

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



СЗ43е1  
А-941

P4 - 11319

Г.Н.Афанасьев, Р.В.Джолос, В.П.Пермяков,  
В.М.Шилов

2415/2-78

ВЛИЯНИЕ НЕАДИАБАТИЧНОСТИ  
НА УПРУГОЕ РАССЕЙЯНИЕ, СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  
И СЛИЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

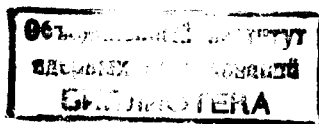
**1978**

P4 - 11319

Г.Н.Афанасьев, Р.В.Джолос, В.П.Пермяков,  
В.М.Шилов

**ВЛИЯНИЕ НЕАДИАБАТИЧНОСТИ  
НА УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ, СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  
И СЛИЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

*Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./*



Афанасьев Г.Н. и др.

P4 - 11319

Влияние неадиабатичности на упругое рассеяние, сечения реакции и слияния тяжелых ионов

Проведен анализ влияния связи внутренних степеней свободы ядер с относительным движением на эффективный гамильтониан, описывающий взаимодействие ядер и зависящий только от радиуса-вектора  $\vec{R}$ , соединяющего центры масс. С этой целью при помощи преобразования над координатами, описывающими как относительное движение, так и внутренние колебания в ядрах, достигается приближенное разделение переменных в уравнении Шредингера. В итоге получено радиальное уравнение Шредингера с перенормированными приведенной массой и коллективными параметрами ядер. Это дает возможность исследовать влияние неадиабатичности процесса столкновения на сечения реакции, слияния и упругого рассеяния.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Afanasiev G.N.

P4 - 11319

The Influence of Nonadiabatic on Elastic, Reaction and Fusion Cross Sections in Heavy Ion Reactions

The influence of connection of intrinsic degrees of freedom for nuclei with relative motion upon the effective Hamiltonian which describes nuclear interaction and depends on the radius-vector  $\vec{R}$  connecting centers of masses is analysed. With this aim using the transformation over coordinates which describes both the relative motion and intrinsic nuclear oscillations an approximate separation of variables in Schrödinger equation was achieved. As a result, radial Schrödinger equation with a renormalized reduced mass and nuclear collective parameters was obtained. This permits to investigate the influence of nonadiabatics of collision process on elastic, reaction and fusion cross sections.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для реакций с энергией ионов, превышающей кулоновский барьер, образование компаунд-системы сопровождается значительной потерей кинетической энергии относительного движения на внутренние возбуждения составной системы. Поэтому в расчетах сечений образования компаунд-ядер  $\sigma_c$  необходимо учитывать эти эффекты. По-видимому, наиболее приемлемым путем решения проблемы вычисления  $\sigma_c$  было бы получение из квантово-механического многочастичного уравнения движения классического уравнения, включающего диссипативные силы /силы трения/. Ряд попыток <sup>/1-5/</sup> был уже предпринят, однако проблема является сложной и не имеет до сих пор убедительного решения.

В данной работе проведен анализ влияния связи внутренних степеней свободы ядер с относительным движением на эффективный гамильтониан, описывающий взаимодействие ядер и зависящий только от радиуса-вектора  $\vec{R}$ , соединяющего центры масс. С этой целью при помощи преобразования координат, описывающих как относительное движение, так и внутренние колебания в ядрах, достигается приближенное разделение переменных в уравнении Шредингера. В итоге получено радиальное уравнение Шредингера с перенормированными приведенной массой, потенциалом и коллективными параметрами ядер. В дальнейшем уравнение Шредингера решается в рамках модели, предложенной в работе <sup>/6/</sup>. При этом эффективный гамильтониан уже включает в себя эффекты диссипации энергии на внутренние коллективные

/квадрупольного типа/ степени свободы взаимодействующих ядер.

## II. ГАМИЛЬТониАН

Гамильтониан, описывающий систему из двух взаимодействующих сложных ядер, определим следующим образом:

$$H = \hat{T}_{\text{кин.}} + \hat{H}_0 + H_{\text{вз.}} \quad /1/$$

где  $\hat{T}_{\text{кин.}}$  - оператор кинетической энергии относительно движения,  $\hat{H}_0$  описывает внутреннее движение в ядрах,  $H_{\text{вз.}}$  - гамильтониан взаимодействия двух ядер.

Будем принимать во внимание лишь возбуждение низколежащих ядерных состояний, при описании которых можно ограничиться гармоническим приближением. Пусть  $a_j$  - динамические переменные, описывающие внутреннее движение в ядрах. Здесь  $j$  - совокупность квантовых чисел, включающая и индекс ядра. Тогда для  $\hat{H}_0$  имеем

$$H_0 = -\frac{\hbar}{2} \sum_j \omega_j \frac{\partial^2}{\partial a_j \partial a_j^*} + \frac{\hbar}{2} \sum_j \omega_j a_j a_j^* \quad /2/$$

Гамильтониан взаимодействия запишем следующим образом:

$$H_{\text{вз.}} = \int V(\vec{R} + \vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho_1^{(1)}(\vec{r}_1) \rho_2^{(2)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad /3/$$

В этом выражении  $\vec{R}$  - расстояние между центрами масс сталкивающихся ядер;  $\vec{r}_1, \vec{r}_2$  - векторы, откладываемые из центров соответствующих ядер;  $V$  - нуклон-нуклонный потенциал;  $\rho_1^{(1)}(\vec{r}_1), \rho_2^{(2)}(\vec{r}_2)$  - одночастичные матрицы плотности двух ядер, которые можно представить в виде ряда по степеням  $a_j$ :

$$\rho^{(i)}(\vec{r}_i) = \rho_0^{(i)}(\vec{r}_i) + \sum_j \rho_j^{(i)}(\vec{r}_i) a_j + \sum_{jk} \rho_{jk}^{(i)}(\vec{r}_i) a_j a_k + \dots \quad /4/$$

Здесь  $\rho_0^{(i)}(\vec{r}_i)$  - средняя плотность распределения нуклонов в ядре.

Подставляя /4/ в /3/, получаем:

$$H_{\text{вз.}} = U_0(\vec{R}) + \sum_j U_j(\vec{R}) a_j + \sum_{jk} U_{jk}(\vec{R}) a_j a_k + \dots \quad /5/$$

где

$$U_0(\vec{R}) = \int V(\vec{R} + \vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho_0^{(1)}(\vec{r}_1) \rho_0^{(2)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2,$$

$$U_j(\vec{R}) = \int V(\vec{R} + \vec{r}_1 - \vec{r}_2) (\rho_0^{(1)}(\vec{r}_1) \rho_j^{(2)}(\vec{r}_2) + \rho_0^{(2)}(\vec{r}_2) \rho_j^{(1)}(\vec{r}_1)) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2$$

и т.д.

Отметим, что присутствие в гамильтониане /1/ членов типа  $U_j(\vec{R}) a_j$  означает, что параметры  $a_j$  флуктуируют не относительно нулевого значения, как в свободном ядре, а относительно конечного значения, определяемого функцией  $U_j(\vec{R})$ . Это отражает тот факт, что основное состояние системы, описываемой динамическими переменными  $a_j$ , во внешнем поле иное, чем в его отсутствие.

## III. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ КООРДИНАТ

Имея в виду в дальнейшем задачу приближенного разделения переменных в уравнении Шредингера, сделаем следующие преобразования координат:

$$R_\nu = \Phi_\nu(\vec{r}, \beta) = r_\nu + \sum_\nu \Phi_{\nu j}(\vec{r}) \beta_j, \quad \nu = 0, \pm 1;$$

$$a_j = F_j(\vec{r}, \beta) = F_j^{(1)}(\vec{r}) + \sum_k F_{jk}^{(2)}(\vec{r}) \beta_k \quad /6/$$

Здесь  $R_\nu$  - сферические компоненты радиуса-вектора.

В соотношениях  $1/6/\gamma_\nu, \beta_j$  - новые динамические переменные, описывающие соответственно радиальное движение и внутренние колебания в ядрах. На асимптотике  $R \rightarrow \infty, \gamma_\nu \rightarrow R_\nu$  - радиус-вектор относительного расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер,  $\beta_j \rightarrow a_j$ .

Функции  $\Phi_{\nu j}(\vec{r}), F_\mu^{(1)}(\vec{r}), F_{\mu k}^{(2)}(\vec{r})$  определим так, чтобы в  $\hat{H}$  отсутствовали:

а/ перекрестные члены вида  $\frac{\partial^2}{\partial r_\nu \partial \beta_k}$ ;

б/ линейные по  $\beta_j$  слагаемые типа  $\beta_j \chi_j(\vec{r})$ .

В результате гамильтониан /1/ примет вид:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{\nu\nu'} \frac{\partial}{\partial r_\nu} M_{\nu\nu'}^{-1} \frac{\partial}{\partial r_{\nu'}} + \tilde{U}(\vec{r}) - \frac{\hbar}{2} \sum_j \omega_j \frac{\partial^2}{\partial \beta_j \partial \beta_j^*} + \frac{\hbar}{2} \sum_{jk} \Omega_{jk}(\vec{r}) \beta_j \beta_k + \dots \quad /7/$$

Матрица  $M_{\nu\nu'}$  /обратная  $M_{\nu\nu'}^{-1}$ , играющая в /7/ роль тензора массы/ становится зависящей от  $\vec{r}$  и внутренних динамических переменных  $\beta_j$  и имеет вид

$$\begin{aligned} (-)^\nu M_{\nu\nu'} = & M \delta_{-\nu\nu'} (-)^\nu + \frac{\hbar}{\omega} \sum_j \frac{\partial F_j^{(1)}}{\partial r_\nu} \frac{\partial F_j^{(1)}}{\partial r_{\nu'}} - \\ & - \frac{2\hbar}{\omega} \sum_\lambda (-)^\lambda \frac{\partial^2 F_\lambda^{(1)}}{\partial r_\nu \partial r_{\nu'}} \Phi_{\lambda k} \beta_k + \\ & + M \sum (-)^i \frac{\partial F^{(2)}}{\partial r_\nu} \frac{\partial F^{(2)}}{\partial r_{\nu'}} \beta_k \beta_{k'} + \\ & + \frac{\hbar}{\omega} \sum (-)^\lambda \frac{\partial \Phi_{\lambda k}}{\partial r_\nu} \frac{\partial \Phi_{-\lambda k'}}{\partial r_{\nu'}} \beta_k \beta_{k'} \quad /8/ \end{aligned}$$

Здесь  $M$  - приведенная масса.

Функция  $\Omega_{jk}(\vec{r})$ , определяющая перенормировку потенциальной энергии внутреннего гамильтониана, определяется соотношением

$$\begin{aligned} \Omega_{jk}(\vec{r}) = & \frac{1}{2} \sum_\nu \frac{\partial^2 U_0}{\partial r_\nu^2} \Phi_{\nu j} \Phi_{\nu k} + \sum_{\nu l} \frac{\partial^2 U_l}{\partial r_\nu^2} \Phi_{\nu j} F_{l k}^{(2)} + \\ & + \frac{1}{2} \sum \frac{\partial^2 U}{\partial r_\nu^2} \Phi_{\nu j} \Phi_{\nu k} F_l^{(1)} + \sum_{l l'} U_{l l'} F_{l j}^{(2)} F_{l' k}^{(2)} + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\nu l l'} \frac{\partial^2 U_{l l'}}{\partial r_\nu^2} \Phi_{\nu j} \Phi_{\nu k} F_l^{(1)} F_{l'}^{(1)} + \\ & + 2 \sum_{\nu l l'} \frac{\partial U_{l l'}}{\partial r_\nu} \Phi_{\nu k} F_{l' j}^{(1)} F_{l j}^{(2)} + \frac{\hbar}{2} \sum_\lambda \omega_\lambda (-)^\lambda F_{\lambda j}^{(2)} F_{\lambda k}^{(2)}. \quad /9/ \end{aligned}$$

#### IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИЙ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ $\Phi_{\nu j}, F_\mu^{(1)}, F_{\mu k}^{(2)}$

Как уже отмечалось выше, функции преобразования  $\Phi_{\nu j}, F_\mu^{(1)}, F_{\mu k}^{(2)}$  определяются из условий отсутствия в гамильтониане перекрестных членов вида  $\frac{\partial^2}{\partial r_\nu \partial \beta_k}$  и членов, линейных по  $\beta$ . Из первого условия следует

$$\Phi_{\mu} = -\frac{\hbar}{M\omega} (-)^j \sum_\lambda (-)^\lambda F_{\lambda\mu}^{(2)} \frac{\partial F_{-\lambda}^{(1)}}{\partial r_{-j}},$$

$$M \sum_i (-)^i \Phi_{\mu} \Phi_{-i\nu} + \frac{\hbar}{\omega} \sum_\lambda (-)^\lambda F_{\lambda\mu}^{(2)} F_{-\lambda\nu}^{(2)} = \frac{\hbar}{\omega} (-)^\mu \delta_{-\mu\nu}. \quad /10/$$

Из второго условия получаем

$$h\omega F^{(1)} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} R_0 \frac{U'_{ВЗ}}{r} -$$

$$- \frac{2}{3} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \frac{hR_0}{M\omega} U'_{ВЗ} F^{(1)} (F^{(1)} + r^2 F^{(1)'}) = 0. \quad /11/$$

Точный вид функций преобразования  $\Phi_{\nu j}$ ,  $F_{\mu}^{(1)}$ ,  $F_{\mu k}^{(2)}$  можно определить, задав явный вид потенциала взаимодействия и конкретизировав динамические переменные, описывающие внутренние колебания в ядрах.

Пусть динамические переменные  $a_j$  описывают квадрупольные колебания в ядрах, а в качестве потенциала  $H_{ВЗ}$  между сложными ядрами примем кулоновское взаимодействие в линейном по параметру квадрупольной деформации приближении /ядерную часть потенциала  $H_{ВЗ}$  пока не конкретизируем/.

Тогда, для этого случая имеем

$$R_{\nu} = r_{\nu} + \sum_L (\beta \Phi_L)_{1\nu};$$

$$\alpha_{\mu} = F_{\mu}^{(1)} + \sum_L (\beta F_L^{(2)})_{2\mu}, \quad \mu = 0, \pm 1, \pm 2, \quad /12/$$

где

$$\Phi_{LM}(\vec{r}) = \Phi_1(r^2) r_{\nu} + \Phi_2(r^2) [\vec{r}\vec{r}]_{2\nu} +$$

$$+ \Phi_3(r^2) [\vec{r}\vec{r}\vec{r}]_{3\nu},$$

$$F_{\mu}^{(1)}(\vec{r}) = [\vec{r}\vec{r}]_{2\mu} F^{(1)}(r^2),$$

$$F_{jk}^{(2)}(\vec{r}) = \sum_{\ell=0}^4 C_{2j2k}^{\ell m} F_{\ell}^{(2)}(r^2) [\vec{r}\dots\vec{r}]_{\ell m}. \quad /13/$$

Здесь квадратные скобки  $[\ ]_{\ell m}$  означают векторную связь. В работах /7,8/ приведены уравнения для опре-

деления функций преобразования координат. Для определения эффектов перенормировок в кинетической части энергии столкновения необходимо знать матрицу  $M_{\eta\eta'}^{-1}$ . Не зависящая от внутренних переменных  $M_{\eta\eta'}^{(0)-1}$ , часть этой матрицы имеет вид

$$M_{\eta\eta'}^{(0)-1} = \frac{1}{(1 + 2r^2 F^{(1)}(r^2))} (-)^{\eta} \delta_{-\eta\eta'} -$$

$$- \frac{r_{\eta} r_{\eta'}}{(1 + 2r^2 F^{(1)}(r^2)) \{ 1 + \frac{3}{8} \frac{1 + 2r^2 F^{(1)}(r^2)}{(\frac{1}{2} F^{(1)} + r^2 F^{(1)'})^2} \}}. \quad /14/$$

## V. ОБСУЖДЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Остановимся на ряде физических следствий из полученных результатов. Из соотношения /7/ следует, что переменные  $\beta_j$  флуктуируют относительно нулевого значения и могут считаться малыми /если собственные значения матрицы  $\Omega_{jk}$  не становятся слишком незначительными/. Это означает, что с помощью преобразования /6/ учитываются адиабатическая часть процесса столкновения двух сложных квантовых систем, т.е. та часть процесса, которая не содержит реальных возбуждений системы.

Далее, в результате выполненных над гамильтонианом преобразований приведенная эффективная масса  $M$  перенормируется и становится функцией от координат относительного движения, углов рассеяния и внутренних переменных, возрастающей по мере сближения ядер /8/. В этой связи отметим результаты расчета массового коэффициента для квадрупольной деформации в процессе

деления /9/. Массовый коэффициент  $V_{\lambda\lambda}$ , как функция квадрупольной деформации, переходит в приведенную массу  $M$  делящегося ядра для  $R > R_{01} + R_{02}$ , где  $R_{01} + R_{02}$  - расстояние между центрами масс образующихся осколков деления. Для  $R < R_{01} + R_{02}$  ( $\beta < \beta_{\text{деф. крит.}}$ ) массовый коэффициент  $V_{\lambda\lambda}$  существенно превышает величину  $M$ .

И последнее замечание. Потенциальная энергия внутренних колебаний перенормируется и становится зависящей от  $R$ , а именно: в зависимости потенциальной энергии от  $R$  и приведенной массы от внутренних переменных  $\beta_j$  содержится источник реального возбуждения ядра в результате процесса столкновения.

Представляет интерес рассмотрение вопроса о влиянии неадиабатических эффектов на поведение физически наблюдаемых величин, таких, например, как сечения полного слияния  $\sigma_c$  и реакции  $\sigma_R$ . За основу расчета этих величин примем модель, предложенную в работе /6/.

В этой модели вещественная часть потенциала выбирается в виде

$$V = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, & r > R \\ -V_0, & r < R. \end{cases} \quad /15/$$

Далее предполагается, что при  $r \leq a$  ( $a \leq R$ ) имеет место полное слияние. Под слиянием в данном случае понимается наличие при  $r \leq a$  только сходящейся сферической волны

$$\Psi_{\text{сх.}}(r) = A_{\ell} h_{\ell}^{(2)}(K_0 r),$$

где  $K_0 = (2\mu(E + V_0)/h^2)^{1/2}$ , а функция  $h_{\ell}^{(2)}$  следующим образом связана с функцией Ханкеля:

$$h_{\ell}^{(1,2)} = \sqrt{\frac{\pi Z}{\lambda}} H_{\ell+1/2}^{(1,2)}(Z).$$

В промежутке  $d < r < R$  потенциал содержит также и мнимую часть:

$$V(r) = -V_0 - iW_0. \quad /16/$$

Решение в этой области имеет вид

$$B_{\ell} h_{\ell}^{(1)}(K_1 r) + C_{\ell} h_{\ell}^{(2)}(K_1 r), \quad K_1 = [2\mu(E + V_0 + iW_0)/h^2]^{1/2}.$$

Во внешней области,  $r > R$ , имеем

$$\Psi = f_{\ell}^{(2)}(Kr) - S_{\ell} f_{\ell}^{(1)}(Kr), \quad K = (2\mu E/h^2)^{1/2},$$

где  $f_{\ell}^{(1,2)}(x)$  являются следующими комбинациями кулоновских функций:

$$f_{\ell}^{(1,2)}(x) = G_{\ell}(\eta, x) \pm iF_{\ell}(\eta, x).$$

Условия "сшивания" волновых функций и их производных при  $r=a$  и  $r=R$  определяют парциальную  $S$ -матрицу, а также коэффициенты  $B_{\ell}$ ,  $C_{\ell}$ ,  $A_{\ell}$ . Легко видеть,

что величина  $|A_{\ell}|^2 \frac{K_0}{K}$  показывает, какая часть началь-

ного потока /равного 1/ достигает области  $r < a$ , т.е. области слияния. Тогда сечение реакции и сечение слияния определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \sigma_R &= \pi \lambda^2 \sum_{\ell} (2\ell + 1) T_{\ell}, \quad T_{\ell} = 1 - |S_{\ell}|^2, \\ \sigma_{\ell} &= \pi \lambda^2 \sum_{\ell} (2\ell + 1) \frac{K_0}{K} |A_{\ell}|^2. \end{aligned} \quad /17/$$

Чтобы воспользоваться соотношениями /17/, необходимо получить явный вид эффективного гамильтониана, учитывающего диссипацию энергии относительного движения на коллективные, квадрупольного типа, возбуждения ядер. Для этого конкретного случая гамильтониан имеет вид /7/:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2M} \left( \frac{1}{1 + \frac{5}{4\pi} \frac{B}{M} \chi'^2} \frac{\partial^2}{\partial R^2} - \frac{\frac{5}{4\pi} \frac{B}{M} \chi' \chi''}{(1 + \frac{5}{4\pi} \frac{B}{M} \chi'^2)^3} \frac{\partial}{\partial R} \right) +$$

$$+ V_{\text{яд.}}(\chi Y_{2\mu}, R) + V_{\text{кул.}} + \frac{5}{4\pi} \frac{\gamma \cdot \chi}{R^3} + \frac{5}{4\pi} C \chi^2 +$$

$$+ \frac{\hbar^2}{2B} \left( \frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \xi_0 + \frac{5\hbar^2}{8\pi M} (\chi')^2 \sum_I \xi_I (2I+1)^{1/2} C_{2020}^{10}$$

/18/

Здесь

$$\chi(R) = \frac{3\sqrt{2}}{5} \frac{Z^2 C^2 R_0^2}{C \cdot R^3},$$

$$\left( \frac{5}{4\pi} \right)^{1/2} \xi_0 = \frac{(BC)^{1/2}}{h} \left( 4 + \frac{1}{(1 + \frac{5}{4\pi} \frac{B}{M} \chi'^2)^{1/2}} \right),$$

$$\left( \frac{10}{28\pi} \right)^{1/2} \xi_2 = \frac{2}{7} \frac{(BC)^{1/2}}{h} \left( 1 - \frac{1}{(1 + \frac{5}{4\pi} \frac{B}{M} \chi'^2)^{1/2}} \right),$$

$$\left( \frac{3}{70\pi} \right)^{1/2} \xi_4 = -\frac{6}{35} \frac{(BC)^{1/2}}{h} \left( 1 - \frac{1}{(1 + \frac{5}{4\pi} \frac{B}{M} \chi'^2)^{1/2}} \right),$$

$$\frac{1}{f'} = \frac{B}{M} \chi' / \left( 1 + \frac{5}{4\pi} \frac{B}{M} \chi'^2 \right), \quad /19/$$

Z - заряд и  $R_0$  - радиус каждого из ядер, B - массовый коэффициент, C - эффективная жесткость.

Таким образом, с помощью ряда унитарных преобразований /7,8/ получен эффективный гамильтониан, учитывающий возбуждения сталкивающихся ядер.

Результаты расчета сечения  $\sigma_C, \sigma_R$  для реакции ( $^{40}\text{Ca}, ^{40}\text{Ca}$ ) в рамках модели /6/ представлены на рис. 1. Видно, что учет эффектов возбуждения взаимодействующих ядер приводит к существенному увеличению сечений  $\sigma_C, \sigma_R$ . Увеличение сечения реакции связано с появлением нового канала реакции /квадрупольное возбуждение/. Увеличение сечения слияния связано с тем, что возбуждение коллективных уровней энергии приводит к уменьшению относительной энергии, благоприятствует процессу слияния.

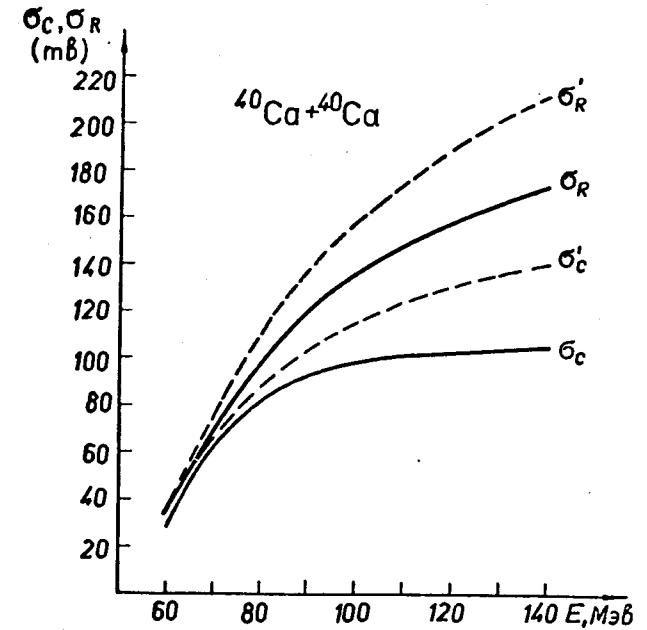


Рис. 1. Зависимость сечений реакции и слияния от энергии столкновения для  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ . Сплошные кривые - сечения реакции и слияния / $\sigma_R, \sigma_C$  - без учета кулоновского возбуждения,  $\sigma'_R, \sigma'_C$  - с учетом эффектов перенормировок/.



Отметим, что упомянутое ранее преобразование приводит к тому, что перенормированный ион-ионный потенциал становится энергетически зависимым. Эти поправки можно интерпретировать как перенормировку энергии, т.е. как сброс энергии в зависимости от расстояния между центрами масс сталкивающихся ионов. На рис. 2 представлены перенормированный и исходный

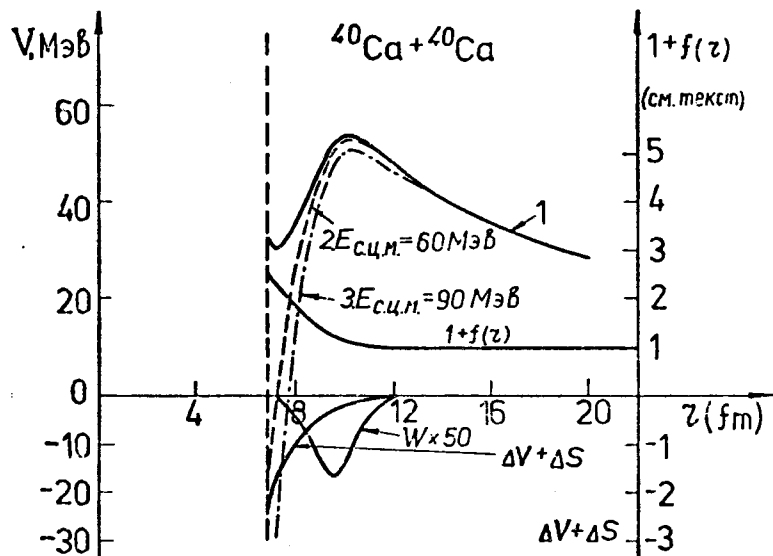


Рис. 2. Зависимость ион-ионного потенциала от расстояния  $r$ . Кривая 1 - реальная часть потенциала без учета кулоновского возбуждения /в этом случае реальная часть потенциала от энергии не зависит/. Остальные две кривые - перенормированные реальные части потенциала. Цифры кривых означают энергию сталкивающихся ионов в с.ц.м. Слева от вертикальной пунктирной прямой находится область слияния. На этом же рисунке /по правой шкале/ представлено изменение приведенной массы  $\mu_0$  в зависимости от  $r$ . На нижней части рисунка представлено изменение  $\Delta V + \Delta S$  в зависимости от  $r$ , входящее в уравнение

$$\left\{ \frac{1}{1+f(r)} \left[ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] - \frac{V+\Delta V+\Delta S}{E} + 1 \right\} \Psi(r) = 0.$$

потенциалы. Констатируем, что влияние квадрупольных возбуждений становится более существенным по мере сближения ядер. На рис. 3 показаны дифференциальные сечения упругого рассеяния  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  при учете кулоновского возбуждения и без него.

Результаты расчетов, представленные на рис. 1-3, носят методический характер. Учет возбуждения низколежащих коллективных состояний, будучи важным для неупругих реакций /типа кулоновского возбуждения/,

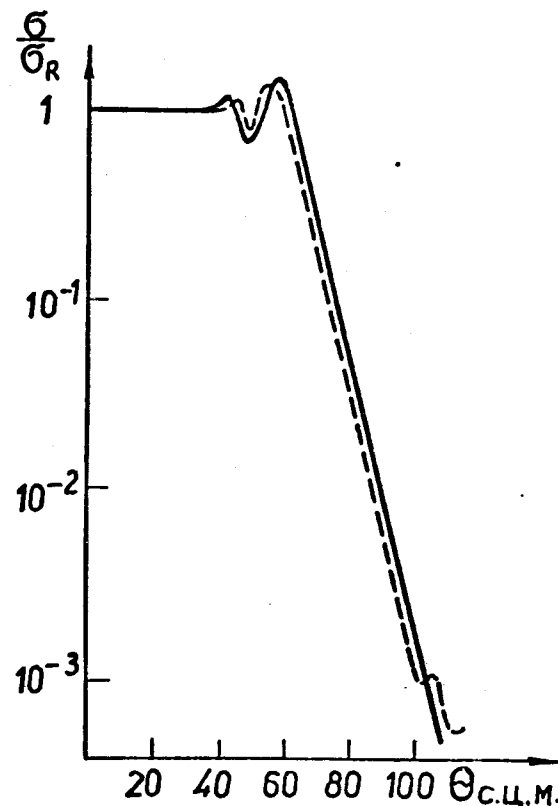


Рис. 3. Дифференциальные сечения рассеяния  $^{40}\text{Ca}$  на  $^{40}\text{Ca}$  с учетом кулоновского возбуждения /пунктирная кривая/ и без него /сплошная линия/ для  $E_{\text{с.ц.м.}} = 75 \text{ МэВ}$ .

не может в то же время быть основой для анализа процессов слияния, сопровождаемых значительной потерей кинетической энергии /десятки и сотни МэВ/. Для анализа этих процессов необходимо рассматривать возбуждения типа гигантских резонансов, что и явится предметом дальнейших исследований.

Авторы благодарны участникам семинара по теории ядра ЛТФ за полезные замечания.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Gross D.H.E., Kalinowski H. *Phys.Lett.*, 1974, 48B, p. 302.
2. Kan K.K., Griffin J.J. *Phys.Lett.*, 1974, 50B, p. 241.
3. Gross D.H.E. *Nucl.Phys.*, 1975, A240, p. 472.
4. Bondorf J., Sobel M.I., Sperber D. *Phys.Rep.*, 1974, vol. 15, No. 2.
5. Jolos R.V., e.a. ОИЯИ, Е4-9670, Е4-9671, Дубна, 1976.
6. Афанасьев Г.Н., Шилов В.М. ЯФ, 1977, 26, с. 92.
7. Джолос Р.В., Пермяков В.П. ОИЯИ, Р4-8416, Дубна, 1974.
8. Джолос Р.В., Пермяков В.П., Шульц Г. ОИЯИ, Р4-9635, Дубна, 1976.
9. Струтинский В.М. ОИЯИ, Д-6465, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 февраля 1978 года.