Доклады Академии наук СССР
1955. Том 101, № 2

ФИЗИКА

П. Э. НЕМИРОВСКИЙ

РАСЧЕТ НЕЙТРОННОЙ ШИРИНЫ ПО МОДЕЛИ ПОЛУПРОЗРАЧНОГО ЯДРА

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 1 XII 1954)

Модель полупрозрачного ядра была предложена ([1]) для объяснения зависимости полных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами от энергии и атомного веса при энергиях 0,1—3 Мэв ([2]). Как будет показано, усредненная по многим уровням нейтронная ширина согласно упомянутой модели должна изменяться немонотонным образом с изменением атомного веса.

Для описания взаимодействия нейтронов с ядром вводится комплексный потенциал $V_0(1+i\zeta)$. Вещественная часть этого потенциала описывает некоторое суммарное действие ядерной материи на налетающий нейтрон. Мнимая часть соответствует поглощению нейтронов ядром. Под поглощением понимается процесс, при котором образуется промежуточное ядро. Дальнейшая судьба промежуточного ядра для нас несущественна. Если процесс распада ядра приводит к вылету нейтрона, не потерявшего энергии, т. е. к упругому рассеянию, то вылетевший нейтрон может интерферировать с падающим нейтроном. Поэтому для расчета полного сечения взаимодействия нейтронов с ядром нельзя, строго говоря, использовать указанную модель, коль скоро процесс распада промежуточного ядра может быть упругим. Однако рассмотрение процесса образования промежуточного ядра может быть проведено без учета характера его распада.

Если энергия нейтрона мала, т. е. длина волны нейтрона велика сравнительно с размерами ядра, то можно использовать модель ядра с резкой границей. Тогда уравнение Шредингера внутри ядра имеет вид

$$\Delta\psi + [k^2 + k_0^2(1+i\zeta)]\,\psi = 0, \tag{1}$$

где k — волновое число нейтрона вне ядра; $k_0 = \sqrt{2mV_0}/\hbar$; V_0 — вещественная часть потенциала. Вне ядра, т. е. при $\eta \geqslant R$, имеет место уравнение для свободной частицы.

Если на ядро падает плоская волна, то ее следует разложить по сферическим волнам. В интересующем нас случае $kR \ll 1$, а потому ядро будет рассеивать лишь волну с моментом $l = 0$ (S-рассеяние).

Решение вне ядра имеет вид:

$$r\psi = e^{-ikr} + \eta e^{ikr}; \tag{2}$$

внутри ядра:

$$r\psi = \sin \varkappa r, \tag{3}$$

где $\varkappa$ — комплексный волновой вектор нейтрона внутри ядра.

Подставляя решения (2) и (3) в граничное условие при $r = R$, определяем амплитуду расходящейся волны η.

Сечение поглощения выражается через η по известной формуле:

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2}(1 - |\eta|^2). \tag{4}$$

Подставляя величину η и учитывая, что $\varkappa = kR \ll 1$, получим:

$$\sigma = \frac{2\pi R^2}{\varkappa} \frac{X\mathrm{sh}2\xi - \xi \sin 2X}{(X^2+\xi^2)(\cos^2 X + \mathrm{sh}^2\xi)}, \tag{5}$$

где $X = K_0 R$, $\xi = K_0 \zeta R/2$. С другой стороны, сечение образования промежуточного ядра, усредненное по многим резонансным уровням (область неразрешенных уровней), равно:

$$\sigma = \frac{2\pi^2}{k^2} \frac{\Gamma_n}{D}, \tag{6}$$

где Γ_n — нейтронная ширина и D — расстояние между уровнями. Приравнивая (5) и (6), получаем:

$$\Gamma_n = \frac{1}{\pi} \frac{k}{K_0} D \frac{\mathrm{sh}\,2\xi - \xi \sin^2 X/X}{\cos^2 X + \mathrm{sh}^2\xi}. \tag{7}$$

Если поглощение невелико, то формула (7) приобретает весьма простой вид:

$$\Gamma_n = \frac{2}{\pi} \frac{k}{K_0} D \frac{\xi(1 - \sin^2 X/2X)}{\cos^2 X + \xi^2}, \tag{8}$$

в отличие от обычного выражения для нейтронной ширины, получаемого из модели «черного» ядра, которое имеет вид:

$$\Gamma_n = \frac{2}{\pi} \frac{k}{K_0} D \cong 1{,}4 \cdot 10^{-4} D \sqrt{E\,\text{эв}}.$$

Таким образом, для слабо поглощающего ядра отношение Γ_n / D является функцией атомного веса. Принимая $\zeta = 0{,}05$, $V_0 = 20$ Мэв и $R = 1{,}45 \cdot 10^{-13}\ \text{А}^{1/3}$, получаем значения Γ_n / D при $E = h^2k^2/2m = 1$ эв, сведенные в табл. 1.

Таблица 1

A	81	115	160	216	274
Γ_n/D	$2{,}1 \cdot 10^{-5}$	$4{,}7 \cdot 10^{-5}$	$7{,}1 \cdot 10^{-4}$	$5{,}1 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$

Таким образом, по модели полупрозрачного ядра Γ_n / D в указанных предположениях должно иметь максимум при $A = 160$, в 20 — 30 раз превосходящий минимальное значение, достигаемое при $A = 81$ и 274. Величины Γ_n и D должны определяться путем усреднения по многим уровням. Не следует предполагать, что положение максимума определит вещественную часть ядерного потенциала. С одной стороны, отсутствует достоверное значение радиуса ядра, с другой стороны, модель ядра с размытой границей приводит к иным значениям вещественной части ядерного потенциала для данного положения максимума, нежели модель с резкой границей (даже если радиусы ядра, определенные из сечений при больших энергиях, в обоих случаях совпадают). Опытное исследование соотношения максимума и минимума формулы (8) весьма важно, так как позволяет определить мнимую часть потенциала.

Поступило
18 VI 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] H. Feshbach, Ch. E. Porter, V. F. Weisskopf, Phys. Rev., **90**, № 1, 166 (1953). [2] D. W. Miller, R. K. Adair, C. K. Bockelman, S. E. Darden, ibid., **88**, № 1, 83 (1952).