

## ROZDZIAŁ IV. DETEKCJA NEUTRONÓW

### 4.1 Detekcja neutronów termicznych

Neutrony, podobnie jak promieniowanie gamma, nie niosą ładunku elektrycznego, a więc ich rejestracja wymaga wykorzystania oddziaływania pośredniczącego, które wytworzy cząstki naładowane. Jednak w odróżnieniu od np. światła, które może spowodować reakcję chemiczną w emulsji fotograficznej i „zarejestrować” swą obecność w taki właśnie sposób, do rejestracji neutronów należy wykorzystać reakcje jądrowe, w wyniku których powstaną elektrony, protony, cząstki  $\alpha$  lub inne cząstki naładowane. Jak to zwykle bywa, sposób detekcji i jej wydajność silnie zależy od energii neutronów, które chcemy rejestrować, stąd też istnieje mnogość różnych rozwiązań technicznych.

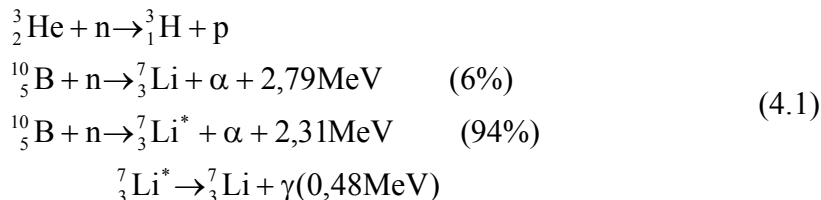
Przypomnijmy, że w pierwszych eksperymentach Bothego i Beckera, Curie i Joliot oraz Chadwicka rejestracja neutronów była możliwa dzięki zarejestrowaniu protonów odrzutu. Protony te mogły jonizować atomy gazu, w wyniku czego powstawały elektrony, które po przybyciu do anody powodowały zmianę jej potencjału. Detektorem był tu więc zasadniczo tzw. licznik *Geigera-Müllera* (G-M), a różnica potencjałów między anodą a katodą musiała być większa od ok. 1000 V, aby rozseparowanie ładunków dodatnich i ujemnych następowało z szybkością pozwalającą na zarejestrowanie kolejnych neutronów.

Elektron, proton lub jakakolwiek inna cząstka o ładunku elementarnym poruszająca się w kondensatorze o pojemności 1 pF wywołuje zmianę potencjału na okładce kondensatora rzędu 0,1  $\mu$ V. Jeśli w liczniku G-M napięcie robocze wynosi 1000 V oznacza to zmianę potencjału o jedną dziesięciomiliardową. Aby zatem zarejestrować cząstkę należy dysponować znacznie większymi ładunkami niż pojedyncze elektrony. Jest to możliwe dzięki jonizacjom wtórnym atomów gazu roboczego w detektorze. Na efekt końcowy ma zasadniczy wpływ prędkość neutronu. Im jest ona mniejsza, tym neutron spędza więcej czasu w detektorze i ma większe prawdopodobieństwo wywołania reakcji, w wyniku której powstanie cząstka naładowana. Z dobrym przybliżeniem można powiedzieć, że prawdopodobieństwo detekcji neutronu o energii nawet do kilku megaelektronowoltów jest odwrotnie proporcjonalne do prędkości neutronu. W wypadku powolnych neutronów należy jeszcze pamiętać, że neutron może tracić swoją energię w detektorze wskutek rozprośnień niesprężystych. Proces ten będzie powodował grzanie detektora, jednak tego, skądinąd słabego efektu nie będziemy tu rozpatrywali.

Zauważmy, że typowa energia potrzebna do wytworzenia pary jonów w gazie w detektorze, to ok. 35 eV. Wynika stąd, że neutrony o energiach mniejszych od tej wielkości nie mogą powodować jonizacji bezpośredniej, nie wspominając już o tym, że taka bezpośrednia jonizacja jest generalnie mało prawdopodobna z racji dużej różnicy mas neutronu i elektronu. Zresztą, jak się okazuje, detektor neutronów, który korzystałby z typowego procesu jonizacji, w którym powstają i rejestrowane są elektrony, musiałby mieć stosunkowo duże wymiary, gdyż gęstość jonizacji byłaby niewielka, a średnia droga swobodna elektronu jest także stosunkowo długa. Tu wygodnymi do spowodowania detekcji są wywołane przez neutrony reakcje jądrowe, w wyniku których powstają hadrony: protony lub cząstki alfa. Oczywiście procesy jonizacji wywołanej cięższymi cząstkami i/lub cząstkami o większym ładunku niż elementarny są znacznie częstsze, gdyż przekrój czynny na jonizację rośnie z kwadratem ładunku. Z grubsza biorąc, cząstka o ładunku  $ne$ , gdzie  $n$  – liczba całkowita, przelatująca obok ładunku  $Ze$ , oddziałuje z nią siłą proporcjonalną do  $nZe^2$ . Praca wykonywana przez siłę kulombowską będzie także proporcjonalna do tej wielkości i spowoduje zmianę pędu cząstki,

a więc i jej energii. Jeśli zmianę pędu oznaczymy jako  $\Delta p$ , to zmiana energii kinetycznej cząstki wyniesie  $(\Delta p)^2/2m$ , gdzie  $m$  – masa cząstki, a więc będzie proporcjonalna do  $(nZe^2)^2$ .

W detekcji neutronów powolnych wykorzystuje się z reguły reakcje jądrowe, o których wspominaliśmy już w rozdziale 2, patrz (2.18):



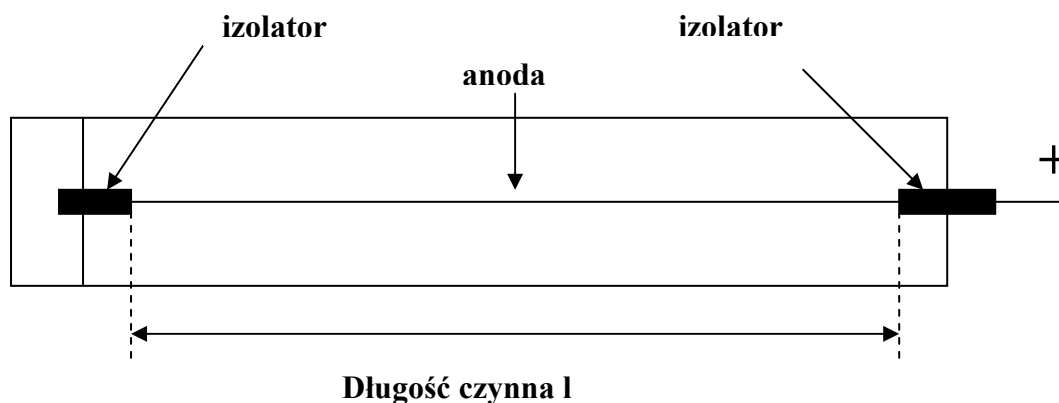
a także



We wszystkich tych reakcjach produkowany jest albo proton albo cząstka  $\alpha$ .

Reakcje (4.1) to procesy najczęściej wykorzystywane w detekcji neutronów termicznych przy użyciu *gazowych detektorów proporcjonalnych*, napełnianych albo trójfluorkiem boru ( $\text{BF}_3$ ) wzbogaconym w izotop  $^{10}\text{B}$ , albo helem wzbogaconym w izotop  $^3\text{He}$ . W pierwszych konstrukcjach detektory były wykonywane w formie cylindrów z cienkim drutem anody w osi cylindra, patrz rys. 4.1. Obudowa detektora była uziemiona, a typowe napięcie robocze wynosiło kilka tysięcy voltów. Wydajność detekcji takich detektorów jest prostą funkcją ciśnienia gazu, odpowiednio unormowanego przekroju czynnego na absorpcję neutronu i długości obszaru czynnego detektora:

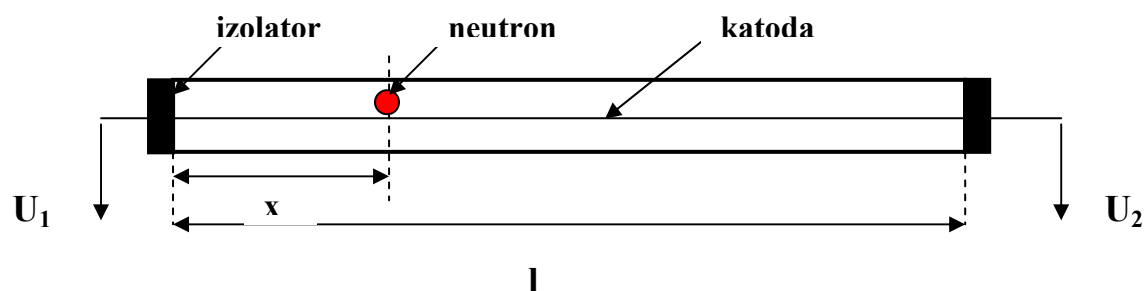
$$\eta = 1 - e^{-\sigma_a \rho l}
 \tag{4.3}$$



**Rys.4.1 Schemat typowego gazowego detektora proporcjonalnego**

Jak widać, dla zapewnienia wysokiej wydajności detektora należy albo dysponować detektorem odpowiednio długim, albo też napełniać go gazem pod odpowiednio wysokim ciśnieniem. Ze względu na wyższy przekrój czynny na absorpcję, detektory helowe są na ogół krótsze i wymagają niższych ciśnień. Dzisiejsze detektory w obszarze neutronów termicznych mają wydajności bliskie 100%. Ponadto, odpowiedni układ elektryczny pozwala nie tylko

zarejestrować neutron, ale także i miejsce jego rejestracji w detektorze. Detektor o takiej własności nosi nazwę *detektora pozycyjnego*. Jego ideę przedstawia rys. 4.2.



**Rys.4.2 Liniowy detektor pozycyjny**

Ładunek „rejestrujący się” na anodzie w miejscu  $x$  dzieli się na dwa, z których każdy jest odwrotnie proporcjonalny do oporności części drutów odpowiednio o długościach  $x$  i  $l-x$ . Położenie  $x$  można teraz zlokalizować albo z wartości względnego napięcia, tj.

$$x \approx U_1 / (U_1 + U_2) \quad (4.4)$$

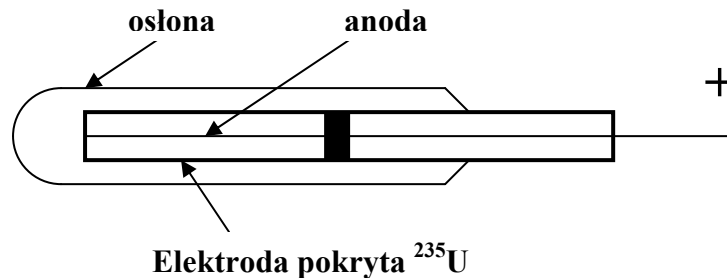
albo z analizy kształtu impulsu, którego narastanie jest proporcjonalne do odległości  $x$ . Można w ten sposób uzyskać przestrzenną zdolność rozdzielczą rzędu 1 mm przy wydajności detekcji rzędu 80%. Dalsze usprawnienie tego typu detektora, to detektor pozycyjny dwuwymiarowy, a także detektor pozycyjny wygięty w taki sposób, że tworzy wokół badanej próbki łuk okręgu (detektor typu „banan”).

Następną grupą detektorów, o której chcemy wspomnieć, to grupa detektorów zwanych *komorami rozszczepiowymi*. Detektory te wykorzystują zjawisko rozszczepienia zainicjowane pochłonięciem neutronu. Fragmenty rozszczepienia są właśnie tymi cząstkami, które są odpowiedzialne za pierwotną jonizację ośrodka komory. Jako jąder rozszczepialnych można tu użyć więc izotopów  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  czy  $^{239}\text{Pu}$ . Konstrukcja detektora jest stosunkowo prosta (rys. 4.3). Na płytkę w komorze naniesiona jest cienka warstwa materiału rozszczepialnego. Ponieważ wszystkie wymienione wyżej materiały są alfa-promieniotwórcze, układ zbierający musi umieć oddyskryminować efekt przyjscia neutronu, a więc jonizacji wywołanej powstaniem fragmentów rozszczepienia, od sygnału związanego z jonizacją wywołaną cząstkami alfa. Z powodów wyjaśnionych wyżej, fragmenty rozszczepienia będą znacznie efektywniej jonizowały ośrodek detektora niż cząstki alfa. Aby więc efekt szybszych cząstek alfa zmniejszyć, gaz w komorze powinien mieć niewielką objętość, tym bardziej, że fragmenty rozszczepienia zatrzymują się już na bardzo bliskich odległościach od miejsca ich powstania (ich zasięg w powietrzu to zaledwie ok. 2 cm). Gazem roboczym w komorze może być np. argon. Ciśnienie gazu jest rzędu kilku megapaskali<sup>1</sup>.

Typowe grubości materiału rozszczepialnego są niewielkie i wynoszą ok.  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Wydajności tego typu detektorów więc także nie mogą być duże, choćby dlatego, że przez tak cienkie warstwy większość neutronów przeniknie bez wywoływania rozszczepienia, i wynoszą na ogół ok. 1%. Niska wydajność może być jednak zaletą, jeśli się chce

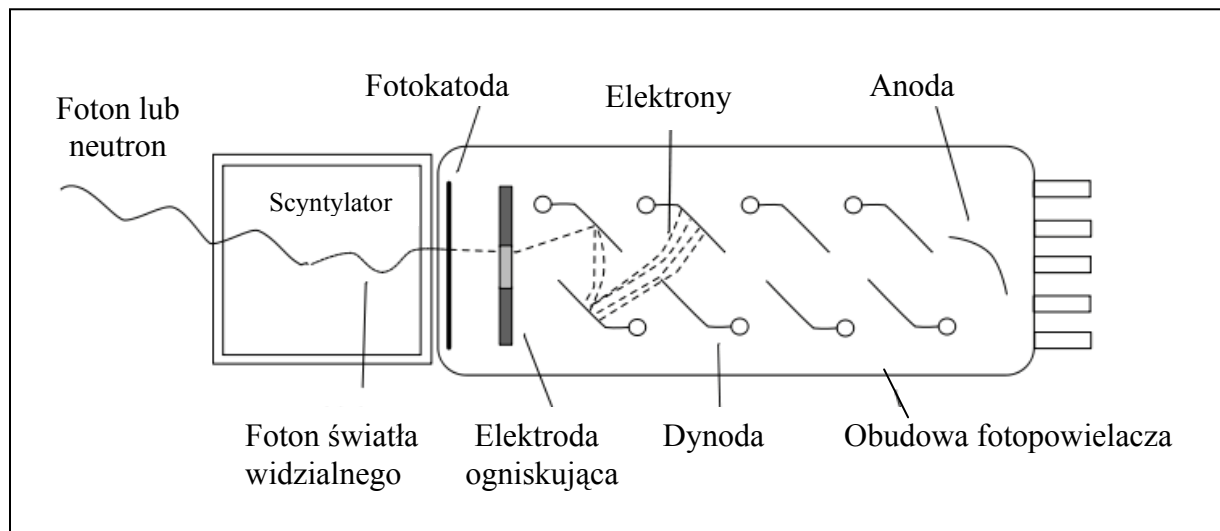
<sup>1</sup> R.A.Nobles, A.B.Smith, Nucleonics 14 (1956) 60

monitorować strumień wiązki lub użyć takiej komory do pomiaru strumieni neutronów wewnątrz reaktora. Przy silnych strumieniach bowiem czas martwy typowego licznika gazowego jak  $\text{BF}_3$  nie będzie pozwalał na zarejestrowanie wszystkich neutronów. Jak mówimy, licznik by się „zatykał”. Tu jednak przy dużych częstościach zliczeń następuje automatyczne przejście na pomiar natężenia prądu w komorze.



Rys. 4.3 Schemat ideowy komory rozszczepieniowej

Kolejną grupę detektorów stanowią *detektory scyntylacyjne*. Detektory te były i są standardowo używane do detekcji promieniowania gamma, alfa i beta. Okazały się one także bardzo przydatne wszędzie tam, gdzie energia neutronu wyznaczana jest przez pomiar czasu przelotu od miejsca jego emisji do detektora.



Rys. 4.4 Schemat ideowy detektora scyntylacyjnego

Stosunkowo duże rozmiary detektorów gazowych powodują, że tam, gdzie jest nam potrzebna wysoka czasowa zdolność rozdzielcza, istnieje potrzeba efektywnej rejestracji neutronów w granicach 1 mm. Rozmiar detektora gazowego o takiej długości czynnej nie pozwoliłby na prowadzenie rejestracji z sensowną wydajnością i tu właśnie przydają się detektory scyntylacyjne. Detektory te, a w każdym razie ich robocza warstwa, wykonywane są w postaci szkła lub plastiku zawierającego bądź izotop  $^{10}\text{B}$ , bądź  $^6\text{Li}$ . W wyniku absorpcji neutronu powstała cząstka naładowana wywołuje w ośrodku scyntylatora fluorescencję. Kwanty światła wnikają następnie do *fotopowielacza* przez *fotokatodę*, w której ich energia

służy do wybijania elektronów z materiału fotokatody. Te elektrony z kolei są przyspieszane w polach elektrycznych pomiędzy *dynodami*<sup>2</sup> fotopowielacza, powodując lawinę uwalnianych z kolejnych dynod elektronów, dzięki czemu fotopowielacz wzmacnia sygnał początkowy miliony razy. Schemat ideowy układu pokazuje rys. 4.4.

W pierwszych scyntylatorach, łatwych do samodzielnego wykonania, mieszało się siarczek cynku (ZnS) z B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. W wyniku reakcji (n,α) na izotopie <sup>10</sup>B powstawały wysokoenergetyczne cząstki alfa. Około 20% energii tych cząstek było przekształcanych na energię świecenia fluorescencyjnego. Ze względu na megaelektronowoltowe energie cząstek, w scyntylatorze powstawać mogło około 10<sup>5</sup> fotonów z zakresu widzialnego, ich większość jednak była tracona wskutek naturalnych procesów absorpcyjnych, a także niskiej wydajności fotokatody. Ogólna wydajność układu była jednak niższa niż dla np. typowego gazowego detektora BF<sub>3</sub>. Obecnie najczęściej używane są detektory plastikowe zawierające izotop <sup>6</sup>Li, a przebieg reakcji opisuje wzór (4.2). Jak z niego wynika, ciepło reakcji jest wysokie, bo aż 4,8 MeV, tak więc można wygenerować w układzie wiele fotonów. Przy grubości scyntylatora 2-3 mm można dziś rejestrować neutrony termiczne z wydajnością przekraczającą 90%. Pomimo wielu zalet, detektory scyntylacyjne mają jedną wadę, a mianowicie czułość na promieniowanie gamma. Dzięki temu, że kształt sygnału wywołanego tym promieniowaniem i neutronem jest różny, przy nie nazbyt silnych strumieniach fotonów amplitudy pochodzących od nich impulsów są mniejsze od amplitud impulsów pochodzących od neutronów, można więc przez dyskryminację amplitud uzyskać zliczanie tylko impulsów pochodzących od neutronów. Oczywiście wydajność kryształu, szkła lub plastiku stanowiącego scyntylator rośnie z grubością od wartości zerowej aż do 100%. Niemniej jednak, jak zwykle, o zastosowaniu takiej a nie innej grubości decyduje cel, dla którego zdecydowaliśmy się użyć właśnie danego typu detektora.

Kończąc ten krótki przegląd metod detekcji nie sposób nie wspomnieć o rejestracji neutronów metodami fotografii konwencjonalnej lub cyfrowej. Ponieważ w szeregu reakcjach z neutronami powstaje promieniowanie gamma, to promieniowanie to można zarejestrować na filmie rentgenowskim lub korzystając z bardziej współczesnego dziś narzędzia, jakim jest kamera CCD<sup>3</sup>. Jeśli tak, to można zobaczyć obraz wiązki neutronów np. przechodzącej przez interesujący nas obiekt, tj. prześwietlić go na podobieństwo typowego prześwietlenia rentgenowskiego. Podobnie, jak w wypadku szkieł i plastików w detektorze scyntylacyjnym, tak i tu konwerterami neutronów, tj. materiałami przekształcającymi neutrony w promieniowanie gamma, są substancje zawierające izotopy litu lub boru. Takim konwerterem jest np. <sup>6</sup>LiF zmieszany z ośrodkiem, w którym łatwo wzbudzić fluorescencję, jak np. w ZnS. Innym rozwiązaniem może być wykorzystanie materiałów silnie pochłaniających neutrony niskoenergetyczne, jak np. kadm czy gadolin. Film rentgenowski umieszczony za folią z kadmu lub gadolinu odtworzy więc rozkład neutronów we wiązce padającej na film.

## 4.2 Metody aktywacyjne

Opisane w tym paragrafie metody dotyczą obrazowania rozkładu gęstości strumienia neutronów, jak i pomiar tego rozkładu. Jeśli neutrony mają większe energie, to dobrymi konwerterami stają się materiały zawierające srebro, złoto lub ind. Powyższe materiały

<sup>2</sup> System elektrod, z których każda kolejna znajduje się na wyższym potencjale, tak że elektrony w przestrzeni między kolejnymi dynodami są przyspieszane proporcjonalnie do różnicy potencjałów na tych dynodach

<sup>3</sup> od ang. *Charge Coupled Device* – układ ze sprzężeniem ładunkowym

aktywują się w strumieniu neutronów i korzystamy z nich na ogół do rejestracji wysokich strumieni neutronów. Obrazowanie jest możliwe dzięki fotonom promieniowania gamma powstającego w wyniku aktywacji: fotony te mogą bowiem zaczerniać film rentgenowski. Podobnie, jak w detektorach gazowych, tak i tu przekrój czynny na wychwyt neutronu jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości neutronów. Jest rzeczą istotną, aby stosowane do aktywacji folie nie zawierały izotopów pochłaniających rezonansowo neutrony w obszarze mierzonych energii, gdyż taki wychwyt może zdeformować rozkład przestrzenny wiązki. W praktyce uniknięcie rezonansowego pochłaniania neutronów jest prawie niemożliwe ze względu na bardzo wysokie przekroje czynne na takie pochłanianie. Dlatego też stosuje się często folie bardzo cienkie i dodatkowo z rozcieńczoną zawartością materiału poddanego aktywacji (przykładem może być folia Al zawierająca 0,1% Au)<sup>4</sup>. Zaaktywowaną folię (np. indową) kładziemy następnie na film rentgenowski, który ulega zaczernieniu zgodnie z przestrzennym rozkładem wiązki. W Tabeli 4.1 podajemy przykłady użytecznych izotopów wraz z ich zawartością w naturalnym składzie izotopowym danego pierwiastka, przekrojami czynnymi na aktywację i średnimi czasami życia.

**Tabela 4.1 Izotopy użyteczne w technice aktywacyjnej<sup>5</sup>**

Material	Zawartość [%]	$\sigma_{akt}$ [b]	$\tau$
<sup>55</sup> Mn	100	13,4(3)	3,7 (3,7) godz.
<sup>103</sup> Rh	100	12 (2)	6,5 (6,3) min
<sup>107</sup> Ag	51,35	140(30)	63,5 ( 63,9) s
		45(4)	3,3 (3,4) min
<sup>109</sup> Ag	48,65	3,2(4)	389 (361) dni
		110(20)	34,9 (35,5)s
<sup>113</sup> In	4,23	56(12)	70,7 (71,4) dni
		2,0(6)	103 (104) s
<sup>115</sup> In	95,77	155(10)	78,1 (78,2) min
		52(6)	18,7 (20,3) s
<sup>197</sup> Au	100	96(10)	3,9 (3,9) dni

Do szybkiego obrazowania używa się także kamer polaroidowych i wspomnianych wyżej kamer CCD.

Dla ilustracji metody pomiaru gęstości strumienia neutronów w reaktorze  $\Phi = nv$  (gdzie  $v$  – prędkość neutronów, a  $n$  – liczba neutronów na  $cm^3$ ), pokażemy w jaki sposób można go wyznaczyć metodą aktywacyjną. Przy okazji wyjaśnimy pojęcie przekroju czynnego – w tym wypadku na aktywację.

Niech więc folia ma powierzchnię  $1\text{ cm}^2$  i grubość  $x$ , a gęstość jąder wynosi  $N/cm^3$ . Liczba jąder w folii wynosi zatem  $Nx$ . Jeśli każde jądro reprezentuje z punktu widzenia neutronu przekrój czynny na aktywację  $\sigma_{akt}$ , to taka folia będzie wychwytywała neutrony z prędkością proporcjonalną do całkowitej efektywnej powierzchni wystawionej na działanie strumienia neutronów, a więc  $\sigma_{akt}Nx$ , oraz do strumienia neutronów

<sup>4</sup> Podziękowania należą się p. dr Krzysztofowi Pytlowi z Instytutu Energii Atomowej w Świerku za zwrócenie mi uwagi na tę sprawę

<sup>5</sup> L.F.Curtiss, *Introduction to Neutron Physics*, D.van Nostrand Co., Inc., Princeton (1962). W ostatniej kolumnie w nawiasach podano wartości z tablic nuklidów (Karlsruhe) z ostatnich lat.

$$\bar{N}_{\text{akt}} = nv\sigma_{\text{akt}} N_X \quad (4.5)$$

Taka właśnie liczba jąder będzie się aktywowała średnio w jednostce czasu. Równanie (4.5) może być zatem traktowane jako definiujące pojęcie przekroju czynnego na aktywację. Identyczny typ równania uzyskamy np. dla przekroju czynnego na reakcję jądrową, czy jakkolwiek inny proces. Wprowadzając przekrój czynny w taki właśnie, „geometryczny” sposób zrobiliśmy ciche założenie, że efektywne powierzchnie jąder nie zachodzą na siebie, założenie to jednak nie stanowi istotnej przeszkody w rozumieniu pojęcia przekroju czynnego.

Założmy, że naświetlanie prowadziliśmy do uzyskania pełnego nasycenia, tzn. uzyskania stałej szybkości zliczeń  $C_0$ . Niech rozpad promieniotwórczy zaaktywowanej folii odbywa się z wydajnością  $\varepsilon$ , co oznacza to, że wychwyty neutronów zachodził z prędkością  $R = C_0/\varepsilon$ . Gdyby proces naświetlania był krótszy, szybkość zliczeń byłaby odpowiednio niższa ze względu na proces rozpadu promieniotwórczego i wynosiłaby

$$C = C_0(1 - e^{-t/\tau}) \quad (4.6)$$

A zatem, jeśli pomiar natężenia emitowanego promieniowania zaczęliśmy w chwili  $t_1$  od ukończenia procesu aktywacji, a zakończyli w chwili  $t_2$ , to aby obliczyć natężenie należy scałkować  $C \exp(-t'/\tau)$ , gdzie  $t'$  oznacza czas bieżący, po czasie od  $t_1$  do  $t_2$ . Tak więc, jeśli liczba zliczeń z powierzchni  $1 \text{ cm}^2$  wyniosła  $I$ , to

$$C_0 = \frac{I}{\tau(e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau})(1 - e^{-t/\tau})}, \quad (4.7)$$

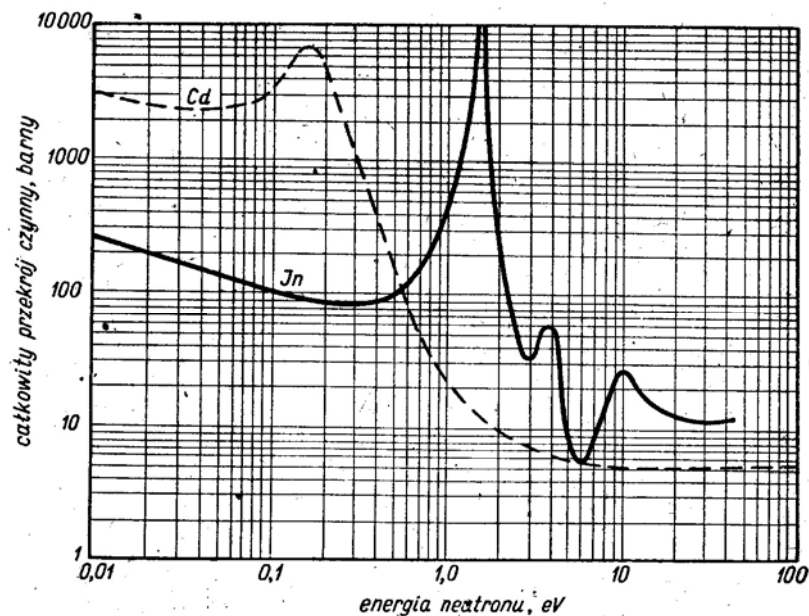
gdzie  $t$  – czas naświetlania. Ostatecznie, strumień neutronów wynosi więc

$$\Phi = \frac{(C_0 / \varepsilon)}{\sigma_{\text{akt}} N_X} \quad (4.8)$$

W praktyce należy mieć świadomość, że taki prosty wynik otrzymujemy przy milczącym założeniu, że folia jest na tyle cienka, że nie musimy uwzględniać efektów samopochłaniania (w wypadku indu jest to ok.  $100 \text{ mg/cm}^2$ ). Należy również uwzględnić fakt, że silne pochłanianie neutronów przez ind powoduje, że strumień wokół indu jest efektywnie zmniejszony, niemniej jednak dla cienkich folii otrzymany wyżej wynik jest dobry).

Na rys. 4.5 pokazujemy przebieg całkowitych przekrojów czynnych w funkcji energii neutronów w obszarze energii do kilkudziesięciu elektronowoltów. Widać wyraźnie, że ind pochłania rezonansowo neutrony o energii  $1,44 \text{ eV}$  i generalnie silnie pochłania neutrony o energiach poniżej ok.  $2 \text{ eV}$ . W tym obszarze energii bowiem przekrój czynny wynosi około  $100 \text{ barnów}$  lub więcej. Ind aktywuje się w strumieniu neutronów, tj. staje się promieniotwórczy. Z kolei kadm wykazuje wyraźne maksimum rezonansowe przy energii  $0,18 \text{ eV}$ , jego zaś silne pochłanianie widać w obszarze energii neutronów poniżej ok.  $0,5 \text{ eV}$ . Pochłanianiu temu towarzyszy spontaniczna emisja promieniowania gamma – kadm nie aktywuje się. A zatem, jeśli przez określony czas zbadamy aktywność indu po naświetleniu, będziemy mogli obliczyć jego aktywność nasycenia. Ponieważ przekrój czynny na pochłanianie neutronów jest znany, możemy obliczyć strumień neutronów o energii poniżej  $2 \text{ eV}$ . Jeśli teraz otoczymy folię indową folią kadmową, kadm pochłonie neutrony

o energiach poniżej 0,5 eV, tak więc do indu będą dochodziły neutrony o energiach wyższych. Tym razem otrzymamy z badania aktywności indu aktywność nasycenia, a z niej wartość strumienia neutronów w obszarze 0,5-2 eV. Odejmując ten wynik od poprzedniego otrzymamy strumień neutronów o energiach poniżej 0,5 eV. Innymi typowymi foliami używanymi do aktywacji służącej do wyznaczenia strumienia neutronów termicznych szczególnie na wiązkach poziomych (o wyprowadzaniu neutronów kanałami poziomymi z reaktora powiemy w rozdziale VI) są folie dysprozu i złota. W wypadku pomiaru strumienia neutronów wewnątrz reaktora stosujemy folie o mniejszych przekrojach czynnych na aktywację, np. folie Cu i Co. Dla wyznaczenia gęstości strumienia neutronów epitermicznych aktywuje się równocześnie folię Au w osłonie kadmowej.

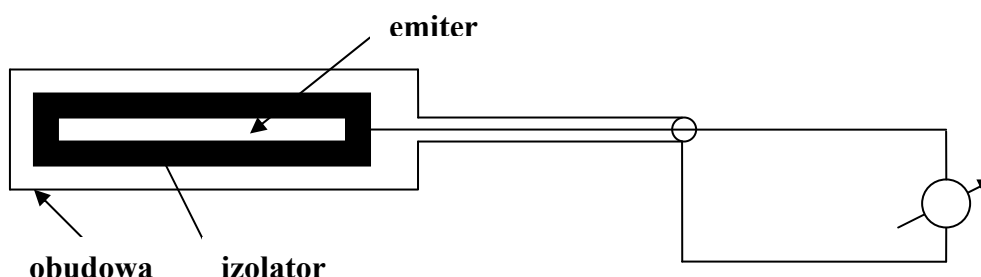


**Rys. 4.5 Całkowite przekroje czynne kadmu i indu w obszarze energii neutronów poniżej 100 eV**

Opisane wcześniej metody aktywacyjne dobrze sprawdzają się w sytuacjach, w których chcemy określić średni w czasie strumień neutronów. Do sterowania reaktorem potrzebny jest jednak pomiar chwilowego strumienia neutronów. Strumień ten, rzędu  $10^{14}$  n/cm<sup>2</sup>s, jest zbyt wielki, aby można było myśleć o zliczaniu pojedynczych neutronów. Tu właśnie znakomicie sprawdza się komora rozszczepieniowa, którą opisaliśmy w paragrafie 4.1. Jednak w tym konkretnym wypadku należy mieć na uwadze, że oprócz neutronów, do komory dociera potężny strumień kwantów gamma. Z tego względu najczęściej stosuje się tzw. *skompensowane komory*, w których oprócz elektrody z pokryciem rozszczepialnym znajduje się analogiczna elektroda bez pokrycia uranowego, układ pomiarowy zaś mierzy sygnał różnicowy. W tej komorze generowany prąd jest proporcjonalny wyłącznie do natężenia promieniowania  $\gamma$ . Sygnał różnicowy z obu komór wskazuje więc sygnał pochodzący tylko od neutronów.



Detektorem neutronów, który w pewnym sensie łączy w sobie metodę aktywacyjną i komorę jonizacyjną jest tzw. *kolektron*, zwany też komorą  $\beta$ -prądową lub detektorem samozasilającym się. Jego schemat pokazany jest na rys. 4.6.



**Rys. 4.6 Schemat ideowy kolektronu**

W wyniku aktywacji materiału emitera (np. Rh lub V) powstaje izotop  $\beta$ -promieniotwórczy. Emitowane elektrony docierają przez cienką warstwę izolatora do metalicznej obudowy. Miernik prądu włączony pomiędzy obudowę a emiter pokazuje przepływ prądu proporcjonalny do gęstości strumienia neutronów. Czułość takiego układu na zmianę strumienia neutronów jest podyktowana okresem połowicznego zaniku powstającego izotopu promieniotwórczego (w wypadku rodu 42 s). Mała średnica kolektronu (ok. 5 mm, choć są i takie o średnicach poniżej 2 mm) nie zaburza strumienia neutronów, natomiast używany materiał jest wystarczająco odporny na działanie wysokich temperatur, aby mógł być stosowany do pomiarów w rdzeniu reaktora.

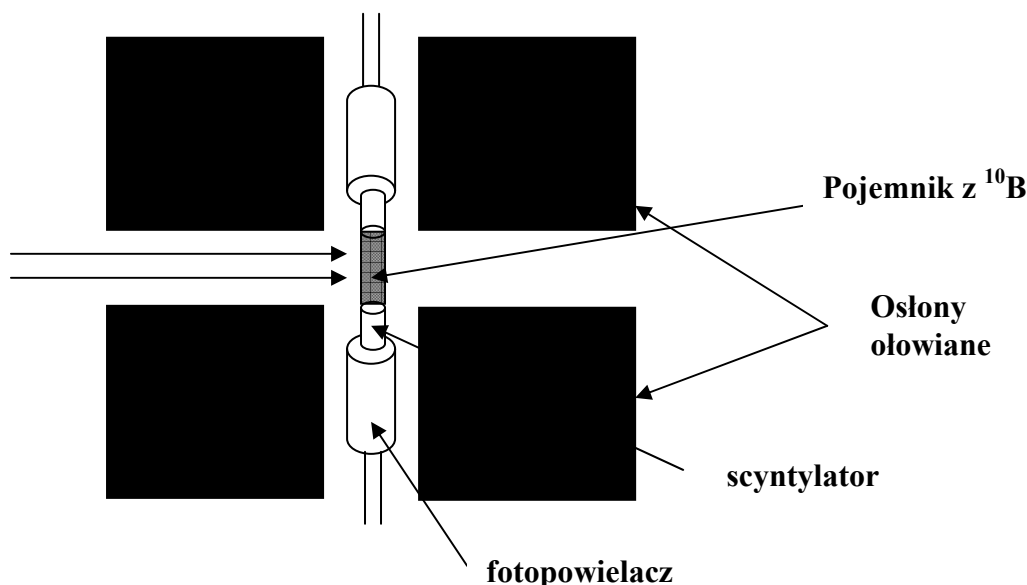
### 4.3 Rejestracja neutronów o energiach 10 eV – 100 keV

W zasadzie wszystkie opisane wyżej detektory są bardzo użyteczne w obszarze energii neutronów termicznych. Jednak już w zakresie energii 10 – 10<sup>5</sup> eV pojawiają się trudności w skonstruowaniu dobrego detektora, gdyż wszystkie potrzebne tu przekroje czynne są niewielkie, a więc materiał roboczy musi być odpowiednio gruby. Jeśli jednak jest gruby, to powstałe w nim cząstki naładowane ulegają silnej absorpcji w samym materiale detektora. W takiej sytuacji należy wykorzystywać materiały, w których pochłanianiu neutronów towarzyszy powstawanie promieniowania gamma. Tu właśnie może okazać się bardzo przydatną reakcja, w której tworzy się wzbudzony <sup>7</sup>Li, a jego deekscytacji towarzyszy foton o energii 480 keV, patrz ostatnie dwie reakcje (4.1).

Warstwa <sup>10</sup>B, która silnie pochłania neutrony o energiach poniżej 1 eV, staje się – przy odpowiednio dobranej grubości - przezroczysta dla neutronów o energiach wyższych od 10 eV. Wykorzystując deekscytację wzbudzonego jądra litu jedynym problemem staje się efektywna rejestracja fotonu gamma. Do tego celu możemy wykorzystać typowy scyntylnator NaI(Tl) z szybkim czasem narastania impulsu i jednokanałowym analizatorem amplitudy, wybierającym kanał, w którym prowadzi się rejestrację fotonów o energii 480 keV. Takie rozwiązanie z jednokanałowym analizatorem jest również wygodne z tego względu, że zmniejsza tło pomiarowe i wpływ promieniowania kosmicznego na wynik pomiaru. Konstrukcja detektora może więc wyglądać, jak na rys. 4.7. Wydajność takiego układu, mimo

wszystko, nie jest wysoka – zaledwie dziesiąte części procenta i dość szybko spada ze wzrostem energii powyżej ok. 5 keV, tak więc efektywnie można go używać raczej do rejestrowania neutronów o energii do ok. 10 keV niż do 100 keV.

Oczywiście zamiast detektora scyntylacyjnego możemy użyć detektora półprzewodnikowego o wysokiej energetycznej zdolności rozdzielczej i zbudować układ absorberów, które będą aktywowały się w strumieniu neutronów, a następnie znając charakterystyczne energie promieniowania gamma dla powstających izotopów obliczyć ich aktywności, a stąd względną zawartość neutronów o określonych energiach.



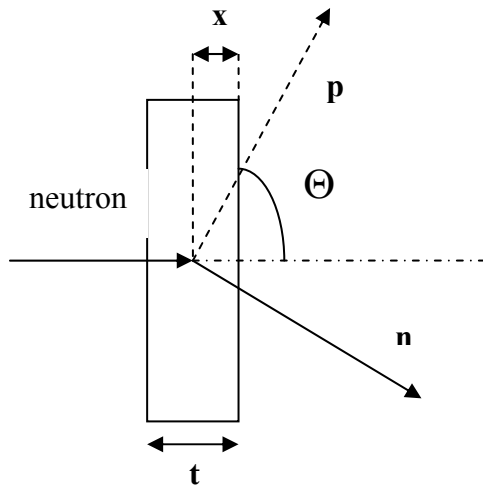
**Rys. 4.7 Układ do detekcji neutronów o energii 10 eV – 10 keV wykorzystujący deekscytację wzbudzonego jądra litu**

#### 4.4 Rejestracja neutronów prędkich

Przekroje czynne na aktywację neutronami prędkimi o energiach rzędu 1 MeV są niewielkie, z reguły poniżej 1 barna, a często poniżej nawet 0,1 b. Eliminuje to możliwość efektywnej detekcji przy użyciu metod aktywacyjnych. W tym obszarze energii bardzo użyteczną rzeczą staje się wykorzystanie protonów odrzutu powstających podczas rozpraszania neutronów na protonach, a więc w materiale zawierającym protony jak np. parafina. Dla energii 1 MeV, przekrój czynny na rozproszenie wynosi bowiem 4 barny i dopiero dla energii 10 MeV spada on do 1 barna. Wykorzystanie opisanego mechanizmu powstawania protonów odrzutu, które będą następnie emitowane np. z parafiny nie jest jednak ani bezpośrednie, ani bardzo proste. Po pierwsze musimy dobrze opisać proces przebiegu protonów w samej parafinie, w której protony będą traciły energię na jonizację. Zgodnie z formułą Bethego, zdolność hamowania cząstki opisana jest relacją:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 ZN}{mv^2} \left[ \ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (4.9)$$

gdzie  $ze$  - ładunek cząstki,  $m$  - masa elektronu,  $N$  - liczba atomów w  $1 \text{ cm}^3$ ,  $Z$  - liczba atomowa absorbenta,  $v$  - prędkość cząstki,  $I$  - średni potencjał jonizacyjny dla atomów absorbenta,  $\beta = v/c$ , gdzie  $c$  - prędkość światła. Podczas zderzenia neutronu o energii  $E_n$  z protonem, przy kącie odrzutu  $\Theta$  w układzie laboratoryjnym (rys. 4.8), energia  $E_p$ , którą dostaje proton odrzutu wynosi



$$E_p = E_n \cos^2 \Theta \quad (4.10)$$

W układzie środka mas<sup>6</sup>:

$$E_p = \frac{1}{2} E_n (1 - \cos \varphi) , \quad (4.11)$$

**Rys. 4.8 Schemat rozpraszania neutronu na protonie wewnątrz absorbenta o grubości  $t$ .**

gdzie  $\varphi$  wspólny kąt rozpraszania dla neutronu i protonu. Prawdopodobieństwo otrzymania przez proton energii w przedziale  $(E, E+dE)$  wynosi w układzie środka mas

$$P(E)dE = \frac{\sigma(\varphi)}{\sigma_s} \cdot 2\pi \sin \varphi d\varphi \quad (4.12)$$

gdzie  $\sigma(\Theta)$  jest różniczkowym przekrojem czynnym na rozproszenie pod kątem  $\Theta$ , a  $\sigma_s$  - całkowitym przekrojem czynnym na rozproszenie.

Z (4.11) mamy

$$dE \equiv dE_p = \frac{E_n}{2} \sin \varphi d\varphi , \quad (4.13)$$

a więc

$$P(E) = \frac{\sigma(\varphi)}{\sigma_s} \frac{4\pi}{E_n} \quad (4.14)$$

<sup>6</sup> tj. takim, w którym środek mas pozostaje w spoczynku. Rozpraszanie neutronów na jądrach o dowolnej liczbie masowej w układzie środka mas będzie szczegółowo omówione w rozdziale VI.

Ponieważ w układzie środka mas mamy symetrię sferyczną, pierwszy czynnik w (4.13) równa się  $1/4\pi$ , a zatem ostatecznie:

$$P(E) = \frac{1}{E_n} \quad (4.15)$$

Oczywiście powyższy wzór obowiązuje tylko dla energii  $E$  co najwyżej równych  $E_n$ . Dla wyższych energii takie prawdopodobieństwo musi być zerowe.

O ile  $E$  jest energią protonu bezpośrednio po zderzeniu, aby ocenić natężenie rejestrowanych protonów należy znać ich energię  $U$  poza materiałem (radiatorem). Niech więc  $f(U)$  oznacza różniczkową funkcję rozkładu energii, unormowaną taki sposób, aby dawała ona liczbę protonów odrzutu w jednostkowym przedziale energii, podzieloną przez całkowitą liczbę protonów odrzutu. Z kolei niech całkowita funkcja rozkładu  $F(U)$  oznacza część całkowitej liczby protonów odrzutu o energii większej niż jakaś zadana wielkość. Jeśli detektor protonów może rejestrować protony o energiach większych od pewnej wartości minimalnej  $M$ , to  $F(U)$  oznaczać będzie efektywność rejestracji protonów o energiach większych od  $U=M$ . W obliczeniach warto posługiwać się wielkościami względnych energii, tj.  $U/E_n$ . I tak, w gazie mamy

$$f\left(\frac{U}{E_n}\right)d\left(\frac{U}{E_n}\right) = P(E)dE \quad (4.16)$$

a więc

$$f(U/E_n) = P(E)E_n \frac{dE}{dU} \quad (4.17)$$

oraz

$$F\left(\frac{U}{E_n}\right) = \int_{U'/E_n}^1 f\left(\frac{U}{E_n}\right)d\left(\frac{U}{E_n}\right), \quad (4.18)$$

gdzie  $U'$  jest dowolną wartością  $U$ . Jeśli teraz przez wydajność radiatora będziemy rozumieli średnią liczbę protonów odrzutu przypadającą na jeden neutron padający na radiator:

$$\varepsilon(E_n) = tQ\sigma_s(E_n), \quad (4.19)$$

gdzie  $t$  – grubość radiatora w  $\text{mg}/\text{cm}^2$ ,  $Q$  – liczba atomów wodoru na jednostkę masy, a  $\sigma_s(E_n)$  – przekrój czynny na rozproszenie, to dla skolimowanej wiązki monoenergetycznych neutronów padających prostopadle na powierzchnię radiatora szybkość zliczeń detektora dla wyniesie:

$$N = \varepsilon(E_n)F\left(\frac{U'}{E_n}\right) = tQ\sigma_s(E_n)F\left(\frac{U'}{E_n}\right) \quad (4.20)$$

W gazie energia odrzutu równa jest całkowitej energii odrzutu, tj.  $E = U$ , mamy

$$f(U/E_n) = 1 \quad \text{dla } E \leq E_n \quad (4.21)$$

oraz

$$f(U/E_n) = 0 \quad \text{dla } E > E_n \quad (4.22)$$

a ponadto, zgodnie z (4.18):

$$F\left(\frac{U}{E_n}\right) = 1 - \frac{U'}{E_n} \quad (4.23)$$

Zatem w pierwszym przybliżeniu szybkość zliczeń można obliczyć z relacji:

$$N = tQ\sigma_s(E_n) \left(1 - \frac{U'}{E_n}\right) \quad (4.24)$$

Jeśli absorbent jest wystarczająco cienki możemy uznać, że wychodzą z niego wszystkie protony odrzutu. Droga tych protonów wyniesie wewnątrz absorbenta (rys. 4.8)  $x/\cos\Theta$ . Jeśli na zewnątrz proton o energii  $U$  przebiega drogę  $R(U)$ , to całkowita droga protonów od miejsca odrzutu do miejsca rejestracji wynosi

$$R(E) = \frac{x}{\cos\Theta} + R(U) = x\sqrt{\frac{E_n}{E}} + R(U) \quad (4.25)$$

Część protonów wychodzących z absorbenta i mających energię większą od  $U$  wyniesie

$$F(U) = \frac{1}{tE_n} \int_U^{E_n} x dE \quad (4.26)$$

Z dobrym przybliżeniem możemy założyć, że relacja pomiędzy całkowitym przebiegiem  $R(E)$  a energią może być zapisana jako

$$R(E) = kE^m \quad (4.27)$$

gdzie  $k$  i  $m$  są stałymi, które należy dopasować do istniejących danych doświadczalnych. Jeśli teraz przez  $R_0(E_n)$  oznaczymy drogę protonu o energii równej energii neutronu, to otrzymamy

$$x = R_0 \sqrt{\frac{E}{E_n}} \left[ \left(\frac{E}{E_n}\right)^m - \left(\frac{U}{E_n}\right)^m \right] \quad (4.28)$$

Jeśli przez  $E'$  oznaczymy energię protonów, które przeszły całą grubość radiatora ( $x = t$ ), to można pokazać, że szybkość zliczeń dla  $E_n \geq E'$  będzie wynosiła

$$N = kQ\sigma_s(E_n) \left[ \frac{4m}{6m+9} U'^m \left(\frac{U'}{E_n}\right)^{\frac{3}{2}} + \left(\frac{2}{2m+3} E_n^m - \frac{2}{3} U'^m\right) \left(\frac{E'}{E_n}\right)^{\frac{3}{2}} + \frac{t}{k} \left(1 - \frac{E'}{E_n}\right) \right], \quad (4.29)$$

a dla  $E_n \leq E'$

$$N = kQ\sigma_s(E_n) \left\{ \frac{2}{2m+3} E_n^m + U'^m \left[ \frac{4m}{6m+9} \left( \frac{U'}{E_n} \right)^{\frac{3}{2}} - \frac{2}{3} \right] \right\} \quad (4.30)$$

Jeśli  $R(E)$  wyrazimy w  $\text{mg/cm}^2$ , to typowe wartości współczynników  $k$  i  $m$  dla protonów przechodzących przez parafinę będą wynosiły  $k = 1,9$ ,  $m = 1,72$ . W zasadzie aż do energii  $E'$  natężenie rośnie z energią neutronów, potem zaś stopniowo opada.

Neutrony o wysokich energiach można też rejestrować przy użyciu detektorów gazowych, jednak w tym wypadku miejsce  $\text{BF}_3$  lub  $^3\text{He}$  zajmuje bardzo dobrze oczyszczony gaz szlachetny, np. krypton, do którego dodaje się np. metanu, jako nosiciela wodoru, a więc protonów. Ciśnienie takiego gazu powinno być z naturalnych względów wysokie i rzeczywiście wynosi ono 5000 – 6000 hPa. Konieczność posiadania w detektorze czystego gazu każe konstruować detektor przepływowy, a potrzeba osiągnięcia odpowiednio wysokiej wydajności zliczeń każe budować detektor o stosunkowo dużej objętości. Schemat jednego z pierwszych detektorów tego typu<sup>7</sup> przedstawiamy na rys. 4.9. W objętości detektora znajdujemy wiele drutów anodowych (pozwala to obniżyć napięcie zasilania każdego z nich) przedzielonych elektrodami zbierającymi ładunek. Napięcie zasilania w tym detektorze wynosiło 3400 V, metan zaś znajdował się pod ciśnieniem ok. 1200 hPa. Wydajność detektora dla neutronów o energiach 0,3 do 10 MeV wynosiła ok. 0,17%, sam zaś detektor miał wszelkie charakterystyki typowe dla gazowych detektorów proporcjonalnych, w tym słabą czułość na promieniowanie gamma.

Możliwa jest również konstrukcja detektorów scyntylacyjnych na szybkie neutrony, jeśli wykorzystamy protony odrzutu, a następnie medium scyntylujące jak np. ZnS. Plastikowe scyntylatory okazują się wydajniejszymi od detektorów gazowych. W tym wypadku sztuka konstrukcji detektora polega na użyciu takiego scyntylatora, który będzie dawał silniejsze scyntylacje od protonów odrzutu niż od elektronów powstających z jonizacji ośrodka promieniowaniem gamma.

Protony odrzutu, a właściwie ich ślady, można też obserwować w komorze Wilsona napełnionej odpowiednim gazem. Metody obserwacji i pomiaru śladów są obecnie już metodami mającymi znaczenie raczej historyczne.

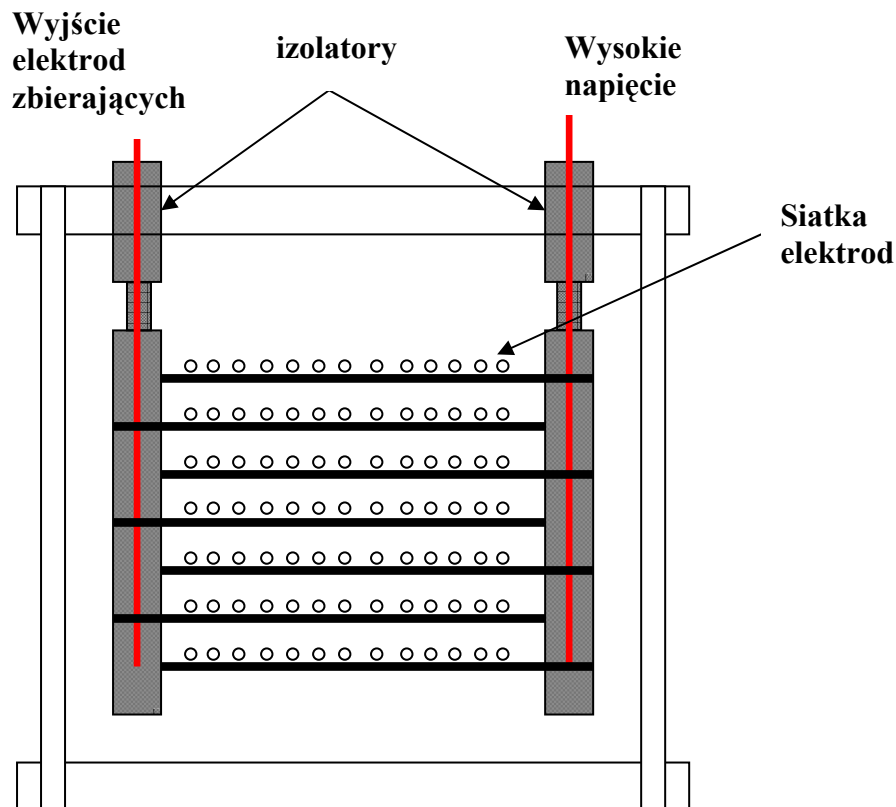
Ponieważ w energetyce jądrowej, która będzie przedmiotem rozważań w niniejszym wykładzie, nie mamy do czynienia z neutronami o bardzo wysokich energiach, ich detekcją nie będziemy się zajmować.

#### 4.5 Detektory progowe

Wiele reakcji jądrowych z neutronami zachodzi dopiero po przekroczeniu przez neutrony pewnych wartości progowych. Progi, o których tu mówimy znajdują się w obszarze od setek keV do 20 MeV, choć można znaleźć też reakcje wymagające wyższych progów. Jeśli w wyniku reakcji pojawia się jądro promieniotwórcze, można zbadać wprowadzoną

<sup>7</sup> C.R.Sun, J.R.Richardson, Rev. Sci. Instr. 25 (1954) 691

aktywność, a przy użyciu detektorów o różnych progach można wyznaczyć rozkład widmowy neutronów ze źródła, np. reaktora jądrowego. Np. przekrój czynny na reakcję  $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$  ma kilka wyraźnych maksimów. Wprawdzie przekrój czynny jest tu niewielki w porównaniu z przekrojem czynnym na aktywację neutronami termicznymi, niemniej jednak jego zależność od energii neutronu pozwala na dokonanie potrzebnego pomiaru, choć dokładność tego pomiaru nie jest wysoka.



Rys. 4.9 Schemat detektora gazowego do rejestracji szybkich neutronów

W cytowanej już monografii Curtissa podany jest następujący przykład wykorzystania detektora progowego opartego o reakcję  $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ , dla której pierwszy próg wynosi 1 MeV, a drugi, zdecydowanie bardziej efektywny - 2,5 MeV. Izotop  $^{32}\text{P}$  jest beta-promieniotwórczy, użyta zaś próbka siarki ma grubość mniejszą od zasięgu promieniowania beta w  $^{32}\text{P}$ , tak więc wprowadzona aktywność osiągnie aktywność nasycenia zależną tylko od wielkości płaszczyzny próbki. Aby dokonać kalibracji detektora naświetla się próbkę fosforu o identycznych rozmiarach znanym strumieniem neutronów termicznych, dla których dobrze znamy liczbę powstających izotopów  $^{32}\text{P}$  w reakcji  $^{31}\text{P}(n,\gamma)^{32}\text{P}$  o przekroju czynnym 0,32 b. Dla energii przekraczającej podany wyżej próg reakcji przekrój czynny na reakcję  $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$  wynosi 0,03 b. Ze stosunku aktywności fosforu i siarki w nieznanym strumieniu neutronów (mierzymy zawsze promieniowanie beta wychodzące z powierzchni grubej próbki) można więc obliczyć wartość nieznanego strumienia neutronów prędkich o energiach wyższych niż próg reakcji.

Tabela 4.2 podaje charakterystyki reakcji progowych kilku izotopów, które są wykorzystywane w detektorach progowych opartych na reakcji (n,p). Wyższe (od ok. 10 MeV do 20 MeV) energie progowe obserwowane są z reguły dla reakcji typu (n,2n).

**Tabela 4.2 Charakterystyka niektórych izotopów używanych w detektorach progowych opartych na reakcjach typu (n,p)**

Izotop	Próg [MeV]	Okres połowicznego zaniku	Materiał detektora
<sup>24</sup> Mg	4,9	14,8 godz	Metaliczny Mg
<sup>27</sup> Al	1,96	10,2 min	Metaliczny Al
<sup>31</sup> P	0,97	170 min	(NH <sub>4</sub> )H <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>
<sup>32</sup> S	1,0	14,3 dni	proszek S
<sup>49</sup> Ti	1,1	57 min	metaliczny Ti
<sup>52</sup> Cr	2,8	3,9 min	Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
<sup>56</sup> Fe	2,1	2,6 godz	Metaliczne Fe