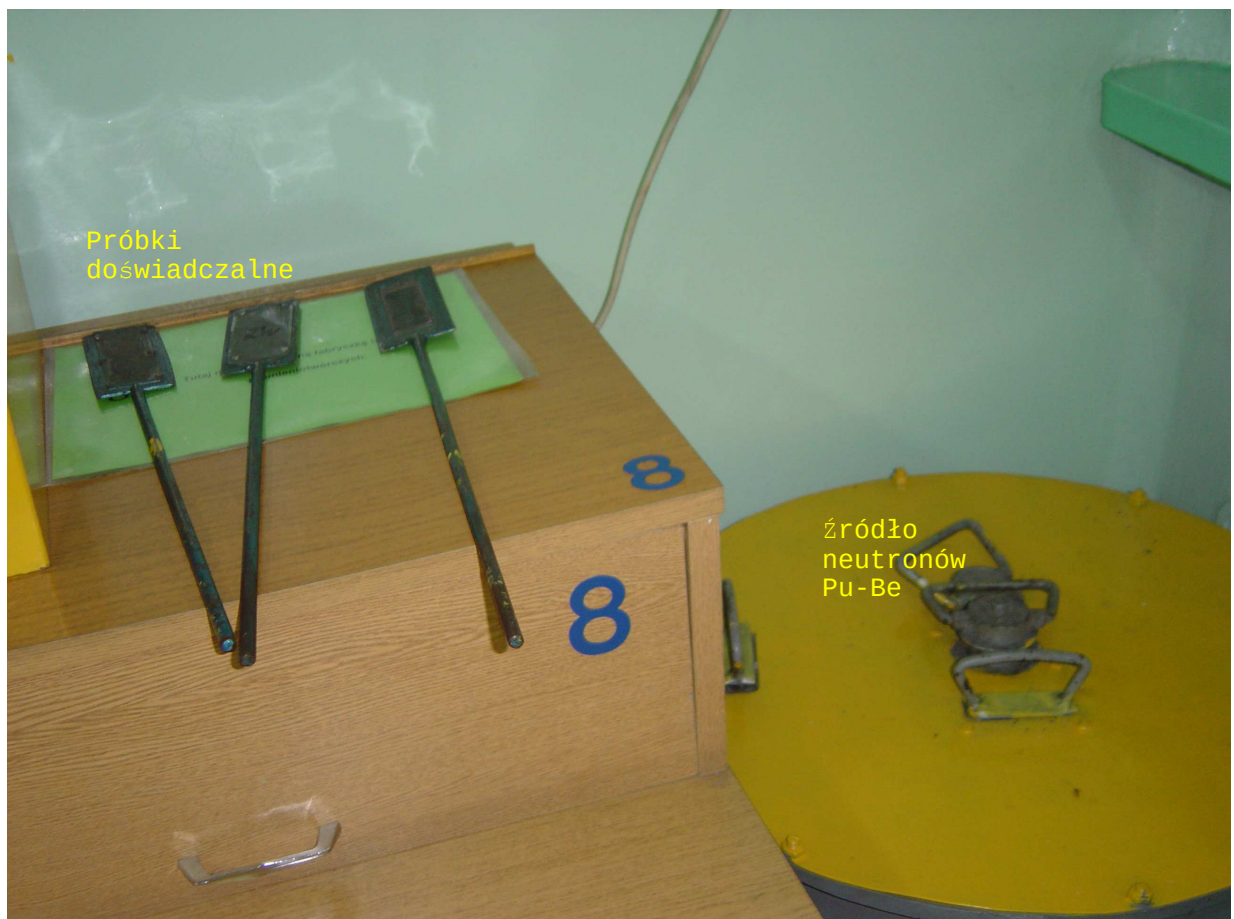


Ćwiczenie nr 8

„Sztuczna promieniotwórczość”



1. Student winien wykazać się:

01. Podstawowe prawo rozpadu promieniotwórczego.
02. Stała rozpadu, okres półtrwania i średni czas życia jąder promieniotwórczych.
03. Izomeria jądrowa.

04. Aktywacja neutronowa, własności neutronu.
05. Laboratoryjne źródła neutronów – zasada ich działania.
06. Spowalnianie neutronów.
07. Metody wyznaczania okresów półrozpadu dla jąder krótko-, średnio- i długo-życiowych.

1a. Pomoc merytoryczna do opracowywania wyników.

Wyznaczanie okresów półtrwania i stosunków przekrojów czynnych na aktywację neutronami.

Neutron jest cząstką obojętną o masie bliskiej masy protonu. Jego oddziaływanie z materią ujawnia się dopiero wtedy, gdy dotrze on w obszar zasięgu sił jądrowych co prowadzi do reakcji jądrowej. Częstym wynikiem reakcji jądrowych z udziałem neutronów jest powstanie nowych izotopów - w tym promieniotwórczych („sztuczna promieniotwórczość”). Aktywacja materii do stanu promieniotwórczego za pomocą neutronów jest szeroko stosowana w praktyce. Niżej zostanie podany ilościowy opis dotyczący niektórych parametrów charakteryzujących proces aktywacji i rozpadu jąder promieniotwórczych.

Rozpatrzmy próbkę, która pochłania neutrony z szybkością R_0 ($[R_0] = \text{s}^{-1}$) i założmy najpierw, że w wyniku tego pochłaniania powstaje jeden rodzaj jąder promieniotwórczych, rozpadających się ze średnim czasem życia τ (stała rozpadu $\lambda = 1/\tau$). W takiej sytuacji liczba jąder promieniotwórczych N w próbce jest określona równaniem różniczkowym

$$1. \quad \frac{dN}{dt} = R_0 - \lambda N,$$

które jest zapisem faktu, że szybkość z jaką zmienia się liczebność populacji jąder promieniotwórczych (dN/dt) jest równa różnicy szybkości ich tworzenia (R_0) i szybkości ubywania wskutek rozpadu (λN). Przy założeniu, że w chwili rozpoczęcia aktywacji ($t_n = 0$) próbka nie zawierała jąder promieniotwórczych, rozwiązanie równania (1) daje nam liczbę takich jąder po czasie aktywacji t_n :

$$2. \quad N(t_n) = \frac{R_0}{\lambda} [1 - e^{-\lambda t_n}] = N_0 [1 - e^{-\lambda t_n}]$$

gdzie wprowadzono oznaczenie

$$3. \quad N_0 = \frac{R_0}{\lambda}$$

Łatwo zauważyć, że $N(t_n)$ dąży do N_0 dla $t_n \rightarrow \infty$, tj. N_0 jest maksymalną liczbą jąder promieniotwórczych jaka może istnieć w próbce przy szybkości aktywacji równej R_0 (i stałej rozpadu λ). Przy tej liczbie jąder w próbce, szybkość tworzenia nowych jąder i szybkość rozpadu już istniejących są sobie równe.

Jeżeli przerwać aktywację po czasie t_n od jej rozpoczęcia i oznaczyć przez t czas upływający od momentu tego przerwania, to liczba jąder promieniotwórczych w próbce w funkcji czasu t będzie opisana wzorem:

$$4. \quad N(t) = N_0 (1 - e^{-\lambda t_n}) e^{-\lambda t},$$

a jej aktywność, której miarą jest liczba rozpadów w jednostce czasu będzie można zapisać jako:

$$5. \quad I_p(t) = \lambda N(t) = N_0 \lambda [1 - e^{-\lambda t_n}] e^{-\lambda t} = R_0 [1 - e^{-\lambda t_n}] e^{-\lambda t}.$$

Dla dostatecznie długiego czasu aktywacji ($t_n \rightarrow \infty$, a praktycznie $t_n > 4\tau \approx 6 T_{1/2}$, gdzie $T_{1/2}$ okres

półrozpadu) wzór (5) przyjmuje prostszą postać:

$$6. \quad I_p(t) = R_0 e^{-\lambda t} = N_0 \lambda e^{-\lambda t},$$

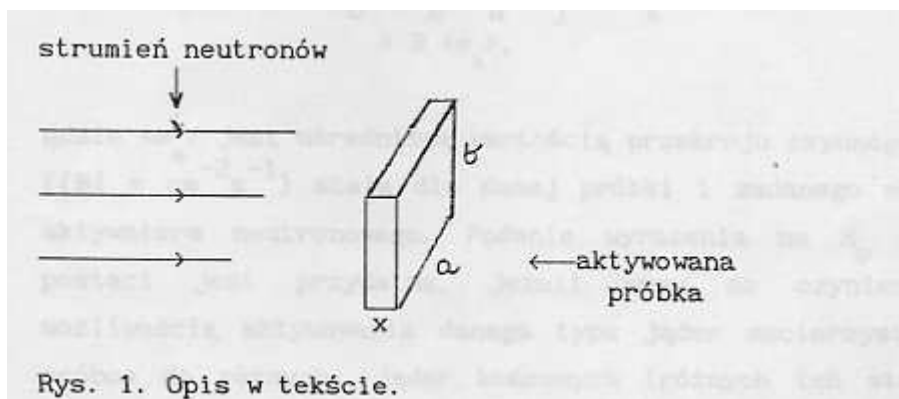
a więc $R_0 = N_0 \lambda$ można traktować jako aktywność nasycenia. Jest ona określona natężeniem strumienia neutronów bombardujących próbkę, liczbą tych jąder w próbce, które mogą być aktywowane i przekrojem czynnym na aktywację oraz czynnikami geometrycznymi. Po czasie aktywacji $t_n > 4\tau \approx 6 T_{1/2}$ aktywność próbki osiąga 98% aktywności nasycenia ($0,98 R_0$) i wydłużenie czasu aktywacji poza tę wartość nie ma praktycznego znaczenia.

Jeżeli za pomocą próbki o aktywności opisanej wzorem (6) napromieniowywać detektor impulsowy (np. licznik G-M) to uwarunkowana promieniowaniem próbki szybkość zliczeń tego detektora może być zapisana wzorem

$$7. \quad I(t) = E I_p(t) = E R_0 e^{-\lambda t},$$

gdzie E jest współczynnikiem charakteryzującym efektywność rejestracji. Jego wartość zależy od rodzaju promieniowania, rodzaju urządzenia rejestrującego i geometrii układu detektor - próbka (oczywiście $E \leq 1$).

Ilościowego opisu prowadzącego do aktywacji w wyniku oddziaływania neutronów z jądrami próbki można dokonać posługując się pojęciem przekroju czynnego na aktywację. Najłatwiej jest to przeprowadzić dla prostej geometrii pokazanej na rysunku 1.



Przypuśćmy, że na próbkę o grubości x i powierzchni S (tu $S = ab$) pada strumień neutronów o natężeniu ω ($[\omega] = \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Uwzględniając dużą przenikliwość neutronów można przyjąć, że każda część próbki jest naświetlana takim samym strumieniem neutronów, a tym samym, że szybkość aktywacji można zapisać wzorem:

$$8. \quad R_0 = \omega n_j S x \sigma_a,$$

gdzie n_j jest liczba jąder w jednostce objętości próbki, σ_a przekrojem czynnym na ich aktywację, a nawet ogólniej, dla dowolnego kształtu próbki, wzorem:

$$9. \quad R_0 = \omega n_j V \sigma_a,$$

gdzie V oznacza objętość próbki.

Ponieważ przekrój czynny na ogół rośnie silnie ze zmniejszeniem prędkości neutronów, aktywację przeprowadza się z reguły po wstępnym spowolnieniu neutronów, co prowadzi do ich chaotycznego (nieukierunkowanego) ruchu w pewnym obszarze. Umieszczenie w takim obszarze próbki w celu jej aktywacji jest równoważne działaniu na nią strumieniem neutronów o natężeniu

$$10. \quad \omega = n_n \langle v_n \rangle,$$

gdzie n_n oznacza liczbę neutronów w jednostce objętości ($[n_n] = \text{cm}^{-3}$), a $\langle v_n \rangle$ jest średnią prędkością. Wstawiając (10) do (9) otrzymujemy:

$$11. \quad R_0 = n_n \langle v_n \rangle n_j V \langle \sigma_a \rangle = B \langle \sigma_a \rangle,$$

gdzie $\langle \sigma_a \rangle$ jest uśrednioną wartością przekroju czynnego, a B ($[B] = \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$) stałą dla danej próbki i zadanego obszaru aktywatora neutronowego. Podanie wyrażenia na R_0 w tej postaci jest przydatne, jeżeli mamy do czynienia z możliwością aktywowania danego typu jąder macierzystych w próbce do różnych jąder końcowych (różnych ich stanów). Warto zwrócić uwagę, że jeżeli mamy do czynienia z próbką, w której interesujące nas jądra wyjściowe stanowią tylko część jąder próbki (związek chemiczny, mieszanina różnych izotopów) n_j należy rozumieć jako liczbę jąder danego typu w jednostce objętości.

Na ogół mamy do czynienia z sytuacją gdy przekrój czynny (dla neutronów powolnych) jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości neutronów, co można zapisać wzorem:

$$12. \quad \sigma_a = \alpha_a \frac{1}{v_n}.$$

W takim przypadku, odniesione do tego samego czasu, prawdopodobieństwo pochłonięcia neutronu nie zależy od jego prędkości, co prowadzi do związku

$$13. \quad R_0 = n_n n_j V \alpha_a.$$

Występujący w (12) i (13) parametr α_a ($[\alpha_a] = \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$) ma wartość równą wartości przekroju czynnego dla jednostkowej prędkości neutronu.

Wyznaczanie okresu półrozpadu metodą pomiaru krzywej zaniku szybkości zliczeń ("aktywności mierzonej") dla danego źródła promieniotwórczego.

Jeżeli w wyniku aktywacji został w próbce wytworzony jeden rodzaj jąder promieniotwórczych charakteryzujących się stałą rozpadu (zaniku) λ to aktywność próbki zmienia się w czasie zgodnie z wzorem:

$$14. \quad I_p(t) = I_{po} e^{-\lambda t} = I_{po} e^{-\frac{t}{T_{1/2}} \ln 2},$$

gdzie:

- I_{po} - aktywność próbki w momencie zakończenia procesu aktywacji (t jest mierzone od tego momentu);
- $T_{1/2}$ - okres półrozpadu.

Jeżeli czas aktywacji był dostatecznie długi ($t_n > 6T_{1/2}$), to z dobrym przybliżeniem I_{po} jest równe R_0 [por. wzór (6)].

Przy naświetlaniu taką próbką detektora impulsowego (np. licznika G-M) rejestrowana szybkość zliczeń $I(t)$ zmienia się w czasie stosownie do wzoru (14), a mianowicie

$$15. \quad I(t) = I_0 e^{-\lambda t} = I_0 e^{-\frac{t}{T_{1/2}} \ln 2}$$

gdzie I_0 jest proporcjonalne do I_{po} (współczynnik proporcjonalności zależy od geometrii układu i wydajności rejestracji). Zatem pomiar szybkości zliczeń w zależności od czasu (a tym samym aktywności próbki) pozwala określić stałą rozpadu λ .

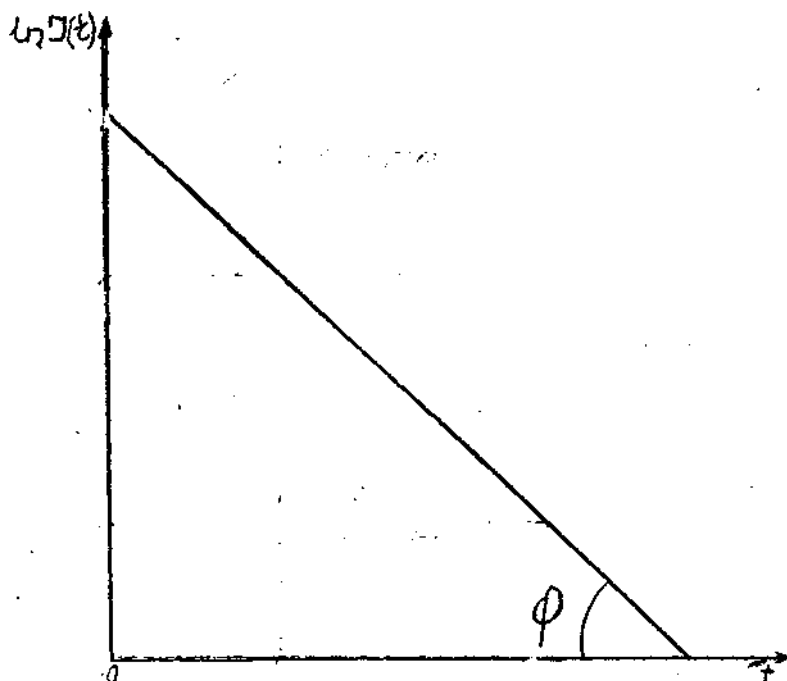
Praktycznie nie mierzy się chwilowych szybkości zliczeń lecz ich średnie wartości dla czasu trwania pojedynczego pomiaru t.j. np.

$$16. \quad \bar{I}_i = \frac{N_i}{\Delta t},$$

gdzie Δt jest przedziałem czasu od t do $t + \Delta t$, w którym trwał pomiar, a N_i jest liczbą rejestrowanych w tym czasie impulsów. Jeśli $\Delta t \ll T_{1/2}$ to I_i można przyjąć za dobre przybliżenie szybkości zliczeń odniesionej do chwili $t_i + (1/2)\Delta t$ (środek przedziału). Na podstawie tak uzyskanych wyników można sporządzić wykres eksperymentalnej zależności szybkości zliczeń od czasu $[I(t)]$ z punktami doświadczalnymi dla chwil t_i ; jeżeli dokonywać odczytu stanu przelicznika co czas Δt , to N_i stanowi różnicę odczytu numer $i + 1$ i odczytu numer i . Jeżeli wykres (mówimy tu o krzywej zaniku) sporządzić w skali półlogarytmicznej (na osi rzędnych odłożyć $\ln I$ a na osi odciętych czas), to punkty doświadczalne powinny ułożyć się na prostej o równaniu (por. rys. 2)

$$17. \quad \ln I(t) = \ln I_0 - \lambda t,$$

której współczynnik kierunkowy y ($-\tan \varphi$ z rys. 2) jest równe $-\lambda$.



Rys. 2. Schematyczne przedstawienie krzywej zanikania.

Dopasowując do punktów doświadczalnych prostą i wyznaczając jej nachylenie $[d(\ln I)/dt]$ równe $-\lambda$ możemy obliczyć okres półrozpadu $T_{1/2}$ ze wzoru

$$18. \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda},$$

przy czym samo λ może być wyznaczone z rys. 2 na podstawie związku

$$19. \quad \lambda = \tan \varphi.$$

Uwaga: Wyrażenie (19) ma charakter formalny. Aby λ było równe tangensowi kąta φ mierzonego np. kątomierzem, jedna jednostka $\ln I$ na osi rzędnych powinna mieć taką samą długość (na rysunku) jak jedna jednostka czasu na osi odciętych.

Jeżeli krzywa zaniku szybkości zliczeń (a tym samym zaniku aktywności) w czasie nie ma charakteru eksponencjalnego (na wykresie półlogarytmicznym jak na rys. 2 nie jest linią prostą), oznacza to, że nie mamy do czynienia z prostym rozpadem jednego rodzaju jąder z odnośną stałą rozpadu, lecz z bardziej złożonym procesem promieniotwórczym. Mogą tu mieć miejsce m. in. następujące przypadki:

1. Aktywowana próbka zawierała różne jądra (np. izotopy) i z nich powstały dwie lub nawet więcej populacji jąder promieniotwórczych o różnych stałych rozpadu. Wtedy krzywa zaniku aktywności (a tym samym szybkości zliczeń) jest kombinacją liniową dwu lub większej liczby eksponent.
2. Takie same jądra aktywowanej próbki mogły w wyniku wychwytu neutronów przekształcić się w jądra różniące się między sobą albo składem nukleonów, albo przy tym samym składzie, stanami wzbudzenia (izomeria jądrowa).
3. Promieniotwórcze jądra utworzone w wyniku wychwytu neutronów dają początek rodzinie promieniotwórczej.

Przykłady dwu pierwszych sytuacji mogą być (stosownie do zalecenia prowadzącego) przedmiotem ćwiczenia i zostaną omówione niżej dla stosunkowo prostych wariantów.

Wyznaczanie stałych rozpadu i stosunku przekrojów czynnych dla sytuacji gdy w wyniku aktywacji pojawiają się dwa rodzaje jąder promieniotwórczych.

Rozpatrzmy sytuację gdy w aktywowanej próbce znajduje się n_1 jąder jednego rodzaju i n_2 jąder drugiego rodzaju, tak że mamy

$$20. \quad n_1 = a_1 n_j$$

$$21. \quad n_2 = a_2 n_j ,$$

gdzie n_j oznacza ogólną liczbę jąder mogących brać udział w wychwycie neutronów; współczynniki a_1 i a_2 określające skład (np. izotopowy) próbki spełniają związek

$$22. \quad a_1 + a_2 = 1.$$

Jeżeli $\langle \sigma_{a1} \rangle$ i $\langle \sigma_{a2} \rangle$ są średnimi przekrojami czynnymi na wychwyt neutronów dla obu typów jąder, odpowiednio, a λ_1 i λ_2 odnośnymi stałymi rozpadu jąder powstających w wyniku tego wychwytu, to przy założeniu, że aktywacja trwała dostatecznie długo zachodzą związki (por. 11 i komentarz do niego):

$$23. \quad R_{01} = a_1 B \langle \sigma_{a1} \rangle = N_{01} \lambda_1$$

i

$$24. \quad R_{02} = a_2 B \langle \sigma_{a2} \rangle = N_{02} \lambda_2 ,$$

a aktywność próbki (w funkcji czasu t liczonego od chwili zakończenia aktywacji) wyrazi się wzorem

$$25. \quad I_p(t) = N_{01} \lambda_1 e^{-\lambda_1 t} + N_{02} \lambda_2 e^{-\lambda_2 t} = B \left[a_1 \langle \sigma_{a1} \rangle e^{-\lambda_1 t} + a_2 \langle \sigma_{a2} \rangle e^{-\lambda_2 t} \right]$$

gdzie N_{01} , N_{02} oznaczają liczby obu typów, powiedzmy 1 i 2, nowopowstałych jąder istniejących w próbce w momencie zakończenia aktywacji. Jeżeli detektor rejestruje produkty rozpadu jąder 1 z wydajnością ε_1 , a jąder 2 z wydajnością ε_2 to szybkość zliczeń w detektorze jest następującą funkcją czasu t :

$$26. \quad I_p(t) = B \left[a_1 \varepsilon_1 \langle \sigma_{a1} \rangle e^{-\lambda_1 t} + a_2 \varepsilon_2 \langle \sigma_{a2} \rangle e^{-\lambda_2 t} \right] = I_{01} e^{-\lambda_1 t} + I_{02} e^{-\lambda_2 t} ,$$

gdzie wprowadzono oznaczenia:

$$27. \quad I_{01} = B a_1 \varepsilon_1 \langle \sigma_{a1} \rangle$$

i

$$28. \quad I_{02} = B a_2 \varepsilon_2 \langle \sigma_{a2} \rangle.$$

Wykres malejącej w czasie funkcji $I(t)$ będziemy dalej nazywać krzywą zaniku szybkości zliczeń. Jest ona (zakładamy, że $\lambda_1 > \lambda_2$) przedstawiona na rysunku 3 w skali półlogarytmicznej. Jak widać jedynie jej część końcową I można aproksymować prostą. Prosta ta, ekstrapolowana do $t = 0$ przecina oś rzędnych w miejscu odpowiadającym $\ln I_{01}$, a jej nachylenie jest określone stałą rozpadu λ_1 , tak że

$$29. \quad \lambda_1 = \operatorname{tg} \varphi_1,$$

$$30. \quad (T_{1/2})_1 = \frac{\ln 2}{\operatorname{tg} \varphi_1}.$$

Znajomość I_{01} i λ_1 pozwala obliczyć funkcję

$$31. \quad I_2(t) = I(t) - I_{01} e^{-\lambda_1 t},$$

która powinna być eksperymentalnym odpowiednikiem funkcji $I_{02} \exp(-\lambda_2 t)$. Postępując teraz z funkcją $I_2(t)$ (określoną dla wybranych momentów czasu) analogicznie jak przy analizie krzywej zaniku opisaną jedną eksponentą można znaleźć I_{02} i λ_2 . Dzieląc stronami (27) i (28) otrzymujemy:

$$32. \quad \frac{\langle \sigma_{a1} \rangle}{\langle \sigma_{a2} \rangle} = \frac{I_{01}}{I_{02}} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{a_2}{a_1}.$$

Oznacza to, że wyznaczenie stosunku I_{01}/I_{02} pozwala, przy znajomości $\varepsilon_2/\varepsilon_1$ oraz a_2/a_1 , określić stosunek przekrojów czynnych $\frac{\langle \sigma_{a1} \rangle}{\langle \sigma_{a2} \rangle}$.

Dla przykładu: naturalne srebro składa się praktycznie z dwu izotopów ^{107}Ag (51,35%) i ^{109}Ag (48,65%). Aktywacja neutronowa pierwszego z nich da ^{108}Ag , który z okresem półrozpadu 2,44 min rozpada się z emisją (głównie) cząstek β^- o energii maksymalnej 1,15 MeV. Aktywacja ^{109}Ag daje m.in. ^{110}Ag rozpadający się z okresem półrozpadu 24,4s, przy czym w 60% przypadków emitowane są cząstki β^- o energii maksymalnej 2,24 MeV i w 40% cząstki β^- o energii maksymalnej 2,82 MeV.

Wyznaczanie stałych rozpadu i stosunku przekrojów czynnych na aktywację neutronową w sytuacji gdy wytwarzany jest nowy izotop promieniotwórczy w dwu stanach energetycznych (izomeria).

Założmy, że w procesie aktywacji neutronami powstają jądra promieniotwórcze (powiedzmy $^A_Z X$) w stanie podstawowym o stałej rozpadu λ i ich wzbudzone izomery ($^A_Z X^*$) przechodzące do stanu podstawowego ($^A_Z X^* \rightarrow ^A_Z X + \dots$) ze stałą rozpadu λ^* .

Niech R_0 oznacza szybkość aktywacji jąder $^A_Z X$, a R_0^* jąder ($^A_Z X^*$). Wówczas liczby jąder w stanie podstawowym N i w stanie wzbudzonym N^* , istniejących w próbce w czasie trwania aktywacji są określone równaniami różniczkowymi:

$$33. \quad \frac{dN^*}{dt} = R_0^* - N^* \lambda^*$$

$$34. \quad \frac{dN}{dt} = R_0 + N^* \lambda^* - N \lambda ,$$

przy czym (por. wzór 11)

$$35. \quad R_0^* = B \langle \sigma_a^* \rangle$$

i

$$36. \quad R_0 = B \langle \sigma_a \rangle ,$$

gdzie:

$\langle \sigma_a \rangle$ - średni przekrój czynny na aktywację do stanu podstawowego,

$\langle \sigma_a^* \rangle$ - średni przekrój czynny na aktywację do stanu metastabilnego.

Po dostatecznie długim czasie naświetlania uzyskuje się stan nasycenia, dla którego, zgodnie z (33) i (34), mamy:

$$37. \quad N^* (t_n \rightarrow \infty) = N_0^* = R_0^* (\lambda^*)^{-1}$$

i

$$38. \quad N (t_n \rightarrow \infty) = N_0 = (R_0 + R_0^*) \lambda^{-1} .$$

Jeżeli zatem po osiągnięciu nasycenia usuniemy czynnik aktywujący (w praktyce wyjmujemy próbkę z kontenera neutronowego), to liczba jąder w stanie wzbudzonym jest określona równaniem różniczkowym:

$$39. \quad \frac{dN^*}{dt} = - N^* \lambda^* .$$

Rozwiązanie tego równania z uwzględnieniem (37) daje:

$$40. \quad N^*(t) = N_0^* e^{-\lambda^* t} ,$$

gdzie czas t jest mierzony od momentu zakończenia aktywacji. Zatem aktywność uwarunkowana przejściem ze stanu wzbudzonego do podstawowego wyraża się wzorem

$$41. \quad I_0^*(t) = \lambda^* N^*(t) = \lambda^* N_0^* e^{-\lambda^* t} .$$

Z kolei liczbę jąder w stanie podstawowym (po aktywacji) określa równanie różniczkowe:

$$42. \quad \frac{dN}{dt} = N^* \lambda^* - N \lambda .$$

Rozwiązanie tego równania z uwzględnieniem (38) i (40) daje:

$$43. \quad N(t) = \frac{\lambda^* N_0^*}{\lambda - \lambda^*} e^{-\lambda^* t} + \left[N_0 - \frac{\lambda^* N_0^*}{\lambda - \lambda^*} \right] e^{-\lambda t} .$$

Aktywność uwarunkowana rozpadami ze stanu podstawowego jest zatem równa

$$44. \quad I_p(t) = \lambda N(t) = \lambda \frac{\lambda^* N_0^*}{\lambda - \lambda^*} e^{-\lambda^* t} + \lambda \left[N_0 - \frac{\lambda^* N_0^*}{\lambda - \lambda^*} \right] e^{-\lambda t},$$

a całkowita aktywność próbki jest równa:

$$45. \quad I_{po}(t) = I_p(t) + I_p^*(t) = \left[\lambda \frac{\lambda^* N_0^*}{\lambda - \lambda^*} + \lambda^* N_0^* \right] e^{-\lambda^* t} + \left[\lambda N_0 - \frac{\lambda \lambda^* N_0^*}{\lambda - \lambda^*} \right] e^{-\lambda t}.$$

Po uwzględnieniu wzorów (35-38) otrzymamy:

$$46. \quad I_{pc}(t) = B \left[\frac{2\lambda - \lambda^*}{\lambda - \lambda^*} \sigma_a^* e^{-\lambda^* t} + \left(\sigma_a + \frac{\lambda \sigma_a^*}{\lambda - \lambda^*} \right) e^{-\lambda t} \right].$$

Spróbujmy teraz znaleźć wyrażenie na szybkość zliczeń detektora naświetlanego taką próbką. Niech ε oznacza wydajność rejestracji promieniowania związanego z rozpadem jąder w stanie podstawowym, a ε^* wydajność rejestracji promieniowania towarzyszącego przejściom do stanu podstawowego. Wtedy szybkość zliczeń impulsów z detektora w funkcji czasu mierzonego od momentu zakończenia aktywacji można wyrazić wzorem:

$$47. \quad I_c(t) = \varepsilon^* I_p^*(t) + \varepsilon I_p(t) = I_0^* e^{-\lambda^* t} + I_0 e^{-\lambda t},$$

gdzie

$$48. \quad I_0^* = B \left[\varepsilon \langle \sigma_a^* \rangle \frac{\lambda^*}{\lambda - \lambda^*} + \varepsilon^* \langle \sigma_a^* \rangle \right]$$

i

$$49. \quad I_0 = B \left[\langle \sigma_a \rangle - \frac{\lambda^*}{\lambda - \lambda^*} \langle \sigma_a^* \rangle \right] \varepsilon,$$

t. j. całkowita szybkość zliczeń zmienia się w czasie tak jak zmieniałyby się szybkość zliczeń dla próbki będącej mieszaniną nie powiązanych "genetycznie" dwu rodzajów jądero stałych rozpadu λ i λ^* dających dla $t = 0$ szybkość zliczeń I_0^* i I_0 [por. wzór (26)]. (Uwaga: dla $\lambda^* > \lambda$ jedna z tych wielkości mogłaby okazać się ujemna).

Dzieląc (49) przez (48) i wprowadzając oznaczenia:

$$50. \quad P = \frac{\langle \sigma_a \rangle}{\langle \sigma_a^* \rangle},$$

i

$$51. \quad \varepsilon' = \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon},$$

otrzymamy:

$$52. \quad \frac{I_0}{I_0^*} = \frac{P - \frac{\lambda^*}{\lambda - \lambda^*}}{\frac{\lambda}{\lambda - \lambda^*} + \varepsilon'},$$

stąd:

$$53. \quad P = \frac{1}{\lambda - \lambda^*} \left\{ \frac{I_0}{I_0^*} [\lambda + \varepsilon'(\lambda - \lambda^*)] + \lambda^* \right\}.$$

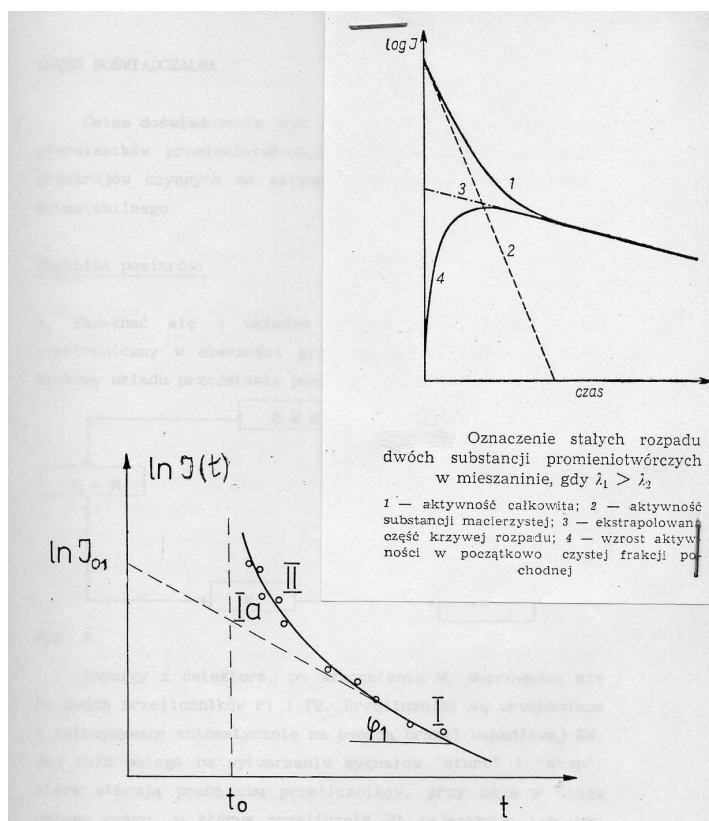
Jeżeli w szczególności obie wydajności rejestracji są sobie równe t.j. $\varepsilon' = 1$, to z (53) otrzymujemy:

$$54. \quad P = \frac{1}{\lambda - \lambda^*} \left[\frac{I_0}{I_0^*} \{2\lambda - \lambda^*\} + \lambda^* \right].$$

Z kolei dla $\varepsilon' = 0$ t. j. gdy można zaniedbać rejestrację promieniowania związanego z przejściem jąder ze stanu wzbudzonego (${}^A_ZX^*$) do stanu podstawowego (A_ZX) mamy:

$$55. \quad P = \frac{1}{\lambda - \lambda^*} \left(\frac{I_0}{I_0^*} \lambda + \lambda^* \right).$$

Jeżeli $\varepsilon' \rightarrow \infty$, t.j. $\varepsilon^* \rightarrow 0$, oznacza to, że rejestrowane jest jedynie promieniowanie towarzyszące przejściom ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego i wtedy wyznaczenie P i λ jest niemożliwe.



Realizacją wyżej opisanych procesów jest **aktywacja rodu**.

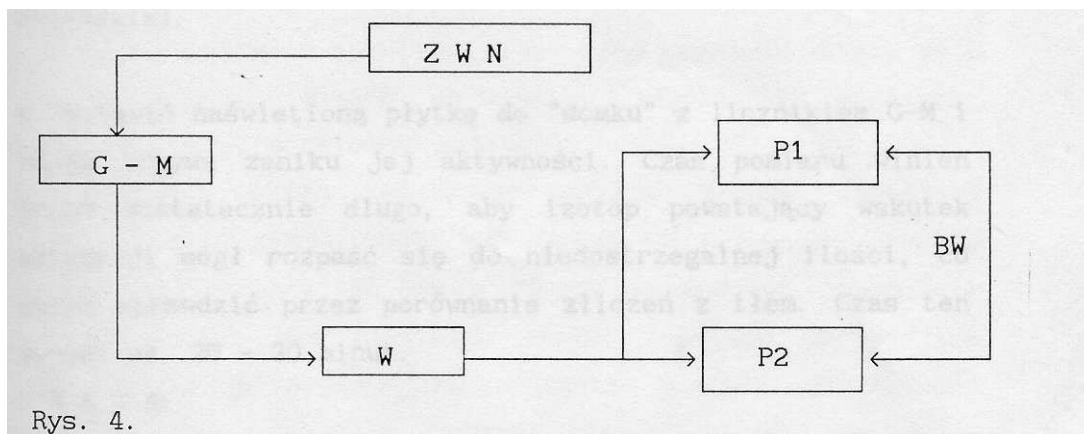
Rys. 3

2. Cel doświadczenia:

Celem doświadczenia jest wyznaczenie okresów półtrwania pierwiastków promieniotwórczych oraz określenie stosunków przekrojów czynnych na aktywację do stanu podstawowego i metastabilnego.

3. Technika pomiarów:

- a) Zapoznać się z układem pomiarowym i włączyć układ elektroniczny w obecności prowadzącego ćwiczenia. Schemat blokowy układu przedstawia poniższy rysunek:



Impulsy z detektora, po wzmocnieniu W, doprowadza się do dwóch przeliczników P1 i P2. Przeliczniki są uruchamiane i zatrzymywane automatycznie za pomocą bramki wahadłowej BW. Jej rola polega na wytwarzaniu sygnałów "start" i "stop", które sterują pracą obu przeliczników, przy czym w ciągu całego czasu, w którym przelicznik P1 rejestruje impulsy, drugi przelicznik jest unieruchamiany i na odwrót - w momencie uruchamiania P2 przelicznik P1 przestaje rejestrować. Ciąg sygnałów "start - stop" nadchodzących z bramki wahadłowej BW uruchamia na pewien czas raz jeden, raz drugi przelicznik. Częstość powtarzania się tych sygnałów, a więc i czas trwania rejestracji, jest określona częstością impulsów sterujących bramką wahadłową BW.

Zastosowanie takiego układu pozwala na maksymalne wykorzystanie czasu pomiarów, ponieważ wtedy kiedy notuje się stan jednego przelicznika drugi z nich zlicza, impulsy nadchodzące z detektora, którym jest licznik G-M.

- b) Zmierzyć tło licznika G-M w obecności płytki, która będzie aktywowana.
- c) Naświetlić płytkę z danego metalu (w naszym doświadczeniu to płytki z rodzaju, srebra i miedzi) neutronami przez umieszczenie jej w odpowiednim kanale pojemnika neutronowego. Czas naświetlania T powinien być dłuższy od 6 podlegających pomiarowi okresów półtrwania $T_{1/2}$. Wartości $T_{1/2}$ można znaleźć w literaturze (dostępnej u prowadzącego ćwiczenia).
- d) Wstawić naświetloną płytkę do "domku" z licznikiem G-M i zdjąć krzywą zaniku jej aktywności. Czas pomiaru winien trwać dostatecznie długo, aby izotop powstający wskutek aktywacji mógł rozpaść się do niedostrzegalnej ilości, co można sprawdzić przez porównanie zliczeń z tłem. Czas ten wynosi ok. 20 - 30 minut.

UWAGA:

1. Należy zwrócić uwagę na tzw. "czas studzenia". Jest to czas od momentu wyjęcia próbki ze zbiornika z neutronami do umieszczenia jej pod licznikiem. W zależności od tego co chcemy zmierzyć należy czas ten skrócić lub wydłużyć. W przypadku, gdy chcemy zarejestrować składowe krótko-żyjące czas ten nie powinien przekroczyć 10 sekund.
2. W przypadku pomiaru mającego na celu określenie stosunków przekrojów czynnych na aktywację neutronami należy zmierzyć czas upływający od momentu wyjęcia płytki z pojemnika

neutronowego do chwili rozpoczęcia pomiaru zaniku jej aktywności. Czas ten powinien być możliwie krótki, jak powyżej.

Tabela pomiarów:

Numer pomiaru	Czas pojedynczego pomiaru (10 [s])	Próbka I (Rod)	Próbka II (Miedź)	Próbka III (Srebro)

4. Opracowanie wyników:

a) Sporządzić wykres zależności szybkości zliczeń I od upływającego czasu t (krzywe zaniku) w skali półlogarytmicznej (w funkcji czasu). W zależności od kształtu tego wykresu wyciągnąć wnioski o okresie (okresach) półtrwania i stosunku przekrojów czynnych (dla przypadku więcej niż jednego okresu półtrwania) na aktywację.

Opracować uzyskane wykresy oraz wyliczyć stosunek przekrojów czynnych zgodnie z opisem podanym w części teoretycznej.

UWAGI:

Przy określaniu stosunków przekrojów czynnych należy za $t = 0$ przyjąć moment wyjmowania płytki z pojemnika neutronowego - przerwanie aktywacji.

Opisany układ pomiarowy posiada bramkę wahadłową przełączającą przeliczniki co 10 sek. W przypadku okresów półtrwania $T_{1/2} \gg 10$ sek w 10-cio sekundowym przedziale czasu pojawia się niewielka liczba impulsów podlegająca znacznym fluktuacjom. Fluktuacje te utrudniają wykreślenie „gładkiej” krzywej w zakresie dużych wartości t (część „ogonowa” zależności $N(t)$).

Dla uzyskania "gładkiej" krzywej zaniku w tym zakresie należy obliczać szybkość zliczeń biorąc pod uwagę łączną liczbę zliczeń w przedziale Δt zawierającym kilka odstępów 10 sekundowych; przyjąć $\Delta t \approx 0,5 T_{1/2}$. Uzyskaną tak szybkość zliczeń należy przypisać środkowi wybranego przedziału czasowego.

Dodatkowa uwaga:

$\varepsilon' = 0$ ze względu na rejestrację kwantów gamma małoenergetycznych, $\lambda^* < \lambda$; λ^* - długożyciowa składowa.