

ROZDZIAŁ II. PODSTAWOWE WŁASNOŚCI NEUTRONÓW

2.1 Neutron i reakcje jądrowe z neutronami

Jak wiadomo, neutron jest jednym z dwóch nukleonów w jądrze. Masa neutronu¹, to $1,674928(1) \cdot 10^{-27}$ kg. Na wewnętrzną strukturę neutronu składają się trzy kwarki: *udd*, dające w sumie zerowy ładunek elektryczny. Pomimo braku ładunku elektrycznego, a więc braku bezpośredniego oddziaływania elektromagnetycznego z otoczeniem, neutron ma moment magnetyczny wynoszący

$$\mu = -9,6491783(18) \cdot 10^{-27} \text{ JT}^{-1} = -1,9130427(5) \mu_N, \quad (2.1)$$

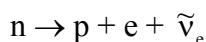
gdzie μ_N oznacza jądrowy magneton Bohra, $e\hbar/2m_p$ (m_p – masa protonu). Istnienie momentu magnetycznego jest ściśle związane ze spinem neutronu

$$s = \hbar/2 \quad (2.2)$$

Neutron jest cząstką nietrwałą i rozpada się ze średnim czasem życia

$$\tau = 885,9 (8) \text{ s} \quad (2.3)$$

wg schematu



Stosunkowo krótki czas życia neutronu nie pozwala na dobiegnięcie do Ziemi neutronów tworzonych w reakcjach jądrowych na Słońcu i innych gwiazdach. Gdyby nawet energie tych neutronów były porównywalne z temperaturą korony słonecznej (ok. 6000 K, tj. ok. 0,5 eV), przy prędkości $v=10^4$ m/s potrzebny czas na ich dotarcie do Ziemi wynosiłby ok. pół roku.

Odkrycie neutronu (przez Jamesa Chadwicka w roku 1932, rys. 1.7) stanowiło wielką niespodziankę w fizyce jądrowej. Poprzedziła ją obserwacja (Walthera Bothego i Herberta Beckera, 1930 r.) powstawania bardzo przenikliwego promieniowania w wyniku bombardowania berylu cząstkami alfa. Promieniowanie to nie niesło ładunku elektrycznego, gdyż nie jonizowało gazów, ale które było ewidentnie związane z istnieniem cząstek o skończonej masie. Jedynym wówczas znanym, elektrycznie obojętnym promieniowaniem było promieniowanie gamma, więc też nic dziwnego, że nawet tak uznani uczeni, jak Irena i Frederic Joliot-Curie (rys.2.1) uważali, że chodzi tu o jakieś wysokoenergetyczne promieniowanie gamma. To oni właśnie byli autorami kluczowej obserwacji, że w wyniku przejścia tego promieniowania przez ośrodki zawierające wodór (w szczególności takim ośrodkiem była parafina) powstają protony odrzutu, głównie odpowiedzialne za sygnały obserwowane w komorach jonizacyjnych i komorach Wilsona. Ale nie oni lecz James Chadwick spostrzegł, że energia protonów odrzutu wskazuje, iż muszą one powstawać

¹ Dane liczbowe wzięte z *Neutron Data Booklet* pod red. A.-J. Dianoux i G.Landera, Institut Laue-Langevin, Grenoble (2002)

w zderzeniu z cząstką o bardzo zbliżonej masie. Chadwick nadał tym cząstkom nazwę *neutrony*². Za ich odkrycie został w roku 1935 uhonorowany Nagrodą Nobla.



Rys.2.1 Irena i Fryderyk Joliot-Curie w Laboratorium

To, że muszą to być cząstki pochodzenia jądrowego wywnioskował Chadwick z faktu, iż tworzyły się one w reakcjach takich, jak



i

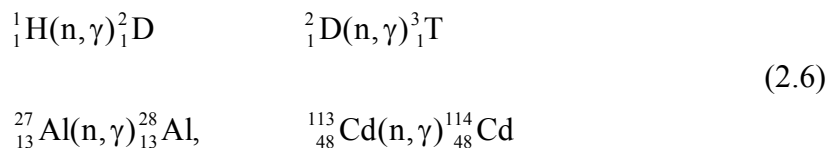


Elektrycznie obojętne cząstki nie mogą bowiem zmieniać ładunku jądra, ale mogą zmieniać jego masę. Jeśli takie cząstki znajdują się w jądrze, to tłumaczy to dlaczego masy atomowe są około dwóch razy większe od sumy mas protonów, co na owe czasy było bardzo doniosłą obserwacją.

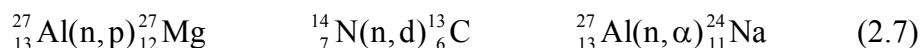
Oczywiście jednym z pierwszych pytań, jakie się nasuwają, to sposób detekcji cząstek elektrycznie obojętnych, jakimi są neutrony. Sprawę tę omówimy w rozdziale IV. Tu chcemy jeszcze tylko zasygnalizować typowe oddziaływania neutronów z materią. Niewątpliwie najważniejszym oddziaływaniem jest oddziaływanie z jądrami atomowymi. W szczególności neutrony mogą wywoływać szereg reakcji jądrowych. Prawdopodobieństwo zajścia tych reakcji zależy silnie od energii neutronów. I tak, typowymi reakcjami neutronów powolnych

² W istocie rzeczy tę nazwę wymyślił wcześniej, bo w roku 1920, Ernest Rutherford, który rozważał stan związany protonu z elektronem. To, że neutron w Chadwickowskim, a więc w naszym obecnym znaczeniu nie może reprezentować takiego stanu wynika z faktu, że długość fali elektronu jest znacznie większa od rozmiaru jądra, a więc elektron nie może się w jądrze znajdować.

o energiach rzędu ułamków elektronowolta³ (neutrony te nazywamy *termicznymi*, gdyż ich energie odpowiadają temperaturze pokojowej) są reakcje (n,γ) ⁴, jak np.



Istnieje też szereg reakcji typu (n,p) , (n,d) czy (n,α) , jak np.



Reakcje z neutronami mogą być zarówno egzo-, jak i endotermiczne. W pierwszych (jak np. ${}^{27}_{13}\text{Al}(n,\gamma){}^{28}_{13}\text{Al}$) *ciepło reakcji* Q (2.8) jest dodatnie, w drugich (np. ${}^{14}_7\text{N}(n,d){}^{13}_6\text{C}$) - ujemne. Oznacza to, że w reakcjach pierwszego rodzaju wyzwala się energia, do zajścia zaś reakcji drugiego typu energia musi zostać dostarczona przez neutrony o odpowiedniej energii kinetycznej. Wspomniana na początku reakcja cząstek alfa z berylem-9 (${}^9\text{Be}$), patrz (2.4), jest egzotermiczna, ale jest także reakcją odwracalną w tym sensie, że odpowiednio szybki neutron w reakcji z węglem-12 produkuje jądro ${}^9\text{Be}$ i cząstkę α . Obliczenie ciepła reakcji opiera się na rachunku mas spoczynkowych cząstek wchodzących w reakcję. Dla reakcji, którą zapiszemy schematycznie jako $X(x,y)Y$, ciepło reakcji definiujemy jako:

$$Q \equiv \Delta m \cdot c^2 = [(M_x + m_x) - (M_y + m_y)] \cdot c^2, \tag{2.8}$$

gdzie Δm oznacza zmianę sumy mas w reakcji, a masy cząstek oznaczone są przez m lub M ze wskaźnikiem dolnym pisanym z dużej lub małej litery w zależności od tego, czy mówimy o jądrze, czy o cząstce. Łatwo zauważyć, że dla $Q < 0$ cząstka bombardująca jądro utraci część swej energii na energię odrzutu (E_R) jądra, stąd też w wypadku reakcji endoenergetycznych minimalna energia wymagana dla zajścia reakcji, tzw. *energia progowa reakcji* musi być sumą ciepła reakcji (jego bezwzględnej wartości) i energii odrzutu:

$$E_{\text{prog}} = |Q| + E_R \tag{2.9}$$

Dla cząstek nierelatywistycznych łatwo obliczyć, że

$$E_{\text{prog}} = |Q| \left(1 + \frac{m_x}{M_x} \right) \tag{2.10}$$

Z analizy mas można przekonać się, że dla neutronów o energiach poniżej 1 MeV jedynymi możliwymi reakcjami są reakcje typu (n,γ) .

Na koniec warto wspomnieć, że mogą istnieć różne *kanały reakcji*. Inaczej mówiąc, neutrony w oddziaływaniu z danym jądrem mogą inicjować reakcje prowadzące do różnych produktów końcowych, jak np.

³ 1 eV = 1,161 · 10⁴ K

⁴ zapis reakcji jądrowej $X(x,y)Y$ jest równoważny zapisowi $X+x \rightarrow Y+y$



Sam przebieg reakcji jądrowej jest dwuetapowy. W pierwszej chwili tworzy się układ złożony (jądro tarczy „wzbogacone” o neutron – *jądro złożone*), a następnie układ ten rozpada się na końcowe produkty reakcji. O reakcji (n,γ) mówimy jako o *reakcji promienistego wychwytu neutronu*. W reakcji może jednak być emitowany neutron o energii takiej samej, jak neutron padający, inicjujący reakcję, albo energii innej. W takich wypadkach będziemy więc mieli do czynienia *de facto* z rozpraszaniem neutronu, które nazywamy odpowiednio *sprężystym (elastycznym)* i *niesprężystym (nieelastycznym)*. Z takiego opisu reakcji wynika, że przekrój czynny⁵ dla danego typu reakcji (n,x) musi być opisany iloczynem

$$\sigma(n, x) = \sigma_c \cdot P_x,
 \tag{2.12}$$

gdzie σ_c oznacza przekrój czynny na powstanie jądra złożonego, a P_x oznacza prawdopodobieństwo emisji cząstki x z tego jądra. Powstanie końcowych produktów wymaga z reguły skończonego czasu, znacznie dłuższego od czasu potrzebnego na przejście cząstki przez jądro. Dzięki temu sam rozpad przestaje zależeć od sposobu, w jaki zostało utworzone jądro złożone.

Czas rozpadu jest odwrotnie proporcjonalny do szerokości poziomu energetycznego układu złożonego. Szerokość ta jest różna dla różnych rodzajów rozpadu, jeśli więc istnieją różne kanały rozpadu, to szerokość całkowita Γ jest sumą cząstkowych szerokości Γ_i , z których każda odpowiada danemu typowi rozpadu. Tak więc równanie (2.12) można zapisać w innej postaci:

$$\sigma(n, x) = \sigma_c \cdot \frac{\Gamma_x}{\Gamma}
 \tag{2.13}$$

Jeśli chodzi o wielkość σ_c , ta zależy od energii padającego neutronu i w wypadku granicznym, dla energii rzędu kilkunastu megaelektronowoltów, przekrój czynny σ_c wynosi πR^2 , gdzie R jest promieniem jądra. Ponieważ dla energii neutronów poniżej 1 MeV szerokość $\Gamma_n \gg \Gamma_\gamma$, oznacza to, że w tym zakresie energii dominującym efektem będzie rozpraszanie neutronów. Przekrój czynny σ_c w funkcji energii wykazuje w tym obszarze szereg ostrych maksimów. Inaczej mówiąc, mamy w tym zakresie energii często do czynienia z tzw. *rezonansowym wychwytem neutronów*. Rys.2.2 pokazuje dla przykładu przekrój czynny na reakcję ${}^{16}\text{O}(n,\alpha){}^{13}\text{C}$ w funkcji energii neutronu.

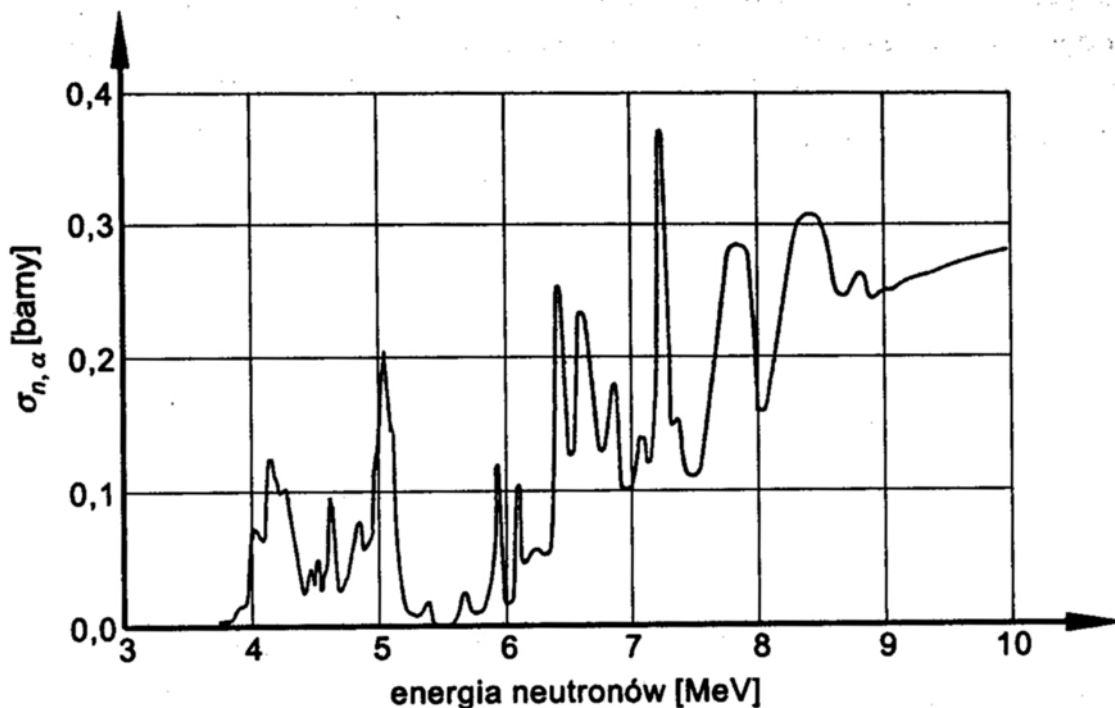
W obszarze energii rezonansowych przekrój czynny na reakcję typu (n,x) opisany jest wzorem Breita-Wignera:

$$\sigma(n, x) = \pi(\lambda / 2\pi)^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_x}{(E - E_0)^2 + (\Gamma / 2)^2},
 \tag{2.14}$$

⁵ Definicję przekroju czynnego przypominamy w przypisie 4 do rozdziału IV. Tu wystarczy traktować to pojęcie jako wielkość proporcjonalną do prawdopodobieństwa zajścia danego procesu.

gdzie $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_x + \dots$ – szerokość poziomu ze względu na wszystkie kanały rozpadu jądra złożonego, a λ oznacza długość fali neutronu:

$$\lambda = h / mv = \frac{h}{\sqrt{2mE}}, \quad (2.15)$$



Rys. 2.2 Przekrój czynny na reakcję $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$ w funkcji energii neutronu⁶

gdzie h oznacza stałą Plancka⁷, m – masę neutronu, a v – jego prędkość. W przekroju czynnym (2.14) pominięto czynnik, który opisuje zależność przekroju czynnego od spinów jądra tarczy, jądra złożonego i neutronu. Łatwo sprawdzić, że w skrajnym wypadku rezonansu, tj. $E = E_0$, maksymalna wartość przekroju czynnego na rozpraszanie, a więc reakcję (n,n), to

$$\sigma_0(n, n) = \lambda / \pi \quad (2.16)$$

Z kolei w obszarze neutronów termicznych (energii E znacznie niższe niż rezonansowe E_0) o prędkości v otrzymujemy dla reakcji (n, γ)

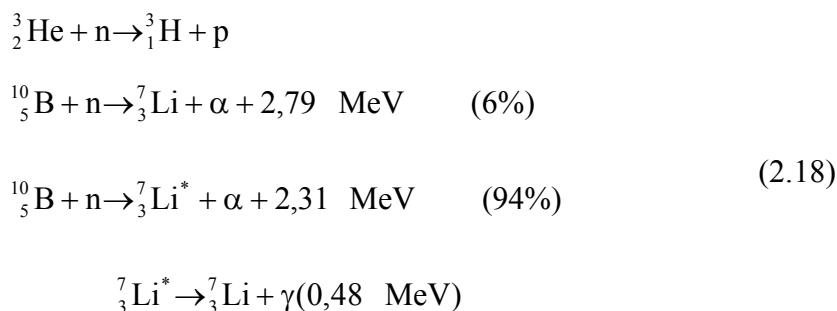
$$\sigma(n, \gamma) \propto 1/v \quad (2.17)$$

⁶ K.H.Beckurts, K.Wirtz, *Neutron Physics*, Springer-Verlag, Berlin (1964), cyt. w B. Dziunikowski, *O fizyce i technice jądrowej*, AGH, Kraków (2001)

⁷ $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$

Dzieje się tak dlatego, że we wzorze (2.14) w zasadzie jedynymi członami zależnymi od prędkości neutronu są szerokość Γ_n , która jest proporcjonalna do prędkości, i długość fali neutronu, która jest odwrotnie proporcjonalna do prędkości. Tego typu „prawo $1/v$ ” okazuje się działać również i w wypadku szeregu innych reakcji.

Ze względu na potrzeby dalszej części wykładu, zakończymy ten paragraf dwiema uwagami dotyczącymi pewnych szczególnych reakcji z powolnymi neutronami. Do pierwszych należą reakcje typu (n,γ) , które są reakcjami egzotermicznymi, jako że powstałe promieniowanie gamma niesie często znaczną energię, podczas gdy reagujące cząstki mają w sumie energię kinetyczną bliską zeru. Inne reakcje egzotermiczne, o których chcemy wspomnieć ze względu na ich przydatność w rejestracji neutronów to:



Jak widać, reakcja neutronu z ^{10}B może przebiegać dwoma, niewiele różniącymi się kanałami. W 94% reakcji tworzy się wzbudzone jądro litu (${}^7\text{Li}^*$). Łatwo sprawdzić, że deekscytacja tego jądra, pokazana w ostatniej linii (2.18), zachodzi z emisją fotonu o energii 0,48 MeV, będącej różnicą ciepł w obu kanałach reakcji (odpowiednio 2,79 MeV i 2,31 MeV).

2.2 Własności optyczne neutronu

Równanie (2.15), pokazujące znaną relację De Broglie’a (rys. 2.3) pomiędzy długością fali a energią lub pędem cząstki ma bardzo doniosłe znaczenie. Występująca w tym równaniu stała $h/m = 3,956 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$. Jeśli energię neutronu wyrazić w elektronowoltach, prędkość neutronów w m/s, a długość fali w nanometrach, to wzór (2.15) można zapisać jako

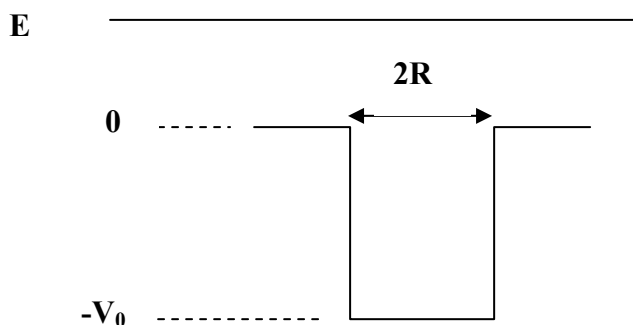
$$\lambda = 395,6 / v = \frac{0,0286}{\sqrt{E}}
 \tag{2.19}$$



Oznacza to, że dla neutronów o energii 0,09 eV (prędkości ok. 4000 m/s), długość fali wynosi ok. 0,1 nm, a więc jest porównywalna z typowymi odległościami między atomami w materii skondensowanej. Oznacza to, że podobnie jak w klasycznej optyce falowej tak i tu neutrony o niskich energiach (neutrony termiczne) będą wykazywały własności optyczne, a więc ugięcie na przeszkodach, załamanie na granicy dwóch ośrodków oraz różne efekty dyfrakcyjne.

Rys. 2.3 Louis de Broglie

Długości fal dla neutronów termicznych są znacznie większe od rozmiarów jąder. Oznacza to, że w oddziaływaniu jądrowym, które jest, jak mówiliśmy podstawowym oddziaływaniem neutronów z materią, przekrój czynny na rozpraszanie, który charakteryzujemy tzw. *długością rozpraszania*, nie będzie zależny od kąta rozpraszania. Aby tę sytuację uzasadnić, a także przybliżyć pojęcie długości rozpraszania rozpatrzmy wynik oddziaływania neutron-jądro, które to oddziaływanie reprezentowane jest przez pewną studnię potencjału o głębokości V_0 i promieniu R , rys. 2.4.



Rys. 2.4 Oddziaływanie neutronu o energii kinetycznej E z jądrem, scharakteryzowane studnią potencjału o głębokości V_0 i promieniu R

Niech na jądro pada płaska fala neutronowa o długości fali λ . Wektor falowy tej fali ma długość:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad (2.20)$$

Zgodnie z zasadą Huygensa fala neutronowa na zewnątrz studni potencjału będzie składała się więc z fali padającej, którą opisujemy falą płaską $\exp(ikz)$, gdzie z jest współrzędną położenia neutronu padającego i kulistej fali rozproszonej, która w odległości r od jądra zanika jak $1/r$. Tak więc z dala od jądra funkcja falowa neutronu ma postać:

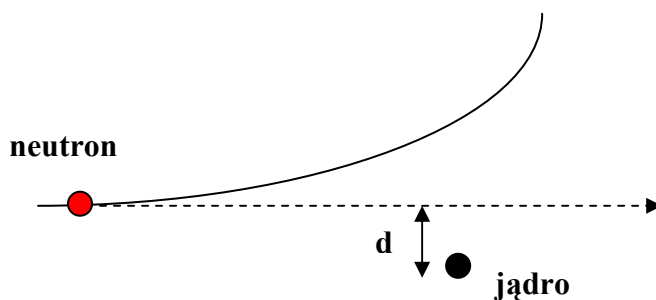
$$\Psi(\mathbf{r}) = \exp(ikz) + \frac{f}{r} e^{ikr}, \quad (2.21)$$

gdzie f oznacza *amplitudę rozpraszania* neutronów, mówiącą jaka część fali padającej ulega rozproszeniu, a r jest odległością neutronu od jądra. Amplituda ta jest w ogólnym wypadku wartością zespoloną (ze względu na pochłanianie). Ponieważ rozmiary jąder (wielkości R) są znacznie mniejsze od długości fali neutronu termicznego, amplituda f jest izotropowa. Możemy to wyjaśnić quasi-klasycznie w następujący sposób: moment pędu neutronu rozproszonego jest równy $L = p \cdot d$, gdzie p jest pędem neutronu, a d – parametrem zderzenia, patrz rys. 2.5.

Ponieważ moment pędu jest wielkością skwantowaną, $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$, więc widać, że neutron może zbliżyć się bezpośrednio do jądra tylko wtedy gdy $l=0$. Gdy $l=1$ neutron przejdzie

w odległości około $1/5$ długości fali (ściśle $\lambda/2\pi$), a to oznacza odległość znacznie większą niż rozmiar jądra. Wynika stąd, że rozpraszac się może jedynie fala s , której rozpraszanie od kąta nie zależy; fala ta jedynie zanika jak $1/r$. Jest rzeczą interesującą zauważyć, że wielkość amplitudy rozpraszania dla neutronów może być zarówno dodatnia, jak i ujemna. W większości wypadków jest ujemna, co oznacza rozpraszanie ze zmianą fazy o π . Z tego względu często używamy pojęcia *długości rozpraszania* zdefiniowanej jako

$$a = -f \quad (2.22)$$



Rys. 2.5 Rysunek pomocniczy do wyjaśnienia izotropowości rozpraszania neutronu na jądrze

Dla porównania przypomnijmy, że w wypadku rozpraszania promieniowania X o długościach fal rzędu 0,1 nm amplituda rozpraszania zmienia się proporcjonalnie do ładunku chmury elektronowej otaczającej jądro, a więc zmienia się monotonicznie od atomu do atomu. W wypadku neutronów nie tylko nie ma takiej monotonicznej zależności, ale wręcz dwa izotopy tego samego pierwiastka mogą mieć różne amplitudy (długości) rozpraszania zarówno co do wielkości, jak i znaku. Fakt ten jest często wykorzystywany w badaniach ciał stałych.

Amplituda rozpraszania dla kąta rozpraszania θ , którą opisujemy często w ramach tzw. przybliżenia Borna, dana jest wyrażeniem

$$f(\theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int V(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \cdot \mathbf{r}] d\mathbf{r} , \quad (2.23)$$

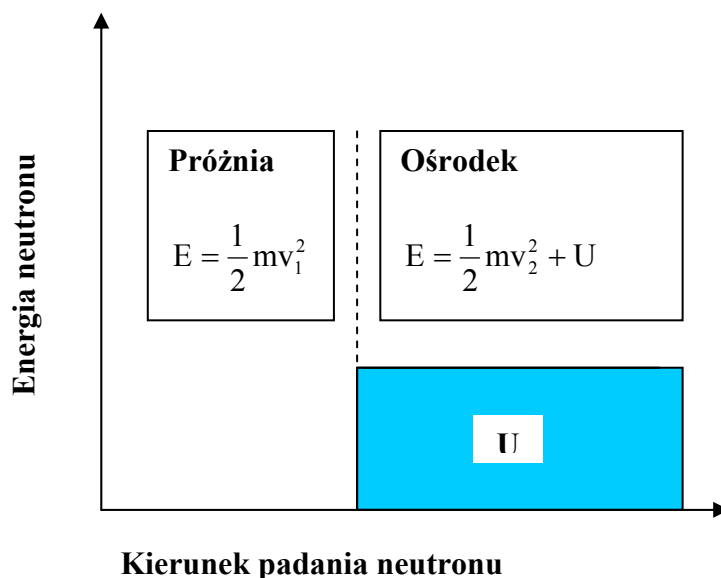
gdzie wektory \mathbf{k} i \mathbf{k}' oznaczają wektory falowe przed i po rozproszeniu, a $V(\mathbf{r})$ – potencjał oddziaływania neutronu w odległości \mathbf{r} . Ze względu na małe rozmiary jądra, oddziaływanie $V(\mathbf{r})$ neutronu z jądrem w odległości \mathbf{r} od jądra przedstawiane jest zwykle w postaci oddziaływania kontaktowego o postaci tzw. *pseudopotencjału Fermiego*:

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} a\delta(\mathbf{r}) , \quad (2.24)$$

gdzie $\delta(\mathbf{r})$ oznacza funkcję delta Diraca. Wstawienie tego potencjału do równania (2.23) daje natychmiast amplitudę rozpraszania niezależną od kąta rozpraszania. Wchodząca do relacji

(2.22) długość rozpraszania a jest nazywana *długością rozpraszania spójnego*, gdyż falę rozproszoną można opisać jako sumę fal rozpraszanych na poszczególnych jądrach wraz z odpowiednimi czynnikami fazowymi. Przekrój czynny jest proporcjonalny do kwadratu bezwzględnej wartości amplitudy takiej sumarycznej fali.

Jeśli jądro atomowe ma spin różny od zera, istnieć będą dwa różne stany spinowe układu (neutron + jądro) i rozpraszanie dla tych dwóch różnych stanów będzie z reguły różne. W takim rozpraszaniu amplitudy fal rozproszonych nie będą się nakładać, a dodadzą się jedynie przekroje czynne (natężenia). Mówimy wtedy, iż rozpraszanie jest *niespójne*.



Rys. 2.6 Zmiana energii kinetycznej neutronu po wniknięciu do ośrodka

Dzięki posiadaniu momentu magnetycznego neutron – oprócz oddziaływania z jądrem atomowym – oddziałuje z powłokami elektronowymi atomu, jeśli tylko atom ma moment magnetyczny. Oddziaływanie to nazywamy *magnetycznym*. Tym razem jednak, ponieważ długość fali neutronu jest porównywalna z rozmiarami atomów, amplituda *magnetycznego rozpraszania neutronów* będzie zależna od kąta, podobnie jak się to dzieje w rozpraszaniu promieniowania rentgenowskiego. O ile zależność kątowa rozpraszania rentgenowskiego odzwierciedla rozkład ładunku elektronów w atomie, zależność kątowa rozpraszania magnetycznego neutronów odzwierciedla rozkład ładunku elektronów o nieskompensowanych spinach.

Globalne oddziaływanie neutronów z jądrami i spinami ośrodka charakteryzuje *współczynnik załamania*. Jeśli w próżni energia kinetyczna neutronu wynosi $mv_1^2/2$, to wewnątrz ośrodka, zgodnie z zasadą zachowania energii, będzie ona zmniejszona o energię oddziaływania U , rys. 2.6.

Zgodnie z prawami optyki falowej, współczynnik załamania zdefiniowany jest jako stosunek prędkości w ośrodku do prędkości w próżni, a zatem:

$$n = \frac{k_2}{k_1} = \frac{\sqrt{k_1^2 - 2mU/\hbar^2}}{k_1} = \sqrt{1 - \frac{U}{E}}, \quad (2.25)$$

gdzie E jest energią kinetyczną neutronu w próżni. Jeśli oddziaływanie neutronów z jądrami ośrodka opiszemy pseudopotencjałem Fermiego, to dla N identycznych jąder w ośrodku i przy założeniu jedynie oddziaływania jądrowego otrzymamy

$$n = \sqrt{1 - \frac{4\pi N\bar{a}}{k_1^2}}, \quad (2.26)$$

gdzie \bar{a} oznacza średnią wartość długości rozpraszania przypadającą na jedno jądro. Ponieważ typowa wartość tej amplitudy, to $5 \cdot 10^{-15}$ m, N jest rzędu $10^{29}/\text{m}^3$, a k_1 to ok. $5 \cdot 10^{10}$ m, współczynnik załamania okazuje się różny od jedności zaledwie o wartość rzędu $2 \cdot 10^{-6}$. Gwoli przypomnienia, typowa wartość współczynnika załamania światła, to 1,3 - 1,5! Jak widać, efekty załamania będą dla neutronów bardzo słabe, a kąty krytyczne, przy których będzie zachodziło całkowite odbicie okażą się rzędu kilku lub kilkunastu minut kątowych. Niemniej jednak te niewielkie efekty pozwalają dziś rutynowo prowadzić i zakrzywiać wiązkę neutronów w tzw. *neutronowodach*. Jeśli potencjałem oddziaływania będzie potencjał oddziaływania magnetycznego, a ten jest zależny od wzajemnego ustawienia się spinu neutronu względem efektywnego pola magnetycznego w namagnesowanym ośrodku, będziemy mieli do czynienia z dwoma współczynnikami załamania, co z kolei stwarza możliwość spolaryzowania wiązki neutronów przez całkowite zewnętrzne odbicie.

2.3 Wyzwania: ładunek i elektryczny moment dipolowy neutronu

Od pierwszej obserwacji po dzień dzisiejszy neutron jest uważany za cząstkę nie posiadającą ładunku elektrycznego i jak dotąd nic nie wskazuje, aby tę opinię należało zmienić. Nie oznacza to jednak, że uczeni nie podejmowali prób zmierzenia ładunku neutronu na wypadek, gdyby jednak taki ładunek istniał. Nawet jeśli przyjąć, że jest on zero, to można wszak zawsze zapytać o dokładność z jaką znamy to „zero”. Pytanie o niezerowy ładunek neutronu ma fundamentalne znaczenie dla problemu rozszerzania się Wszechświata, a także wyjaśnienia źródła pól magnetycznych Ziemi i Układu Słonecznego. Nawet bardzo niewielki ładunek pomnożony przez liczbę neutronów na Ziemi, w Układzie Słonecznym czy Wszechświecie dałby już ładunek znaczący, który mógłby być istotny dla problemu ekspansji Wszechświata, a ruch tego ładunku mógłby być zauważalny w postaci pola magnetycznego.

Jak już mówiliśmy na początku, neutron rozpada się wg schematu:



Przyjmując ładunek neutrina (a więc i antyneutrina) za zerowy, istnienie ładunku elektrycznego neutronu można byłoby zawdzięczać tylko istnieniu różnicy bezwzględnej wartości ładunku protonów i elektronów (oczywiście traktując zasadę zachowania ładunku w reakcjach jądrowych jako pewnik). Jeśli wspomniana różnica ładunku wynosiłaby q_n , wówczas każdy atom byłby obdarzony ładunkiem Aq_n , gdzie A oznacza liczbę atomową.

Ładunek taki sprzyjałby ekspansji Wszechświata. Jak pokazano⁸, aby wyjaśnić obserwowaną rozszerzalność Wszechświata wystarczy przyjąć dla neutronu ładunek rzędu $10^{-18}e$, gdzie e oznacza ładunek elementarny. Z kolei, obrotowy ruch Ziemi powodowałby odpowiedni ruch ładunku. Aby wyjaśnić wielkość ziemskiego pola magnetycznego wystarczyłoby⁹ ładunek $2 \cdot 10^{-19}e$. Czy tak niewielkie ładunki elektryczne są w ogóle mierzalne?



Większość przeprowadzonych dotąd eksperymentów nie dostarczyła wielkości ładunku q_n i pokazywała właściwie tylko dokładności pomiarów, ale i te są imponujące. Jeden z pierwszych i najbardziej bezpośrednich eksperymentów polegających na pomiarze odchylenia wiązki neutronów w polu elektrostatycznym o natężeniu do 2250 V/m i długości 2,5 m przeprowadził późniejszy laureat Nagrody Nobla C.G.Shull (rys. 2.7) ze współpracownikami. Ocenili oni maksymalną wartość ładunku neutronu¹⁰ na $4 \cdot 10^{-18}e$.

Rys. 2.7 Clifford G. Shull

Późniejsze eksperymenty, prowadzone przy najintensywniejszym obecnie reaktorze stacjonarnym w Instytucie Lauego-Langevina w Grenoble, doprowadziły do akceptowanej dziś wartości¹¹

$$q_n = (-0,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-21}e \quad (2.28)$$

Podobną wartość, $2 \cdot 10^{-22}e$, podał J. G. King¹², który badał ładunek elektryczny cząsteczki SF₆. Jak widać, nie mamy wprawdzie żadnego powodu, aby zmieniać nasze przekonanie o zerowym ładunku neutronu, jednak należy przynajmniej docenić kunszt eksperymentatorów, którzy mogliby zmierzyć taki ładunek, gdyby był on większy od tak małej wielkości, jak $10^{-21}e$!

Nie mniej wielkim wyzwaniem dla eksperymentatorów była odpowiedź na pytanie, czy neutron, nawet jeśli nie posiada ładunku elektrycznego, ma jakiś elektryczny moment dipolowy, który mógłby powstać, gdyby dwa kompensujące się ładunki wewnątrz neutronu były nieco rozsunięte. W tym wypadku istnieje wiele teorii, w których ocenia się, że taki moment dipolowy, d_n , istnieje, a jego wartość oceniana jest, w zależności od założeń teorii, na od $10^{-21} e \cdot m$ do $10^{-34} e \cdot m$. Jak widać, największa wartość oznacza, że gdyby wewnątrz neutronu istniały dodatni i ujemny ładunek elementarny, to mogłyby być one rozsunięte na odległość $10^{-21} m$, a więc milion razy mniejszą niż rozmiar typowego jądra. Stwierdzenie istnienia elektrycznego momentu dipolowego oznaczałoby złamanie zasady niezmienniczości względem inwersji czasu (T) oraz złamanie parzystości (P) – stąd też szczególne zainteresowanie jego pomiarem. W pomiarach tych korzysta się z reguły z tzw. *ultrazimnych* neutronów, o prędkościach poniżej ok. 5 m/s. Neutrony te odbijają się niemal od wszystkich materiałów, co można wykorzystać dla przechowania ich w zamkniętym pomieszczeniu („butelce”). W większości eksperymentów mierzy się zmianę częstotliwości rezonansowej

⁸ R.A.Lyttleton, H.Bondi, *Proc.Roy.Soc.* (London) A252 (1959) 313; A257 (1960) 442

⁹ A.C.McReynolds, BNL Reports (1951)

¹⁰ C.G.Shull, K.W.Billman, B.Wedgwood, *Phys.Rev.* 153 (1967) 1415

¹¹ dane dla neutronu podajemy za cytowanym już *Neutron Data Booklet*, ILL (2002)

¹² podany jako informacja prywatna w cytowanej wyżej pracy Shulla i in.

potrzebnej dla przetrzucenia spinu neutronu pomiędzy stanami spinowymi $+1/2$ i $-1/2$, jeśli neutrony te znajdują się – prócz pola magnetycznego – w polu elektrostatycznym o natężeniu E . Włączenie pola E zmienia bowiem częstość Larmora o $d_n E$. Uzyskana w 1999 r. wartość wynosi

$$d_n = (-0,1 \pm 0,36) \cdot 10^{-25} e \text{ cm} \quad (2.29)$$

Jak widać, eksperymentatorzy byliby dziś w stanie stwierdzić rozsuniecie ładunków elementarnych w neutronie na odległość ok. 10^{-25} cm!

Innego rodzaju wyzwaniem była kwestia stwierdzenia, czy masy bezwładnościowa i grawitacyjna neutronu są takie same. Jak pokazano, obie masy są identyczne z dokładnością na poziomie $2 \cdot 10^{-4}$.

2.4 Klasyfikacja (nazewnictwo) neutronów ze względu na ich energie

Przez powolne neutrony rozumiemy neutrony o energiach poniżej ok. 10 eV. Jeśli ich energie znajdują się w zakresie energii odpowiadających cieplnym ruchom cząsteczek materii, a więc ok. 1-100 meV, neutrony nazywamy *termicznymi*. Neutrony o niższych energiach nazywamy *zimnymi*, a gdy ich prędkości spadną poniżej ok. 5 m/s (energie poniżej ok. 10^{-7} eV) nazywamy *ultra-zimnymi*. Neutrony o energiach w przybliżonym zakresie 10^{-4} - 10^{-7} eV nazywa się czasem *bardzo zimnymi*. Powyżej zakresu neutronów termicznych rozciąga się zakres *neutronów gorących* (0,1-10 eV). Oczywiście nie można tu mówić o żadnych ostrych granicach, nazwy są zwyczajowe i używane przez różnych autorów w nieco różny sposób. W zakresie energii 1 – 100 eV mówi się o *neutronach rezonansowych*, jako że w tym zakresie energii neutrony są pochłaniane przez wiele jąder w sposób rezonansowy. Neutrony wytwarzane w reakcjach rozszczepienia mają energie w zakresie 0,5 – 15 MeV, średnio ok. 2 MeV, i należą już do kategorii *neutronów prędkich*. W literaturze używa się często określenia *neutrony epitermiczne* na neutrony o zakresie energii pomiędzy termicznymi, a prędkimi. Neutrony superszybkie, o energiach powyżej 15 MeV można wytwarzać stosując techniki akcelerycyjne i reakcje *strippingu* oraz *kruszenia* (*spalacji*). Również neutrony w promieniowaniu kosmicznym mogą osiągać wielkie energie.