rozpadu

Schematy rozpadu, taki jak przedstawiony na rysunku 10, można znaleźć w bazach danych fizyki jądrowej np. [9]. Na schemacie można znaleźć informacje niezbędne do korzystania ze źródeł kalibracyjnych oraz identyfikacji izotopów i przejść γ .

Schemat rozpadu zawiera między innymi dane o

- Typie rozpadu.
- Okresie połowicznego zaniku. Podana po jednostkach liczba oznacza niepewność ostatniej cyfry znaczącej. W prezentowanym przykładzie zapis $30.08 \text{ y } 9$ oznacza 30.08 ± 9 lat. Ten sposób zapisu niepewności dotyczy wszystkich wielkości na schemacie rozpadu.

Rysunek 10: Schemat rozpadu ^{137}Cs [9].

- Energii rozpadu (w keV).
- Intensywności zasilania stanów (w procentach).
- Energii, typie multipolowości i intensywności przejść (w jednostkach wyjaśnionych w normalizacji).
- Normalizacji intensywności. W przykładzie intensywność jest podawana na 100 rozpadów (czyli w procentach).
- Okresach połowicznego stanów wzbudzonych, o ile ta wielkość jest mierzalna i znana.
- Energii stanów wzbudzonych (w keV).

Sprawdź jak wyglądają schematy rozpadu dla izotopów używanych podczas kalibracji w ćwiczeniu (rysunek 10) . Przeanalizuj je i zastanów się jak będą wyglądały widma rejestrowane dla nich przez detektor.

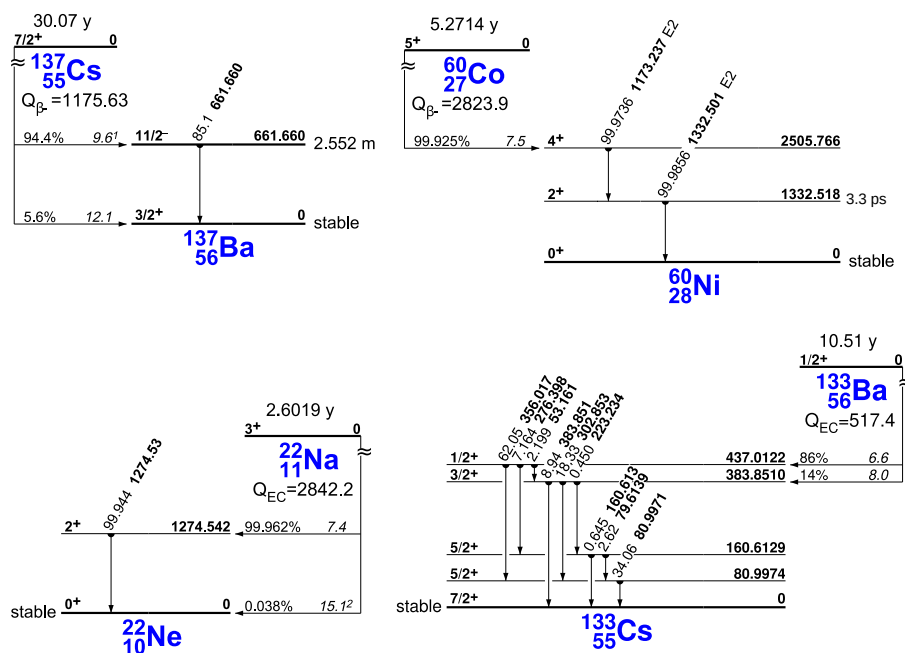
2.8 Aktywacja neutronowa

Neutrony są cząstkami o zerowym ładunku, więc nie oddziałują z materią poprzez siły elektromagnetyczne. Są zatem bardzo przenikliwe i padając na materię wnikają do całej jej objętości i zderzają się głównie z jądrami atomowymi. Podczas takiego zderzenia może zajść kilka procesów, których prawdopodobieństwo silnie zmienia się w zależności od składu materiału i energii neutronów.

Miedzy innymi możliwe jest rozproszenie neutronu (elastyczne lub nieelastyczne), kiedy część energii kinetycznej zostanie przekazana jądru atomu ośrodka, która to reakcja wykorzystywana jest w spowalnianiu neutronów. Inną możliwością jest pochłonięcie neutronu przez jądra, po którym zwykle następuje

emisja kwantu γ . Powstające jądro (lub jądra, jeżeli dany pierwiastek ma więcej stabilnych izotopów), posiadające dodatkowy neutron, może być nietrwałym nuklidem i zwykle w takiej sytuacji ulega rozpadowi beta minus, z charakterystycznym dla danego izotopu okresem połowicznego zaniku. Te zjawisko wykorzystuje się w neutronowej analizie aktywacyjnej, która pozwala badać skład materiału. W ten sposób możemy także wytwarzać stosunkowo krótkożyciowe izotopy, które możemy badać lub które mogą mieć one pożądane cechy wykorzystywane w kalibracji detektorów (np. odpowiednią energię emitowanych kwantów gamma), a które trudno odnaleźć wśród standardowych źródeł kalibracyjnych, które ze względów praktycznych muszą mieć odpowiednio długi czas połowicznego zaniku (zwykle rzędu lat).

Jak będzie się zmieniała w czasie liczba jąder nuklidu powstającego w wyniku wychwytu neutronu w próbce zawierającej m gramów pierwiastka o liczbie masowej A , przez stabilny izotop o rozpowszechnieniu γ i mikroskopowym przekroju czynnym σ , jeżeli strumień neutronów to Φ ($1/\text{cm}^2/\text{s}$)? Wyprowadź odpowiedni wzór.



Rysunek 11: Schematy rozpadu źródeł kalibracyjnych.

2.9 Zagadnienia statystyczne

[1]-1.17 lub [4]-3, [7] lub [8]

Rozpad promieniotwórczy jest zjawiskiem, którego natura jest statystyczna. Nie można między innymi przewidzieć momentu zajścia spontanicznego rozpadu, ani kierunku emisji cząstek, które wynikają z kwantowej natury zjawiska. Oznacza to, że mierzone wielkości posiadają pewien rozkład statystyczny niezależnie od precyzji detektorów. Wszelkie procesy, które służą nam do detekcji promieniowania mają podobną naturę. Przykładowo czas życia jądra jest opisany rozkładem eksponencjalnym z charakterystyczną stałą rozpadu (prawdopodobieństwem zajścia na jednostkę czasu). Czas dryfu elektronów do elektrody również jest opisany podobnym rozkładem. Wszelkie procesy wprowadzają zatem do obserwowanych wielkości swoje rozkłady statystyczne, a ostateczny wynik zależy od złożenia wszystkich występujących losowych zdarzeń.

Liczba zdarzeń Załóżmy, że mierzymy promieniowanie emitowane ze źródła o okresie połowicznego zaniku znacząco dłuższym od okresu pomiaru (np. okres połowicznego zaniku ^{60}Co to 5.27 roku, a pomiar trwa 5 minut). Można wtedy przyjąć, że aktywność źródła jest stała podczas pomiaru. Nie oznacza to, że powinniśmy za każdym razem oczekiwać tej samej liczby zdarzeń rejestrowanych w detektorze. Będzie ona bowiem zależeć od kilku losowych czynników. Promieniowanie jest emitowane w losowym kierunku, więc istnieje tylko pewne prawdopodobieństwo, że będzie skierowane w stronę detektora. Padające na detektor kwant może, z pewnym prawdopodobieństwem ulec opisanym wcześniej procesom i być lub nie zarejestrowany. Te czynniki są niewielkie i stałe, stąd liczba zarejestrowanych cząstek n jest opisana rozkładem Poissona

$$P(n) = \frac{\mu^n \exp(-\mu)}{n!}.$$

Rozkład tego typu jest opisany pewną średnią liczbą oczekiwanych zdarzeń μ , a odchylenie standardowe obserwowanej liczby zdarzeń $\sigma = \sqrt{\mu}$.

Rejestrowana energia Jeżeli kwant γ padnie na detektor i zostanie całkowicie zaabsorbowany, spodziewamy się, że detektor powinien zmierzyć jego pełną energię. Jednak proces rejestracji zawiera kilka pośrednich etapów - kwant musi przekazać swoją energię elektronowi w procesie fotoelektrycznym, wybity elektron powoduje kolejne akty jonizacji i powstanie par elektron-dziura. Liczba tych ekscytacji, ze względu na pewną gęstość stanów w pasmie przewodzenia, nie musi być ściśle określona i podlega statystycznym fluktuacjom. Każdy kolejny proces taki jak powstawanie fotonów w detektorach scyntylacyjnych lub dryf ładunku w detektorach półprzewodnikowych, a następnie przepływ sygnału przez elementy układu elektronicznego, wprowadza następne niewielkie losowe modyfikacje do ostatecznego rezultatu pomiaru. Suma tych wszystkich drobnych, ale licznych czynników losowych, zgodnie z centralnym twierdzeniem granicznym, powoduje, że ostateczna odpowiedź układu na kwant γ o bardzo dobrze ustalonej energii jest opisana rozkładem normalnym (Gausa)

$$P(E) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \exp\left(-\frac{(E - \mu)^2}{2\sigma^2}\right),$$

gdzie A to pole powierzchni pod krzywą (interpretowane jako liczba zarejestrowanych kwantów), μ to średnia obserwowana energia, a σ to odchylenie standardowe.

Niepewność pomiaru Niepewność wyniku składa się z dwóch podstawowych części - niepewności statystycznej oraz systematycznej. Wyobraźmy sobie, że mierzymy linijką długość stołu. Powtarzamy pomiar wielokrotnie, aby mieć pewność, że dostaniemy dokładny wynik. Spodziewamy się, że niewielkie różnice pochodzące od wielu czynników (np. kąt ułożenia linijki, kąt odczytu wartości, drżenie ręki itp.) spowodują rozkład normalny wyników. Najlepszą oceną długości stołu będzie średnia z otrzymanych poszczególnych prób, a parametr σ rozkładu ocenimy na podstawie średniego odchylenia standardowego. Nie należy jednak tej wielkości utożsamiać z niepewnością pomiaru długości. Taki wynik osiągniemy w pojedynczym pomiarze. Wykonując serię pomiarów i opisując uzyskany rozkład krzywą Gaussa jesteśmy w stanie określić położenie środka rozkładu (naszą najlepszą ocenę mierzonej wielkości) ze znacznie większą dokładnością, wynikającą z dokładności dopasowania. Zachodzi podobna zależność jak pomiędzy odchyleniem standardowym pojedynczego pomiaru z pewnej populacji

$$s_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2,$$

a odchyleniem standardowym średniej dla próbkę z tej samej populacji

$$s_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2.$$

W ten sposób powtarzając pomiary możemy ograniczyć wpływ statystycznego rozrzutu wyników. Ale nic to nam nie da, jeżeli nasza linijka będzie nieco krzywa lub źle wyskalowana, albo jej długość będzie zbyt mała. Ten element niepewności to niepewność systematyczna pomiaru, którą również należy zmierzyć lub ocenić (np. poprzez odpowiednią kalibrację przyrządów).

Literatura

- [1] A. Strzałkowski, "Wstęp do fizyki jądra atomowego", wyd. III, PWN 1978
- [2] C. A. Bertulani, "Nuclear Physics in a Nutshell", Princeton University Press 2007
- [3] A. Hryniewicz "Człowiek i promieniowanie jonizujące", PWN 2001
- [4] G. Knoll "Radiation detection and measurement", wyd. III lub IV, J. Wiley and sons
- [5] C. Leroy, P.-G. Rancoita "Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection", wyd. II, 2009
- [6] C. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments" wyd. II, Springer 1994
- [7] R. Nowak "Statystyka dla fizyków", PWN 2002
- [8] S. Brandt "Data analysis", wyd. IV, Springer 2014
- [9] Chart of Nuclides, www.nndc.bnl.gov/nudat3/