

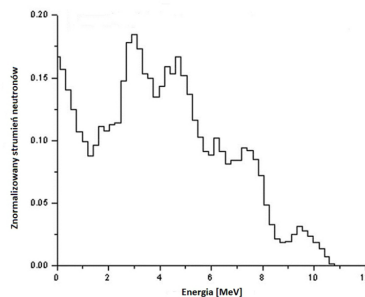
# Z40 - NEUTRONOWA ANALIZA AKTYWACYJNA. POMIAR WSPÓŁCZYNNIKÓW ABSORPCJI PROMIENIOWANIA NEUTRONOWEGO.

II Pracownia Fizyczna  
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Jagielloński

## 1 Wstęp

Celem ćwiczenia jest wykonanie pomiarów widm promieniowania  $\gamma$  próbek aktywowanych strumieniem neutronów emitowanych przez źródło izotopowe AmBe oraz przeprowadzenie analizy absorpcji tego promieniowania przez różne materiały. Pomiary widm aktywacyjnych przeprowadzane są za pomocą detektora półprzewodnikowego HPGe, który po precyzyjnej kalibracji energetycznej oraz wydajnościowej pozwala na określenie zawartości wybranych pierwiastków w badanych próbkach, w szczególności manganu, jodu, złota oraz srebra. Ponadto, próbki zawierające znane masy tych pierwiastków (np. folie aktywacyjne wykonane ze złota) pozwalają na oszacowanie strumienia neutronów emitowanych z wykorzystywanego źródła AmBe i porównania go z wartością podaną przez producenta. Analizę pochłaniania promieniowania neutronowego prowadzi się za pomocą pomiarów zmian strumienia neutronów przy zwiększaniu warstwy badanego absorbenta, co pozwala na wyznaczenie wartości efektywnego współczynnika absorpcji.

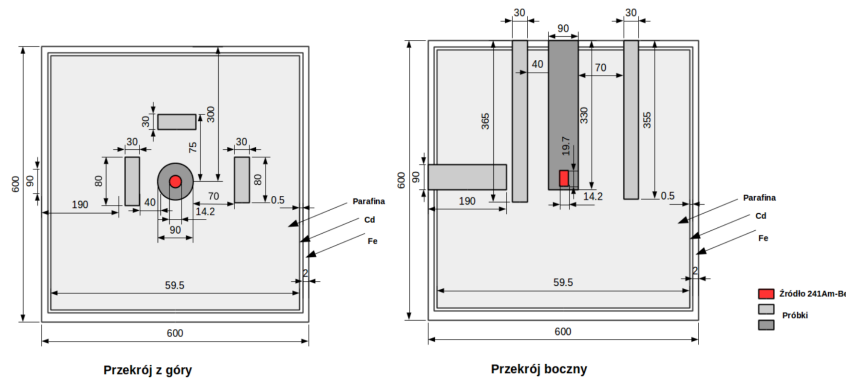
Dostępne na Pracowni izotopowe źródło AmBe emituje neutrony powstające w reakcji  ${}^9\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$ , których rozkład energii przedstawiono na Rys. 1. Cząstka  $\alpha$  pochodzi z rozpadu izotopu  ${}^{241}\text{Am}$ , który w postaci tlenku ( $\text{AmO}_2$ ) miesza się z pyłem berylowym lub tworzy z nim stop [1]. Obszar aktywny źródła umieszczony jest w kapsule stalowej w kształcie walca o średnicy 17,4 mm oraz wysokości 19,2 mm. Zgodnie ze świadectwem wzorcowania aktywność zawartego w nim ameryku wynosi 12,95 GBq, co odpowiada emisji ok.  $(7,7 \pm 1,5) \cdot 10^5$  neutronów na sekundę. Poza promieniowaniem neutronowym źródło emituje kwanty  $\gamma$  towarzyszące rozpadowi  ${}^{241}\text{Am}$  z najbardziej intensywną linią o energii 59,5 keV, oraz wysokoenergetyczne promieniowanie  $\gamma$  o energii 4,438 MeV emitowane w przypadku produkcji w reakcji  ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$  wzbudzonego jądra węgla. Prawdopodobieństwo takiej emisji jest zależne od konstrukcji źródła i jest rzędu 0,6 na jeden wyprodukowany neutron [1]. Źródło na Pracowni przechowywane jest w parafinowej osłonie w kształcie sześcianu otoczonej warstwą kadmu o grubości 1 mm oraz stali (2 mm). W osłonie wykonana jest, w centralnej części, wnęka na źródło oraz trzy otwory na napromieniane próbki, jak przedstawiono na Rys. 2.



Rysunek 1: Widmo energetyczne neutronów emitowanych przez źródło AmBe.

## 2 Oddziaływanie neutronów z materią

W przeciwieństwie do cząstek naładowanych promieniowanie neutronowe oddziałuje w materii przede wszystkim z jądrami atomowymi oraz, z dużo mniejszym prawdopodobieństwem, z elektronami. Procesy, w jakich neutrony oddziałują z materią silnie zależą od ich energii, co znacznie komplikuje ich detekcję i ochronę radiologiczną. Zimne neutrony (o energii  $E_n < 1$  meV) mają długość fali porównywalną do np. stałych sieci krystalicznych ciał stałych i ulegają głównie dyfrakcji na atomach lub cząsteczkach ośrodka. Dlatego wykorzystywane są one w radiografii i badaniach w fizyce ciała stałego, szczególnie dla lekkich pierwiastków, dla których radiografia promieniowaniem X nie jest efektywna. Neutrony termiczne ( $1 \text{ meV} < E_n < 0,5 \text{ eV}$ ) oddziałują z jądrami atomowymi przede wszystkim poprzez elastyczne rozpraszanie, które jest kluczowym procesem wykorzystywanym także przy wyższych energiach do spowalniania (moderacji) neutronów, np. w reaktorach jądrowych. Proces ten wykorzystuje się także przy konstrukcji osłon przeciw promieniowaniu neutronowemu, które wykonuje się



Rysunek 2: Schematyczne przedstawienie osłony źródła AmBe wraz z przybliżonymi wymiarami otworów do aktywacji próbek.

z relatywnie gęstych materiałów zawierających duże ilości lekkich pierwiastków (np. woda, polietylen). Można pokazać, że średnia zmiana energii neutronu o energii  $E_0$  przy elastycznym rozproszeniu na jądrze o liczbie masowej  $A$  wynosi [2]:

$$\Delta E = \frac{2AE_0}{(A+1)^2}, \quad (1)$$

a średnią energię neutronu po  $n$  zderzeniach elastycznych można zapisać jako:

$$E_n = E_0 \left[ \frac{A^2 + 1}{(A+1)^2} \right]^n. \quad (2)$$

Neutrony termiczne mogą być także pochłaniane przez jądra atomowe, co często prowadzi do transmutacji izotopu oraz wtórnej emisji promieniowania. Najczęściej emitowane są kwanty  $\gamma$ , ale mogą to być także protony, deuterony lub cząstki  $\alpha$  [2]. Wychwył neutronu może prowadzić także do emisji jednego lub kilku neutronów, a także rozszczepienia jądra. Ten ostatni proces związany jest z emisją dużej ilości energii oraz wtórnych cząstek, m.in. neutronów, co może w odpowiednich warunkach prowadzić do reakcji łańcuchowych. Dla neutronów prędkich o energiach rzędu megaelektronowoltów zachodzi jeszcze nieelastyczne rozpraszanie, w którym część energii neutronu przekazywana jest jądru, powodując jego wzbudzenie i emisję promieniowania  $\gamma$  przy jego deekscytacji. Energie emitowanych w tym procesie kwantów są bezpośrednio związane ze strukturą jądra i są charakterystyczne dla danego izotopu. powoduje to, że nieelastyczne rozpraszanie ma charakter reakcji progowej, z minimalną energią neutronu zależną od jądra.

Prawdopodobieństwo oddziaływania neutronów silnie zależy od energii oraz izotopu z jakim ono następuje, a jego miarą jest wielkość nazywana przekrojem czynnym [3], którą określa się dla każdego z wymienionych procesów oddziaływania. Całkowity przekrój czynny (suma przekrojów dla wszystkich możliwych procesów) maleje ze wzrostem energii neutronu. Dla niskich energii, poniżej 1 MeV, przekrój czynny na rozpraszanie elastyczne jest praktycznie stały, a prawdopodobieństwo absorpcji oraz nieelastycznego rozpraszania jest proporcjonalne do odwrotności prędkości neutronu [2]. Dla większości lekkich i średnich jąder dla niskich energii neutronów absorpcja dominuje i całkowity przekrój czynny zmienia się praktycznie tak, jak dla tego procesu. Przy wyższych energiach dla niektórych jąder atomowych, np. uranu  $^{238}\text{U}$ , wychwył neutronu może prowadzić do formowania jąder złożonych, co zwiększa przekrój czynny i prowadzi do tzw. absorpcji rezonansowej. Dla ciężkich jąder pojawia się ona już dla energii neutronów rzędu elektronowoltów. Przy wyższych energiach wąskie rezonanse występują przy bardzo zbliżonych energiach i często nie można ich rozróżnić, podczas gdy dla prędkich neutronów stają się one szerokie i stosunkowo rzadkie [2]. Dla jąder lekkich rezonanse występują wyłącznie dla neutronów prędkich o energiach rzędu kilo- (np. kadm, nikiel, żelazo) lub megaelektronowoltów.

Makroskopowe efekty pochłaniania i rozpraszania neutronów można opisać podobnie jak dla kwantów  $\gamma$ . Intensywność  $I_0$  wiązki neutronów o zadanej energii  $E$  po przejściu przez warstwę  $x$  absorbenta zmienia się zgodnie z następującym równaniem:

$$I(x) = I_0 e^{-\Sigma x}, \quad (3)$$

gdzie  $\Sigma$  to tzw. makroskopowy przekrój czynny charakteryzujący efektywne oddziaływanie neutronów z ośrodkiem, w jakim się poruszają. Wielkość ta jest bezpośrednio związana z całkowitym przekrojem czynnym na oddziaływanie neutronów z jądrami i w związku z tym zależy od ich energii oraz składu pierwiastkowego ośrodka. Dla substancji o gęstości  $\rho$  i masie molowej  $M$  makroskopowy przekrój czynny można wyrazić jako:

$$\Sigma = \frac{\rho N_A}{M} (n_1 \sigma_{t1} + n_2 \sigma_{t2} + \dots + n_k \sigma_{tk}), \quad (4)$$

Materiał	S [cm <sup>-1</sup> ]	R
Woda	1,28	58
Cieężka woda (D <sub>2</sub> O)	0,18	21000
Polietylen	3,26	122
Grafit	0,064	200

Tabela 1: Wartości makroskopowej zdolności spowalniania  $S$  oraz współczynników spowalniania  $R$  dla kilku często wykorzystywanych moderatorów. Dane dla neutronów o energii 0,001 - 100 keV [2].

gdzie  $n_i$  oraz  $\sigma_{ti}$  to odpowiednio liczba atomów  $i$ -tego pierwiastka w cząsteczce substancji oraz odpowiadający mu całkowity przekrój czynny na oddziaływanie z neutronem.

W projektowaniu osłon przeciw promieniowaniu neutronowemu, jego moderatorów oraz detektorów wykorzystuje się najczęściej średnią drogę swobodną zdefiniowaną jako odwrotność  $\Sigma$ , która pozwala w wygodny sposób oszacować np. wymaganą grubość absorbenta. Dla moderatorów określa się także makroskopową zdolność spowalniania  $S$ : iloczyn  $\Sigma$  oraz  $\zeta$ , średniego logarytmicznego dekrementu energii neutronu w pojedynczym akcie rozpraszania:

$$\zeta = \left\langle \ln \left( \frac{E_0}{E} \right) \right\rangle = \int_{\alpha E_0}^{E_0} \ln \left( \frac{E_0}{E} \right) f(E) dE = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \alpha, \quad (5)$$

gdzie  $E_0$  to energia neutronu przed zderzeniem,  $\alpha E_0 = \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2 E_0$  to minimalna energia neutronu po rozpraszaniu, a  $f(E) = \frac{(A+1)^2}{4AE_0}$  to rozkład gęstości prawdopodobieństwa na elastyczne rozpraszanie neutronu do stanu końcowego o energii w przedziale  $(E; E+dE)$  [4]. Dla substancji składającej się z  $n$  izotopów definiuje się średnią wartość  $\zeta$ :

$$\bar{\zeta} = \frac{\sum_{k=1}^n \zeta_i \Sigma_i}{\sum_{k=1}^n \Sigma_i}, \quad (6)$$

gdzie  $\zeta_i$  oraz  $\Sigma_i$  to wartości średniego logarytmicznego dekrementu energii oraz makroskopowego przekroju czynnego dla  $i$ -tego izotopu [5]. Do pełnej charakterystyki zdolności materiałów do moderowania neutronów należy jeszcze uwzględnić prawdopodobieństwo absorpcji tego promieniowania w obszarze energii termicznych. Dokonuje się tego poprzez podzielenie zdolności spowalniania przez makroskopowy przekrój czynny na absorpcję  $\Sigma_a$ :

$$R = \frac{\Sigma \bar{\zeta}}{\Sigma_a}. \quad (7)$$

Zarówno  $S$ , jak i  $R$  są zależą praktycznie wyłącznie od własności moderatorów a ich efektywne wartości mogą być obliczone jako suma analogicznie jak w Rów. 4:

$$S = \frac{\rho N_A}{M} (n_1 \sigma_{t1} \zeta_1 + n_2 \sigma_{t2} \zeta_2 + \dots + n_k \sigma_{tk} \zeta_k). \quad (8)$$

W Tab. 1 zostały przedstawione charakterystyki najczęściej wykorzystywanych moderatorów.

### 3 Neutronowa Analiza Aktywacyjna

Jak wspomniano niektóre procesy oddziaływania neutronów z materią prowadzą do emisji promieniowania  $\gamma$  poprzez wytworzenie nowych izotopów (wychwyt neutronów) lub wzbudzenie jąder (nieelastyczne rozpraszanie). Promieniowanie to wykorzystywane jest do niedestruktywnej analizy składu chemicznego substancji za pomocą Neutronowej Analizy Aktywacyjnej (NAA) oraz do szacowania strumieni neutronów poprzez aktywowanie specjalnie dobranych folii aktywacyjnych.

Neutronowa Analiza Aktywacyjna pozwala na oznaczenie zawartości izotopów w całej objętości próbki i jest metodą selektywną i czułą nawet dla pierwiastków śladowych oraz ultraśladowych. Pomiar energii promieniowania  $\gamma$  emitowanego z aktywowanej próbki oraz jego intensywności umożliwia jednoznaczną identyfikację wszystkich radioaktywnych izotopów wytworzonych w procesie aktywacji [6]. Energie emitowanych kwantów  $\gamma$  zawierają się w zakresie od kilkuset kiloelektronowoltów do nawet ok. 11 MeV. Wysokoenergetyczne promieniowanie powstaje przede wszystkim w procesie nieelastycznego rozpraszania i emitowane jest praktycznie natychmiast po wzbudzeniu jądra. Dlatego praktyczne wykorzystanie tego zjawiska wiąże się z koniecznością jednoczesnego napromieniania próbki i rejestracji wtórnego promieniowania i znajduje zastosowanie w nieinwazyjnej identyfikacji substancji organicznych (i często niebezpiecznych: materiałów wybuchowych, narkotyków, broni chemicznej itd. [7]). W wyniku wychwytu neutronów najczęściej powstają izotopy o dłuższym czasie życia, których aktywność wznaczyć można z równania aktywacji.

Liczbę  $dN$  jąder nowego pierwiastka powstających w próbce o masie  $m$  w czasie  $dt$  można wyrazić jako różnicę pomiędzy liczbą produkowanych w wychwycie nowych jąder oraz liczbą tych ją, jaka się w tym czasie rozpadła:

$$\frac{dN}{dt} = N_p \sigma \phi - \lambda N(t) , \quad (9)$$

gdzie  $N_p$  to liczba jąder w aktywowanej próbce,  $\phi$  to gęstość strumienia neutronów (niezmienny w czasie i wyrażony w  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ),  $\sigma$  oznacza przekrój czynny na ich wychwyt,  $N(t)$  to liczba jąder powstającego w aktywacji izotopu a  $\lambda = 1/\tau = \ln 2/T_{1/2}$  to stała rozpadu produkowanego izotopu (odwrotność średniego czasu życia). Równanie to można rozwiązać ze względu na  $N(t)$  (z warunkiem brzegowym  $N(0) = 0$ ):

$$N(t) = \frac{\sigma \phi N_p (1 - e^{-\lambda t})}{\lambda} . \quad (10)$$

$N_p$  można określić znając masę aktywowanej próbki  $m$  oraz abundancję aktywowanego izotopu  $g$  i jego masę molową ( $M$ ):  $N_p = \frac{N_A g m}{M}$  ( $N_A$  to stała Avogadro). Stąd aktywność powstającego w procesie aktywacji izotopu wynosi:

$$A(t) = \sigma \phi \frac{m N_A g}{M} (1 - e^{-\lambda t}) . \quad (11)$$

Łatwo zauważyć, że dla dużych czasów aktywacji aktywność dąży do stałej wartości:  $A(t \rightarrow \infty) \rightarrow \sigma \phi \frac{m N_A g}{M}$ . Dla izotopów krótkożyciowych ta aktywność nasycenia osiągnana jest w krótkim czasie aktywacji (po kilku półokresach rozpadu). Dlatego jeżeli do oznaczenia danego pierwiastka wykorzystywana jest aktywacja izotopu krótkożyciowego, a równoczesne aktywowanie izotopów długożyciowych zakłóca pomiar (np. emitują one promieniowanie o bardzo zbliżonej energii), to czas aktywacji powinien być krótki, a aktywność próbki należy zmierzyć niezwłocznie po zakończeniu aktywacji. W przypadku odwrotnym czas aktywacji powinien być długi, a pomiar aktywności rozpoczyna się po upływie dostatecznie długiego czasu  $t_c$  od chwili zakończenia aktywacji (czasu niezbędnego do "schłodzenia" krótkożyciowego izotopu). Aktywność napromieniowanego preparatu mierzona przez spektrometr  $\gamma$  wynosi więc:

$$A(t) = \sigma \phi \frac{m N_A g}{M} (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t_c} . \quad (12)$$

W praktyce aktywność napromieniowanej próbki szacuje się zliczając zdarzenia zarejestrowane w pikach pełnego pochłaniania charakterystycznych dla poszukiwanego izotopu. Jeżeli detektor zlicza kwanty  $\gamma$  przez czas  $t_p$  to całkowita liczba zarejestrowanych zdarzeń wyniesie:

$$N_t = \sigma \phi \frac{m N_A g}{\lambda M} (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t_c} (1 - e^{-\lambda t_p}) , \quad (13)$$

Przy czym, jeżeli powstały izotop jest długożyciowy ostatni człon można pominąć dla małych wartości  $t_p$ . Do pełnego opisu doświadczalnego badania aktywowanych próbek należy uwzględnić także intensywność linii  $\gamma$  wykorzystywanej w pomiarach  $I$  (podawaną zwykle jako liczba emitowanych kwantów na jeden rozpad jądra) oraz wydajności detektora  $\epsilon$ :

$$N_{exp} = \sigma \phi \frac{m N_A \epsilon I g}{\lambda M} (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t_c} (1 - e^{-\lambda t_p}) . \quad (14)$$

Uwzględnić w niej należy nie tylko wewnętrzną efektywność detekcji, wynikającą z wymiarów detektora i jego materiału aktywnego (jego gęstości i przekroju czynnego na efekt fotoelektryczny), ale także geometrię aktywowanej próbki oraz jej względne położenie w stosunku do detektora. Dlatego kalibrację wydajnościową powinno przeprowadzać się z wykorzystaniem specjalnie wykonanych źródeł kalibracyjnych o wymiarach identycznych z badaną próbką (i najlepiej takiej samej gęstości w przypadku grubych preparatów). Zawierają one zwykle kilka standardowych radioaktywnych izotopów  $\gamma$  o dokładnie znanej aktywności początkowej i zakresie energii emitowanego promieniowania  $\gamma$  do ok. 2 MeV [8].  $\epsilon$  można oszacować także na podstawie symulacji Monte Carlo, które jednak zawsze powinno się zweryfikować za pomocą danych eksperymentalnych (np. porównanie kształtu widm dla danej linii  $\gamma$  otrzymanych z symulacji oraz eksperymentu). Istnieją również dedykowane programy od obliczania efektywności detektorów [9] oraz przeliczania jej na różne geometrie próbek [10, 11].

Kolejną wielkością, której dokładne oszacowanie jest niezbędne do precyzyjnego oznaczenia pierwiastków na pomocą NAA jest gęstość strumienia neutronów  $\phi$ . Do jego określenia można wykorzystać Rów. 14 aktywując próbkę o dokładnie znanej masie i składzie izotopowym. Wykorzystuje się w tym celu standaryzowane folie aktywacyjne wykonane z odpowiednio dobranych pierwiastków (np. złoto), które pozwalają na pomiar zarówno strumienia neutronów termicznych, jak i szybkich. Przy takich pomiarach geometria wykorzystywanej folii oraz precyzyjne określenie wydajności spektrometru  $\gamma$  także mają duże znaczenie.

Wspomniane wyżej problemy można rozwiązać poprzez aktywowanie badanej próbki równocześnie z tzw. wzorcem stężenia zawierającym znaną ilość oznaczanego pierwiastka. Geometrie oraz sposób napromieniania w takim pomiarze muszą być identyczne dla obu próbek. Można wtedy wyrazić stosunek mas aktywowanej próbki  $m_x$  oraz wzorca  $m_w$  jako:

$$\frac{m_x}{m_w} = \frac{N_x (1 - e^{-\lambda t_w}) e^{-\lambda t_{cw}} (1 - e^{-\lambda t_{pw}})}{N_w (1 - e^{-\lambda t_x}) e^{-\lambda t_{cx}} (1 - e^{-\lambda t_{px}})}, \quad (15)$$

gdzie  $N_x$  i  $N_w$  to liczby zliczeń zarejestrowanych odpowiednio dla próbki oraz wzorca, a  $t_x$ ,  $t_{cx}$ ,  $t_{px}$  oraz  $t_w$ ,  $t_{cw}$ ,  $t_{pw}$  to czasy aktywacji, chłodzenia oraz pomiaru spektrometrem  $\gamma$  dla tych próbek. Jak widać masę aktywowanego pierwiastka można w taki sposób wyznaczyć niezależnie od strumienia neutronów oraz wydajności detektora.

## Literatura

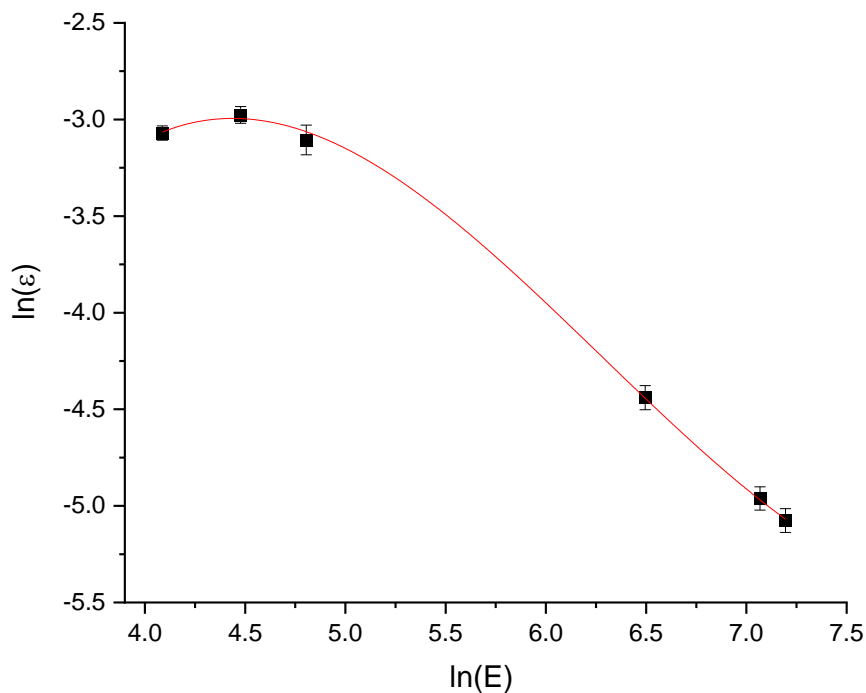
- [1] Z. Liu, J. Chen, P. Zhu, Y. Li, G. Zhang, *The 4.438 MeV gamma to neutron ratio for the Am<sup>241</sup>Be neutron source*, Applied Radiation and Isotopes 65 (2007) 1318–1321.
- [2] P. Rinard, *Neutron Interactions with Matter*, Los Alamos Technical Report (<http://www.fas.org/sgp/othersgov/doe/lanl/lib-www/la-pubs/00326407.pdf>)
- [3] A. Strzałkowski, *Wstęp do fizyki jądra atomowego*, PWN 1979.
- [4] L. Dobrzyński, Wykłady dla studium podyplomowego z energetyki jądrowej, [http://ncbj.edu.pl/zasoby/wyklady/ld\\_stud\\_podypl/06.Elem\\_fiz\\_reakt.pdf](http://ncbj.edu.pl/zasoby/wyklady/ld_stud_podypl/06.Elem_fiz_reakt.pdf)
- [5] <https://www.nuclear-power.com/glossary/neutron-moderatoraverage-logarithmic-energy-decrement/> (dostęp: 23.03.2023).
- [6] J. Stanek, *Ochrona przed promieniowaniem*, wykład dla studentów biofizyki WFAIS UJ.
- [7] M. Silarski, P. Moskal, *Atometria jako metoda wykrywania substancji niebezpiecznych*, Foton 112 (2011) 15-22.
- [8] <https://www.eurostandard.cz/nuclides.html>, dostęp: 23.03.2023.
- [9] <https://www.angle.me/>, dostęp: 23.03.2023.
- [10] <http://efftran.com/>, dostęp: 23.03.2023.
- [11] F. Piton, M.-c. Lepy, M.-M. Be, J. Plagnard, *Efficiency transfer and coincidence summing corrections for g-ray spectrometry*, Applied Radiation and Isotopes 52 (2000) 791-795.

## ZAŁĄCZNIK 1

Poniżej przedstawiono kalibrację wydajnościową detektora HPGe ORTEC GMX25P4-70 dla źródła wolumetrycznego w kształcie walca o średnicy odpowiadającej wymiarowi detektora oraz wysokości ok. 4 cm. Poniżej znajduje się również eksperymentalnie wyznaczona zależność logarytmu wydajności w funkcji logarytmu energii promieniowania, która pozwala na wygodną parametryzację i oszacowanie wydajności dla dowolnej energii kwantów  $\gamma$ :

$$\ln(E) = A[\ln(\varepsilon)]^3 + B[\ln(\varepsilon)]^2 + C\ln(\varepsilon) + D$$

Nuklid	E [keV]	$\varepsilon$	$\Delta\varepsilon$	$\ln(E)$	$\ln(\varepsilon)$	$\Delta\ln(\varepsilon)$
$^{241}\text{Am}$	59,54	0,04642	0,00056	4,087	-3,070	0,037
$^{109}\text{Cd}$	88,03	0,05097	0,00074	4,478	-2,977	0,043
$^{57}\text{Co}$	122,1	0,0448	0,0011	4,805	-3,106	0,077
$^{137}\text{Cs}$	661,7	0,01178	0,00017	6,495	-4,440	0,062
$^{60}\text{Co}$	1173,2	0,0070	0,0001	7,068	-4,962	0,060
$^{60}\text{Co}$	1332,5	0,0063	0,0001	7,195	-5,076	0,062



Parametry dopasowanej krzywej wynoszą:

A	$0,099 \pm 0,015$
B	$-1,86 \pm 0,26$
C	$10,7 \pm 1,4$
D	$-22,4 \pm 2,5$

## ZAŁĄCZNIK 2

### Charakterystyka detektora HPGe ORTEC GMX25P4-70

**QUALITY ASSURANCE DATA SHEET**

**GMX Series HPGe (High-Purity Germanium) Coaxial Detector System**

**Model and Serial Numbers**

Detector Model No. GMX25P4-70

Cryostat Configuration CFG-PV4 Ship Date 14-Feb-12

Dewar Model \_\_\_\_\_ Serial No. 52-TN42265A

Preamplifier Model A257N When calling Customer Service, always reference the Detector Serial No.

Preamplifier Serial No. 12020096 Sales Order No. 15008336

H. V. Filter Model 138EMI

H. V. Filter Serial No. 12027359

SMART-1-N Serial No. \_\_\_\_\_

**Cryogenic Information**

Dewar Capacity 0 Static Holding Time \_\_\_\_\_

Detector Cool-Down Time \_\_\_\_\_

**High Voltage Bias**

Recommended Operating Bias NEGATIVE 4800 Volts

**Performance Specifications\***

	Warranted	Measured	Amp Shape Time
Resolution (FWHM) at 1.33 MeV, <sup>60</sup> Co	<u>1.90 keV</u>	<u>1.88 keV</u>	<u>6</u> μs
Peak-to-Compton Ratio, <sup>60</sup> Co	<u>48:1</u>	<u>53:1</u>	<u>6</u> μs
Relative Efficiency at 1.33 MeV, <sup>60</sup> Co	<u>25 %</u>	<u>28 %</u>	<u>6</u> μs
Peak Shape (FWTM/FWHM), <sup>60</sup> Co	<u>1.9</u>	<u>1.9</u>	<u>6</u> μs
*Peak Shape (FWFM/FWHM), <sup>60</sup> Co	<u>2.8</u>	<u>2.9</u>	<u>6</u> μs
*FWFM/FWHM is typical not warranted			
Resolution (FWHM) at 5.9 KeV, <sup>55</sup> Fe	<u>N/A eV</u>	<u>708 eV</u>	<u>6</u> μs

**Diagram and Dimensions:**

**Dimensions and Materials:**

- E: NOMINAL 5-mm RADIUS
- F: 94-mm CUP LENGTH
- G: 3-mm SPACE
- H: 0.03-mm/0.03-mm Al/Mylar
- I: 0.5-mm Be
- J: NOMINAL 8-mm RADIUS
- K: 0.8-mm Al
- L: 1-mm Al
- M: 0.3-micron Ge/B DEAD LAYER
- N: 700-micron Ge/Li DEAD LAYER

**Calculated Dimensions:**

- A =  $\frac{53}{\text{Crystal Diameter}}$  mm
- B =  $\frac{70}{\text{Crystal Length}}$  mm
- C =  $\frac{11.5}{\text{Hole Diameter}}$  mm
- D =  $\frac{64.2}{\text{Hole Depth}}$  mm

### ZAŁĄCZNIK 3

Dane tablicowe dotyczące aktywacji niektórych pierwiastków:

$\sigma$ [b]	E [keV]	Intensywność linii (na 1 rozpad)	Abundancja [%]	$T_{1/2}$ [s]	M [g/mol]
<b><math>^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}</math></b>					
13,3	847	0,99	100	154,8	54,9381
	1810	0,29			
	2110	0,15			
<b><math>^{107}\text{Ag}(n,\gamma)^{108}\text{Ag}</math></b>					
35	632	0,017	51,35	145,2	106,905
<b><math>^{109}\text{Ag}(n,\gamma)^{110}\text{Ag}</math></b>					
89	658	0,045	48,65	24,4	108,905
<b><math>^{109}\text{Ag}(n,\gamma)^{110m}\text{Ag}</math></b>					
4,2	658	0,96	48,65	22032000	108,905
	680	0,16			
	706	0,19			
	764	0,23			
	885	0,71			
	937	0,82			
	1384	0,21			
	1505	0,1			
<b><math>^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}</math></b>					
98,8	412	0,95	100	232675,2	196,967
	676	0,01			
<b><math>^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}</math></b>					
4,5	511	0,38	69,15	46080	62,93
<b><math>^{65}\text{Cu}(n,\gamma)^{66}\text{Cu}</math></b>					
2,3	1039	0,09	30,85	306	63,55
<b><math>^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114}\text{In}</math></b>					
3	1299	0,0017	4,28	72	112,9
<b><math>^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114m}\text{In}</math></b>					
4,5	192	0,17	4,28	4320000	112,9
	558	0,035			
	724	0,035			
<b><math>^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}</math></b>					
42	1270	0,012	95,72	14	114,9
<b><math>^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116m}\text{In}</math></b>					
155	137	0,03	95,72	3240	114,9
	385	0,01			
	415	0,36			
	820	0,17			
	1090	0,53			
	1290	0,8			
	1490	0,11			



	1770	0,015			
	2120	0,2			
<b><math>^{26}\text{Mg}(n,\gamma)^{27}\text{Mg}</math></b>					
0,03	843	0,72	11,1	567,6	25,983
	1014	0,28			
<b><math>^{51}\text{V}(n,\gamma)^{52}\text{V}</math></b>					
4,8	1430	1	99,75	225	50,944
<b><math>^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46\text{m}}\text{Sc}/^{46}\text{Sc}</math></b>					
13	889	1	100	2645870400	44,956
	1120	1			
11	142	?	100	19,5	44,956
<b><math>^{94}\text{Zr}(n,\gamma)^{95}\text{Zr} \rightarrow ^{95}\text{Nb}</math></b>					
0,075	724	0,49	17,4	5659200	93,906
	756	0,49			
<b><math>^{95}\text{Nb}</math></b>	765	1	-	3024000	-
<b><math>^{96}\text{Zr}(n,\gamma)^{97}\text{Zr} \rightarrow ^{97}\text{Nb}</math></b>					
0,05	747	0,92	2,8	61200	95,908
<b><math>^{97}\text{Nb}</math></b>	665	0,98		4320	
<b><math>^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}</math></b>					
0,232	1780	1	100	138	26,9815
<b><math>^{64}\text{Ni}(n,\gamma)^{65}\text{Ni}</math></b>					
1,52	368	0,045	0,9256	9230,4	63,928
	1114	0,16			
	1480	0,25			
<b><math>^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}</math></b>					
0,53	1368,633	1	100	53852,4	22,9898
	2754,028	0,999			
<b><math>^{127}\text{I}(n,\gamma)^{128}\text{I}</math></b>					
4,04	442,9	0,1261/0,1690	100	1499,4	126,904
100 (w obszarze rezonansowym)					