СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р4 - 9465

В.П.Пермяков, Г.Шульц

ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

1976

P4 - 9465

В.П.Пермяков, Г.Шульц*

ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

* Центральный институт ядерных исследований, г. Россендорф (ГДР).

1. Проблеме искажений формы сталкивающихся ядер и их возможным проявлениям в широком классе реакций между сложными ядрами /упругое и неупругое рассеяние, реакции многонуклонной передачи и полного слияния/ посвящено значительное число работ /1-5,8,9/. Тем не менее, как теоретические, так и экспериментальные исследования не полны, и проблема нуждается в более корректном рассмотрении. В первой части настоящей работы мы проанализируем влияние динамических искажений формы ядер на величину кулоновского барьера V_B. За основу примем определение кулоновского барьера, данное в работах /4-5/:

$$V_B = \max [V_{кул} (r, \beta_\lambda^{(i)}) + V_{яд} (r, \beta_\lambda^{(i)})] , \qquad /1/$$

где $V_{кул}$ определено как в /4/, $\beta_\lambda^{(i)}$ -параметры, описывающие форму ядер. Для ядерного потенциала принята наиболее часто употребляемая форма Саксона-Вудса. Выражение /1/ можно записать в удобной с точки зрения экспериментального измерения форме, приняв параметризацию /4/:

$$\begin{pmatrix}\text{пороговая}\\ \text{энергия}\\ \text{слияния}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\text{барьеру взаимодействия } E_I\\ \text{для наиболее предпочтительных}\\ \text{ориентаций в лобовых}\\ \text{столкновениях}\end{pmatrix} \equiv \qquad /2/$$

$$\equiv \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^{eff} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}$$

Таким образом, проблема перенормировки кулоновского барьера вследствие действия ядерных и кулоновских сил сводится к определению величины r^{eff}.

Следует отметить, что решение уравнения /1/ не всегда имеет место, т.е. для заданного Z_2 ядра-мишени не все Z_1 налетающих ионов обеспечивают выполнение соотношения /1/ /4/. Оценка $\overline{(Z_1 Z_2 e^2)}$ в /4/ была проведена без учета эффекта динамической деформации. Приняв во внимание эффекты искажения формы ядер, рассчитаем новое значение $(Z_1 Z_2 e^2)_{кр}$. Для ядер, обладающих статической квадрупольной деформацией $\beta_2^{(1)}$, $\beta_2^{(2)}$ примем обычное определение для радиуса сильного взаимодействия:

$$R_0 = R_{01}[1 + (5/4\pi)^{1/2} \beta_2^{(1)} P_2(\cos\theta_1)] + R_{02}[1 + (5/4\pi)^{1/2} \beta_2^{(2)} P_2(\cos(\pi - \theta_2))]. \qquad /3/$$

$$R_{0i} \simeq 1{,}23\, A_i^{1/3}$$

Максимум ядерных сил /для потенциала Саксона-Вудса/

$$\frac{\partial V_{яд}}{\partial R}\Big|_{R=R_0} = -\frac{V_0}{4d}; \quad \frac{\partial V_{кул}}{\partial R}\Big|_{R=R_0} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_0^2} = \frac{V_c}{R_0}. \qquad /4/$$

Таким образом, для $\overline{(Z_1 Z_2 e^2)}_{кр}$ /без учета динамических эффектов/, имеем:

$$(Z_1 Z_2 e^2)_{кр} \simeq \frac{V_0}{4d} R_0^2. \qquad /5/$$

Если принять во внимание, что ядра обладают конечной жесткостью C_2, то:

$$R_0 \to R_{01}[1 + (5/4\pi)^{1/2} (\beta_2^{(1)} - \frac{\gamma_1}{C_2^{(1)} R_0^3}) P_2(\cos\theta_1)] + R_{02}[1 + (5/4\pi)^{1/2} (\beta_2^{(2)} - \frac{\gamma_2}{C_2^{(2)} R_0^3}) P_2(\cos(\pi - \theta_2))] \simeq \qquad /6/$$

$$\simeq R_0 - (5/4\pi)^{1/2} \left(\frac{R_{02}\gamma_1 P_2(\cos\theta_1)}{C_2^{(1)} R_0^3} + \frac{R_{02}\gamma_2 P_2(\cos(\pi - \theta_2))}{C_2^{(2)} R_0^3} \right).$$

$$\gamma_i = \frac{3}{2\sqrt{5\pi}} Z_1 Z_2 e^2 R_{0i}^2.$$

Тогда, для $(Z_1 Z_2 e^2)_{кр}$ получаем новое значение:

$$(Z_1 Z_2 e^2)_{кр} = \frac{V_0}{4a} R_0^2 \simeq \overline{(Z_1 Z_2 e^2)}_{кр} [1 - 2(5/4\pi)^{1/2} \times \qquad /7/$$

$$\times \left(\frac{R_{01}\gamma_1 P_2(\cos\theta_1)}{C_2^{(1)} R_0^4} + \frac{R_{02}\gamma_2 P_2(\cos(\pi - \theta_2))}{C_2^{(2)} R_0^4} \right) = $$

$$= a\, \overline{(Z_1 Z_2 e^2)}_{кр}.$$

Расчеты, выполненные для различных ядер, показывают, что $0{,}8 \le a \le 1$. Это означает, что для заданной пары "налетающий ион+ядро-мишень" кулоновский барьер возрастает вследствие эффектов искажения формы ядер.

Отметим, что расчеты эффектов динамической деформации в /6,7/ выполнены без учета ядерных сил. Однако, как это следует из /1/, ядерные силы необходимо учитывать при определении высоты барьера V_B. На это обстоятельство уже обращалось внимание в работе /4/. Там же дана интерпретация часто используемой параметризации /2/. В дополнение к выводам автора работы /4/ отметим, что, поскольку кулоновские силы являются дальнодействующими, то они "подготавливают" ядра к моменту включения ядерных сил, перенормируя радиусы среднего поля ядер R_{0i}. Таким образом, кулоновские силы как в адиабатическом, как и неадиабатическом приближениях действуют в одном направлении - в сторону увеличения высоты кулоновского барьера. Что касается ядерных сил, то они играют двоякую роль в определении барьера. С одной стороны, ядерные силы действуют в направлении, обратном кулоновским силам и тем самым должны приводить к уменьшению динамических искажений, вызванных кулоновскими силами. С другой стороны, по ядерным силам реализуется ситуация, известная в литературе как приближение удара, т.е. взаимодействие ядер с учетом ядерных сил носит существенно неадиабатический характер. Это приводит к возбуждению ядер уже на первой стадии слияния. Таким образом, определение для V_B /1/, строго говоря, верно только в адиабатическом приближении, т.е. когда предполагается, что на каждом этапе взаимодействия системы успевают следить за изменениями внешнего поля. Это означает, в свою очередь, что ядра могут изменять свою форму /деформироваться/, оставаясь при этом "холодными".

Если теперь принять во внимание, что параметры $\beta_\lambda^{(i)}$, описывающие форму ядер, изменяются с заметной скоростью, то для V_B следует принять другое определение:

$$V_B = V_B^{(1)} + \overline{E^*} , \qquad /8/$$

где $V_B^{(1)}$ -кулоновский барьер, рассчитанный с учетом эффектов динамической деформации в адиабатическом приближении, а $\overline{E^*}$ отражает собою неадиабатические эффекты, т.е. величину диссипации энергии на внутренние степени свободы ядер из кинетической энергии относительно движения ядер. Величину $\overline{E^*}$ легко рассчитать, если принять для внутренних коллективных гамильтонианов ядер приближение эффективного осциллятора /полный гамильтониан включает $T_{кин} + V_{внутр.} + H_{внешнее\ поле}$, т.е. имеем задачу о квантовом осцилляторе во внешнем поле /5/ /. Отметим, что метод /6/ для решения ядернофизических задач был впервые применен в работе /7/ . Итак, для $\overline{E^*}$ имеем:

$$\overline{E^*} = \overline{E_1^*} + \overline{E_2^*} , \quad \overline{E_i^*} = \sum_{n=0}^{\infty} W_n \left(n + \frac{1}{2}\right) h\omega_i - \frac{1}{2} h\omega_i , \qquad /9/$$

где

$$\epsilon = \frac{1}{2B} P_1^2 + \frac{1}{2} B\omega^2 [\beta_1 - \beta_0(0)]^2$$

$$P_1 = C_2 \int_{-\infty}^{0} \beta_0(t)\cos(\omega t)\,dt$$

$$\beta_1 = -\omega \int_{-\infty}^{0} \beta_0(t)\,\mathrm{Sin}(\omega t)\,dt \qquad /10/$$

$$\beta_0(t) = \frac{3}{2\sqrt{5\pi}} \frac{Z_1 Z_2 e^2 R_{01}^2 Y_{20}(0)}{C_3 R^3}$$

$$\omega = (C_2 / B)^{1/2} ,$$

$$W_n = \frac{1}{n!} \left(\frac{\epsilon}{h\omega}\right)^n \exp\left(-\frac{\epsilon}{h\omega}\right)$$

Расчеты, выполненные в работе /8/ для реакции Xe + U, показывают, что величина $\overline{E^*}$ не мала и может составлять 10-20 *МэВ* /т.е. около 2-5% от величины V_B /. Таким образом, ядерные силы в адиабатическом приближении, уменьшая динамическую деформацию под действием кулоновских сил, приводят к диссипации энергии на внутренние степени свободы ядер из кинетической энергии относительно движения в неадиабатическом приближении. Это, естественно, сказывается на величине барьера V_B .

2. Следует заметить, что величина r^{eff} /как правило, извлекаемая из данных по упругому рассеянию ядер/, не является одной и той же для всех реакций /4/. Флуктуации в величине r^{eff} связаны с проявлением конкретных свойств ядер, участвующих в реакции, с их гросс-характеристиками, такими, например, как деформируемость, сжимаемость, поляризуемость. Поэтому, с точки зрения экспериментального выделения эффектов динамических искажеиий, нам представляется разумным изучать относительные изменения в величинах r^{eff} для серии реакций. Продемонстрируем это на примере реакции уп-

ругого рассеяния ^{16}O на изотопах ядер редкоземельной области Nd , Sm , а также Pb , Th , обладающих различными коэффициентами деформируемости. C_2 . В качестве сравнения с экспериментом /не с точки зрения определения абсолютных величин r^{eff} , а с точки зрения установления тенденции в изменении величин r^{eff} / примем данные работы/9/. Во-первых, необходимо исследовать, как на результатах упругого рассеяния скажется наличие у ядер статической квадрупольной деформации.

Как правило, за основу для определения эффективного радиуса сильного взаимодейтсвия берутся экспериментальные данные, в которых $\sigma(\nu)/\sigma_{рез} = 0{,}25$. Тогда учет статической деформации сводится к простой процедуре усреднения сечения $\langle\sigma(\nu,\theta,\phi)/\sigma_{рез}\rangle_{\theta,\phi}$ по всем ориентациям оси-симметрии ядра-мишени. При этом предполагается, что ионы движутся по хорошо определенным кулоновским траекториям-гиперболам /справедливость этого приближения для $\sigma(\nu)/\sigma_{рез} = 1/4$ доказана/10/ , и оно широко используется в литературе/, а форма ядер описывается эллипсоидом. В этом приближении сечение упругого рассеяния описывается усредненным по углам θ и ϕ квадратом проекции радиуса соприкосновения двух кривых 2-го порядка /гипербола+эллипс/ на плоскость, перпендикулярную направлению падающего пучка ионов .

Не приводя деталей расчета /метод изложен в работе /5/ /, в таблице приведен конечный результат для известных реакций. Из таблицы видно, что учет квадрупольной статической деформации у ядер-мишеней приводит к незначительному увеличению величин $(r^{расч} - r^{норм})/r^{норм}$ относительно выбранного нормировочного значения $r^{норм}$ /абсолютные значения r^{eff} могут меняться на 7-10%, что находится в согласии с результатами работы/11//.

Учтем теперь, что ядра в процессе столкновения могут изменять свою форму, т.е. деформироваться. Тогда для относительного изменения величины эффективного радиуса сильного взаимодействия вследствие динамических искажений формы ядер имеем:

$$\int \frac{\delta R^{eff}(\theta)}{R^{eff}(\theta)} \sin\theta\, d\theta = \int [R^{eff}(\theta,\beta_0,\gamma=0) - R^{eff}(\theta,\beta,\gamma)/R^{eff}(\theta)] \times$$

$$\times \sin\theta\, d\theta = \left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2} R_{01} \int [(\beta_0 P_2(\cos\theta) -$$

$$- \beta P_2(\cos\theta) + \beta\cdot\gamma \frac{\sqrt{3}}{2} \mathrm{Sin}^2\theta)/R^{eff}(\theta)] \sin\theta d\theta. \qquad /11/$$

В /11/ β и γ находим из системы уравнений:

$$\beta = [\beta_0 - \frac{K}{C_2} P_2(\cos\theta)][1 - \frac{3}{4}\left(\frac{K}{C_2}\right)^2 \sin^4\theta]^{-1}$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2}\frac{K}{C_2}\sin^2\theta\,[1 - \frac{3}{4}\left(\frac{K}{C_2}\right)^2 \sin^4\theta]\ [\beta_0 - \frac{K}{C_2}P_2(\cos\theta)]$$

$$K = \frac{3 Z_1 Z_2 e^2 R_{01}^2}{2\sqrt{5\pi}\,(R^{eff})^3}\ ; \quad R^{eff} = R^{eff}_{сф}[1 + \frac{R_{01}}{R^{eff}_{сф}}\beta_0 (5/4\pi)^{1/2} \times$$

$$\times P_2(\cos\theta)]. \qquad /12/$$

Для деформационного потенциала принято соотношение:

$$V_{д.}(\beta,\gamma) = \frac{C_2}{2}[(\beta - \beta_0)^2 + \gamma^2].$$

Кулоновское взаимодействие, вызывающее динамическую деформацию, в линейном по β и γ приближении, имеет вид:

$$V_\theta(\theta,\beta,\gamma) = \frac{3 Z_1 Z_2 e^2 R_{01}^2}{2\sqrt{5\pi}\,(R^{eff})^3}\ \beta[P_2(\cos\theta) - \frac{\sqrt{3}}{2}\mathrm{Sin}^2\theta\cdot\gamma]$$

/ R^{eff} -радиус соприкосновения ядер, который находится с помощью итерационной процедуры,/при этом используются /12/, /11/ - числители подынтегрального выражения/. Расчеты, выполненные по /Ф/П/, приводят к относительным изменениям величины эффективного радиуса сильного взаимодействия на 7-10%, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными, приведенными в таблице.

Таблица

Реакция	$r^{eff}_{эксп}$	β_2	$r^{eff}_{расч}$	C_2	$r^{eff}_{расч}$
$^{16}O + ^{208}Pb$	1,35	0	1,350	1200	1,35
$^{16}O + ^{146}Nd$	1,29	0,2	1,353	35	1,29
$^{16}O + ^{152}Sm$	1,27	0,3	1,360	25	1,27
$^{84}Kr + ^{208}Pb$	1,19	0	1,290	1200	1,19
$^{84}Kr + ^{232}Th$	1,10	0,27	1,200	60	1,10
$^{84}Kr + ^{232}Th$	1,10	0,27	1,200	120	1,15

В столбце 4 даны значения эффективных радиусов взаимодействия с учетом эффекта статической деформации у ядер-мишеней ($\beta_2 \neq 0$, $C_2 = \infty$). В столбце 6 приведены значения r^{eff} с учетом эффектов статической и динамической / C_2 даны в столбце 5/ деформаций в процессе упругого рассеяния сложных ядер. При расчете величин r^{eff} предполагалось, что хвосты ядерных потенциалов дают одинаковый вклад в изменения r^{eff} для приведенных в таблице реакций. Значения C_2, данные в таблице, были выбраны из условия наилучшего согласования с экспериментальными данными по r^{eff}. Отметим, что величины C_2 находятся в хорошем согласии с данными по C_2, полученными на основе анализа энергий низколежащих коллективных состояний ядер и вероятностей BE2 -переходов.

3. Итак, анализ данных по упругому рассеянию с учетом статической квадрупольной деформации у ядер-мишеней, а также динамических искажений формы ядер в процессе столкновения приводит к выводу, что эти два эффекта действуют в противоположном друг другу направлении. Наличие статической квадрупольной деформации $\beta_2 (C_2 = \infty)$ приводит к увеличению r^{eff}, учет динамических эффектов

($C_2 \neq \infty$) - к уменьшению значения r^{eff}. Величина эффекта /т.е. изменения r^{eff} / существенно зависит от конкретных характеристик ядер, участвующих в реакции. Как уже отмечалось, эффекты динамической деформации могут играть важную роль и в других процессах взаимодействия сложных ядер. Например, наблюдаемая в эксперименте /13/ разница в порогах реакций слияния и мультинуклонной передачи может быть следствием динамических эффектов искажения формы ядер. Дальнейший прогресс в понимании роли динамических эффектов в процессе взаимодействия сложных ядер заключается в необходимости обобщения метода на случай потенциалов с "размытым" краем, а также анализе роли неадиабатических эффектов, приводящих к диссипации энергии на внутренние степени свободы ядер из кинетической энергии относительного движения.

Литература

1. *H.Holm, W.Scheid and W.Greiner. Phys.Lett., 29B, 473, 1969.*
2. *A.S.Jensen and C.Y.Wong. Phys.Rev., 10, 1321, 1970.*
3. *Я.Грабовский, Б.Н.Калинкин. ОИЯИ, Р4-5158, Дубна, 1970.*
4. *C.Y.Wong. Phys.Lett., 42B, 186, 1972.*
5. *Б.Н.Калинкин, В.П.Пермяков, В.М.Милов. Acta Phys. Polon., 3, 415, 1972.*
6. *А.И.Базь, Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., Наука, 1966.*
7. *Б.Н.Калинкин, В.П.Пермяков. ОИЯИ, Р4-7312, Дубна, 1973.*
8. *V.Bunakov, V.Permiakov, H.Schulz. Phys.Lett., 59B, 2, 125, 1975.*
9. *A.M.Freidman, T.G.Cuninghame. Proc. of the Intern. Conf. on Heavy Ion Physics, D7-5769, Dubna, 1971.*
10. *W.E.Frahn. Ann. of Phys., 72, 197, 1972.*
11. *N.Rowley. Nucl. Phys., A219, 93, 1974.*
12. *А.С.Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. М., Атомиздат, 1967.*
13. *Ю.Ц.Оганесян и др. ЯФ, 19, 486, 1974.*

Рукопись поступила в издательский отдел 19 января 1976 года.