



## Wyznaczanie okresu półrozpadu krótkożyciowych izotopów wytworzonych w procesie aktywacji neutronami

### I. Cel ćwiczenia

Przeprowadzenie aktywacji neutronowej wybranych izotopów i otrzymanie radioaktywnych izotopów. Pomiar ich okresu połowicznego rozpadu.

### II. Obowiązujący zakres materiału

1. Źródła neutronów.
2. Oddziaływanie neutronów z materią.
3. Aktywacja neutronowa.
4. Promieniotwórczość naturalna, rozpad  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ .
5. Budowa licznika Geigera-Müllera.
6. Detektory neutronów.

### III. Literatura

1. Strzałkowski, „Wstęp do fizyki jądra atomowego”, PWN Warszawa 1979, rozdział 1.134, 1.23.
2. E. Skrzypczak i Z. Szepliński, „Wstęp do fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych”, PWN, Warszawa 1995, rozdział 5.
3. T. Hilczer, „Ćwiczenia z fizyki jądrowej”, UAM, Poznań 1975.

### IV. Podstawy teoretyczne

#### 1. Wstęp

Odkrycie sztucznej promieniotwórczości przez E. Rutherforda w 1918 roku zapoczątkowało intensywne badania przemian jądrowych. W roku 1930 W. Bothe i H. Becker zauważyli, że bombardowanie przez cząstki  $\alpha$  jądra Be i Li wysyłają przenikliwe promieniowanie, które w przeciwieństwie do innych promieni jest bardzo słabo pochłaniane przez ołów. I. Curie (córka M. Curie-Skłodowskiej) i jej mąż F. Juliot przypuszczali, że są to wysokoenergetyczne fotony, ale dalsze badania prowadzone przez J. Chadwicka wskazały, że są to cząstki pozbawione ładunku elektrycznego o masie spoczynkowej bliskiej masie protonu. Chadwick nazwał je neutronami, ale ostatecznie przyjęła się nazwa **neutrony**.

Neutron jest podstawowym składnikiem jądra atomowego. Ma zerowy ładunek elektryczny, spin równy  $1/2$  (w jednostkach  $h/2\pi$ ) i masę równą  $1838.65 \times m_0$ , gdzie  $m_0$  jest masą spoczynkową elektronu. Masa protonu jest nieco mniejsza i wynosi  $1836.12 \times m_0$ . Różnica mas obu cząstek wynosi ok. 1.29 MeV, co nasuwa przypuszczenie o niestabilności neutronu. Istotnie, swobodny neutron nie występuje w przyrodzie tak jak proton, a to z powodu tego, że rozpada się z czasem połowicznego zaniku równym ok. 10.23 min, przekształcając się w proton, elektron i antyneutrino elektronowe. Jest to typowy rozpad  $\beta$ . Cząstki te unoszą wskazaną różnicę energii. Jako składnik jądra, neutron jest stabilny. Neutron posiada moment magnetyczny równy  $-1.91315\mu_0$  i jest on przeciwny do momentu magnetycznego protonu tj.  $2.79278\mu_0$ , gdzie  $\mu_0 = 5.050 \times 10^{-27}$  J/T jest magnetonem jądrowym.



## 2. Źródła neutronów

Energia wiązania neutronu w jądrze atomowym jest rzędu kilku MeV, np. w jądrze  ${}^9\text{Be}$  wynosi 1.66 MeV, a w jądrze  ${}^4\text{He}$  aż 20.6 MeV. Tak duże energie wskazują, że w obszarze ścieżki stabilności nie ma naturalnych rozpadów takich jak rozpad  $\beta$  i  $\alpha$  prowadzących do emisji neutronu. Niemniej dostarczenie wystarczającej energii do jądra spowoduje uwolnienie neutronu i jego emisję. Energię tę możemy przekazać na kilka sposobów. Możemy bombardować jądro protonami, deuteronami, cząstkami  $\alpha$  lub innymi jądrami, możemy użyć wysokoenergetycznych fotonów. Swobodne, uwolnione neutrony pojawiają się także w procesie rozszczepienia jądra atomowego, jako wynik wyparowania z jąder będących fragmentami rozszczepienia. Jeśli weźmiemy pod uwagę bombardowanie jądra tylko jednym rodzajem cząstki np.  $\alpha$ , to możemy otrzymać neutrony w wyniku następujących reakcji np.  $(\alpha, n)$ ,  $(\alpha, 2n)$ ,  $(\alpha, p)$ . Reakcje tego typu są podstawą budowy pierwszych sztucznych źródeł neutronów.

Do najważniejszych jest reakcja:  ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ . W tym przypadku powstaje stabilne jądro  ${}^{12}\text{C}$  i neutron unoszący pewną porcję energii. Reakcję tę możemy uzyskać przez bombardowanie berylu cząstkami  $\alpha$  pochodzącymi od różnych izotopów promieniotwórczych. Jej wydajność zależy od wysokości bariery potencjalnej jądra, przy czym dla cząstek  $\alpha$  bariera ta jest nawet w przypadku lekkich jąder bardzo wysoka. Dla  ${}^9\text{Be}$  wynosi ona 4 MeV, ale taką wartość uzyskują cząstki w rozpadzie  $\alpha$ , np.  ${}^{226}\text{Ra}$  ( $E_\alpha=4.79$  MeV),  ${}^{210}\text{Po}$  ( $E_\alpha=5.29$  MeV). Stąd wystarczy zmieszać ze sobą oba izotopy, aby uzyskać źródło emitujące neutrony. Zwykle miedzianą lub szklaną kolbę napełnia się izotopami Ra (1 g) z odpowiednią ilością sproszkowanego Be, które uprzednio prasuje się pod wysokim ciśnieniem. Wydajność takiego źródła zależy głównie od ilości Be i Ra i wynosi ona w granicach  $7 \times 10^3$ - $2.5 \times 10^4$  neutronów/sek na 1 mg Ra, dla 0.5 g Ra uzyskuje się wydajność ok.  $5 \times 10^7$  neutronów/sek. Uzyskane widmo energetyczne neutronów ma ciągle charakter do maksymalnej wartości ok. 11 MeV. Maksimum tego rozkładu widmowego przypada dla energii pomiędzy 3 MeV a 7 MeV.

Rozwój technik akceleratorowych sprawił, że do uzyskiwania neutronów wykorzystuje się inne reakcje jądrowe np.  $T(d, n){}^4\text{He}$ . Zwykle bombarduje się tu jądrami deuteru (d tj.  ${}^2\text{H}$ ) tarczą np. tytanu lub cyrkonu zawierającą izotop trytu (T) tj.  ${}^3\text{H}$ . W efekcie powstaje bardzo trwały izotop  ${}^4\text{He}$  (cząstka  $\alpha$ ) o energii ok. 4 MeV i monoenergetyczny neutron o stosunkowo dużej energii, bo 14 MeV. Rezonansowy charakter tej reakcji sprawia, że największą wydajność uzyskuje się dla deuterów o energii 174 keV, wtedy to całkowity przekrój czynny na tę reakcję wnosi ok. 4 barny. Stosunkowo niska energia deuterów pozwala użyć niewielkie akceleratory. Urządzenia takie nazywa się generatorami neutronów i są one podstawą do produkcji prędkich, monoenergetycznych neutronów. Wydajność takiego źródła to ok.  $10^9$  neutronów/sek  $\text{cm}^2$ .

Zastosowanie wysokoenergetycznych protonów w tzw. reakcjach spalacyjnych czyli „kruszenia” jądra atomowego tarczy to bardzo wydajna metoda wytwarzania neutronów. Jeśli proton o energii kilkuset MeV trafi w jądro atomowe to nie jest on pochłaniany a przenika je doznając jedynie jednego lub kilku zderzeń, w których przekazuje część swojej energii. Z reguły takie zderzenie ma charakter zderzenia jednocząstkowego, niemniej jego mechanizm jest bardziej złożony. Proton zderzając się w jądrze z neutronem przekazuje mu nie tylko energię, ale i ładunek elektryczny w wyniku, czego opuszcza on jądro jako neutron mając już mniejszą energię. W ciężkich jądrami taki neutron zderza się z innymi nukleonami przekazując im swoją energię, może też zmienić się na proton. Jeśli wysokoenergetyczny proton jednak zostanie pochłonięty przez jądro tarczy to zaadsorbowana energia wzbudzi to jądro, które może wyparować zarówno neutrony jak i protony z jego wnętrza. Dla jednego protonu o energii 1 GeV zderzającego się z tarczą rtęci lub ołowiu może powstać w ten sposób od 20 do 30 neutronów.

Reaktory jądrowe są obecnie najwydajniejszymi źródłami neutronów; potrafią wyprodukować o ok.  $10^{17}$  neutronów w ciągu sekundy. Dochodzi w nich do reakcji łańcuchowej rozszczepienia jąder  ${}^{235}\text{U}$ , podczas której wytwarzane są także neutrony o dużej energii, średnio 2 MeV, w ilości ok. 2.4 na jedno rozszczepione jądro. Po procesie moderacji posiadają one termiczne energie i można je wyprowadzić z rdzenia reaktora za pomocą kanałów. Na wylocie takiego kanału uzyskuje się ok.  $10^{11}$ - $10^{12}$  neutronów/sek. Taki strumień neutronów następnie kierowany jest do spektrometrów wykorzystujących neutrony np. do badań struktury materiałów.

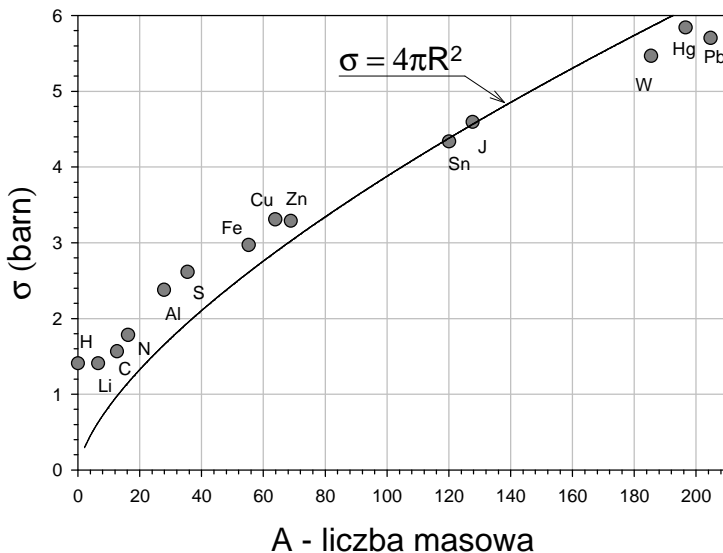


### 3. Oddziaływanie neutronów z materią.

Charakter oddziaływania neutronu, który znajdzie się w otoczeniu atomów jest zupełnie innych niż cząstek naładowanych. Nie posiadając ładunku elektrycznego nie podlega on długozasięgowemu oddziaływaniu elektrostatycznemu np. z elektronami, które stanowią istotny składnik atomu. Stąd proces jonizacji, który jest głównie odpowiedzialnym za straty energii naładowanych cząstek w materii dla neutronów praktycznie nie zachodzi. Może jednak dojść do oddziaływania momentów magnetycznych elektronu i neutronu, ale przekrój czynny na taki proces jest niewielki wynosi ok.  $10^{-2}$  barnów, jeśli go porównamy z przekrojem czynnym na jonizację cząstek naładowanych z atomem  $10^6$  barna. Brak ładunku sprawia, że neutron z łatwością przechodzi przez chmurę elektronów i dociera do jądra atomowego, z którym może oddziaływać jedynie poprzez oddziaływania jądrowe. Zasięg tych oddziaływań jest bardzo krótki, do tego są one zawsze przyciągające, stąd głównie dochodzi do zderzeń sprężystych między jądrem a neutronem. Podczas takich zderzeń, neutron przekazuje jądru atomowemu część swojej energii, która jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalna do masy jądra. Zatem neutron najefektywniej jest spowalniany w lekkich materiałach zawierających dużo wodoru, lub węgla np. woda, parafina lub grafit. Dokładne obliczenia uwzględniający kwantowy charakter zjawiska rozpraszania prowadzą do następującego wzoru na całkowity przekrój czynny na rozpraszanie i pochłonięcie neutronu:

$$\sigma = 4\pi R^2,$$

gdzie  $R$  jest promieniem jądra. (Wzór ten służy do dość dokładnego wyznaczenia promienia jądra atomowego.) Na Rys. 1 przedstawiono zależność całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie neutronów z jądrami atomowymi o różnej liczbie masowej  $A$  dla neutronów emitowanych ze źródła Rn+Be mających ciągle widmo energetyczne. Wskazuje on, że w zasadzie geometryczny przekrój jądra jest odpowiedzialny za oddziaływanie neutronu i jądra atomowego. Z tej zależności można również potwierdzić wprost proporcjonalną zależność promienia jądra od liczby atomowej w potęgde  $1/3$ .



Rys. 1. Całkowity przekrój czynny dla neutronów emitowanych ze źródła Rn+Be, dla jąder o różnej liczbie masowej  $A$  (wg Dunninga). Linia ciągła przedstawia zależność  $\sigma=4\pi R^2$ , gdzie  $R$  [fm]= $1.197 A^{1/3}$  jako wynik najlepszego dopasowania tej zależności do punktów eksperymentalnych. .

Niemniej jednak rozpraszanie monoenergetycznych neutronów na jądrami ujawnia jego rezonansowy charakter, a to z uwagi na fakt, że w jądrze znajdują się poziomy energetyczne, na których rozpraszany neutron może ulec lokalizacji. Lokalizacja, lub wychwyt neutronu prowadzi do powstania tzw. jądra złożonego posiadającego pewną energię wzbudzenia. Na Rys.2 przedstawiono zależność całkowitego przekroju czynnego dla neutronów o różnej energii. Wyraźne piki na tym zakresie wskazują na obecność rezonansów w takim rozpraszaniu, wskazujących wewnętrzną strukturę energetyczną jądra. Struktura ta jest inna dla każdego jądra i może wykazywać bardzo skomplikowany charakter tak jak to ma miejsce np. w jądrze  $^{238}\text{U}$ , Rys. 3. Całkowity przekrój czynny do energii ok. 8 eV i powyżej 500 eV jest praktycznie stały i wynosi ok. 10 barnów. Niemniej w obszarze pomiędzy tymi energiami wykazuje silnie rezonansowy charakter, gdzie przekrój czynny wzrasta do kilku tysięcy barnów. Warto zwrócić uwagę, że dla energii neutronów powyżej 1 MeV pojawia się nowy proces, czyli fragmentacja jądra.

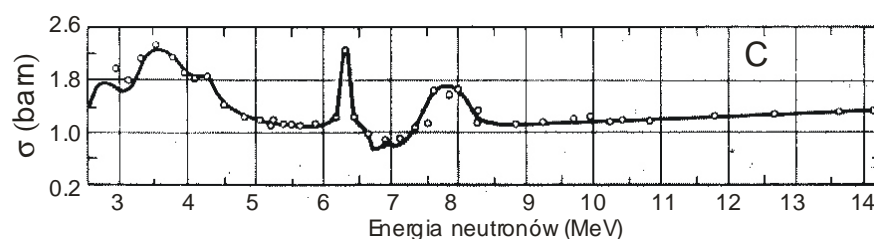


## Pracownia Radioizotopowa

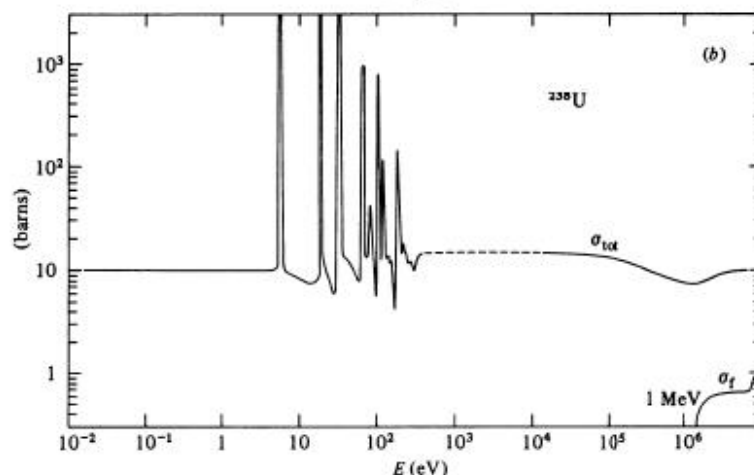
## Ćwiczenie 9

Jądro takie wychwytuje neutron, a następnie ulega rozszczepieniu na dwa fragmenty z wydzielaniem dużej ilości energii. Przekrój czynny na ten proces dla jądra  $^{238}\text{U}$  jest jednak mały tj. poniżej 1 barna, stąd ten izotop nie jest istotny w produkcji energii jądrowej. Inaczej jest z jądrem  $^{235}\text{U}$ , dla którego przekrój czynny na proces fragmentacji ma wartość ok.  $10^3$  barnów - już przy niewielkich energiach neutronów.

Jak już wspomniano, neutron podlega głównie rozproszeniu elastycznemu z jądrem atomowym, ale głównie do energii ok. 1 MeV. Powyżej zachodzą procesy nieelastyczne. Jest on wychwytywany przez jądro, a w wyniku emitowany może być foton -  $(n,\gamma)$  to tzw. wychwyt radiacyjny, emitowany jest neutron -  $(n,n)$ , lub dwa neutrony -  $(n,2n)$ , może być emitowana cząstka alfa -  $(n,\alpha)$ , lub proton -  $(n,p)$ . To właśnie duża ilość kanałów możliwych reakcji sprawia, że obecność neutronu w materii może prowadzić do powstania radioaktywnych izotopów, emitujących następnie promieniowanie jonizujące, a więc cząstki naładowane lub wysokoenergetyczne fotony. Produkcja takich izotopów to tzw. aktywacja neutronowa.



Rys.2. Całkowity przekrój czynny w funkcji energii neutronów dla węgla (wg Neresona i Dardena).



Rys. 3. Całkowity przekrój czynny  $\sigma_{tot}$  i na reakcje rozszczepienia  $\sigma_f$  jako funkcja energii padających na jądro  $^{238}\text{U}$  neutronów. W rejonie oznaczonym linią przerywaną występują również rezonanse, które są tak gęsto położone, że niemożliwe jest ich rozdzielanie posiadanym obecnie technikami detekcji. Zwróćmy uwagę na logarytmiczne skale na obu osiach. (Dane pochodzą z pracy Garber.D.I., Kinsey R.R. (1976), *Neutron Cross Sections*, vol II, Upton, New York, Brookhaven National Laboratory)

Tabela 1. Przekroje czynne aktywacji neutronami termicznym;  $\sigma_{term}$  i neutronami o energii 1 MeV;  $\sigma$  (1 MeV) dla wybranych izotopów.

Jądro tarcza	Liczba protonów	Liczba neutronów	Spin Jądra	$\sigma_{term}$ . [barn]	$\sigma$ (1 MeV) [barn]
$^{27}\text{Al}$	13	14	5/2	<b>0.21</b>	<b>0.37</b>
$^{63}\text{Cu}$	29	34	3/2	<b>4.0</b>	<b>11.4</b>
$^{65}\text{Cu}$	29	36	3/2	<b>2.0</b>	<b>6.0</b>
$^{107}\text{Ag}$	47	60	1/2	<b>32</b>	<b>85</b>
$^{109}\text{Ag}$	47	62	1/2	<b>84</b>	<b>174</b>
$^{115}\text{In}$	49	66	9/2	<b>194</b>	<b>57</b>
$^{181}\text{Ta}$	73	108	7/2	<b>20.5</b>	<b>142</b>
$^{204}\text{Hg}$	80	124	0	<b>0.43</b>	<b>102</b>



#### 4. Aktywacja neutronowa

Powstanie radioaktywnych izotopów w próbkach poddanych naświetlaniu neutronami wykorzystywane jest do analiz zawartości pierwiastków. Nawet ich śladowe ilości mogą zostać wykryte tą metodą. Np. naturalny stabilny izotop  $^{23}\text{Na}$  po naświetleniu neutronami przekształca się w radioizotop  $^{24}\text{Na}$ , który z czasem połowicznego zaniku 14.9 godziny emitując elektron w rozpadzie  $\beta^-$  przekształca się w stabilny izotop  $^{24}\text{Mg}$ . Emisja elektronu o maksymalnej energii ok. 4.1 MeV i fotonu o energii 2.754 MeV jaka towarzyszy tej przemianie jest łatwa do wykrycia za pomocą detektorów promieniowania. Niemniej stosunkowo niski przekrój czynny na wychwyt neutronów termicznych na izotopie  $^{23}\text{Na}$ , bo 0.53 barna wymaga zastosowania intensywnego reaktorowego źródła neutronów. Emisja fotonów gamma, posiadających ściśle określone energie przypisane do poszczególnych izotopów pozwala na identyfikację nawet kilkunastu pierwiastków znajdujących się naświetlonej próbce. Metoda ta pozwala na identyfikację ok. 60 pierwiastków w próbce o niewielkiej masie, bo od 5 mg do 100 mg. (W Tabeli 1 przedstawiono wykaz niektórych izotopów i przekroje czynne na absorpcję neutronów termicznych i neutronów o energii 1 MeV.) Czułość tej metody zależy od posiadanego źródła neutronów, rodzaju izotopu, jego abundancji, czasu połowicznego zaniku produkowanych izotopów, przekroju czynnego na wychwyt neutronów i energii promieniowania gamma i jest w zakresie od  $10^{-3}$  do  $10^{-10}$  grama na gram próbki. Aktywacja neutronowa (ang. *Neutron Activation Analysis -NAA*) to bardzo użyteczna metoda badawcza, stosowana w medycynie, geologii, biologii, archeologii i tam gdzie skład izotopowy badanych obiektów jest istotny.

#### 5. Wprowadzenie do ćwiczenia

Rozważmy próbkę, którą wystawimy na strumień neutronów w celu jej aktywowania. Liczba jąder, które pochłonęły neutron w tej próbce i stały się jądrami wzbudzonymi wyraża się prostym wzorem:

$$N_0 = n f \sigma, \quad (1)$$

gdzie  $n$  jest liczbą pochłaniających jąder próbki,  $f$  jest natężeniem strumienia neutronów, a  $\sigma$  jest przekrojem czynnym na pochłanianie neutronów przez aktywowane jądro. Jądro w nowym stanie z reguły nie jest w swoim stanie podstawowym, a więc może ulec przemianie np. poprzez rozpad  $\beta$  lub gamma. Przemiana taka charakteryzuje się szybkością rozpadu  $\lambda$  lub czasem połowicznego zaniku  $T_{1/2}$ . Zatem proces powstawania wzbudzonych jąder nakłada się na proces ich rozpadu. Jeśli przez  $N$  oznaczymy liczbę tych jąder to ich zmiana opisana jest następującym równaniem:

$$\frac{dN}{dt} = N_0 - \lambda N. \quad (2)$$

Jeśli w chwili rozpoczęcia aktywacji nie było wzbudzonych jąder, tj.  $N=0$  dla  $t=0$ , to rozwiązanie takiego równania ma następującą postać:

$$N(t) = \frac{N_0}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda t)]. \quad (3)$$

Opisuje ono zmianę w czasie ilości wzbudzonych jąder w procesie aktywacji. Zatem liczba takich jąder wzrasta z czasem, a dla długiego czasu, z reguły dla  $t > 4/\lambda$  nasycza się i wynosi  $N_0/\lambda$ . Jeśli aktywację przerwiemy i usuniemy taką próbkę ze strumienia neutronów to liczba wzbudzonych jąder będzie maleć zgodnie z prawem rozpadu:

$$N(t) = \frac{N_0}{\lambda} \exp(-\lambda t). \quad (4)$$

Celem ćwiczenia jest wyprodukowanie za pomocą źródła neutronów izotopu promieniotwórczego a następnie wyznaczenie jego stałej rozpadu lub czasu połowicznego zaniku. Do ćwiczenia użyte będą izotopy znajdujące się w próbkach In i Ag.



## V. Część doświadczalna

Zapoznać się z rozpadem izotopu  $^{116}\text{In}$ ,  $^{108}\text{Ag}$  i  $^{110}\text{Ag}$  i przedyskutować je z prowadzącym ćwiczenie.

### – Aktywacja próbki

Do odpowiedniego kanału pojemnika zawierającego źródło neutronów wsunąć próbkę In umieszczoną w uchwycie.

Rozpocząć pomiar czasu naświetlania neutronami próbki. Czas aktywacji próbki powinien być większy niż sześć półokresów rozpadu powstającego izotopu. W przypadku  $^{115}\text{In}$   $T_{1/2}=13$  sek ( $^{107}\text{Ag}$   $T_{1/2}=2.3$  min), patrz schemat rozpadu.

### – Pomiar zaniku aktywności

- Po aktywacji umieścić próbkę w domku ołowianym z licznikiem Geigera-Millera.
- Odczytywać liczbę zliczeń na liczniku na przemian w dwóch kanałach. Czas pomiaru omówić z prowadzącym (ustawić na 10 sek). Układ pomiarowy posiada bramkę wahadłową umożliwiającą przełączanie licznika w ustalonych odstępach czasu, np. 10 sek na następny kanał przelicznika i kasowanie poprzedniego odczytu. Pozwala to na ciągły odczyt szybkości zliczeń bez zbędnych przerw.
- Zapisywać liczby zliczeń, do momentu aż liczba zliczeń spadnie do wysokości tła tzn. nie będzie się zmieniać już w czasie, w granicach niepewności pomiarowej.
- Powtórzyć pomiar dla płytki srebrnej.

### – Opracowanie wyników pomiaru

Do pracowania wyników pomiaru wykorzystać program Graph wersja 4.3 (można pobrać np. ze strony <http://www.padowan.dk>).

Sporządzić wykres zależności liczby zliczeń odczytanych na przeliczniku od czasu pomiaru. Na wykresie zaznaczyć niepewności pomiarowe. Do punktów eksperymentalnych dopasować zależność funkcyjną:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) - N_b, \quad (5)$$

gdzie  $N_0$ ,  $N_b$ ,  $\lambda$  to parametry, które należy wyznaczyć za pomocą tego programu. Mając  $\lambda$  oblicz  $T_{1/2}$ .

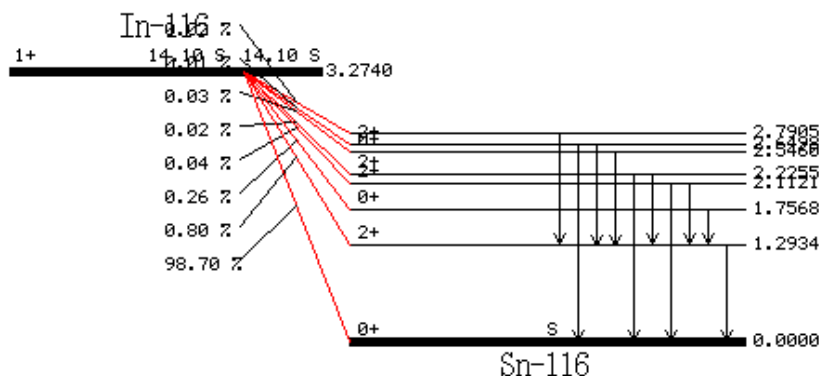
Zwróć uwagę, że dla płytki Ag w wyniku aktywacji powstaną dwa izotopy:  $^{108}\text{Ag}$  i  $^{110}\text{Ag}$  przekształcające się w wyniku rozpadów  $\beta^-$  do izotopu  $^{108}\text{Cd}$  i  $^{110}\text{Cd}$ , patrz Rys. 5 i 6. Szybkości tych rozpadów są różne i w związku z tym rejestrowana krzywa rozpadu zawiera dwie funkcje wykładnicze. Zatem do wyników otrzymanych dla płytki Ag należy w dopasowaniu użyć następującej funkcji:

$$N(t) = N_1 \exp(-\lambda_1 t) + N_2 \exp(-\lambda_2 t) + N_b. \quad (6)$$

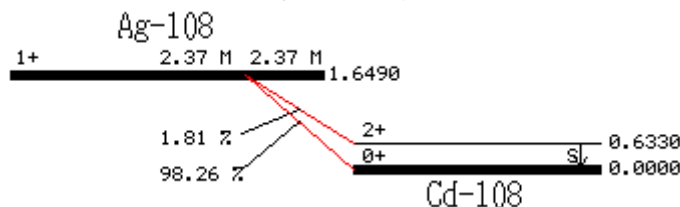
Wyznacz czasy połowicznego zaniku dla obu izotopów. Dla porównania na Rys. 7 przedstawiono przykładowe opracowanie wyników uzyskanych dla aktywacji płytki Ag. Z wartości parametrów  $N_1$  i  $N_2$  wyznacz stosunek przekrojów czynnych na aktywację neutronów dla izotopu  $^{107}\text{Ag}$  i  $^{108}\text{Ag}$ . W obliczeniach uwzględnij należy abundancję obu izotopów, odszukaj wartości na stronach www (np. [www.periodictable.com](http://www.periodictable.com)). Uzasadnij swoje obliczenia i wynik porównaj z wartościami w tabeli 1. Przedyskutuj otrzymane wyniki.



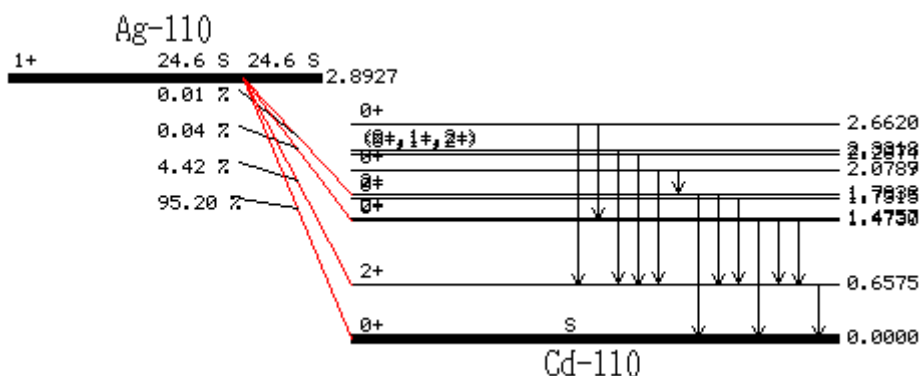
– Materiały dodatkowe dla studentów



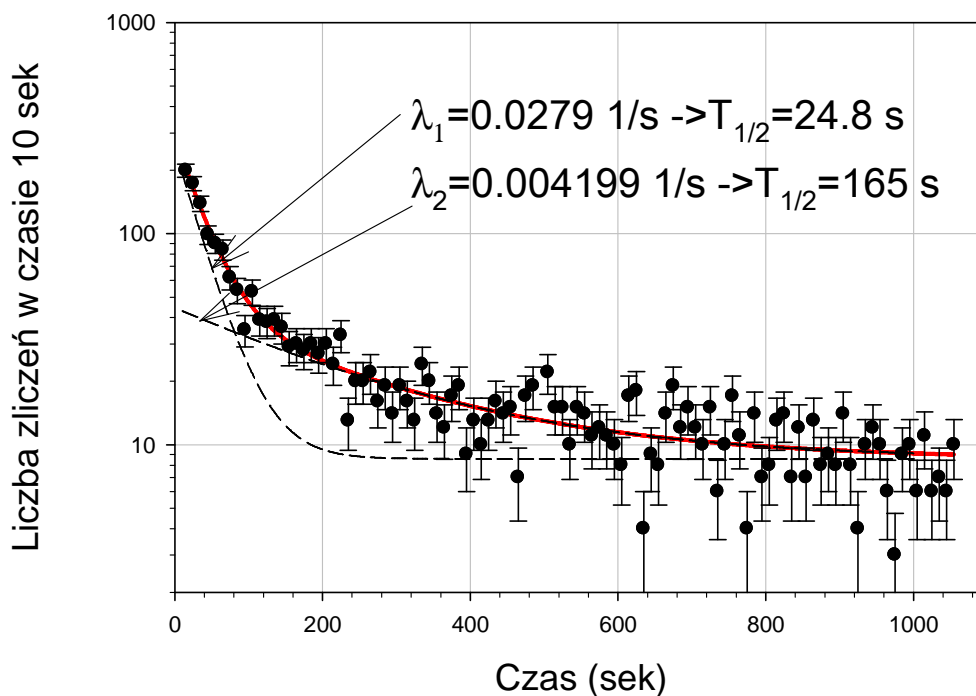
Rys. 4. Schemat kanałów rozpadu  $\beta^-$  izotopu  $^{116}\text{In}$  do stanów wzbudzonych i stanu podstawowego izotopu  $^{116}\text{Sn}$ . Najbardziej prawdopodobny, 98.7%, jest rozpad do stanu podstawowego izotopu  $^{116}\text{Sn}$  z emisją elektronu o maksymalnej energii  $E_{\text{max}}=3290$  keV. Dane zaczerpnięto ze strony <http://atom.kaeri.re.kr/index.html>.



Rys. 5. Schemat kanałów rozpadu  $\beta^-$  izotopu  $^{108}\text{Ag}$  do stanów wzbudzonych i stanu podstawowego izotopu  $^{108}\text{Cd}$ . Najbardziej prawdopodobny, 98.26%, jest rozpad do stanu podstawowego izotopu  $^{108}\text{Cd}$  z emisją elektronu o maksymalnej energii  $E_{\text{max}}=1650$  keV. Dane zaczerpnięto ze strony <http://atom.kaeri.re.kr/index.html>.



Rys. 6. Schemat kanałów rozpadu  $\beta^-$  izotopu  $^{110}\text{Ag}$  do stanów wzbudzonych i stanu podstawowego izotopu  $^{110}\text{Cd}$ . Najbardziej prawdopodobny, 95.206%, jest rozpad do stanu podstawowego izotopu  $^{110}\text{Cd}$  z emisją elektronu o maksymalnej energii  $E_{\text{max}}=2891$  keV. Dane zaczerpnięto ze strony <http://atom.kaeri.re.kr/index.html>.



Rys. 7. Zależność szybkość zliczeń w funkcji czasu dla aktywacji próbki srebra. Wynik dopasowania funkcji będącej sumą dwóch funkcji wykładniczej (6), linia ciągła- czerwona. Liniami przerywanymi zaznaczono poszczególne jej składowe.