

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-170

P4-95-170

Е.О.Альт¹, Б.Ф.Иргазиев²,
А.Т.Муминов, А.М.Мухамеджанов³

АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ
ТРЕХЧАСТИЧНЫХ КУЛОНОВСКИХ ЭФФЕКТОВ
НА РАЗВАЛ ЛЕГКИХ ЯДЕР
В ПОЛЕ МНОГОЗАРЯДНОГО ИОНА

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Институт физики, Университет, г.Майнц, ФРГ

²Ташкентский государственный университет

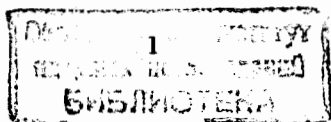
³Институт ядерной физики АН РУз

1995

1 Введение

Трехчастичное кулоновское взаимодействие частиц в теории атомных и ядерных столкновений продолжает привлекать к себе особое внимание на протяжении многих лет [1-6]. Интерес к данной проблематике еще более возрос в связи с возможностью определения астрофизического S-фактора из реакций кулоновского развала легких ядер в поле быстрого многозарядного иона, который можно рассматривать как источник виртуальных фотонов [7-9]. Для вычисления амплитуды кулоновского развала необходимо знать асимптотику трехчастичной кулоновской волновой функции, когда отношение расстояния между двумя частицами, образовавшимися в результате развала, к расстоянию до тяжелого иона намного меньше единицы. Такая асимптотика была найдена в работе [10]. Для извлечения астрофизического S-фактора необходимо правильно рассчитать амплитуду в кинематической области, в которой относительная энергия сталкивающихся частиц составляет сотни МэВ, а относительная энергия разлетающихся частиц после развала имеет значение, лежащее в пределах 1-100 кэВ, т.е. в области сверхнизких энергий в масштабе ядерной физики. Обычно при изучении реакций квазиупругого развала легких ионов в поле тяжелого иона применяется метод искаженных волн в формах с потенциалами начального и конечного каналов. В работе [11] описаны две процедуры вычисления амплитуды методом искаженных волн, которые получили названия версий Баура и Аустрена. В версии Баура явным недостатком является пренебрежение взаимодействием между образовавшимися в результате развала фрагментами, а в методе Аустрена сумма потенциалов взаимодействия образовавшихся фрагментов с тяжелым ионом заменяется на оптический потенциал, что также является необоснованным. В обоих методах относительное движение фрагментов описывается плоскими волнами, что представляется неправильным из-за наличия дальнедействующего кулоновского потенциала.

Нами была поставлена задача корректного учета кулоновского взаимодействия трех заряженных частиц в конечном состоянии для реакций кулоновского развала легких ядер в поле тяжелого многозарядного иона в кинематической области энергий, где возможно извлечь астрофизический S-фактор.



2 Амплитуда кулоновского развала

Известно, что при углах отклонения центра масс разваливающегося ядра в поле тяжелого иона в пределах от 2 до 10° вклад ядерного взаимодействия на развал ядра является малым. Развал происходит при больших прицельных параметрах, где основную роль играет кулоновское взаимодействие между налетающей частицей и тяжелым ионом. В дальнейшем будем рассматривать нерезонансный развал налетающей частицы в поле тяжелого иона на два фрагмента и ограничимся рамками трехчастичного подхода, т.е. будем рассматривать следующий процесс развала:

$$(1+2) + 3 \rightarrow 1 + 2 + 3, \quad (1)$$

где (1+2) – связанное состояние легких частиц 1 и 2, 3 – тяжелый многозарядный ион. Взаимодействие между частицами 1 и 2 (V_{12}) включает в себя как кулоновское (V_{12}^c), так и ядерное (V_{12}^N) взаимодействие. Частица 3 взаимодействует с частицами 1 и 2 посредством только кулоновского взаимодействия.

Процесс (1) удобно рассматривать в системе центра масс частиц с переходом к координатам Якоби. Обозначим через \vec{r} радиус-вектор, описывающий относительное движение частиц 1 и 2, а через \vec{R} – радиус-вектор относительного движения частицы 3 и центра масс частиц 1 и 2. Полный гамильтониан трехчастичной системы можно записать в виде

$$H = T_{12} + T_3 + V_{31}^c + V_{23}^c + V_{12}, \quad (2)$$

где T_{12} – кинетическая энергия относительного движения частиц 1 и 2, T_3 – кинетическая энергия относительного движения частицы 3 и пары (1+2);

$$T_{12} = -\Delta_{12}/2\mu_{12}, \quad T_3 = -\Delta_3/2\mu_3,$$

$$\mu_{12} = m_1 m_2 / m_{12}, \quad \mu_3 = m_{12} m_3 / (m_{12} + m_3),$$

$$m_\nu - \text{масса } \nu\text{-й частицы, } \nu = 1, 2, 3, m_{12} = m_1 + m_2.$$

$$V_{12}^c = z_1 z_2 e^2 / r, \quad V_{31}^c = z_1 z_3 e^2 / |\vec{R} - \lambda_2 \vec{r}|, \quad V_{23}^c = z_2 z_3 e^2 / |\vec{R} + \lambda_1 \vec{r}|,$$

$$\lambda_1 = m_1 / m_{12}, \quad \lambda_2 = m_2 / m_{12}, \quad m_3 \gg m_{12},$$

z_ν – заряд ν -й частицы.

Вводя кулоновский "оптический" потенциал взаимодействия системы (1+2) с частицей 3 (V_i^c), запишем асимптотический гамильтониан начального состояния в виде

$$H_i = T_{12} + T_3 + V_{12} + V_i^c, \quad (3)$$

$$V_i^c = z_{12} z_3 e^2 / R, \quad z_{12} = z_1 + z_2.$$

Амплитуда реакции определяется выражением

$$M_{if} = \langle \Psi_f^{(-)} | \Delta V_i | \Phi_i^{(+)} \rangle, \quad (4)$$

где $\Delta V_i = H - H_i = V_{31}^c + V_{23}^c - V_i^c$.

Волновые функции $\Psi_f^{(-)}$ и $\Phi_i^{(+)}$ удовлетворяют уравнениям

$$H \Psi_f^{(-)} = (E_f + E_{12}) \Psi_f^{(-)}, \quad (5)$$

$$H_i \Phi_i^{(+)} = (E_i - \epsilon_{12}) \Phi_i^{(+)}, \quad (6)$$

где

$$E_i = k_i^2 / (2\mu_3), \quad E_f = k_f^2 / (2\mu_3), \quad E_{12} = k_{12}^2 / (2\mu_{12}),$$

\vec{k}_i (\vec{k}_f) – относительный импульс системы (1+2) и частицы 3 в начальном (конечном) состоянии, \vec{k}_{12} – импульс относительного движения частиц 1 и 2 после развала, ϵ_{12} – энергия связи системы (1+2).

Для вычисления амплитуды (4) используем выражение для волновой функции, являющейся решением уравнения (5):

$$\Phi_i^{(+)}(\vec{r}, \vec{R},) = \varphi_{12}(\vec{r}) \exp(i\vec{k}_i \vec{R}) N_i(\eta_i) F(-i\eta_i, 1, i(k_i R - \vec{k}_i \vec{R})), \quad (7)$$

где

$$\eta_i = z_{12} e^2 z_3 m_{12} / k_i, \quad N_i(\eta_i) = \exp(-\pi/2\eta_i) \Gamma(1 + i\eta_i),$$

$F(a, b, x)$ – вырожденная гипергеометрическая функция, $\Gamma(x)$ – гамма-функция. Функция $\varphi_{12}(\vec{r})$ описывает связанное состояние системы частиц 1 и 2.

Волновую функцию $\Psi_f^{(-)}$ конечного состояния возьмем в асимптотическом виде согласно работе [10]. Действительно, из-за наличия экспоненциально убывающей волновой функции связанного состояния $\varphi_{12}(\vec{r})$ при вычислении амплитуды (4) область интегрирования по r ограничивается областью значений $r \ll 1/\kappa_{12}$, где $\kappa_{12} = \sqrt{2\mu_{12}\epsilon_{12}}$. Значение прицельного параметра при кулоновском развале реально на много больше, чем $1/\kappa_{12}$; поэтому выполняется условие $r/R \ll 1$, что необходимо для использования асимптотической кулоновской волновой функции. Заметим, что можно вполне пренебречь ядерным взаимодействием V_{12}^N в конечном состоянии из-за кулоновского барьера (энергия относительного движения E_{12} частиц 1 и 2 в исследуемой кинематической области составляет не более сотни кэВ). Используемая асимптотика с точностью до $O(1/R)$ имеет вид

$$\Psi_f^{(-)}(\vec{r}, \vec{R}) \rightarrow \Psi_f^{(-)a}(\vec{r}, \vec{R}) = \psi_{\vec{q}_{12}(\vec{R})}^{(-)}(\vec{r}) \exp(i\vec{k}_f \vec{R}) N_{31}(\eta_{31}) N_{23}(\eta_{23}) \times F(i\eta_{31}, 1, -i(k_{31}R + \vec{k}_{31}\vec{R})) F(i\eta_{23}, 1, -i(k_{23}R - \vec{k}_{23}\vec{R})), \quad (8)$$

при $r/R \rightarrow 0$,
где $\eta_{31} = z_1 z_3 e^2 \mu_{31} / k_{31}$, $\eta_{23} = z_2 z_3 e^2 \mu_{23} / k_{23}$,

$$N_{31}(\eta_{31}) = \exp(-\pi/2\eta_{31}) \Gamma(1 - i\eta_{31}),$$

$$N_{23}(\eta_{23}) = \exp(-\pi/2\eta_{23}) \Gamma(1 - i\eta_{23}),$$

$$\vec{k}_{31} = \frac{m_1(m_{12} + m_3)}{(m_1 + m_3)m_{12}} \vec{k}_f - \frac{m_3}{m_1 + m_3} \vec{k}_{12},$$

$$\vec{k}_{23} = -\frac{m_2(m_{12} + m_3)}{(m_2 + m_3)m_{12}} \vec{k}_f - \frac{m_3}{m_2 + m_3} \vec{k}_{12},$$

$\psi_{\vec{q}_{12}(\vec{R})}^{(-)}(\vec{r})$ – волновая функция относительного движения частиц 1 и 2 с учетом влияния кулоновского поля частицы 3, $\vec{q}_{12}(\vec{R}) = \vec{k}_{12} + \vec{a}(\vec{R})/R$ – локальный импульс частиц 1 и 2 на расстоянии R от частицы 3, величина \vec{a} определяется выражением:

$$\vec{a} = \eta_{31} \lambda_2(\vec{R} + \vec{k}_{31}) / (1 + \vec{R}\vec{k}_{31}) - \eta_{23} \lambda_1(\vec{R} - \vec{k}_{23}) / (1 - \vec{R}\vec{k}_{23}), \quad (9)$$

где $\vec{b} = \vec{b}/b$.

Так как в рассматриваемой кинематической области $k_{12} \ll k_f$, то для относительных импульсов будет справедливо соотношение

$$\vec{k}_{31} \approx (m_1/m_{12})\vec{k}_f, \quad \vec{k}_{23} \approx -(m_2/m_{12})\vec{k}_f, \quad (10)$$

а для кулоновских параметров справедлива оценка

$$\eta_{31} \approx (z_1/z_{12})\eta_f, \quad \eta_{23} \approx (z_2/z_{12})\eta_f, \quad (11)$$

где $\eta_f = z_{12} z_3 e^2 m_{12} / k_f$.

Тогда выражение (9) можно записать в виде

$$\vec{a} \approx \mu_{12} \eta_f / z_{12} (z_1/m_1 - z_2/m_2) (\vec{R} + \vec{k}_f) / (1 + \vec{R}\vec{k}_f). \quad (12)$$

Наличие \vec{a}/R в выражении для локального импульса связано с тем, что частицы после развала будут по-разному ускоряться в поле тяжелого иона, поэтому относительный импульс должен меняться в зависимости от R . Этот член не будет давать вклада в случае равенства отношений заряда к массе образовавшихся фрагментов. Эта асимптотика будет верна при $r/R \ll 1$ и $|\vec{a}\vec{r}|/R \ll 1$.

Волновая функция $\psi_{\vec{q}_{12}(\vec{R})}^{(-)}(\vec{r})$ удовлетворяет уравнению

$$(T_{12} + V_{12}^c - q_{12}^2(R)/(2\mu_{12})) \psi_{\vec{q}_{12}(\vec{R})}^{(-)}(\vec{r}) = 0. \quad (13)$$

Разложим $\psi_{\vec{q}_{12}(\vec{R})}^{(-)}(\vec{r})$ по степеням \vec{a}/R при условии $|\vec{a}/R| < k_{12}$ и ограничимся двумя первыми членами. Тогда имеем

$$\psi_{\vec{q}_{12}(\vec{R})}^{(-)}(\vec{r}) \approx \psi_{\vec{k}_{12}}^{(-)}(\vec{r}) + \frac{\vec{a}}{R} \nabla_{\vec{k}_{12}} \psi_{\vec{k}_{12}}^{(-)}(\vec{r}). \quad (14)$$

$\psi_{\vec{k}_{12}}^{(-)}(\vec{r})$ – кулоновская волновая функция, имеющая вид

$$\psi_{\vec{k}_{12}}^{(-)}(\vec{r}) = \exp(i\vec{k}_{12}\vec{r}) N_{12}(\eta_{12}) F(i\eta_{12}, 1, -i(k_{12}r + \vec{k}_{12}\vec{r})). \quad (15)$$

Так как существенный вклад в интеграл вносит область $r \leq 1/\kappa_{12}$, а $k_{12} \ll \kappa_{12}$, то можно считать, что $k_{12}r \ll 1$. В таком случае при вычислении градиента можно пренебречь вкладом и от экспоненты, и от гипергеометрической функции. Градиент берется только от $N_{12}(\eta_{12})$. Вычисляя градиент и подставляя в (14), получим

$$\psi_{\vec{k}_{12}(\vec{r})}^{(-)} \approx [1 + \vec{a}\vec{k}_{12}\eta_{12}/Rk_{12}[\pi/2 + i\psi(1 - i\eta_{12})]]\psi_{\vec{k}_{12}}^{(-)}(\vec{r}), \quad (16)$$

где $\psi(x)$ - логарифмическая производная от гамма-функции. Потенциал перехода ΔV_i разложим по степеням r/R :

$$\Delta V_i = H - H_i = V_{31}^c + V_{23}^c - V_i^c = z_3 e^2 \sum_{l,m} \frac{4\pi}{(2l+1)} \times \\ \times [(-1)^l (m_2/m_{12})^l z_1 + (m_1/m_{12})^l z_2] \frac{r^l}{R^{l+1}} Y_{lm}^*(\hat{r}) Y_{lm}(\hat{R}). \quad (17)$$

Подставляя (7), (8), (16) и (17) в формулу (4) для амплитуды, получим

$$M_{if} = z_3 e^2 \sum_{l,m} \frac{4\pi}{(2l+1)} [(-1)^l (m_2/m_{12})^l z_1 + (m_1/m_{12})^l z_2] \times \\ \times \int d\vec{r} \psi_{\vec{k}_{12}}^{(-)*}(\vec{r}) r^l \varphi_{12}(\vec{r}) Y_{lm}^*(\hat{r}) \int_{R > R_{\min}} [1 + \vec{a}\vec{k}_{12}\eta_{12}/Rk_{12} \times \\ \times [\pi/2 + i\psi(1 + i\eta_{12})]] N_i(\eta_i) N_{31}^*(\eta_{31}) N_{23}^*(\eta_{23}) F(-i\eta_{31}, 1, i(k_{31}R + \vec{k}_{31}\vec{R})) \times \\ \times F(-i\eta_{23}, 1, i(k_{23}R - \vec{k}_{23}\vec{R})) F(-i\eta_i, 1, i(k_iR - \vec{k}_i\vec{R})) \exp[i(\vec{k}_i - \vec{k}_f)\vec{R}] Y_{lm}(\hat{R}) \frac{d\vec{R}}{R^{l+1}}. \quad (18)$$

Интегрирование по R берется от R_{\min} до ∞ . Величина R_{\min} выбирается так, чтобы можно было использовать асимптотическое выражение для кулоновских волновых функций. Вклад области $r/R > 1$ в значение интеграла по r пренебрежимо мал из-за наличия под интегралом экспоненциально убывающей функции $\varphi_{12}(\vec{r})$.

Для простоты рассмотрим случай кинематики, когда импульсы \vec{k}_{12} и \vec{k}_f перпендикулярны, а \vec{k}_{12} , \vec{k}_i , \vec{k}_f лежат в одной плоскости. Координатную ось z выберем вдоль \vec{k}_f , а ось x - вдоль \vec{k}_{12} . Этот случай изображен на рис.1.

После замены кулоновских функций их асимптотическими выражениями получим:

$$M_{if} = \sum_{l,m} \frac{4\pi}{2l+1} M_{lm}^{(12)} M_{lm}^{(3)}, \quad (19)$$

$$M_{lm}^{(12)} = |(-1)^l z_1 (m_2/m_{12})^l + z_2 (m_1/m_{12})^l| \times \\ \times \int d\vec{r} \psi_{\vec{k}_{12}}^{(-)*}(\vec{r}) r^l \varphi_{12}(\vec{r}) Y_{lm}^*(\hat{r}), \quad (20)$$

$$M_{lm}^{(3)} = z_3 e^2 \int_{R > R_{\min}} \frac{d\vec{R}}{R^{l+1}} \exp(-i(\vec{k}_f - \vec{k}_i)\vec{R} + i\eta_i \ln(k_i R - \vec{k}_i\vec{R})) \times \\ \times [1 + \vec{a}\vec{k}_{12}\eta_{12}/Rk_{12}[\pi/2 + i\psi(1 + i\eta_{12})]] \exp[i\eta_f \ln(k_f R + \vec{k}_f\vec{R})] Y_{lm}(\hat{R}). \quad (21)$$

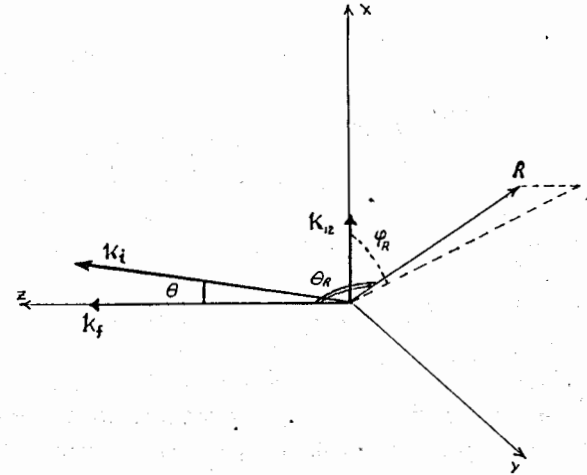


Рис.1. Кинематика рассматриваемых реакций. θ - угол рассеяния.

Как видно из (20), $M_{lm}^{(12)}$ представляет собой элемент матричного перехода, который по своей структуре аналогичен матричному элементу E_l электрического перехода.

Так как рассматривается область малых углов рассеяния и малых значений k_{12} , то при больших энергиях столкновения можно считать, что $\vec{k}_i \approx \vec{k}_f$ и $\eta_i \approx \eta_f$. Учитывая то, что логарифм достаточно медленно меняющаяся функция, получим $\eta_i \ln(k_i R - \vec{k}_i\vec{R}) + \eta_f \ln(k_f R + \vec{k}_f\vec{R}) \approx 2\eta_f \ln(k_f R \sin\theta_R)$.

Теперь выражение (21) можно легко проинтегрировать по азимутальному углу радиуса-вектора \vec{R} .

При интегрировании по θ_R надо иметь в виду, что \vec{R} не должен быть параллельным \vec{k}_f и антипараллельным \vec{k}_i , т.е. необходимо исключить область сингулярного направления. Поэтому по углу θ_R интегрирование ограничивается областью от θ_{\min} до θ_{\max} , которые выбираются так, чтобы выполнялось условие $\eta_f / (k_f R_{\min} \sin\theta_R) \ll 1$.

Тогда для $M_{lm}^{(3)}$ имеем:

$$M_{lm}^{(3)} = 2\pi z_3 (-1)^K i^m \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{(l+m)!}} \int_{R_{\min}}^{\infty} \frac{dR}{R^2} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} d\theta R \sin\theta \exp(i(\vec{k}_i \cos\theta - \vec{k}_f) R \cos\theta_R + 2i\eta_f \ln(k_f R \sin\theta_R)) P_l^m(\cos\theta_R) [J_m(x) - \frac{iC}{R} \operatorname{tg} \frac{\theta_R}{2} dJ_m(x)/dx], \quad (22)$$

где $J_m(x)$ - функция Бесселя,

$$x = k_i R \sin\theta \sin\theta_R, \quad k = (m + |m|)/2,$$

$$C = \mu_{12} \eta_{12} \eta_f / z_{12} k_{12} (z_1/m_1 - z_2/m_2) [\pi/2 + i\psi(1 + i\eta_{12})].$$

Для интегрирования по углу θ_R воспользуемся асимптотическим разложением функции Бесселя и ее производной с точностью до $O(1/R)$, после чего можно легко вычислить интеграл по методу стационарной фазы. При данных кинематических условиях точка стационарной фазы оказалась близкой к $\pi/2$. Интеграл по R можно оценить в асимптотическом приближении. В итоге получим

$$M_{lm}^{(3)} = A_{lm} / R_{\min}^{l-2i\eta_f} (k_i \sin\theta)^{2-2\kappa} \left[\cos(k_i R_{\min} \sin\theta - m\pi/2) - iC / R_{\min} \sin(k_i R_{\min} \sin\theta - \frac{m\pi}{2}) \right], \quad (23)$$

где A_{lm} - известный постоянный множитель. Надо иметь в виду, что наша асимптотическая оценка справедлива при условии, что $\cos(k_i R_{\min} \sin\theta - m\pi/2)$ и $\sin(k_i R_{\min} \sin\theta - m\pi/2)$ отличны от нуля.

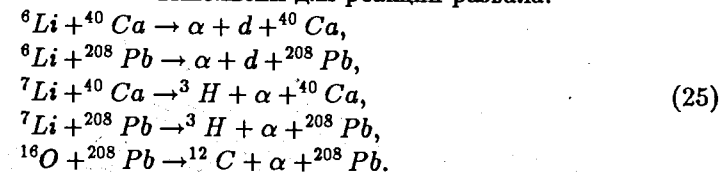
В таком же приближении можно оценить амплитуду без поправки \vec{a}/R к импульсу \vec{k}_{12} , и взять отношение сечений с учетом и без учета \vec{a}/R для случая дипольного перехода. Чтобы сделать качественную оценку \cos^2 , \sin^2 и $\cos \cdot \sin$ от аргумента $(k_i R_{\min} \sin\theta - \frac{m\pi}{2})$, заменим их средними значениями. В результате получим окончательную качественную оценку

$$X = d\sigma^{(s)} / d\sigma^{(0)} = 1 + \left| \mu_{12} \eta_{12} \eta_f / z_{12} k_{12} R_{\min} \left(\frac{z_1}{m_1} - \frac{z_2}{m_2} \right) \times \left[\pi/2 + i\psi(1 + i\eta_{12}) \right] \right|^2. \quad (24)$$

Из этой формулы видно, что при увеличении энергии столкновения и энергии разлета образующихся частиц вклад трехчастичных эффектов, связанных с ускорением частиц в поле тяжелого иона, уменьшается. Этот эффект также зависит от разности отношения заряда к массе разлетающихся частиц: чем больше эта разность, тем больше эффект.

3 Результаты численных расчетов и их анализ

Численные расчеты были выполнены для реакций развала:



Энергия столкновения E_i изменялась в пределах от 100 до 500 МэВ, относительная энергия E_{12} разлетающихся фрагментов лежала в пределах от 10 до 100 кэВ.

Значение R_{\min} выбиралось из условия $|\vec{a}| / (\kappa_{12} R) \ll 1$. Полученные результаты представлены на рис.2 - 5. Как видно из рис.2, при развале ${}^6\text{Li}$ на ${}^{40}\text{Ca}$ вклад трехчастичных кулоновских эффектов, связанных с правильным выбором асимптотики трехчастичной кулоновской волновой функции, является малым. При расщеплении этого же ядра на ${}^{208}\text{Pb}$ эффект становится более заметным, что видно из сравнения рис.2 и 3.

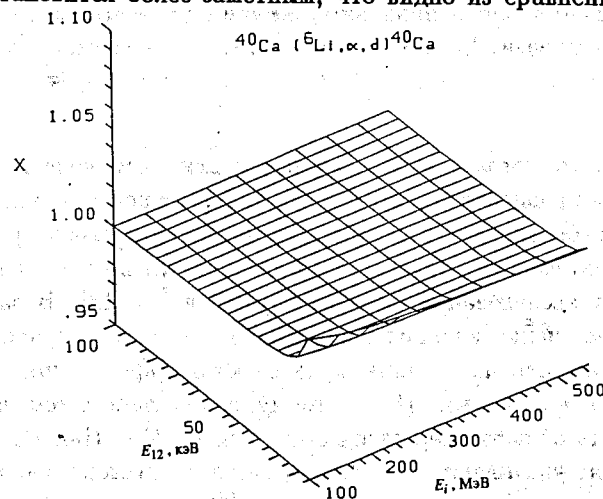


Рис.2. Отношение дифференциальных сечений с учетом и без учета \vec{a}/R для реакции квазиупругого развала ${}^6\text{Li} + {}^{40}\text{Ca} \rightarrow \alpha + d + {}^{40}\text{Ca}$

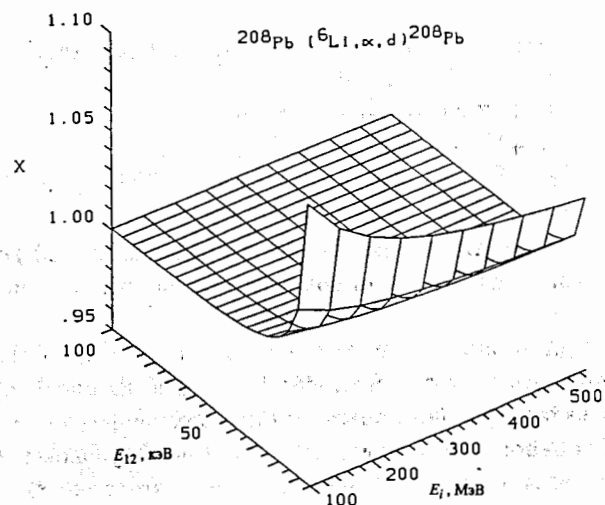


Рис.3. Отношение дифференциальных сечений с учетом и без учета \bar{a}/R для реакции квазиупругого развала ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow \alpha + d + {}^{208}\text{Pb}$

Очевидно, что это связано с более сильным влиянием поля иона ${}^{208}\text{Pb}$. При увеличении разности $(z_1/m_1 - z_2/m_2)$ эффект постускорения становится настолько большим, что его обязательно надо учитывать при развале (рис.4). О необходимости такого учета указывается в работах по экспериментальному исследованию развала ${}^6\text{Li}$ [12] и ${}^7\text{Li}$ [13]. В работе [13] сделаны грубые оценки влияния постускорения и были получены противоречивые результаты по влиянию кулоновского эффекта при обработке экспериментальных данных. По-видимому, это связано с тем, что очень трудно выделить область сверхнизких энергий по E_{12} . Наши результаты непосредственно указывают на важность учета постускорения. Рис.5 показывает, что при кулоновской диссоциации ${}^{16}\text{O}$ исследуемый эффект является более существенным, чем при диссоциации ${}^6\text{Li}$. Все расчеты были проведены при больших значениях R_{min} . Разумеется, что эффект должен возрасти при меньших расстояниях.

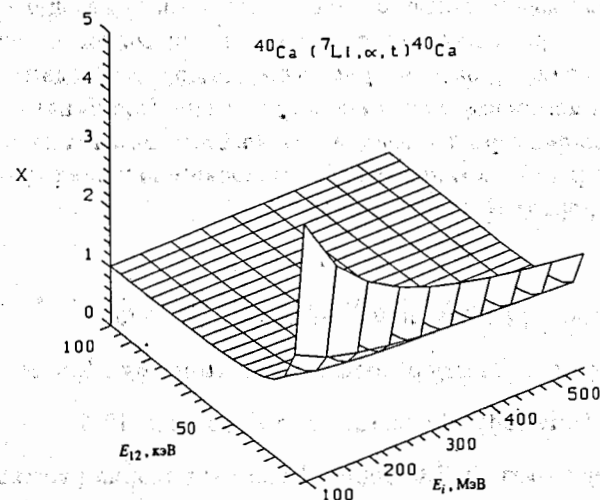


Рис.4. Отношение дифференциальных сечений с учетом и без учета \bar{a}/R для реакции квазиупругого развала ${}^7\text{Li} + {}^{40}\text{Ca} \rightarrow {}^3\text{H} + \alpha + {}^{40}\text{Ca}$. Аналогичный результат получен для реакции ${}^7\text{Li} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^3\text{H} + \alpha + {}^{208}\text{Pb}$

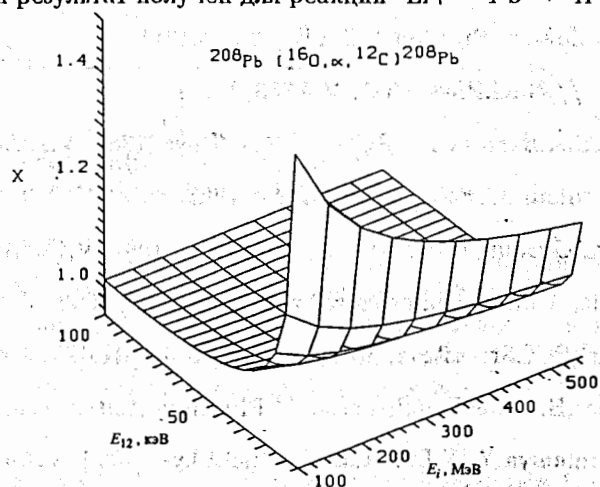


Рис.5. Отношение дифференциальных сечений с учетом и без учета \bar{a}/R для реакции квазиупругого развала ${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \alpha + {}^{208}\text{Pb}$

Из наших качественных оценок можно сделать вывод о важности правильного выбора асимптотики трехчастичной волновой функции конечного состояния. Иначе неправильный выбор этой асимптотики может привести к неверному значению астрофизического S-фактора при извлечении этого фактора из реакций кулоновского развала ядер.

Данная работа поддерживалась немецким научно-исследовательским обществом, грант N 436 USB - 113 - 1 - 0 .

Литература

1. L.Rozenberg // Phys. Rev., 1972, V.D 8 ,P. 1833.
2. R.J.Peterkop. Theory of Ionisation of Atoms by Electron Impact , University of Colorado Press, Boulder, 1977.
3. С.П.Меркурьев, Л.Д.Фаддеев. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц- М. -Наука -1985.
4. E.O.Alt, W.Sandhas, H.Ziegelmann Phys.Rev.,1978, V.C17, P.1981.
5. E.O.Alt Mainz, Preprint MZ-TH / 85-14,1981.
6. L.P.Kok // Nucl.Phys.,1981, V.A353, P.171.
7. G.Baur, C.A.Bertulani, H.Rebel // Nucl.Phys.,1986, V.A458, P.198.
8. C.A.Bertulani, G.Baur // Phys.Rep., 1988, V.163, P.299.
9. R.Shyam, G.Baur, P.Banerjee // Phys.Rev., 1991, V.C44, P. 915.
10. E.O.Alt, A.M.Mukhamedzhanov // Phys.Rev., 1993, V.A47, P.2004.
11. H.Rebel, D.K.Srivastava. Karlsruhe, Preprint KfK 4761,1990.
12. J.Kiener, H.J.Gils, H.Rebel, et.al // Phys.Rev.,1991, V.C44, P.2195.
13. H.Utsunomiya, Y.W.Lui et.al. // Nucl.Phys., 1990, V.A511, P.379.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 апреля 1995 года.

Альт Е.О. и др.

P4-95-170

Асимптотическая оценка влияния трехчастичных кулоновских эффектов на развал легких ядер в поле многозарядного иона

Для реакций квазиупругого развала легких ядер на два заряженных фрагмента в кулоновском поле тяжелого многозарядного иона, разлетающихся со сверхнизкими энергиями, выполнена асимптотическая оценка отношений дифференциальных сечений с учетом и без учета трехчастичных кулоновских эффектов. Показана важность учета ускорения фрагментов после развала.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Перевод авторов

Alt E.O. et al.

P4-95-170

Asymptotic Estimation of the Influence of Three-Body Coulomb Effects on the Break up of the Light Nucleus in the Field of the Multicharged Ion

For the reactions of quasi-elastic break up of light nuclei into two charged fragments in the field of a heavy ion and flying away with extra low energies the asymptotic estimation of the ratios of the differential cross sections with and without taking into account three-body Coulomb effects is carried out. The importance of the accounting accelerations of fragments after break up in the field of heavy ion is shown.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1995