ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

P4 - 3070

В.К. Лукьянов, И.Ж. Петков

О РЕАКЦИЯХ ДЕЙТРОННОГО СРЫВА НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1966

Р4 - 3070

В.К. Лукьянов, И.Ж. Петков

О РЕАКЦИЯХ ДЕЙТРОННОГО СРЫВА НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1. В последние годы прямые ядерные реакции (прямое неупругое рассеяние и реакции срыва и подхвата) стали интенсивно применяться для изучения свойств деформированных ядер (см., например,[1]). При этом обработка экспериментальных данных с целью извлечения из них спектроскопической информации проводится обычно по известному методу искаженных волн (МИВ), который хорошо разработан в применении к круглым ядрам. В этом последнем случае дифференциальное сечение реакций дейтронного срыва $A(d,p)B$ пропорционально так называемому спектроскопическому фактору и имеет вид (см., например,[2])

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{2I_B+1}{2I_A+1} \sum_{j\ell} S_{j\ell}\, \Phi_\ell(\theta) ,$$

где j и ℓ -квантовые числа нейтрона в конечном ядре B, а $\Phi_\ell(\theta)$ - кинематический фактор, который рассчитывается в рамках обычного МИВ с использованием оптических потенциалов входного и выходного каналов. Таким образом, из экспериментально измеряемых сечений по формуле (1) определяют $S_{j\ell}$ -фактор. Сам по себе он несет ценную информацию о структуре ядер A и B, поскольку в рамках МИВ он определяется функциями связанных состояний $\Phi_{I_A M_A}$ и $\Phi_{I_B M_B}$ начального и конечного ядер соответственно, а также одночастичной волновой функцией захватываемого нейтрона в конечном ядре и имеет вид:

$$S_{j\ell} = \Big| \sum_{\mu M} (I_A j M_A \mu | I_B M_B) < \Phi_{I_B M_B} \; | F_{\ell j \mu} \; \Phi_{I_A M_A} > \Big|^2 . \qquad (2)$$

Однако использование выражения (1) для дифференциального сечения реакций дейтронного срыва на деформированных ядрах не является правомерным. В самом деле, например, в рамках этого подхода оказывается, что переданный ядру момент должен совпадать с моментом нейтрона на нильссоновской орбите j. Однако первый должен сохраняться и определяться из правил отбора $|I_B - I_A| \le J \le I_B + I_A$, а второй, как известно, не является сохраняющимся квантовым числом. Это несоответствие возникает оттого, что при выводе выражения (1) не учитывается влияния деформации ядра на относительное движение частиц во входном и выходном каналах (фактор $\Phi_\ell(\theta)$), в то время как сам \ S -фактор вычисляется в этом случае по формуле (2) с использованием волновых функций деформированного ядра.

2. Для устранения отмеченного несоответствия необходимо учесть в относительном движении частиц входного и выходного каналов тот факт, что рассеяние происходит в поле деформированного ядра и соответствующие волновые функции относительного движения (искаженные волны) имеют вид:

$$\Psi^{(+)}_{\vec{k}_i}(\vec{r}, \theta_i) = \sum_{\bar{\ell}\bar{\ell}'\bar{m}} \bar{R}^{\bar{m}}_{\bar{\ell}\bar{\ell}'}(r)\, Y_{\bar{\ell}\bar{m}}(\omega)\, D^{\bar{\ell}'}_{o\bar{m}}(\theta_i) \; , \; (\vec{k}_i \,||\, oz) \; , \qquad (3)$$

$$\Psi^{(-)*}_{\vec{k}_f}(\vec{r}, \theta_i) = \sum_{\ell\ell' m m'} R^{m}_{\ell\ell'}(r)\, Y_{\ell m}(\omega)\, D^{\ell'}_{m'm}(\theta_i)\, Y^{*}_{\ell' m'}(\hat{k}_f) \; , \qquad (4)$$

где

$$\bar{R}^{\bar{m}}_{\bar{\ell}\bar{\ell}'}(r) = [\pi(2\bar{\ell}'+1)]^{1/2}\, i^{\bar{\ell}'}\, e^{i\sigma_{\bar{\ell}'}} \frac{\phi^{m}_{\bar{\ell}\bar{\ell}'}(r)}{k_i r} \; , \qquad (3')$$

$$R^{m}_{\ell\ell'}(r) = 2\pi(-i)^{\ell'} e^{i\sigma_{\ell'}} \frac{\phi^{m}_{\ell\ell'}(r)}{k_f r} \; , \qquad (4')$$

а функции $\phi^{m}_{\ell\ell'}(\vec{r})$ удовлетворяют уравнениям "связанных каналов", приведенных, например, в работе [3]. Здесь используются следующие обозначения:

ω – угловые координаты вектора $\vec{r}$ в собственной системе координат ядра:

k – угловые координаты волнового вектора $\vec{k}$ в лабораторной системе координат;

m – сохраняющаяся проекция орбитальных моментов ℓ и ℓ' на ось симметрии ядра.

Волновые функции внутреннего движения ядер A и B выберем в наиболее простом виде:

$$\Phi_{I_A M_A}(\theta_i) = \left[\frac{2I_A + 1}{16\pi^2 (1 + \delta_{oK_A})} \right]^{1/2} D^{I_A}_{M_A K_A}(\theta_i) \; , \qquad (5)$$

$$\Phi_{I_B M_B}(\theta_i, \vec{r}) = \left(\frac{2I_B + 1}{16\pi^2} \right)^{1/2} \Phi_\Omega(\vec{r})\, D^{I_B}_{M_B K_B}(\theta_i) \; , \qquad (6)$$

где нильссоновскую функцию нейтрона в ядре можно представить в виде [4]:

$$\Phi_\Omega(\vec{r}) = \sum_{L\Lambda} a_{L\Lambda} R_L(r)\, Y_{L\Lambda}(\omega) \sum_\sigma \overset{*}{D}{}^{S_n}_{\sigma\Sigma}(\theta_i)\, \chi_{S_n \sigma} \qquad (7)$$

(спиновая функция нейтрона переведена в лабораторную систему координат).

Дифференциальное сечение реакции $A(d,p)B$ в приближении нулевого радиуса (n , p) – взаимодействия без учета спин-орбитального взаимодействия в относительном движении частиц имеет вид [2] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C^2 \left[(2I_A+1)(2\bar{S}+1) \right]^{-1} \sum_{M_A M_B} \sum_{\sigma \bar{\sigma}} | T_{if} |^2 , \tag{8}$$

$$C = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} D_0^2 , \quad D_0^2 = 2{,}38 \cdot 10^3 \frac{\epsilon_{bo}^{1/2}}{\mu_{bc}^{3/2}} \ MeV^2 f^3 \tag{8'}$$

(обозначения см. в [2]),

а

$$T_{if} = \langle \Psi^{(-)}_{\vec{k}_f}(\vec{r}, \theta_i) \chi_{s\sigma} \Phi_{I_B M_B} | \Phi_{I_A M_A} \chi_{\bar{s}\bar{\sigma}} \Psi^{(+)}_{\vec{k}_i}(\vec{r}, \theta_i) \rangle . \tag{9}$$

Подставляя в (9) функции (3)–(7), а затем результат – в (8) и проведя соответствующие выкладки, можно получить:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C^2 [16\pi(2s_n+1)(1+\sigma_{oK_A})]^{-1} \sum_{J\ell''} (2\ell''+1)^{-1} (I_A J K_A \Omega | I_B K_B)^2$$

$$\sum_{m'} \Big| \sum_{L\Lambda} a_{L\Lambda} (\ell'' s_n \Lambda \Sigma | J\Omega) \sum_{\substack{\ell\ell'\bar{\ell}\bar{\ell}' \\ m\ \bar{m}}} I(\ell\ell') \left(\frac{(2\ell+1)(2\bar{\ell}+1)}{2L+1} \right)^{1/2} (\ell\bar{\ell}00 | L0) \tag{10}$$

$$(\ell\bar{\ell} m\bar{m} | L\Lambda)(\ell'\bar{\ell}' m\bar{m} | \ell''\Lambda)(\ell\ell' m' 0 | \ell'' m') Y^*_{\ell' m'}(\theta, \phi) \Big|^2 .$$

Здесь

$$I(\ell\ell') \equiv \int R^{\bar{m}}_{\bar{\ell}\bar{\ell}'} R_L R^m_{\ell\ell'} r^2 dr - \tag{11}$$

интеграл перекрытия радиальных функций.

3. Итак, получено выражение для дифференциального сечения реакции (d,p) срыва на деформированном ядре, описываемом с помощью функций (5) и (6). Аналогичные выражения можно получить в рамках других коллективных моделей ядра, где функции связанных состояний будут отличаться от выбранных нами функций (5) и (6).

Анализируя полученный результат (10), можно заключить:

а) Правило отбора для переданного ядру момента J имеет вид

$$|I_B - I_A| \leq J \leq I_B + I_A \tag{12}$$

и, вообще говоря, не совпадает с несохраняющимся моментом нейтрона на нильссоновской орбите.

Для сохраняющихся квантовых чисел проекций моментов имеется другое правило отбора:

$$K_B - K_A = \Omega . \tag{13}$$

б) Оценка порядка поправок в сечении (10) из-за учета деформации ядра довольно сложна, так как требует отыскания решения системы связанных дифференциальных уравнений для радиальных функций (3) и (4) (см. [3]). Грубая же оценка в батлеровском приближении [5,6] для разрешенных переходов в относительных S -факторах может давать поправку к ним порядка 20%. Нам кажется, что в некоторых переходах эффект учета деформации в относительном движении может оказаться по порядку величины основным.

в) Из (10) видно, что желаемой факторизации в сечении из структурной и кинематической части, как это было в случае круглых ядер (формула (1)), не возникает. Это означает, что обработка экспериментальных данных по реакциям срыва на деформированных ядрах, вообще говоря, усложняется.

В частном случае, когда функции (3) и (4) относительного движения описывают рассеяние в центральном поле, выражение (10) переходит в известное выражение (1). Для этого необходимо учесть, что

$$\ell' = \ell \quad , \quad \bar{\ell}' = \bar{\ell} \quad , \quad R^{m}_{\ell\ell'}(r) = R_{\ell}(r) \quad , \ldots$$

$$\sum_{m\bar{m}} (\ell\bar{\ell} m\bar{m} \,|\, L\Lambda)(\ell\bar{\ell} m\bar{m} \,|\, \ell''\Lambda) = \delta_{L\ell''} .$$

Тогда из (10) в нашем случае получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2I_B+1}{2I_A+1} \sum_{JL} S_{JL}\, \Phi_L(\theta) \quad ,$$

где возникает S -фактор d,p -срыва на деформированном ядре /7/

$$S_{JL} = \frac{2I_A+1}{2I_B+1}\,(1+\delta_{oK_A})^{-1}\left[(I_A J K_A \Omega \,|\, I_B K_B)\, C^{\Omega}_{JL}\right]^2 ,$$

$$C^{\Omega}_{JL} = \sum_{\Lambda} a_{L\Lambda}(L s_n \Lambda \Sigma \,|\, J\Omega) \quad ,$$

а для $\Phi_L(\theta)$ получается уже известное выражение /2/.

Литература

1. D.C.Burke et al.,Mat., Fys., Medd. Dan. Vid. Selsk. 35, 2 (1966).
2. К.А. Гриднев и др. Препринт ОИЯИ, 2458, Дубна, 1965.

3. С.И. Дроздов. ЯФ, 1, 407 (1965).
4. С. Нильссон. Деформация атомных ядер.(перевод). Москва, 1956.
5. J. Sawicki, G.R.Satchler. Nucl. Phys., 7, 289 (1958).
6. В.К. Лукьянов, А.Г. Фокин. Изв. АН СССР, сер.физ., 28, 56 (1964).
7. G.R.Satchler. Ann. Phys., 3 ,275 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 декабря 1966 г.