

СЗВ.1
Ф-422

26/VI-64.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

P-1671

Дубна



Ю.И. Фенин, Ф.Л. Шапиро

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

О СВЯЗИ МЕЖДУ ДЛИНОЙ РАССЕЯНИЯ
И СЕЧЕНИЕМ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОН

1964

Отсыл. : *Изв. АН СССР*, 1964, т. 47, в. 2/8
с. 777-7 - 778.

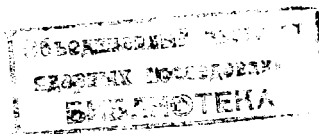
Ю.И. Фенин, Ф.Л. Шапиро

P-1871

2506/3 48

О СВЯЗИ МЕЖДУ ДЛИНОЙ РАССЕЯНИЯ
И СЕЧЕНИЕМ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

Направлено в ЖЭТФ



Дубна 1984

Для нейтронов небольшой энергии, когда основной вклад во взаимодействие с ядром вносит парциальная волна с нулевым орбитальным моментом, существует следующая простая связь между сечениями упругого рассеяния и радиационного захвата нейтрона в области между резонансами:

$$\sigma_{\gamma j}(E) = -g_j \lambda \Gamma_{\gamma} da_j(E)/dE. \quad (1)$$

Здесь $\sigma_{\gamma j}$ - полное сечение радиационного захвата нейтронов по каналу со спином j ; $g_j = (2j+1)/2(2i+1)$ - статистический вес канала j , i - спин ядра - мишени,

λ - длина волны нейтрона;

Γ_{γ} - радиационная ширина;

a_j - амплитуда рассеяния для канала j . Для четно-четных ядер $a_j = a = (\sigma_s/4\pi)^{1/2}$, где σ_s - сечение рассеяния.

Формула (1) справедлива с точностью $[\Gamma/(E-E_0)]^2:1$ и $(kR)^2:1$ ($|E-E_0|$ - расстояние от ближайшего резонанса, Γ - резонансная ширина при энергии E , $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число нейтрона, R - радиус ядра) и получена при следующих предположениях. 1) В полном сечении радиационного захвата не проявляется интерференция между резонансами. Отсутствие интерференции можно рассматривать как экспериментальный факт; причиной гашения интерференции является очень большое число каналов радиационного захвата при поглощении нейтрона средними и тяжелыми ядрами. 2) Полные радиационные ширины резонансов с данными спином и четностью одинаковы. Экспериментальные данные^{1/} указывают на постоянство радиационных ширин в пределах ошибок опыта ($\pm 10-15\%$). При непостоянстве радиационных ширин Γ_{γ} в (1) будет некоторой средней величиной, слегка зависящей от энергии нейтрона.

Для получения (1) воспользуемся выражением для элемента S -матрицы, следующим из R -матричной теории Вигнера - Айзенбуда^{2/}:

$$S_{st} = e^{-2i\phi_{st}} \left\{ \delta_{st} + i \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda s}^{1/2} \Gamma_{\lambda t}^{1/2}}{\lambda(E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda}/2)} - \frac{1}{2} \sum_{\lambda \mu \neq \lambda} \frac{\Gamma_{\lambda s}^{1/2} \Gamma_{\mu t}^{1/2} \Gamma_{\lambda \mu}}{\lambda \mu \sigma^2 \lambda_{\lambda} (E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda \lambda}/2)(E_{\mu} - E - i\Gamma_{\mu \mu}/2)} + \dots \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\Gamma_{\lambda s}$ - нейтронная ширина, $\Gamma_{\lambda t} (t \neq s)$ - парциальная радиационная ширина, $\Gamma_{\lambda t} = \sum_s \Gamma_{\lambda s}^{1/2} \Gamma_{\mu s}^{1/2}$, $\phi_{st} = kR$ для канала упругого рассеяния ($t=s$) и не играет роли в дальнейшем рассмотрении для радиационных каналов ($t \neq s$).

В силу предположения об отсутствии интерференции между резонансами в радиационном захвате $\sum_{s(t \neq s)} \Gamma_{\lambda s}^{1/2} \Gamma_{\mu s}^{1/2} = \Gamma_{\gamma} \delta_{\lambda \mu}$, т.е.

$$\Gamma_{\lambda \mu} = \Gamma_{\gamma} \delta_{\lambda \mu} + \Gamma_{\lambda s}^{1/2} \Gamma_{\mu s}^{1/2}. \quad (3)$$

Учитывая (3) и разлагая (2) в ряд по kR и $\Gamma_{\lambda} / (E_{\lambda} - E)$, имеем:

$$k^2 \sigma_{\gamma} / \pi = \sum_{t(t \neq s)} |S_{st}|^2 = \sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda s} \Gamma_{\gamma} / (E_{\lambda} - E)^2 + O[(\Gamma / (E - E_0))^4], \quad (4)$$

$$|a| = |1 - S_{ss}| / \mathcal{X} = |R - \sum_{\lambda} \Gamma_{\lambda s} / \mathcal{X}(E_{\lambda} - E)| \cdot |1 + O[(kR + \Gamma / |E - E_0|)^2]|. \quad (5)$$

Дифференцируя (5) ($\Gamma_{\lambda s} / k = \text{const}$) и сравнивая с (4), получаем (1) и приведенные выше оценки точности этого выражения. Последние остаются без изменения и при учете вклада p -нейтронов в рассеяние и захват.

При $E < 10$ кэВ и $|E - E_0| < 10\Gamma$ соотношение (1) имеет точность лучше 1%, если интерференция резонансов в радиационном захвате полностью отсутствует. Интерференционные члены могут вносить в (4) относительный вклад порядка $1/\sqrt{N}$, где N - число каналов радиационного захвата. При $N = 100$ погрешность (1) может составлять поэтому величину порядка 10%.

Соотношение (1) может использоваться для определения радиационной ширины и сечения захвата из измерений полных сечений четно-четных ядер. В некоторых случаях применение (1) может дать полезную информацию и для нечетных ядер. Так, оно было применено для получения радиационных ширин Cl^{35} и Sc^{45} .

Л и т е р а т у р а

1. Proc. Intern. Conference on Nuclear Structure. Kingston, Canada, 1960.

Перевод: Д.А. Харвей. Резонансы на медленных нейтронах, стр. 231. В сб. "Строение ядра". Госатомиздат, 1962. См. также работы по исследованию Вг, Rh, Pr : Л.Б. Пикельнер и др. ЖЭТФ, 45, вып. 5 / 11 /, 1294, 1963; ЖЭТФ, 45, вып. 6 / 12 /, 1743, 1963.

2. A.M.Lane, R.G.Thomas. Rev. Mod. Phys., 30, № 2, 257, 1958.

Перевод: А. Лейн и Р. Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях. Гл. IX, § 1; гл. X, §§ 1,2; гл. X, § 2. ИЛ., 1960. См. также А.С. Давыдов. Теория атомного ядра, § 58. Физматгиз, 1958.