ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

В.К.Лукьянов, А.Г.Фокин

Р - 1214

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В РЕАКЦИЯХ СРЫВА НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Дубна 1963 г.

В.К.Лукьянов, А.Г.Фокин

Р - 1214

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В РЕАКЦИЯХ СРЫВА НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в Изв. АН СССР

Дубна 1963 г.

В.К.Лукьянов, А.Г.Фокин

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В РЕАКЦИЯХ СРЫВА НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Аннотация

При расчете спектроскопических множителей в реакциях срыва на деформированных ядрах необходимо учитывать так называемую "геометрическую" поправку, возникающую из-за того, что интегрирование в баттлеровском интеграле надо производить от радиуса R – как функции параметров деформации ядра. Дается сравнение с экспериментом для реакции $Mg^{24}(dt)\,Mg^{25}$ Показано, что такая поправка к относительным приведенным ширинам может достигать здесь ≈ 20%.

V.K.Lukjanov, A.G.Fokin

GEOMETRIC EFFECT IN STRIPPING REACTIONS ON DEFORMED NUCLEI

Abstract

In calculating the spectroscopic factors in the stripping reactions on deformed nuclei it is necessary to take into account the so-called 'geometric' correction due to the necessity of performing the integration in Butler's integral from the R radius as a function of the parameters of the deformation in a nucleus. A comparison with experiment is given for $Mg^{24}(dt)\,Mg^{25}$ reaction. It is shown that such a correction to the relative reduced widths may amount to about 20%.

1. В реакциях срыва на деформированных ядрах могут возбуждаться как одночастичные, так и вращательные состояния ядер. Было показано /1,2/, что учет вращения ядра / аксиального и неаксиального/ приводит, во-первых, к дополнительному правилу отбора - это может изменить угловое распределение продуктов реакции - и, во-вторых, к изменению полной ширины уровня из-за дополнительного перекрытия вращательных волновых функций начального и конечного ядер. Таким образом полная приведенная ширина $\theta^2_{j\ell} = \gamma^2_{j\ell}\ S_{j\ell}(I)$, где $\gamma^2_{j\ell}$ -одночастичная ширина, а $S_{j\ell}(I)$ -спектроскопический фактор, возникающий из-за указанного перекрытия. Однако, как будет показано ниже, существует еще так называемый "геометрический фактор".

Дело в том, что обычно для нахождения приведенных ширин из эксперимента используется баттлеровский вариант теории / падающая и уходящая волны - плоские, а интегрирование ведется от сферы радиуса R_0 /. Тогда приведенная ширина

$$\theta^2_{j\ell}(I) \approx \frac{d\sigma_{\text{экспер.}}}{|F_{\ell\,\text{баттл.}}|^2}, \qquad /1/$$

где

$$F_{\ell\,\text{баттл.}} = \int_{R_0}^{\infty} dr\, r^2 H^{(1)}_{\ell}(k_n r)\; j_{\ell}(kr). \qquad /2/$$

В случае деформированного ядра такая процедура неверна, так как граничные условия надо накладывать на поверхности R, зависящей от формы ядра[x/]. Впервые на это было указано в работе /3/, где рассматривалось влияние формы аксиального ядра на угловое распределение и величину сечения реакции срыва. Мы рассчитаем "геометрическую поправку" к приведенным ширинам в реакциях срыва на аксиальных и неаксиальных ядрах.

2. В приближении плоских волн амплитуду реакции срыва с захватом нейтрона можно написать в виде

$$J(\theta) = J_1 \cdot J_2, \qquad /3/$$

где

$$J_1 = \int_0^{\infty} d\vec{\rho}\; e^{-i\vec{\nu}\vec{\rho}}\; V_{11}(\rho)\, \Phi_{11}(\rho), \qquad /4/$$

$$J_2 = \int_R^{\infty} d\vec{r}\, d\xi\; e^{i\vec{K}\vec{r}}\; \Psi^*_f(\xi\,\vec{r}\,')\, \Psi_i(\xi), \qquad /5/$$

Представим волновые функции Ψ_i ядра-мишени и Ψ_f конечного ядра в виде

$$\Psi_i = \sqrt{\frac{2I_i+1}{16\pi^2}} \sum_{K_i} A_{K_i}(1+\delta_{0K_i})^{-1/2}\left[D^{I_i}_{M_i K_i} + (-1)^{I_i} D^{I_i}_{M_i\,-K_i}\right], \qquad /6/$$

---

x/ Заметим, что баттлеровский радиус несколько больше радиуса ядра и является параметром теории, определяющим поверхность, на которой рассматриваются граничные условия. Однако, если ядро деформировано, то уже нет оснований рассматривать граничные условия на сфере.

$$\Psi_I = \sqrt{\frac{2I_f+1}{16\pi^2}} \sum_{j\ell\Omega} C_{j\ell\Omega} \sum_{K_f} A_{K_f} (1+\delta_{0K_f})^{-1/2} \left[D^{I_f}_{M_f K_f} \psi_{j\ell\Omega}(\vec{r}\,') + \right. \qquad /7/$$

$$\left. + \text{симметр.} \right].$$

Здесь $C_{j\ell\Omega}$ – коэфициенты разложения нейтронной функции по $\psi_{j\ell\Omega}$ в потенциале неаксиальной формы[4], A_K – коэффициенты разложения вращательной функции неаксиального ядра по D –функциям Вигнера[5,6]. Переведем теперь нейтронную функцию в лабораторную систему координат

$$\psi_{j\ell\Omega}(\vec{r}\,') = \sum_{\mu} \overset{*}{D}{}^{j}_{\mu\Omega}\, \psi_{j\ell\mu}(\vec{r}), \qquad /8/$$

где

$$\psi_{j\ell\mu}(\vec{r}) = R_\ell(r) \sum_{m\mu_n} (\ell\, {\textstyle\frac12}\, m\, \mu_n | j\mu)\, Y_{\ell m}(\Omega_r)\, \chi_{\frac12\mu_n}(s_n). \qquad /9/$$

Подставляя /6/ – /9/ в выражение для амплитуды реакции, получим

$$J(\theta) = J_i \frac{\sqrt{(2I_i+1)(2I_f+1)}}{8\pi^2} \sum g(K) A_{K_i} A_{K_f} C_{j\ell\Omega} (\ell\, {\textstyle\frac12}\, m\, \mu_n | j\mu)({\textstyle\frac12}\, {\textstyle\frac12}\mu_n \mu_p | 1\mu_d) \qquad /10/$$

$$\int d\theta\, \overset{*}{D}{}^{I_f}_{M_f K_f} D^{I_i}_{M_i K_i} D^{j}_{\mu\Omega} \int d\Omega_r \int_R^\infty dr\, r^2 e^{i\vec{K}\vec{r}} R_\ell(r)\, \overset{*}{Y}_{\ell m}(\Omega_r),$$

где

$$R = R_0 + \zeta, \qquad \zeta = R_0 \sum_{n,\nu=0\pm2} a_n \overset{*}{D}{}^{(2)}_{n\nu}(\theta)\, Y_{2\nu}(\Omega_r) \qquad /11/$$

$$a_0 = \beta\cos\gamma, \quad a_{\pm2} = \beta \sin\gamma/\sqrt{2}.$$

$g(K)=\sqrt{2}$, если одно из $K=0$, $g(K)=1$, если $K\neq0$. β и γ – параметры деформации ядра. Раскладывая $\exp(i\vec{K}\vec{r})$ в ряд по шаровым функциям, получим радиальный интеграл, который запишем в первом приближении по ζ:

$$\int_R^\infty dr\, r^2 j_L(K_n r) R_\ell(r) = F_{L\ell}(R) = F_{L\ell}(R_0) + \zeta(\theta,\Omega_r) \frac{dF_{L\ell}(R_0)}{dR_0}. \qquad /12/$$

Тогда амплитуда реакции /10/ сводится к стандартным интегралам от шаровых и D –функций. Дальнейшие преобразования с коэффициентами Клебша и Рака приводить не будем из-за громоздких формул, дадим лишь окончательное выражение для сечения реакции:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = const \sum_{JL} \Theta^2_{JL}\, |F_{LL}|^2. \qquad /13/$$

Здесь

$$\Theta_{JL} = \sqrt{\frac{2I_i+1}{2I_f+1}} \sum_{K_i K_f \Omega} g(K)\, A_{K_i} A_{K_f} C_{jL\Omega} (I_i\, J\, K_i\, \Omega | I_f\, K_f)\, G_{JL\Omega} \qquad /14/$$

$$G_{JL\Omega} = 1 + R_0 \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \sum_{j\ell n} a_n \frac{d\,F_{L\ell}(R_0)}{d R_0} \frac{1}{F_{LL}(R_0)} \frac{C_{j\ell\Omega+n}}{C_{JL\Omega}} (J\,2\,\tfrac{1}{2}\,0 \mid j\,\tfrac{1}{2}) \,. \qquad /15/$$

$$\cdot (j\,2\,\Omega + n - n \mid J\,\Omega) \,.$$

J и L удовлетворяют обычным правилам отбора для реакций срыва на неаксиальном ядре[/2/], а ℓ может принимать значения L, $L \pm 2$.

Из сравнения формул /1/, /2/ и /13/, /14/ видно, что на эксперименте измеряется не истинная приведенная ширина, а Θ^2_{JL}, где каждая амплитуда приведенной ширины умножена на "геометрический" фактор G, который зависит от параметров деформации ядра β и γ и чувствителен к выбору R_0 / см. /14/, /15/ /. Поскольку G зависит также от волновой функции захваченного нейтрона, то название "геометрический" является в некоторой мере условным. В случае $\zeta = 0$ $G = 1$, геометрические поправки отсутствуют и Θ^2_{JL} совпадает с обычной приведенной шириной, а вернее с S -фактором вращения неаксиального ядра[/2/]. В частном случае аксиального ядра $C_{j\ell\Omega} = C_{j\ell\Omega}\,\delta_{\Omega\Omega}$, $A_K = \delta_{KK}$, $a_n = \beta\ \delta_{0\,n}$ и сечение принимает тот же вид, что и в работе[/3/].

3. Будем сравнивать $s(I) = \Theta^2_{JL}(I_i^+)/\Theta^2_{JL}(0^+)$ с экспериментальными значениями, полученными в реакции $Mg^{25}\,(dt)\,Mg^{24}$ /7/ для различных состояний Mg^{24} / $0^+_,$ $2^+_,$ $4^+_,$ $2^{+\prime}$ /, энергии которых хорошо укладываются в схему вращательных состояний неаксиального ядра с $\gamma = 22{,}5°$. Экспериментально определенное значение $L = 2$, так что Θ^2_{JL} отличаются только спектроскопическими факторами и геометрическими поправками. Эта реакция является обратной реакции срыва Mg^{24} (td) Mg^{25}, для которой производился расчет $S(I)$. Сечения обеих реакций связаны принципом детального равновесия и Θ^2_{JL} для них одинаковы.

Для вычисления Θ_{JL} необходимо задать параметры деформации начального и конечного ядер и коэффициенты разложения в волновых функциях /6/ и /7/. Значения A_{K_i} для четных ядер и $C_{JL\Omega}$ можно взять из работ[/4,5/]. Вычисление же коэффициентов разложения A_{K_f} для нечетного ядра представляет собой самостоятельную задачу. Если предполагать, что полный момент внешнего нуклона сохраняется, то для вычисления A_{K_f} можно использовать метод, предложенный в работе[/6/]. В нашем случае такой расчет был проделан для ядра Mg^{25} ($J = 5/2$). Однако, поскольку в разных работах этому ядру приписывались разные параметры деформации β и γ, то пришлось рассчитать четыре варианта с надеждой получить из сравнения соответствующих $s(I)$ с экспериментом наиболее разумные значения β и γ. В таблице приведены экспериментальные значения $s(I)$ и рассчитанные значения $s(I) \pm \delta s(I)$ где $\pm \delta s(I)$ -добавка за счет геометрического эффекта.

Из таблицы видно, во-первых, что геометрические поправки к относительным ширинам малы и только для случая $2^{+\prime}$ могут составлять ~ 20%. Во-вторых, нельзя получить совпадения теории с экспериментом в пределах одного варианта расчета. Это означает, что либо несправедливо предположение о сохранении момента внешнего нуклона в нечетном ядре, либо сама вращательная модель для ядер с А ~ 25 нуждается в уточнении.

В заключение авторы благодарят проф. А.С.Давыдова за обсуждение работы.

Литература

1. G.R.Satchler. Ann. Phys. 3, 275 (1958).
   J.Sawicki. Nucl. Phys. 6, 575 (1958).
2. В.К.Лукьянов. Изв. АН СССР, сер. физ. 26, 1096 /1962/.
3. J.Sawicki, G.R.Satchler. Nucl. Phys. 7, 289 (1958).
4. T.D.Newton. CRT - 886, Canada (1960).
5. А.С.Давыдов, Г.Ф.Филиппов. ЖЭТФ 35, 440 /1958/.
   А.С.Давыдов, В.С.Ростовский. ЖЭТФ 36, 1788 /1959/.
6. L.W.Person, J.P.Rasmussen. Nucl. Phys. 36, 666 (1962).
7. E.M.Humburger, A.G.Blair. Phys. Rev. 119, 777 (1960).
8. Е.В.Инопин, Б.И.Тищенко. Укр. физ. журнал, У1, 29Г /1961/.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 февраля 1963 года.

Относительные приведенные ширины вращательных состояний Mg^{24} в реакции $Mg^{25}(dt)Mg^{24}$

с учётом геометрических поправок

спин Mg^{24} \ $\delta(I)$	экспер.	а)	б)	в)	г)
0^+	I	I	I	I	I
2^+	2	I,78 - 0,06	I,33 + 0,02	I,57 + 0,005	I,95 - 0,0I
4^+	0,33	0,2I4+ 0,006	0,I54+0,003	0,40 - 0,0I	0,35 + 0,0I
2^+	0,088		0,072+0,000	0,032-0,006	0,020-0,005

а) $Mg^{24}(\gamma=0)$; $Mg^{25}(\beta=0{,}3;\gamma=0^\circ)$; см. /1,3/

б) $Mg^{24}(\gamma=22{,}5^\circ)$; $Mg^{25}(\beta=0{,}1;\gamma=22{,}5^\circ)$; близкие к этим значения β и γ использовались в работе /6/.

в) $Mg^{24}(\gamma=22{,}5^\circ)$; $Mg^{25}(\beta=0{,}3;\gamma=22{,}5^\circ)$; см. /2/

г) $Mg^{24}(\gamma=22{,}5^\circ)$; $Mg^{25}(\beta=0{,}5;\gamma=37{,}5^\circ)$; см /8/