

IV ROK FIZYKI - semestr zimowy Janusz Braziewicz - Zakład Fizyki Atomowej IF AŚ

REAKCJE JĄDROWE



kanał wejściowy kanał wyjściowy

 $^{24}_{12}Mg + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{28}_{14}Si^* \rightarrow ^{24}_{12}Mg^* + ^{4}_{2}He$ $\rightarrow^{25}_{12}Mg + {}^{3}_{2}He$ $\rightarrow^{25}_{13}Al + {}^3_1H$ $\rightarrow^{26}_{13}Al + {}^2_1H$ $\rightarrow^{27}_{13}Al + {}^{1}_{1}H$ $\rightarrow_{14}^{27}Al + n$ \rightarrow

możliwe produkty końcowe

Parametry reakcji (liczba wielkości obserwacyjnych:

- produkty końcowe
- widmo energii cząstek w kanale wyjściowym
- względne natężenia poszczególnych linii
- rozkład kątowy natężeń linii to informacja o mechanizmie reakcji jak i o wartościach transferu momentu pędu
- funkcja wzbudzenia zależność przekroju czynnego dla określonej reakcji od energii pocisków
- stan polaryzacji kierunki spinów obu partnerów reakcji

Przebieg reakcji opisujemy posługując się rozmaitymi modelami.

Typy reakcji



d) e) f) rozpad przed utworzeniem tworzenie jadrą złożonego jądra pierwszy stopień: drugi stopień: złożonego 2 cząstki wzbu-3 cząstki wzbu-(pierwsza dzone, 1 dziura dzone-(jedna emifaza) towana) 2 dziury

Energia reakcji (ciepło reakcji Q) X(a,b)Y



układ laboratoryjny



układ środka masy



Związek między kątem rozpraszania θ (układ laboratoryjny) i θ (układ środka masy

X(a,b)Y

 $M_{x}c^{2}+m_{a}c^{2}+K_{a}=M_{y}c^{2}+m_{b}c^{2}+K_{b}+K_{v}$ $Q = K_v + K_h - K_a$ wielkość niezależna od układu współrzędnych

Q>0-r. egzoenergetyczna Q<0-r. endoenergetyczna

Zasady zachowania:

- liczby nukleonów
- ładunku elektrycznego
- energii
- pędu
- momentu pędu
- parzystości

Nie ulegają zachowaniu: dipolowe momenty magnetyczne i kwadrupolowe momenty elektryczne.





 reakcja endoenergetyczna – tu T_o musi mieć wartość graniczną by T>_0 (bo nie ma fizycznego sensu T<0)
 w granicznym przypadku T=0 Q<0 otrzymamy
 T_{o-progowe}=-Q (w CM) lub
 K_{a-progowe}=-Q(M_X+m_a)/M_X

• reakcja egzoenergetyczna - Q>0 i T jest zawsze większe od T_o więc reakcja może zajść (teoretycznie) nawet gdy $T_o=0$

Widmo energetyczne reakcji X(a,b)Y z wyjątkiem reakcji elastycznego rozpraszania wszystkie inne cząstki opuszczające miejsce reakcji posiadają pewne widmo energii



standardowy układ pomiarowy



rozróżniamy dwa obszary

- poziomy dyskretne
- widmo ciągłe poziomy zachodzą na siebie
 pojedyncze piki to dyskretne poziomy jądra końcowego

Krzywa wzbudzenia reakcji X(a,b)Y to zależność przekroju czynnego w funkcji energii cząstki bombardującej

 możemy tu obserwować krzywą gładką



- lub z ostrymi maksimami rezonansowymi co świadczy o powstaniu jądra złożonego
 - położenie tych rezonansów dostarcza informacji o stanach energetycznych jądra złożonego



Mechanizmy reakcji jądrowych

reakcja X(a,b)Y to

- układ oddziałujących ze sobą wielu ciał
- niepełna znajomość oddziaływań między nimi

konieczność posługiwania się modelami reakcji jądrowych

Reakcje bezpośredniego oddziaływania (reakcje wprost, reakcje direct) czas ich trwania ~10⁻²²s (czas przelotu nukleonu przez jądro)

rozpraszanie elastyczne



reakcja typu (p,n)



rozpraszanie nieelastyczne

wzbudzenia jednocząstkowe





rozpraszanie nieelastyczne

wzbudzenia kolektywne



Reakcje przez jądro złożone (reakcje compound)

czas ich trwania ~10⁻¹⁶s (jeśli r. direct – 1 s to r. compound 12 dni)





Oddziaływanie w kanale wejściowym prowadzi do:

- rozpraszania elastycznego
- absorpcji cząstki w jądrze

 $\sigma_{tot} = \sigma_{elast} + \sigma_{reakcji}$ \downarrow Model optyczny (mętnej kuli)

wyniki pomiarów, które musimy wyjaśnić:

- model musi dać poprawny opis zależności dσ (θ)/dΩ kanału elastycznego
- jeśli cząstki padające posiadają spin, a ich oddziaływanie z jądrem zależy od spinu, to w rozpraszaniu elastycznym wiązka może doznać polaryzacji zależnej od kąta rozproszenia – model musi dać więc poprawny rozkład kątowy polaryzacji
- model opisujący uśrednione oddziaływanie z tarczą nie może dostarczyć szczegółowych informacji o różnych możliwych reakcjach, więc najlepszą wielkością opisującą te procesy będzie całkowity przekrój czynny na reakcję

Przez analogię do optyki wprowadza się zespolony potencjał oddziaływania

$$V(r) = U(r) + iW(r) + V_{c}(r) + V_{sl}(r)$$

= $[U_{o}f(r) + ig(r)W_{o}] + V_{c}(r) + V_{sl}(r)$

V_C – człon kulombowski, gdy padająca cząstka jest naładowana
 V_{sl} – człon opisujący polaryzację
 U_o, W_o – głębokość rzeczywistej i urojonej części potencjału
 f(r) i g(r) - formfaktory podające zależność tego potencjału od odległości oddziaływania

typowe $U_o \sim 40 \text{ MeV i } W_o \sim 3-10 \text{ MeV}$

Potencjał winien mieć w przybliżeniu stałą wartość wewnątrz jądra i dążyć do zera przy powierzchni – otrzymuje się to wprowadzając formfaktor f(r) postaci Saxona-Woodsa

$$f(r) = \frac{1}{1 + e^{(r - R/a)}},$$

$$R = r_o A^{1/3}, \quad a - parametr \quad ostrosci \quad brzegu$$

 część urojona odpowiedzialna jest za procesy absorpcji, które zachodzą raczej na powierzchni jądra

$$g(r) = \left(\alpha f(r) + 4\alpha (1 - \alpha) \frac{df(r)}{dr} \right)$$

człon objętościowy człon powierzchniowy

 α – udział oddziaływania powierzchniowego i objętościowego <_1

Polaryzację opisuje

$$V_{sl}(r) = \left(U_{sl_o} + iW_{sl_o}\right)h(r)l^P \cdot P$$
$$h(r) = -\frac{1}{r}\frac{df(r)}{dr}$$

$$\frac{\text{pełny potencjał ma postać}}{V(r) = V_C(r) - U_o f(r) - iW_o} \left[\alpha f(r) + 4a(1-\alpha) \frac{df(r)}{dr} \right] - \left[U_{sl_o} + iW_{sl_o} \right] \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \frac{\rho}{l} \cdot \frac{\rho}{s}$$

mamy tu do wyznaczenia 7 parametrów

- geometryczne r_0 i a dające zależność potencjału od odległości
- dynamiczne $U_o, W_o, \overline{U_{slo}}, W_{slo}$ i α

Zależności poszczególnych części od odległości



a) (α=1) człon objętościowy
b) (α=0) człon powierzchniowy
c) (0<α<1) człon mieszany

Jak wyznaczamy parametry modelu optycznego?

z dopasowania przewidywań teoretycznych do danych eksperymentalnych



Obserwowany rozkład kątowy elastycznie rozproszonych neutronów i krzywa teoretyczna obliczona za pomocą potencjału optycznego

Model optyczny dobrze opisuje reakcje elastycznego rozpraszania potencjałowego oraz rozpraszania neutronów na jądrach

> jest to model półempiryczny²

reakcje wprost

przejścia ze stanu początkowego do końcowego zachodzą szybko i angażują tylko nieliczne stopnie swobody układu

typowe reakcje wprost

• reakcje strippingu np. (d,p)

• reakcje pick-up np. (3 He, α)

• **reakcje transferu** np. (d,t), (d,³He)

niewielka liczba zderzeń wewnątrzjądrowych powoduje, że w zderzeniu zachowana jest informacja o kierunku ruchu cząstki padającej

Cechy charakterystyczne reakcji wprost

rozkład kątowy

całkowity przekrój czynny

Rozkład kątowy reakcji wprost



przenoszony do jądra moment pędu

$$\left|l\right| = R_A \eta k = \eta \sqrt{l(l+1)}$$

związek między l i 9

$$\cos \vartheta = \left[\left(k_p^2 + k_d^2 \right) - l(l+1) / R_A^2 \right] \left(2k_p k_d \right)^{-1}$$

np. dla reakcji ⁷⁶Se(d,p)⁷⁷Se mogą w grę wchodzić poziomy g_{9/2} (l=4) i p_{1/2} (l=1) l=1 2 3 4 5 więc $\vartheta = 19^{\circ}$ 34° 49° 64° 81°

prawo równowagi szczegółowej

• w reakcjach jądrowych zazwyczaj $H_w \ll H_o$

 prawdopodobieństwo przejścia W ze stanu początkowego do końcowego

$$W = \frac{2\pi}{\eta} |H_{fi}|^2 \frac{dn}{dE_o} \qquad (s^{-1})^2 = \frac{dn}{dE_o} = \frac{1}{2} \int_{0}^{\infty} \frac{dn}{dE_$$

element macierzowy

złota reguła rachunku zaburzeń

liczba osiągalnych stanów końcowych na przedział energii

$$H_{fi} = \langle \Psi_f | H_w | \Psi_i \rangle = \int \Psi_f^* H_w \Psi_i d\tau$$

 $\frac{dn}{dE_o} = \frac{1}{dE_o} \frac{4\pi\tau p^2 dp}{\left(2\pi\eta\right)^3}$ (MeV^{-1})

dla reakcji A(a,b)B w układzie CM **p**_b=-**p**_B

odnosząc rozważania dla całego stojącego do dyspozycji przedziału energii

 $\frac{dn}{dt} = \frac{1}{4\pi \tau p_b^2 dp_b}$ $\overline{dE_o}^{-} \overline{dE_b + dE_B}^{-} \overline{(2\pi\eta)^3}$

po rozbiegnięciu się produktów reakcji na dostateczną odległoś (siły jądrowe i kulombowskie zaniedbywalnie małe) gęstość stanów jest taka jak dla cząstki swobodnej znajdującej się w objętości τ i mającej pęd p

$$dE_o = dE_b + dE_B$$

lecz ponieważ

 $dE = \frac{p}{-}dp$

$$dE_{b} + dE_{B} = \frac{p_{b}}{m_{b}} dp_{b} + \frac{p_{B}}{m_{B}} dp_{B} = \left(\frac{1}{m_{b}} + \frac{1}{m_{B}}\right) p_{b} dp_{b} = \frac{1}{m_{f}} p_{b} dp_{b}$$
$$\frac{dn}{dE_{o}} = \frac{4\pi\tau}{(2\pi\eta)^{3}} m_{f} p_{b} = \frac{4\pi\tau}{(2\pi)^{3} \eta^{2}} m_{f} k_{f}$$

dla cząstek b i B ze spinem

$$\frac{dn}{dE_o} = \frac{4\pi\tau}{(2\pi)^3 \eta^2} (2I_b + 1)(2I_B + 1)m_f k_f$$

$$W = \frac{2\pi}{\eta} |H_{fi}|^2 \frac{dn}{dE_o} (s^{-1})$$

$$\frac{dn}{dE_o} = \frac{4\pi\tau}{(2\pi)^3 \eta^2} (2I_b + 1)(2I_B + 1)m_f k_f$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{g} = \frac{liczba \ czastek \ rozproszonych \ w \ kat \ brylowy \ d\Omega \ na \ jednostke \ czastek \ gestosc \ strumienia \ czastek \ padajacych$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{g} = \frac{W_{\theta}}{j} = \frac{W}{4\pi j} \quad (cm^{2}) \quad \frac{W_{\theta} = (1/4\pi)W}{j = v_{i}P, \quad P = |\Psi|^{2}}$$
dla jednej cząstki
$$P = 1/\tau, \quad j = v_{i}/\tau$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\vartheta} = \frac{W\tau}{4\pi v_i} = \frac{W\tau m_i}{4\pi \eta k_i}$$

$$v_i = \left(\begin{array}{c} p_i \\ m_i \end{array} \right) = \frac{\eta k_i}{m_i},$$

m_i – masa zredukowana

k_i-liczba falowa w stanie poczatkowym

 $\frac{(2I_b+1)(2I_B+1)}{(2\pi)^2\eta^4} |H_{fi}|^2 m_i m_f \frac{k_f}{k_i}$

tu zależność od kąta

dla reakcji odwrotnej możemy zrobić założenie, że

$$\left|H_{fi}\right|^2 = \left|H_{if}\right|^2$$

$$\frac{\sigma_{i \to f}}{\sigma_{f \to i}} = \frac{(2I_b + 1)(2I_B + 1)k_f^2}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)k_i^2}$$

oznaczmy

prawo równowagi szczegółowej

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\mathcal{G}} = \frac{\left(2I_b + 1\right)\left(2I_B + 1\right)}{\left(2\pi\right)^2\eta^4} \left|H_{fi}\right|^2 m_i m_f \frac{k_f}{k_i}$$

dla wąskiego zakresu energii H_{fi} może być uważane za wielkość stałą

$$\sigma = const \frac{k_f}{k_i} = const \frac{v_b}{v_a}$$

a) rozpraszanie elastyczne cząstek nie naładowanych $v_a=v_b$ i $\sigma=const$

 b) reakcja egzotermiczna indukowana przez neutrony
 Q~1MeV np. (n,γ)
 V_b~const(~1eV) i σ~1/v

dla cząstek naładowanych występuje dodatkowo

(n,n)

 $\sim 1/v_{a}$

(n,γ

$$\left|H_{fi}\right|^2 \sim e^{-(G_a + G_b)}$$

np. (n,p) $G_a=0$, $G_b\sim const$ i $\sigma\sim 1/V_a$

 c) reakcja egzotermiczna indukowana przez cząstki naładowane



$$v_{b} \sim const$$
 i $\sigma \sim 1/v_{a} exp(-G_{a})$

d) nieelastyczne rozproszenie neutronów (n,n') zwykle to proces endotermiczny



 $v_a \sim const \quad E_b \sim E_a - E_s, v_b \sim p_b \sim (2m_b(E_a - E_s)^{1/2})^{1/2}$ i $\sigma \sim (E_a - E_s)^{1/2}$ e) reakcja endotermiczna, której produktem jest cząstka naładowana



$$\sigma \sim (E_a - E_s)^{1/2} \exp(-G_b)$$

Rezonanse



... w całkowitym przekroju czynnym przy ostrzale jąder ²³⁸U neutronami o energii 100 - 200 eV. ... w różniczkowym przekroju czynnym na elastyczne rozpraszanie protonów przez jądra ¹²C.

Obraz powstawania rezonansów

rezonanse – gdy cząstka ma E>0



 1 - stan podstawowy ---ostro określona energia i nieskończenie długi czas życia

2 - stan wzbudzony ---ma określony czas życia i naturalną szerokość wynikającą z zasady nieoznaczoności energii i czasu

reakcje przez jądro złożone przebieg zmian przekroju czynnego

$$N(E)dE = const \cdot Ee^{-E/T}dE$$

$$\ln \frac{N(E)}{E} = const - \frac{E}{T}$$

widmo energii cząstek emitowanych ze wzbudzonych jąder złożonych może dać informację o 'temperaturze' jądra

reakcje przez jądro złożone model reakcji rok 1936 N. Bohr i C. F. Weizsäcker

czas trwania procesu

a +

 $\sim 10^{-16}$ s

$$-\frac{A}{Z}X \rightarrow C^{*}$$

$$C^{*} \rightarrow C^{*} + \gamma$$

$$C^{*} \rightarrow b_{1} + B_{1}$$

$$b_{2} + B_{2}$$

$$b_{3} + B_{3}$$
II stadium
$$41$$

reakcje przez jądro złożone jądro 'nie pamięta jak powstało'

 $a + {}^{A}_{Z}X \to C^{*}$ $C^{*} \to C^{*} + \gamma$ $C^{*} \to b_{1} + B_{1}$ $b_{2} + B_{2}$ $b_{3} + B_{3}$

$$\sigma[X(a,b)B] = \sigma_a \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$$

względne pr-ństwo realizacji stanu końcowego b_i+B_i w stosunku do wszystkich możliwych stanów końcowych b+B



 σ_a - przekrój czynny na powstanie jądra złożonego



Reakcje jądrowe z udziałem ciężkich jonów

tu możliwy opis klasyczny

bo długości fal partnerów zderzenia zwykle są mniejsze od ich rozmiarów i mamy do czynienia z bardzo dużymi wartościami momentów pędu

- przy wszystkich parametrach zderzenia mniejszych od b_g będziemy mieli do czynienia z reakcjami
- parametrowi zderzenia \boldsymbol{b}_g odpowiada kąt rozproszenia $\boldsymbol{\theta}_g$ i moment pędu \boldsymbol{l}_g

Reakcje jądrowe z udziałem ciężkich jonów tu możliwy opis klasyczny

 $\sigma = \pi b^2$

ponieważ pocisk o pędzie p wnosi orbitalny moment pędu *l ħ=pb to*

 $\sigma = \pi (l \hbar/p)^2 = \pi \lambda^2 l^2$

przekrój czynny odpowiadający przekazowi pędu z przedziału l,l+dl wyniesie

 $\sigma_l = d\sigma/dl = 2\pi\lambda^2 l$







Schemat reakcji między jonami ciężkimi.



Przebieg zderzeń silnie nieelastycznych.