

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ НА ОСНОВЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ

С.Б.Дубовиченко, А.В.Джазаиров-Кахраманов

Казахский государственный национальный университет, Аль-Фараби, 71,
480121, Алма-Ата, Казахстан, E-mail: eldar@ag.alma-ata.su

Рассматриваются процессы фоторазвала и радиационного захвата в каналах N^2H , N^3H , N^3He , $^2H^2H$, $^2H^3He$, $^2H^4He$, $^3He^3H$, $^4He^3H$, $^4He^3He$ на основе соответствующих потенциальных двухкластерных моделей. Вычисляются астрофизические S -факторы при малых энергиях. Показана возможность описания различных электромагнитных характеристик легких ядер, включая кулоновские формфакторы при импульсах до 4 fm^{-1} , на основе единых наборов межкластерных взаимодействий, которые содержат запрещенные состояния и согласованы с фазами упругого рассеяния кластеров при низких энергиях. Расчетные неупругие формфакторы при $3\text{--}4 \text{ fm}^{-1}$ имеют второй максимум, хотя его величина меньше экспериментальной. В легчайших кластерных системах проводится классификация орбитальных состояний и выполняется разделение фаз рассеяния и межкластерных потенциалов по орбитальным схемам Юнга.

Photodisintegration and radiation capture process are considered in N^2H , N^3H , N^3He , $^2H^2H$, $^2H^3He$, $^2H^4He$, $^3He^3H$, $^4He^3H$, $^4He^3He$ channels on the basis of corresponding two-cluster potential models. Astrophysical S -factors are calculated at low energies. It is possible to describe different electromagnetic characteristics of light nuclei, including Coulomb form-factors at momenta up to 4 fm^{-1} , using one set of intercluster interactions containing forbidden states and corresponding to phase shifts of cluster elastic scattering at low energies. The calculated inelastic form-factors have the second maximum (peak) at $3\text{--}4 \text{ fm}^{-1}$ although it is lower than the experimental one. Orbital state classification is made for the lightest cluster systems as well as scattering phase shift and intercluster potential separation on the basis of Young's orbital schemes.

ВВЕДЕНИЕ

Около двух десятков лет назад в работах [1,2] впервые было показано, что фазы упругого рассеяния легких кластерных систем могут быть описаны на основе глубоких, чисто притягивающих потенциалов вудс-саксоновского типа, которые содержат запрещенные связанные состояния (ЗС). Структура

ЗС определяется перестановочной симметрией волновых функций (ВФ) системы относительно нуклонных перестановок. Поведение фаз рассеяния при нулевой энергии для данного вида взаимодействий подчиняется обобщенной теореме Левинсона [2]:

$$\delta_L = \pi(N_L + M_L),$$

где N_L и M_L — число запрещенных и разрешенных связанных состояний. Фазы при больших энергиях стремятся к нулю, все время оставаясь положительными. Такой подход, по-видимому, можно рассматривать, как альтернативу концепции отталкивающего кора, который вводится для качественного учета принципа Паули, без выполнения полной антисимметризации ВФ. Радиальная ВФ разрешенных состояний (РС) потенциалов с ЗС осциллирует на малых расстояниях, а не вымирает, как это было при взаимодействии с кором.

В дальнейшем в [3] были получены гауссовские потенциалы с ЗС, параметры которых согласованы с фазами упругого рассеяния, и показано, что их использование в простых одноканальных ${}^4\text{He}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}^2\text{H}$ кластерных моделях позволяет вполне успешно описать некоторые характеристики основных состояний (ОС) ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, вероятность кластеризации которых в этих каналах сравнительно высока. Различные оценки дают для ${}^4\text{He}^2\text{H}$ -кластеризации величину 0,6—0,8 и $\sim 0,9$ для системы ${}^4\text{He}^3\text{H}$ [4]. Определенный успех одноканальной модели, основанный на таких потенциалах, обусловлен не только большой степенью кластеризации указанных ядер, но и тем, что в каждом состоянии кластеров существует только одна разрешенная орбитальная схема Юнга [2,5], определяющая симметрию этого состояния. Тем самым достигается некоторое «единое» описание непрерывного и дискретного спектров, и потенциалы, полученные на основе экспериментальных фаз рассеяния, удается вполне успешно использовать для описания различных характеристик ОС ядер лития. В таких расчетах используется потенциальная кластерная модель, где считается, что ядро состоит из двух бесструктурных фрагментов, которым можно сопоставить свойства соответствующих частиц в свободном состоянии. Антисимметризация волновой функции системы не проводится, но межкластерные взаимодействия содержат ЗС [3].

Для более легких кластерных систем вида N^2H , ${}^2\text{H}^2\text{H}$, N^3H , N^3He и ${}^2\text{H}^3\text{He}$ в состояниях рассеяния с минимальным спином уже возможно смешивание по орбитальным симметриям, и ситуация здесь оказывается более сложной. В состояниях с минимальным спином в непрерывном спектре разрешены две орбитальные симметрии с различными схемами Юнга, в то время как связанным ОС, по-видимому, соответствует только одна схема

[6—8]. Поэтому потенциалы, непосредственно полученные на основе экспериментальных фаз рассеяния, эффективно зависят от различных орбитальных схем и не могут в таком виде использоваться для описания характеристик ОС. Из таких взаимодействий необходимо выделять чистую компоненту, применимую уже при анализе характеристик связанных состояний (СС). Результаты тогда в основном будут зависеть от степени кластеризации ядра в рассматриваемых каналах.

В работах [6—8] было показано, что для легчайших кластерных систем экспериментальные смешанные фазы могут быть представлены в виде полусуммы чистых фаз с определенными схемами Юнга. Обычно считают, что в качестве одной из чистых фаз канала с минимальным спином можно использовать аналогичную чистую фазу другого спинового состояния или системы, чистой по изоспину. В таком случае по экспериментальным фазам легко найти чистую фазу максимальной симметрии канала с минимальным спином и по ней параметризовать чистые взаимодействия. В частности, в [6—8] получены такие N^2H , N^3H , N^3He , $^2N^2H$ и $^2N^3He$ чистые гауссовские взаимодействия и показано [8], что удается в общем правильно передать энергию связи ядер 3H , 3He и 4He в кластерных каналах, асимптотическую константу, зарядовый радиус и упругий кулоновский формфактор при малых переданных импульсах.

Следует отметить, что смешивание по орбитальным схемам Юнга в состояниях с минимальным спином характерно не только для большинства легких кластерных систем, но реализуется и в более тяжелых системах вида N^6Li , N^7Li и $^2N^6Li$ [9].

С учетом полученных ранее взаимодействий были рассмотрены и сечения фотопроцессов в рамках тех же кластерных моделей, которые, несмотря на свою простоту, в ряде случаев позволяют получить хорошие результаты на основе потенциалов, параметры которых изначально фиксированы по экспериментальным фазам рассеяния и практически не меняются в процессе дальнейших вычислений [6,7,10].

1. МЕТОДЫ РАСЧЕТОВ

Для расчетов сечений фотопроцессов в длинноволновом приближении использовалось известное выражение [11]:

$$\frac{d\sigma_c(N)}{d\Omega} = \frac{K\mu}{2\pi\hbar^2q} \frac{1}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \sum_{m_i, m_f, \lambda} |M_{J\lambda}(N)|^2, \quad (1)$$

где $N = E$ или M и

$$M_{J\lambda}(N) = \sum_J i^J \sqrt{2\pi(2J+1)} \frac{K^J}{(2J+1)!!} \left[\frac{J+1}{J} \right]^{1/2} \lambda \sum_m D_{m\lambda}^J \langle f | H_{Jm}(N) | i \rangle,$$

$$H_{Jm}(E) = Q_{Jm}(L) + Q_{Jm}(S), \quad H_{Jm}(M) = W_{Jm}(L) + W_{Jm}(S),$$

$$Q_{Jm}(L) = e \sum_i Z_i r_i^J Y_{Jm}(\Omega_i), \quad Q_{Jm}(S) = \frac{e\hbar}{m_0 c} K \left[\frac{J}{J+1} \right]^{1/2} \sum_i \mu_i \hat{S}_i r_i^J Y_{Jm}(\Omega_i),$$

$$W_{Jm}(L) = i \frac{e\hbar}{m_0 c} \frac{1}{J+1} \sum_i \frac{Z_i}{M_i} \hat{L}_i \nabla_i (r_i^J Y_{Jm}(\Omega_i)),$$

$$W_{Jm}(S) = i \frac{e\hbar}{m_0 c} \sum_i \mu_i \hat{S}_i \nabla_i (r_i^J Y_{Jm}(\Omega_i)).$$

Здесь J — мультипольность, q — волновое число относительного движения кластеров, $D_{m\lambda}^J$ — функция Вигнера, μ — приведенная масса, M_i , Z_i , \hat{S}_i и \hat{L}_i — массы, заряды, спины и орбитальные моменты кластеров, μ_i — магнитные моменты кластеров, K — волновое число фотона, m_0 — масса нуклона. Знак оператора $Q_{Jm}(S)$ выбран отрицательным, как приведено в работе [12]. Интегрируя по углам и суммируя это выражение по λ , для полного сечения захвата получаем [10]:

$$\sigma_c(J) = \frac{8\pi K^{2J+1}}{\hbar^2 q} \frac{\mu}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{J+1}{J[2J+1]!!^2} \sum_{m, m_1, m_2} |M_{Jm}(N)|^2,$$

$$M_{Jm}(N) = i^J \langle f | H_{Jm}(N) | i \rangle, \tag{2}$$

где в кластерной модели электромагнитные операторы принимают вид

$$Q_{Jm}(L) = e\mu^J \left[\frac{Z_1}{M_1^J} + (-1)^J \frac{Z_2}{M_2^J} \right] R^J Y_{Jm} = A_J R^J Y_{Jm},$$

$$Q_{Jm}(S) = -\frac{e\hbar}{m_0 c} K \left[\frac{J}{J+1} \right]^{1/2} \left[\mu_1 \hat{S}_1 \frac{M_2^J}{M^J} + (-1)^J \mu_2 \hat{S}_2 \frac{M_1^J}{M^J} \right] R^J Y_{Jm} =$$

$$= (B_{1J} \hat{S}_1 + B_{2J} \hat{S}_2) R^J Y_{Jm},$$

$$\begin{aligned}
 W_{Jm}(L) &= i \frac{e\hbar}{m_0c} \frac{\sqrt{J(2J+1)}}{J+1} \left[\frac{Z_1}{M_1} \frac{M_2^J}{M^J} + (-1)^{J-1} \frac{Z_2}{M_2} \frac{M_1^J}{M^J} \right] R^{J-1} \hat{L} Y_{Jm}^{J-1} = \\
 &= C_J R^{J-1} \hat{L} Y_{Jm}^{J-1},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 W_{Jm}(S) &= i \frac{e\hbar}{m_0c} \sqrt{J(2J+1)} \left[\mu_1 \hat{S}_1 \frac{M_2^{J-1}}{M^{J-1}} + (-1)^{J-1} \mu_2 \hat{S}_2 \frac{M_1^{J-1}}{M^{J-1}} \right] R^{J-1} Y_{Jm}^{J-1} = \\
 &= (D_{1J} \hat{S}_1 + D_{2J} \hat{S}_2) R^{J-1}.
 \end{aligned}$$

Здесь R — межкластерное расстояние и M — масса ядра. Используем в дальнейшем ВФ связанных состояний кластеров в обычной форме [3]:

$$|f\rangle = \Psi_f = \sum_{L_f J_f} R_{L_f J_f} \Phi_{J_f m_f}^{L_f S}, \quad R_{LJ} = \frac{U_{LJ}}{r}. \quad (3)$$

Функцию рассеяния запишем в виде [11]:

$$|i\rangle = \Psi_i = \frac{1}{q} \sum_{L_i J_i} i^{L_i} \sqrt{4\pi(2L_i+1)} (L_i 0 S m_i | J_i m_i) e^{i\delta_{L_i J_i}} R_{L_i J_i} \Phi_{J_i m_i}^{L_i S}. \quad (4)$$

Здесь R_{LJ} — радиальная ВФ, вычисленная из решения уравнения Шредингера с известными потенциалами. Используя эти ВФ, для полного сечения захвата окончательно получаем [10]:

$$\sigma_c(j) = \frac{8\pi K^{2J+1}}{\hbar^2 q^3} \frac{\mu}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{J+1}{J!(2J+1)!!^2} \sum_{\substack{L_i, L_f \\ J_i, J_f}} |T_j(M)|^2, \quad (5)$$

где

$$T_j(E) = A_j J_j P_j + (B_{1j} N_{1j} + B_{2j} N_{2j}) I_j,$$

$$T_j(M) = C_j J_{j-1} G_j + (D_{1j} N_{1j} + D_{2j} N_{2j}) I_{j-1},$$

$$\begin{aligned}
 P_j &= \sqrt{4\pi} \langle J_f L_f S || Y_j || J_i L_i S \rangle = (-1)^{J+S+L_i+L_f} (L_i 0 J 0 | L_f 0) \times \\
 &\times \sqrt{(2J_i+1)(2J_f+1)(2J+1)(2L_i+1)} \begin{Bmatrix} L_i S J_i \\ J_f J L_f \end{Bmatrix},
 \end{aligned}$$

$$G_J = \sqrt{4\pi} \langle J_f L_f S \| \hat{L} Y_J^k \| J_i L_i S \rangle = (-1)^{S+L_i+J_i} (L_i 0 k 0 | L_f 0) (2L_i + 1) \times \\ \times \sqrt{L_i(2L_i + 1)(2k + 1)(2J_i + 1)(2J_f + 1)(2J + 1)} \begin{Bmatrix} L_i & 1 & L_i \\ k & L_f & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} S & L_i & J_i \\ J & J_f & L_f \end{Bmatrix},$$

$$N_J = \sqrt{4\pi} \langle J_f L_f S \| \hat{S} Y_J^k \| J_i L_i S \rangle = (-1)^{k+1-J+L_i+L_f+2S-J_i-J_f} (L_i 0 k 0 | L_f 0) \times \\ \times \begin{Bmatrix} S & 1 & S \\ L_i & k & L_f \\ J_i & J & J_f \end{Bmatrix} \sqrt{S(S + 1)(2S + 1)(2k + 1)(2L_i + 1)(2J_i + 1)(2J_f + 1)},$$

I_J — радиальные интегралы вида $I_J = \langle L_f | R^J | L_i \rangle$.

В приведенных выражениях аналитически вычисляются все величины, кроме радиальных интегралов, которые находятся численно из решения уравнения Шредингера по определенным волновым функциям СС и рассеяния. Асимптотика радиальной ВФ рассеяния представляется в виде

$$R_{LJ} \rightarrow F_L(qr) \cos(\delta_{LJ}) + G_L(qr) \sin(\delta_{LJ}), \quad (6)$$

где F_L и G_L — волновые кулоновские функции, δ_{LJ} — фазы рассеяния.

Достаточно сложно численно получить ВФ СС на расстояниях порядка 20—30 фм. Поэтому численное решение для СС шивалось на 10—20 фм с асимптотикой функции Уиттекера:

$$R_{LJ} = \frac{\sqrt{2K_0}}{r} C_0 W_{L\eta}(2K_0 r), \quad W_{L\eta}(2K_0 r) = (2K_0 r)^\eta \exp(-K_0 r), \quad (7)$$

где η — кулоновский параметр и K_0 — волновое число, определяемое энергией связи, C_0 — асимптотическая константа.

Используя формулы (3), можно вычислять и некоторые статические электромагнитные характеристики ядер. В частности, для квадрупольного, магнитного, октупольного моментов и приведенных вероятностей радиационных переходов в двухкластерной модели для ${}^7\text{Li}$ с $J_0 = 3/2^-$ имеем

$$Q = -\frac{2}{5} Y I_2 = -\frac{2}{5} \frac{34}{49} I_2,$$

$$Y = (Z_1 M_2^2 + Z_2 M_1^2) / M^2, \quad \frac{\mu}{\mu_0} = X + \mu_1 = \frac{17}{42} + \mu_1,$$

$$X = \frac{1}{M} \left(\frac{Z_1 M_2}{M_1} + \frac{Z_2 M_1}{M_2} \right), \quad \frac{\Omega}{\mu} = \frac{3}{5} \frac{M_2^2}{M^2} I_2 = \frac{48}{245} I_2, \quad (8)$$

$$B(M1) = \frac{1}{4\pi} (2\mu_1 - X)^2 I_0^2 = \frac{1}{4\pi} (3\mu_1 - \mu)^2 I_0^2, \quad B(E2) = \frac{1}{4\pi} Y^2 I_2^2.$$

Здесь первым кластером считается тритон или ${}^3\text{He}$, обладающие магнитным моментом, и $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_0c}$ — ядерный магнетон.

Магнитный и зарядовый радиусы в кластерной модели определяются в виде [3,13]:

$$\begin{aligned} \mu R_m^2 &= \frac{4}{21} \langle r_i^2 \rangle + \frac{3}{14} \langle r_i^2 \rangle + \mu_i \langle r_{im}^2 \rangle + \left(\frac{209}{3430} + \frac{432}{1225} \mu_i \right) I_2, \\ R_r^2 &= \frac{M_1}{M} \langle r_1^2 \rangle + \frac{M_2}{M} \langle r_2^2 \rangle + \frac{M_1 M_2}{M^2} I_2, \end{aligned} \quad (9)$$

где M_i и M — массы кластеров и ядра, $\langle r_i \rangle$ — радиусы кластеров, а интегралы I_2 были определены выше (5).

Для расчетов кулоновских формфакторов использовались результаты работы [3], где показано, что формфактор представляется в виде

$$\begin{aligned} F_J^2 &= \frac{1}{Z^2} V_J^2 B_J, \\ B_J &= (2J_f + 1) (2J + 1) (2L_i + 1) (L_i 0 J 0 | L_f 0)^2 \left\{ \begin{matrix} L_i & S & J_i \\ J_f & J & L_f \end{matrix} \right\}^2, \end{aligned} \quad (10)$$

где $L_{i,f}$ и $J_{i,f}$ — орбитальные и полные моменты начального i и конечного f состояний ядра, J — мультипольность формфактора, Z — заряд ядра и

$$V_J = Z_1 F_1 I_{2,J} + Z_2 F_2 I_{1,J}. \quad (11)$$

Z_k , F_k — заряды и формфакторы k -го кластера, $I_{k,J}$ — радиальные матричные элементы по функциям начального и конечного состояний от сферических функций Бесселя:

$$I_{k,J} = \langle L_f J_f | j_J(g_k r) | L_i J_i \rangle, \quad (12)$$

где $k = 1, 2$ и $g_k = (M_k/M)q$, а q — переданный импульс, $j_J(g_k r)$ — сферическая функция Бесселя.

При вычислении формфакторов волновые функции рассеяния при резонансных энергиях нормировались на асимптотику вида [14]:

$$U_L = \exp(-\delta_L) (F_L \cos(\delta_L) + G_L \sin(\delta_L)). \quad (13)$$

Вероятность $E2$ -переходов и зарядовый радиус могут быть определены на основе кулоновских формфакторов [3]:

$$B(E2) = \frac{225Z^2}{4\pi} \lim_{q \rightarrow 0} \left(\frac{F_{C2}^2}{q^4} \right), \quad R_f^2 = 6 \lim_{q \rightarrow 0} \left(\frac{1 - F(q)}{q^2} \right). \quad (14)$$

Для нахождения волновых функций основных и резонансных состояний в двухкластерной системе использовались конечно-разностный (КРМ) и вариационный методы (ВМ) решения радиального уравнения Шредингера [3]:

$$U''_L + (k^2 - V(r))U_L = 0. \quad (15)$$

Волновые функции в матричных элементах (МЭ) (12) для основных и резонансных состояний могут быть представлены в виде разложения по гауссоидам вида [3,15]:

$$|LJ\rangle = R_L = r^L \sum_i C_i \exp(-\gamma_i r^2), \quad (16)$$

где γ_i и C_i — вариационные параметры, и коэффициенты разложения находятся вариационным методом для связанных состояний или аппроксимацией гауссоидами численных ВФ резонансных уровней [15]. В этом случае МЭ (12) вычисляются аналитически [3].

2. КЛАССИФИКАЦИЯ КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ

Рассмотрим для примера классификацию состояний в N^2N -системе в том виде, как она приводится в табл.1. Здесь спин системы может принимать значения $1/2$ и $3/2$, а изоспин $1/2$. Спиновая и изоспиновая волновые функции характеризуются определенными схемами Юнга $\{f\}_S$ и $\{f\}_T$, которые задают их симметрию относительно перестановок соответствующих координат нуклонов [5]. Так, спиновая симметрия характеризуется схемами $\{3\}_S$ при $S=3/2$ и $\{21\}_S$ при $S=1/2$, а изоспиновая — $\{21\}_T$. Поскольку симметрия спин-изоспиновой ВФ определяется прямым внутренним произведением $\{f\}_{ST} = \{f\}_S \otimes \{f\}_T$ [5], то в дублетном канале имеем $\{f\}_{ST} = \{1^3\} + \{21\} + \{3\}$ [16]. В квартетном канале такое произведение дает только

Таблица 1. Классификация разрешенных и запрещенных состояний в легких кластерных системах.

L — орбитальный момент для связанных состояний

Сис-тема	T	S	$\{f\}_S$	$\{f\}_T$	$\{f\}_{ST}$	$\{f\}_L$	L	$\{f\}_{PC}$	$\{f\}_{3C}$
N^2H	1/2	1/2	{21}	{21}	{11}+{21}+{3}	{3}	0	{3}	—
		3/2	{3}	{21}	{21}	{21}	1	{21}	—
						{3}	0	—	{3}
n^3He p^3H	0	0	{22}	{22}	{4}+{22}+{1111}	{4}	0	{4}	—
1		{31}	{22}	{31}+{211}	{31}	1	—	{31}	
					{4}	0	—	{4}	
p^3He n^3H p^3H n^3He	1	0	{22}	{31}	{31}+{211}	{4}	0	—	{4}
1		{31}	{31}	{4}+{31}+{21}+ +{211}	{31}	1	{31}	—	
					{4}	0	—	{4}	
					{31}	1	{31}	—	
$^2H^2H$	0	0	{22}	{22}	{4}+{22}+{1111}	{4}	0	{4}	—
		1	{31}	{22}	{31}+{211}	{31}	1	—	{31}
						{22}	0,2	{22}	—
						{4}	0	—	{4}
						{31}	1	{31}	—
						{22}	0,2	—	{22}
2	{4}	{22}	{22}	{4}	0	—	{4}		
$^2H^3He$ $^2H^3H$	1/2	1/2	{32}	{32}	{5}+{41}+{32}+ +{311}+{221}+ +{2111}	{5}	0	—	{5}
		3/2	{41}	{32}	{41}+{32}+{311}+ +{221}	{41}	1	{41}	—
{5}	0					—	{5}		
p^4He n^4He	1/2	1/2	{32}	{32}	{5}+{41}+{32}+ +{311}+{221}+ +{2111}	{32}	0,2	{32}	—
{41}						1	—	{41}	
$^4He^2H$	0	1	{42}	{33}	{51}+{411}+{33}+ +{321}+{2211}	{5}	0	—	{5}
						{41}	1	{41}	—
						{6}	0	—	{6}
						{51}	1	—	{51}
						{42}	0,2	{42}	—

Сис-тема	T	S	$\{f\}_S$	$\{f\}_T$	$\{f\}_{ST}$	$\{f\}_L$	L	$\{f\}_{PC}$	$\{f\}_{3C}$						
${}^3\text{He}{}^3\text{H}$	0	0	{33}	{33}	{42}+{222}+{6}+ {3111}	{6}	0	—	{6}						
						{51}	1	—	{51}						
						{42}	0,2	—	{42}						
		1	{42}	{33}	{51}+{411}+{33}+ +{321}+{2211}	{33}	1,3	{33}	—						
						{6}	0	—	{6}						
						{51}	1	—	{51}						
${}^3\text{H}{}^3\text{H}$ ${}^3\text{He}{}^3\text{He}$ ${}^3\text{He}{}^3\text{H}$	1	0	{33}	{42}	{51}+{411}+{33}+ +{321}+{2211}	{6}	0	—	{6}						
						{51}	1	—	{51}						
						{42}	0,2	{42}	—						
		1	{42}	{42}	{6}+2{42}+{51}+ +{411}+2{321}+ +{222}+{3111}	{33}	1,3	—	{33}						
						{6}	0	—	{6}						
						{51}	1	—	{51}						
${}^4\text{He}{}^3\text{H}$	1/2	1/2	{43}	{43}	{7}+{61}+{52}+ +{511}+{43}+ +{421}+{4111}+ +{322}+{3211}+ +{2221}+{331}	{7}	0	—	{7}						
						{61}	1	—	{61}						
						{52}	0,2	—	{52}						
						{43}	1,3	{43}	—						
						$n{}^6\text{Li}$ $p{}^6\text{Li}$	1/2	1/2	{43}	{43}	{7}+{61}+{52}+ +{511}+{43}+ +{421}+{4111}+ +{322}+{3211}+ +{2221}+{331}	{7}	0	—	{7}
												{61}	1	—	{61}
{52}	0,2	—	{52}												
3/2	{52}	{43}	{61}+{52}+{511}+ +{43}+2{421}+ +{331}+{322}+ +{3211}	{43}	1,3			{43}	—						
				{421}	1,2			{421}	—						
				{7}	0			—	{7}						
${}^4\text{He}{}^4\text{He}$	0	0	{44}	{44}	{8}+{62}+{5111}+ +{44}+{422}+ +{3311}+{2222}	{7}	0	—	{7}						
						{8}	0	—	{8}						
						{71}	1	—	{71}						
						{62}	0,2	—	{62}						
						{53}	1,3	—	{53}						
						{44}	0,2,4	{44}	—						
$p{}^7\text{Li}$	0	1	{53}	{44}	{71}+{611}+{53}+ +{521}+{431}+	{8}	0	—	{8}						
						{71}	1	—	{71}						

Сис-тема	T	S	$\{f\}_S$	$\{f\}_T$	$\{f\}_{ST}$	$\{f\}_L$	L	$\{f\}_{PC}$	$\{f\}_{3C}$						
		2	{62}	{44}	+(4211)+(332)+ +(3221) {62}+{521}+{44}+ +{431}+{422}+ +{3311}	{53}	1,3	—	{53}						
						{44}	0,2,4	—	{44}						
						{431}	1,2,3	{431}	—						
						{8}	0	—	{8}						
						{71}	1	—	{71}						
						{53}	1,3	—	{53}						
						{44}	0,2,4	—	{44}						
						{431}	1,2,3	—	{431}						
						$n^7\text{Li}$ $p^7\text{Li}$	1	1	{53}	{53}	{8}+2{62}+{71}+ +{611}+{53}+{44}+ +2{521}+{5111}+ +{44}+{332}+ +2{431}+2{422}+ +{4211}+{3311}+ +{3221}	{8}	0	—	{8}
												{71}	1	—	{71}
{53}	1,3	—	{53}												
{44}	0,2,4	—	{44}												
{431}	1,2,3	{431}	—												
2	{62}	{53}	{71}+{62}+{611}+ 2{53}+2{521}+ +2{431}+{422}+ +{4211}+{332}	{8}	0			—			{8}				
				{71}	1			—			{71}				
				{53}	1,3			—			{53}				
				{44}	0,2,4			—			{44}				
				{431}	1,2,3			—			{431}				
$^2\text{H}^6\text{Li}$	0	0	{44}	{44}	{8}+{62}+{5111}+ +{44}+{422}+ +{3311}+{2222}	{8}	0	—	{8}						
						{71}	1	—	{71}						
						{62}	0,2	—	{62}						
						{53}	1,3	—	{53}						
						{521}	1,2	—	{521}						
		1			{53}	{44}	{71}+{611}+{53}+ +{521}+{431}+ +{4211}+{332}+ +{3221}	{44}	0,2,4	{44}	—				
								{431}	1,2,3	—	{431}				
								{422}	0,2	{422}	—				
								{8}	0	—	{8}				
								{71}	1	—	{71}				
					{62}	0,2	—	{62}							
					{53}	1,3	—	{53}							
					{521}	1,2	—	{521}							
					{44}	0,2,4	—	{44}							
					{431}	1,2,3	{431}	—							
					{422}	0,2	—	{422}							

Сис-тема	T	S	$\{f\}_S$	$\{f\}_T$	$\{f\}_{ST}$	$\{f\}_L$	L	$\{f\}_{PC}$	$\{f\}_{3C}$
		2	{62}	{44}	{62}+{521}+{44}+ +{431}+{422}+ +{3311}	{8} {71} {62} {53} {521} {44} {431} {422}	0 1 0,2 1,3 1,2 0,2,4 1,2,3 0,2	— — — — — — — {422}	{8} {71} {62} {53} {521} {44} {431} —

одну схему $\{21\}_{ST}$. Симметрия полной ВФ с учетом ее орбитальной компоненты определяется аналогично $\{f\} = \{f\}_L \otimes \{f\}_{ST}$. Полная ВФ системы при антисимметризации не обращается тождественно в нуль только тогда, когда содержит антисимметричную компоненту $\{1^N\}$, что реализуется при перемножении сопряженных $\{f\}_L$ и $\{f\}_{ST}$. Поэтому схемы $\{f\}_L$, сопряженные $\{f\}_{ST}$, считаются разрешенными в данном канале. Возможные орбитальные схемы Юнга в системе $N = n_1 + n_2$ частиц можно определить по теореме Литлвуда [5] как прямое внешнее произведение орбитальных схем каждой из подсистем, что в данном случае дает $\{f\}_L = \{2\} \times \{1\} = \{21\}_L + \{3\}_L$. Здесь схема $\{2\}$ соответствует дейтрону с $LS=01$. Отсюда видно, что в квартетном канале разрешена только орбитальная ВФ с симметрией $\{21\}_L$, а функция с $\{3\}_L$ оказывается запрещенной, так как произведение $\{21\}_{ST} \otimes \{3\}_L$ не приводит к антисимметричной компоненте ВФ. В то же время в дублетном канале имеем $\{3\}_{ST} \otimes \{1^3\}_L = \{1^3\}$ и $\{21\}_{ST} \otimes \{21\}_L \sim \{1^3\}$, и в обоих случаях получаем антисимметричную схему. Тем самым в дублетном канале оказываются разрешенными обе возможные орбитальные схемы Юнга $\{21\}_L$ и $\{3\}_L$ [6,7].

Именно этот результат приводит к понятию смешивания по орбитальным схемам в состояниях с определенными $ST=1/21/2$ при любых L . Поэтому дублетный потенциал взаимодействия в S -волне, полученный из экспериментальных фаз рассеяния, эффективно зависит от обеих орбитальных схем, в то время как основное состояние соответствует чистой симметрии $\{3\}_L$. Значит, в N^2N -системе эти потенциалы различны, и из взаимодействий рассеяния $V^{\{3\} + \{21\}}$ надо выделять компоненту $V^{\{3\}}$, в принципе применимую для расчетов характеристик ОС [6—8]. В частности, при рас-

чете фотопроцессов для описания связанных состояний можно применять чистый по схемам Юнга потенциал, а для состояний рассеяния, например, для конечных состояний фоторазвала, — потенциал, непосредственно получаемый из экспериментальных фаз.

Как уже говорилось, экспериментальные фазы дублетного канала могут быть представлены в виде полусуммы чистых фаз со схемами $\{21\}_L$ и $\{3\}_L$. Если допустить, что в качестве дублетных фаз с $\{21\}_L$ могут быть использованы квартетные фазы, чистые по орбитальным схемам $\{21\}_L$, то легко найти и чистые дублетные фазы с $\{3\}_L$ и по ним параметризовать чистые взаимодействия.

Полная классификация разрешенных и запрещенных состояний для легких кластерных систем приведена в табл.1 [9].

3. МЕЖКЛАСТЕРНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ

Для расчетов ВФ рассеяния и СС использовались центральные гауссовские потенциалы [10]:

$$V(r) = -V_0 \exp(-\alpha r^2) + V_c(r), \quad V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2}{r}, & r > R_c \\ Z_1 Z_2 \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) / 2R_c, & r < R_c. \end{cases} \quad (17)$$

В некоторых случаях к ним добавлялось периферическое отталкивание $V_1 \exp(-\beta r)$, необходимое для правильного описания отрицательных значений D - или F -фаз при малых энергиях, если S - или P -фазы положительны. Потенциалы восстанавливались по фазам рассеяния кластеров так, чтобы одну парциальную волну описывала одна гауссоида с определенными параметрами в максимально широкой области энергий.

Вначале рассмотрим потенциалы межкластерного взаимодействия и характеристики кластерных ядер для чистых систем $p^3\text{He}$, $n^3\text{H}$, $^4\text{He}^3\text{H}$, $^4\text{He}^3\text{He}$, $^4\text{He}^2\text{H}$, $^3\text{He}^3\text{H}$, а затем перейдем к потенциалам, смешанным по схемам Юнга.

3.1. Кластерные системы $^4\text{He}^2\text{H}$, $^3\text{He}^3\text{H}$ и $^4\text{He}^3\text{H}$. Как видно из табл.1, орбитальные состояния в системах $^4\text{He}^2\text{H}$, $^4\text{He}^3\text{H}$, $^4\text{He}^3\text{He}$ и $^3\text{He}^3\text{H}$ для ядер ^6Li и ^7Li , ^7Be — чистые по схемам Юнга. Поэтому потенциалы, полученные на основе фаз рассеяния, можно использовать для рассмотрения ха-

Таблица 2. Параметры потенциалов ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -, ${}^4\text{He}^3\text{He}$ -, ${}^4\text{He}^2\text{H}$ - и ${}^3\text{He}^3\text{H}$ -рассеяния. Для ${}^4\text{He}^3\text{H}$ - и ${}^4\text{He}^3\text{He}$ -системы $\alpha = 0,15747 \text{ фм}^{-2}$ и $R_c = 3,095 \text{ фм}$, для ${}^4\text{He}^2\text{H}$ и ${}^3\text{He}^3\text{H}$ $R_c = 0$

${}^7\text{Li}({}^7\text{Be})$		${}^6\text{Li}({}^4\text{He}^2\text{H})$			${}^6\text{Li}({}^3\text{He}^3\text{H})$			
L_J	$V_{0'}$ МэВ	L_J	$V_{0'}$ МэВ	α , фм $^{-2}$	$S = 1$		$S = 0$	
					$V_{0'}$ МэВ	α , фм $^{-2}$	$V_{0'}$ МэВ	α , фм $^{-2}$
S	67,5	S	76,12	0,2	90	0,18	85,0	0,18
$P_{1/2}$	81,92	P_0	68,0	0,22	52,5	0,2		
$P_{3/2}$	83,83	P_1	79,0	0,22	65,0	0,2	74,0	0,2
$D_{3/2}$	66,0	P_2	85,0	0,22	80,0	0,2		
$D_{5/2}$	69,0	D_1	63,0	0,19	72,0	0,18		
$F_{5/2}$	75,9	D_2	69,0	0,19	85,0	0,18	85,0	0,18
$F_{7/2}$	84,8	D_3	80,88	0,19	90,0	0,18		

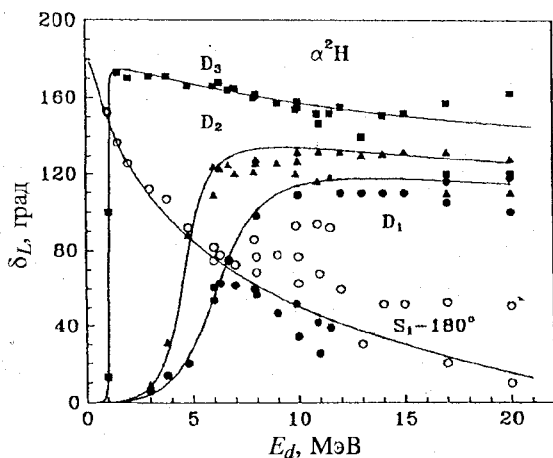


Рис.1. Фазы упругого ${}^4\text{He}^2\text{H}$ -рассеяния, кривые — расчеты для потенциалов с параметрами из табл.2. Здесь и далее пояснения экспериментальных и МРГ-точек даны в тексте

рактических СС. Результаты будут зависеть только от степени кластеризации ядер в кластерных каналах. А поскольку вероятность кластеризации этих ядер сравнительно высока, то и результаты расчетов должны в целом передавать экспериментальные данные. Параметры взаимодействий для чистых состояний в ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, полученные в работах [3,10], приведены в табл.2. Взаимодействия в ${}^4\text{He}^3\text{H}$ - и ${}^4\text{He}^3\text{He}$ -системах отличаются только кулоновским членом.

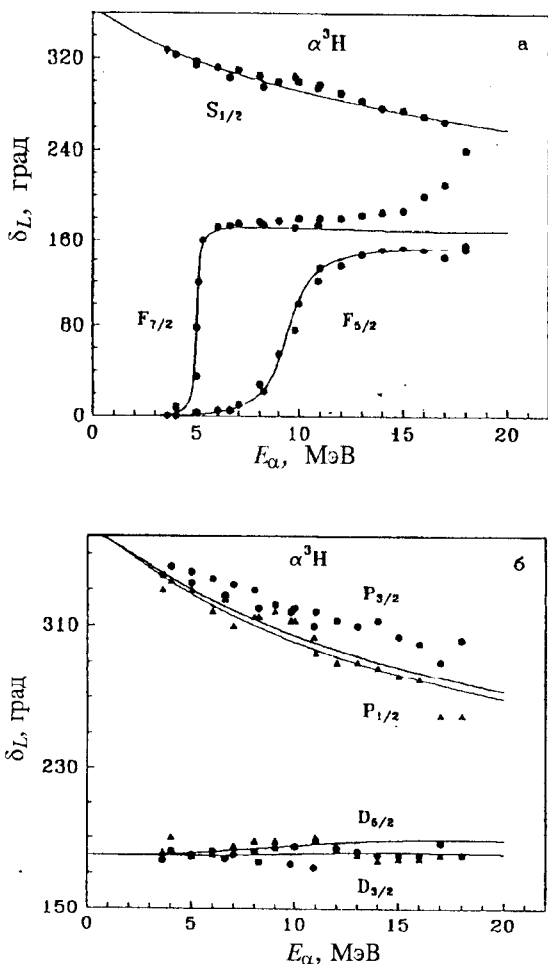


Рис.2. Фазы упругого ${}^4\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ -рассеяния, кривые — расчеты для потенциалов с параметрами из табл.2

Для ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ -системы из-за отсутствия экспериментальных данных потенциалы строились исключительно по вычислениям фаз методом резонирующих групп (МРГ) [17]. Параметры этих взаимодействий совпадают с ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{He}$ при $S = 0$, однако здесь четные L соответствуют только $S = 0$, а нечетные $S = 1$.

Качество описания фаз показано на рис.1—4 вместе с экспериментальными данными [18] для ${}^4\text{He}^2\text{H}$, [19,20] — ${}^4\text{He}^3\text{H}$ и [21] — ${}^3\text{He}^3\text{H}$. На рис.3—4 крестиками показаны расчеты ${}^3\text{He}^3\text{H}$ -фаз, полученные в методе резонирующих групп [22]. Приведенные в табл.2 триплетные ${}^3\text{He}^3\text{H}$ -потенциалы, фазы которых показаны на рис.3,а непрерывными линиями, неверно передают энергию СС ${}^6\text{Li}$. Для получения правильной величины — 15,8 МэВ для ОС необходимо увеличить глубину взаимодействия до 105 МэВ. Для описания энергии D_3 -уровня требуется потенциал с глубиной 107,5 МэВ. Фазы этих потенциалов показаны на рис.3,а штриховыми линиями.

Потенциал ${}^4\text{He}^2\text{H}$ в D_3 -волне позволяет получить фазы 90° при энергии 0,71 МэВ в хорошем согласии с данными [23], где приведено значение 0,711 МэВ. Упругие сечения для ${}^3\text{He}^3\text{H}$ -рассеяния при энергиях 5,79, 19,91 МэВ в целом согласуются с экспериментальными данными работ [21,24].

Полученные по фазам рассеяния межкластерные взаимодействия использовались для вычисления различных характеристик ОС ядер, причем кластерам сопоставлялись определенные свойства соответствующих ядер в свободном состоянии. В частности, для нахождения зарядового радиуса ядер использовались следующие радиусы кластеров: ${}^2\text{H}$ — 1,9660(68) фм, ${}^3\text{H}$ — 1,68(3) фм, ${}^3\text{He}$ — 1,844(45) фм, ${}^4\text{He}$ — 1,673(1) фм, приведенные в работах [25]. Магнитный радиус ${}^3\text{H}$ принимался равным 1,72(6) фм [25]. Для радиуса протона использовалось значение 0,805(11) фм.

Результаты расчетов зарядовых радиусов, энергии связи в кластерных каналах, магнитных, квадрупольных и октупольных моментов, вероятностей переходов $1/2^- \rightarrow 3/2^-$ в ${}^7\text{Li}$ и перехода $1^+ \rightarrow 3^+$ в ${}^6\text{Li}$, асимптотических констант приведены в табл.3 вместе с экспериментальными данными из работ [26—29], МРГ-расчетами [12,30] и расчетами в кластерной модели [13,31]. На рис.5 представлены импульсные распределения кластеров для ${}^6\text{Li}$ в ${}^4\text{He}^2\text{H}$ -, ${}^3\text{He}^3\text{H}$ -моделях и эксперимент [32].

В формуле (11) для V_L присутствуют не только МЭ, но и формфакторы кластеров, в качестве которых использовались формфакторы соответствующих ядер в свободном состоянии. Параметризации этих формфакторов имеются в работах [3,26]. Так, для ${}^4\text{He}$ можно использовать выражение вида

$$F = (1 - (aq^2)^n) \exp(-bq^2), \quad (18)$$

где $a = 0,09986$, $b = 0,46376$, $n = 6$. Для ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ также можно пользоваться (18), но с параметрами, где $a = 0,0785$, $b = 0,4075$, $n = 5,46$ и $a = 0,0872$, $b = 0,481$, $n = 7,9$ соответственно. Параметризация формфактора дейтрона

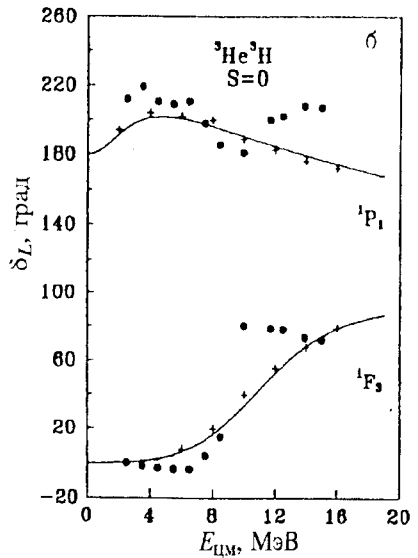
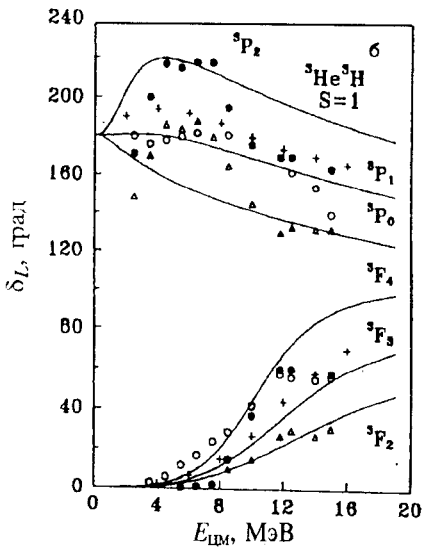
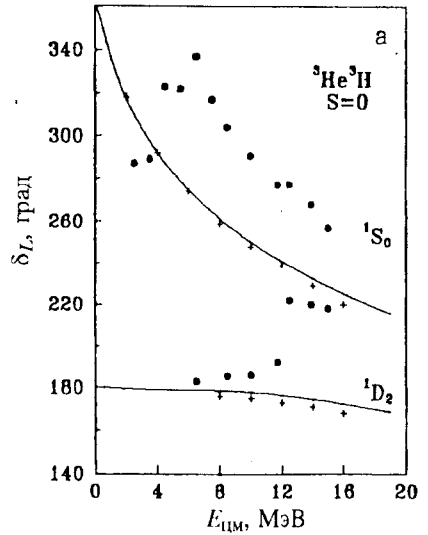
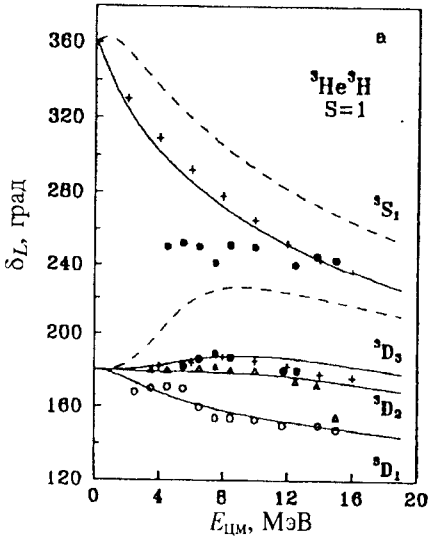


Рис.3

Рис.4

Фазы упругого ${}^3\text{He}{}^3\text{H}$ -рассеяния, кривые — расчеты для потенциалов с параметрами из табл.2

Таблица 3. Результаты расчета электромагнитных характеристик для ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ и ${}^6\text{Li}$

${}^7\text{Li}$				
Характеристики	Расчет	Эксперимент [26—29]	МРГ [12,30]	Расчет [13,31]
Q ; мб	- 38,2	- 36,6(3); 40,6(3)	- 34,2 + 41,9	- 37,4
μ , μ_0	3,383	3,2564	2,79 + 3,16	3,384
Ω/μ , фм ²	2,70	2,4(5); 2,9(1)	3,2 + 3,6	2,48
$B(M1)$, μ_0^2	2,45	2,48(12)	1,96 + 2,17	2,45
$B(E2)$, $e^2\cdot\text{фм}^4$	7,3	7,42(14) + 8,3(6)	5,4 + 11,3	7,0
E_0 , МэВ	- 2,47	- 2,467		
E_1 , МэВ	- 1,99	- 1,989		
R_f , фм	2,40	2,39(3)		
R_m , фм	2,77	2,70(15); 2,98(5)		
C_0	3,9	—		
${}^7\text{Be}$				
Характеристики	Расчет	Эксперимент [26—29]	МРГ [12,30]	Расчет [13,31]
Q , мб	- 59,3		- 58,4	
μ , μ_0	- 1,532		- 1,27	- 1,533
Ω/μ , фм ²	2,85		4,71	
$B(M1)$, μ_0^2	1,87	1,87(25)	1,58	1,87
$B(E2)$, $e^2\cdot\text{фм}^4$	17,5		17,0	
E_0 , МэВ	- 1,60	- 1,586		
E_1 , МэВ	- 1,14	- 1,157		
${}^6\text{Li}$				
Характеристики	Расчет		Эксперимент [26—29]	
E , МэВ	- 1,472		- 1,4735	
R_f , фм	2,56		2,54(5)	
C_0	3,22(2)		2,9 + 3,6	
$B(E2)$, $e^2\cdot\text{фм}^4$	25,1		25,6	

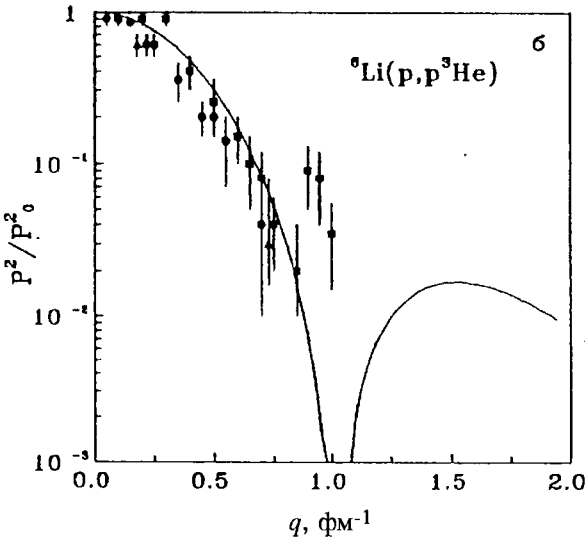
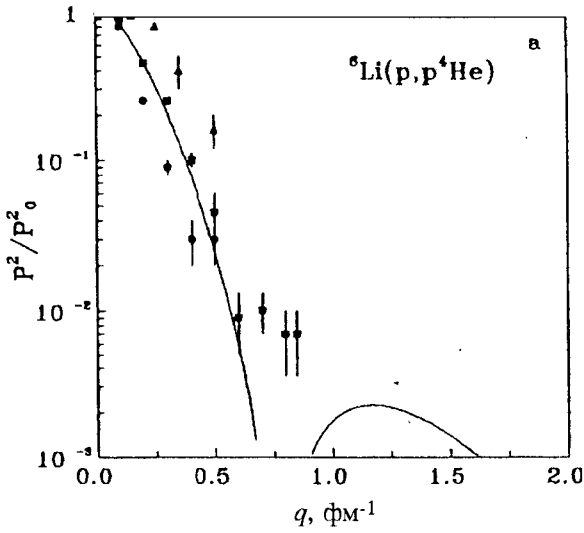


Рис.5. Импульсные распределения ${}^4\text{He}^2\text{H}$ и ${}^3\text{He}^3\text{H}$ в ядре ${}^6\text{Li}$, кривые — расчеты для потенциалов с параметрами из табл.2

$$F = \exp(-aq^2) + bq^2 \exp(-cq^2) \quad (19)$$

с параметрами $a = 0,49029$, $b = 0,01615$, $c = 0,16075$. Эти выражения позволяют правильно передать поведение формфакторов при импульсах до 20 фм^{-2} , что вполне достаточно, так как формфакторы рассматриваемых ядер измерены только в области до $3,5 \div 4,5 \text{ фм}^{-1}$. Для формфактора протона использована обычная гауссовская параметризация с $a = 0,0864 \text{ фм}^2$ [33].

Кулоновские формфакторы ядер лития исследовались во многих работах, в том числе методом резонирующих групп [34—36], на основе различных феноменологических подходов [37,14,38], в кластерной модели [39]. В МРГ-вычислениях упругих и неупругих формфакторов ${}^7\text{Li}$ удается получить хорошее описание экспериментальных данных при малых переданных импульсах порядка $7\text{—}8 \text{ фм}^{-2}$ [35]. Однако при $3\text{—}4 \text{ фм}^{-1}$ в эксперименте [40] наблюдается второй максимум, который в МРГ-расчетах отсутствует [34,35]. В случае ядра ${}^6\text{Li}$ существующие МРГ-результаты, с учетом искажений или полной антисимметризации, в общем передают форму второго максимума упругого формфактора [36]. В работах [37,14,38] использовали феноменологические волновые функции ядра ${}^6\text{Li}$ и получили хорошее описание упругого и неупругого 3^+ формфакторов при малых импульсах. Второй максимум упругого кулоновского формфактора ${}^6\text{Li}$ удается передать и в рамках трехтельной модели ядра [41], где применялись потенциалы с ЗС.

В работе [3] вычисления формфакторов выполнялись в двухкластерной модели на основе формул (10)—(12), (18), (19). Результаты расчета упругого формфактора ${}^6\text{Li}$ [3] показаны на рис.6,а непрерывной линией вместе с экспериментальными данными [40]. Штриховой линией показаны данные работ [35], полученные на основе МРГ-вычислений, штрихпунктиром — результаты трехтельных расчетов [41]. Видно, что расчетная кривая в области $3\text{—}4 \text{ фм}^{-1}$ идет несколько ниже экспериментальных данных, практически совпадая с трехтельными расчетами, и при средних импульсах не имеет явного минимума. Последнее обусловлено плавным характером формфактора дейтрона, не имеющего минимума в этой области переданных импульсов. В наших расчетах никакой деформации дейтрона не проводилось, что, впрочем, оправданно только при 100% кластеризации ядра в ${}^4\text{He}^2\text{H}$ -канал. А так как вероятность кластеризации, по-видимому, не превышает $60\text{—}80\%$, используемая модель без учета искажений является определенным приближением к реально существующей ситуации. Конечно, и в ${}^4\text{He}^2\text{H}$ -модели можно ввести деформации или искажения дейтронного кластера. Однако при этом появляется подгоночный параметр, характеризующий степень сжатия дейтрона. В то же время на основе расчетов без деформации кластеров можно судить о вероятности дейтронной кластеризации в

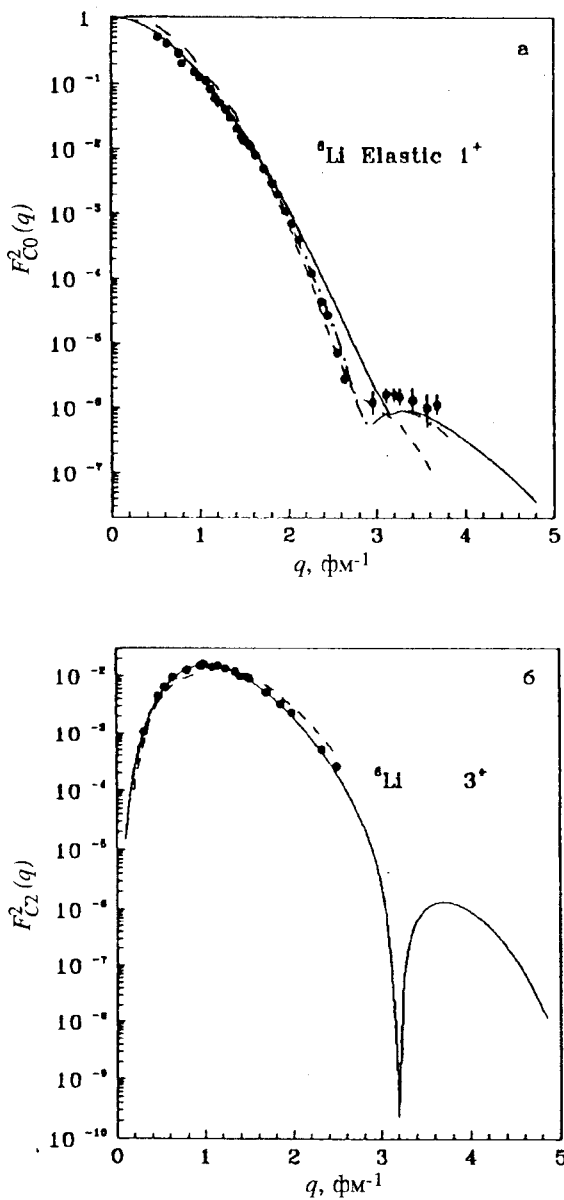


Рис.6. Упругий и неупругий с переходом на 3^+ -уровень кулоновские формфакторы ядра ${}^6\text{Li}$, кривые — расчеты в разных моделях (объяснение в тексте)

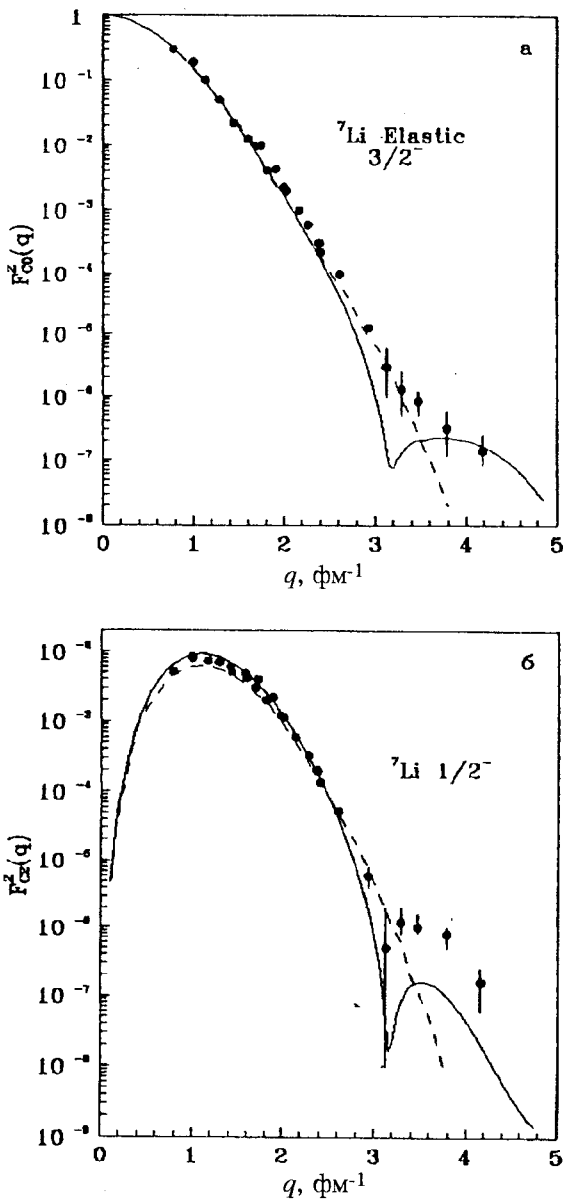


Рис.7а,б. Упругий и неупругие для уровней $1/2^-$ и $7/2^-$ кулоновские формфакторы ядра ${}^7\text{Li}$; непрерывные кривые — расчеты в кластерной модели с потенциалами из табл.2, штриховые — МРГ-расчеты [35]

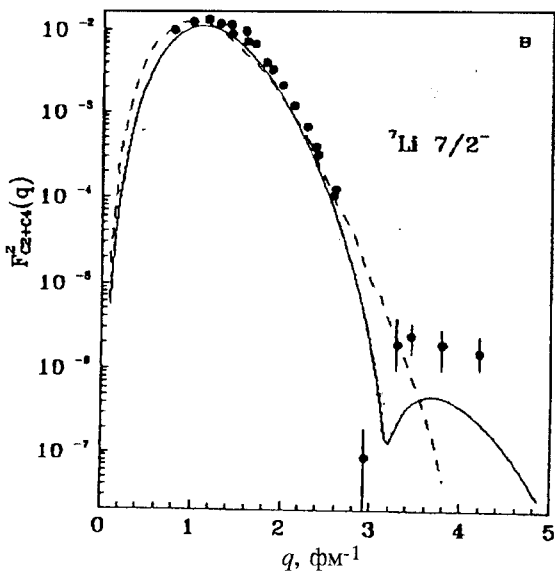


Рис.7в

ядре. При 100% кластеризации все результаты, полученные на основе простой двухкластерной модели, должны, по-видимому, хорошо согласовываться с экспериментом. А отклонение расчетных характеристик от экспериментальных данных будет свидетельствовать о меньшей степени кластеризации, когда кластеру уже нельзя полностью сопоставлять характеристики соответствующего ядра в свободном состоянии. Отклонение упругого формфактора от эксперимента, в первую очередь при средних импульсах, как раз указывает на приближенность модели, не учитывающей деформации. Меньшая величина формфактора при $3-4 \text{ фм}^{-1}$ обусловлена отсутствием D -волны в ВФ ядра, ввести которую можно, только учитывая тензорную компоненту в потенциале взаимодействия.

На рис.6,б непрерывной линией показан неупругий формфактор с переходом на уровень 3^+ в сравнении с результатами работ [41] для трехтельных ВФ. Видно, что расчет практически совпадает с экспериментом [14,38] и имеет второй максимум. Надо отметить, что, в отличие от вычислений упругого формфактора, неупругий формфактор оказывается очень чувствительным к глубине и форме потенциала. Так, изменение глубины на $0,03-0,05 \text{ МэВ}$ практически не сказывается на поведении 3^+ -фазы рассеяния, но приводит к изменению формфактора в $2-3$ раза. Для правильного

описания этого формфактора пришлось несколько изменить потенциал D_3 -волны и принять 80,93 МэВ, что отличается от результатов, приведенных в табл.2, на 50 кэВ.

На рис.7,*а* непрерывной линией показан вычисленный упругий кулоновский формфактор ядра ${}^7\text{Li}$, который имеет явный минимум при $3,2 \text{ фм}^{-1}$ и подъем в области более высоких импульсов, практически лежащий в полосе экспериментальных ошибок [40]. Пунктиром здесь приведены МРГ-вычисления [35], где расчетная кривая плавно спадает. На рис.7,*б* и 7,*в* даны неупругие кулоновские формфакторы с переходом на уровни $1/2^-$ и $7/2^-$. Пунктир — результаты работ [35]. Формфактор уровня $1/2^-$ описывается до второго максимума, где его величина заметно меньше эксперимента. Аналогичные результаты получены и для формфактора $7/2^-$. И здесь имеется второй максимум, полностью отсутствующий в МРГ-вычислениях [34,35]. Отметим, что для расчетов использовались потенциалы из табл.2 без каких-либо изменений параметров.

3.2. Кластерные системы $p^3\text{He}$ и $n^3\text{H}$. Кластерные системы $p^3\text{He}$ и $n^3\text{H}$, чистые по изоспину с $T=1$, имеют только одну разрешенную орбитальную схему {31} с запрещенной в S -волне конфигурацией {4} в триплетном и синглетном состояниях.

Таблица 4. Потенциалы взаимодействия чистых кластерных $p^3\text{He}$ - и $n^3\text{H}$ -систем и энергии связанных состояний E_{CC} . Для кулоновского потенциала $R_c=0$. В скобках дана энергия для $n^3\text{H}$ -системы

L_j	V_0 , МэВ	α , фм^{-2}	V_1 , МэВ	β , фм^{-1}	E_{CC} , МэВ
$S=0$					
Чет.	110	0,37	45	0,67	- 9,0(- 11,4)
Нечет.	14,0	0,1			
$S=1$					
Чет.	43	0,26			- 3,6(5,3)
P_0	10	0,1			
P_1	15	0,1			
P_2	20	0,1			

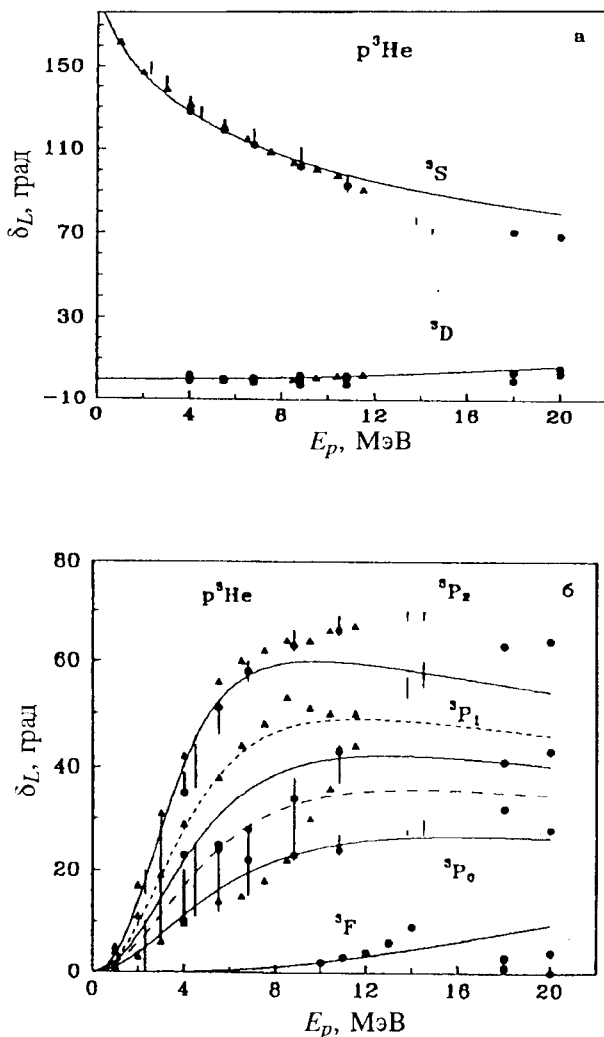


Рис.8. Фазы упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния, кривые — результаты расчетов для различных потенциалов

Фазовый анализ при энергиях до 1 МэВ, выполненный в работах [42], приводит к определенной неоднозначности фаз. Получены два набора решений, которые заметно отличаются друг от друга. В области энергий

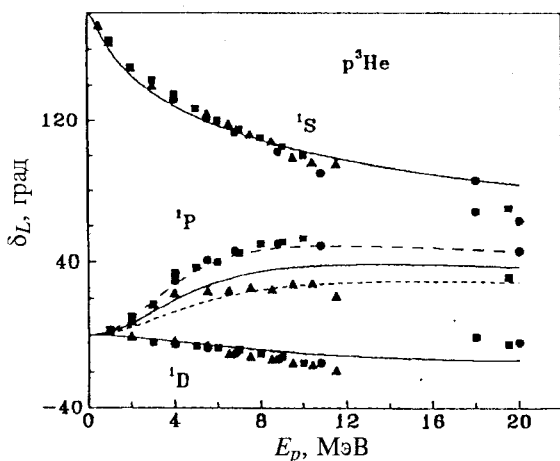


Рис.9. Фазы упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния, кривые — результаты расчетов для различных потенциалов

2 + 14 МэВ имеются две группы работ [43] и [44], где для синглетных и триплетных P -фаз с $J=1$ также получены два варианта результатов. В [43] синглетная P_1 -фаза при энергиях 6 + 12 МэВ идет на уровне 40°—50°, а P_1 для $S=1$ в области 20°—30°. В работе [44] синглетная фаза идет ниже: 20°—30°, а триплетная выше: 40°—50°. В работе [45] рассмотрены оба варианта как решения А и С. Область энергий выше 18 МэВ исследована в работах [46]. В табл.4 приведены параметры $p^3\text{He}$ -взаимодействий [8] вместе с энергиями ЗС при $L=0$. В четных волнах они совпадают с приведенными в работах [6,7].

На рис.8 и 9 непрерывными линиями показаны расчетные фазы этих потенциалов и экспериментальные данные работ [42,43,45] — точки, квадратики и вертикальные линии и [44] — треугольники. Вычисленные с этими потенциалами сечения упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния при энергиях 6,82 и 10,77 МэВ хорошо согласуются с экспериментальными данными [42—45]. На рис.10 представлены фазы $p^3\text{He}$ -рассеяния и данные работы [47]. Крестиками показаны результаты МРГ-вычислений из работ [48].

Поскольку имеется несколько различных вариантов фазовых анализов для синглетной P -волны, параметры потенциала, приведенные в табл.4, подбирались так, чтобы получить определенный компромисс между раз-

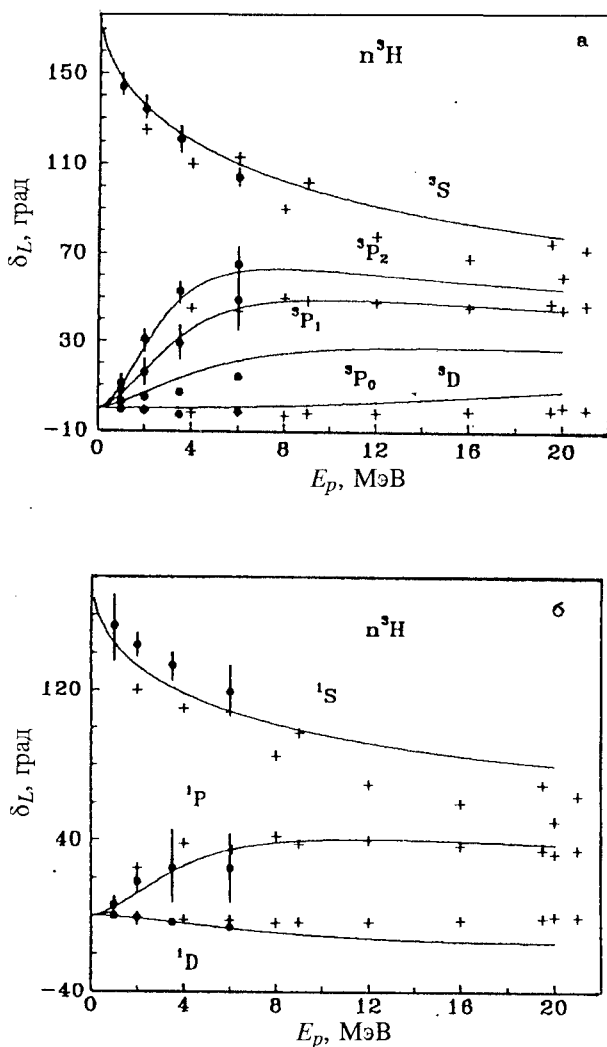


Рис.10. Фазы упругого $n^3\text{H}$ -рассеяния, непрерывные кривые — результаты расчетов для потенциалов из табл.4

ными фазовыми анализами. Для описания данных [44], показанных треугольниками, нужен потенциал глубиной около 11 МэВ (точечная линия на рис.9), а фазы из работ [43] воспроизводятся более глубоким взаимо-

действием с $V_0 = 17$ МэВ (штриховая линия). Для описания триплетной P -волны [44] глубина потенциала должна быть 17 МэВ (точечная линия на рис.8,б), а для данных работ [43] — 13 МэВ (штриховая линия). Энергия ЗС со схемой Юнга {4} приведены в табл.4, а разрешенные состояния с симметрией {31} в P -волнах оказываются не связанными.

3.3. Кластерная система N^2H . Как видно из табл.1, в квартетном канале N^2H -системы возможна только одна орбитальная схема {21}, а симметрия {3} запрещена. В то же время дублетный канал совместим сразу с двумя схемами {21} и {3}, и потенциалы, получаемые на основе фаз рассеяния, эффективно зависят от этих схем Юнга.

Экспериментальные данные по фазовому анализу в p^2H -системе имеются в достаточно широкой энергетической области, и результаты разных работ в целом согласуются между собой [49]. С учетом этих данных были получены потенциалы взаимодействия, параметры которых приведены в табл.5.

Таблица 5. Потенциалы взаимодействия p^2H - и $^2H^3He$ -кластерных систем, смешанные по схемам Юнга в дублетных каналах.

Для всех случаев $R_c = 0$. E_{CC} — энергия связанных состояний.

В скобках приведены значения энергии для n^2H - и $^2H^3H$ -систем

Система	L_J	V_0 , МэВ	α , фм ⁻²	V_1 , МэВ	β , фм ⁻¹	E_{CC} , МэВ
p^2H	$S = 1/2$					
	Чет.	35,0	0,1			- 9,3(- 10,1)
		55,0	0,2			- 11,4(- 12,3)
	Нечет.	- 0,4	0,01			
		10,0	0,16	0,6	0,1	
	$S = 3/2$					
Чет.	41,9	0,13	13,7	0,36	- 4,2(- 4,9)	
Нечет.	7	0,05				
$^2H^3He$	$S = 1/2$					
	Чет.	45,5	0,15			- 15,9(- 17,0)
	Нечет.	44	0,1			- 7,5(- 8,1)
	$S = 3/2$					
	Чет.	34,5	0,1			- 12,9(- 13,8)
	Нечет.	29	0,1			- 1,3(- 1,8)

На рис.11 показаны вычисленные и экспериментальные [49] упругие $p^2\text{H}$ -фазы при малых энергиях. Непрерывной линией на рис.11,*а* показаны результаты расчетов фаз для четных волн со вторым набором параметров для дублетных потенциалов из табл.5. Фазы первого набора параметров изображены штриховой линией и приводят к несколько завышенной D -фазе. Для P -волны непрерывной линией показаны результаты для второго набора, точечной линией — для первого. На рис.11,*б* непрерывными линиями показаны результаты для потенциалов из табл.5, а штриховыми — фазы взаимодействия из работ [6] с параметрами: $V_0 = 57$ МэВ, $\alpha = 0,37$ фм $^{-2}$, $V_1 = 7,2$ МэВ, $\beta = 0,36$ фм $^{-1}$ для четных волн и $V_0 = 8,8$ МэВ, $\alpha = 0,06$ фм $^{-2}$ для нечетных. Видно, что такие потенциалы вполне способны передать энергетическое поведение экспериментальных фаз, а вычисленные сечения упругого $p^2\text{H}$ -рассеяния при 2,5 и 10 МэВ согласуются с данными [49,50].

В табл.5 приведены энергии СС для обоих спиновых состояний. В квартетном канале при $L=0$ имеется ЗС со схемой {3}, а РС со {21} для $L=1$ находится в непрерывном спектре так же, как в случае $p^3\text{He}$ -системы. Смешанный S -потенциал дублетного канала приводит к СС с энергией, отличной от энергии связи ядра ^2He .

Как говорилось выше, экспериментальные смешанные дублетные фазы могут быть представлены в виде полусуммы чистых фаз:

$$\delta_L^{(f_1) + (f_2)} = \frac{1}{2} \delta_L^{(f_1)} + \frac{1}{2} \delta_L^{(f_2)}. \quad (20)$$

В данном случае $\{f_1\} = \{3\}$ и $\{f_2\} = \{21\}$. Если допустить, что в качестве дублетных фаз с {21} могут быть использованы квартетные фазы той же симметрии {21}, то легко определить чистые дублетные фазы с {3}. На рис.11,*в* вертикальными линиями, которые показывают полосу ошибок, показаны полученные таким образом чистые $p^2\text{H}$ -фазы. Параметры взаимодействий даны в табл.6 вместе с энергиями СС, а расчетные фазы показаны на рис.11,*в*. В четных волнах фазы потенциала с первым набором параметров показаны непрерывной линией. Штриховой линией изображены результаты для второго набора параметров, которые практически не отличаются от приведенных в [6]. Фазы чисто отталкивающего P -взаимодействия показаны точечной кривой, а непрерывной линией — фазы потенциала с периферическим отталкиванием из [6] с параметрами: $V_0 = 13,8$ МэВ, $\alpha = 0,16$ фм $^{-2}$, $V_1 = 1,6$ МэВ, $\beta = 0,09$ фм $^{-1}$.

Из рисунка видно, что вполне удастся передать поведение чистой $p^2\text{H}$ -фазы с $L=1$, в то время как S -фаза имеет характер, близкий к резонансно-

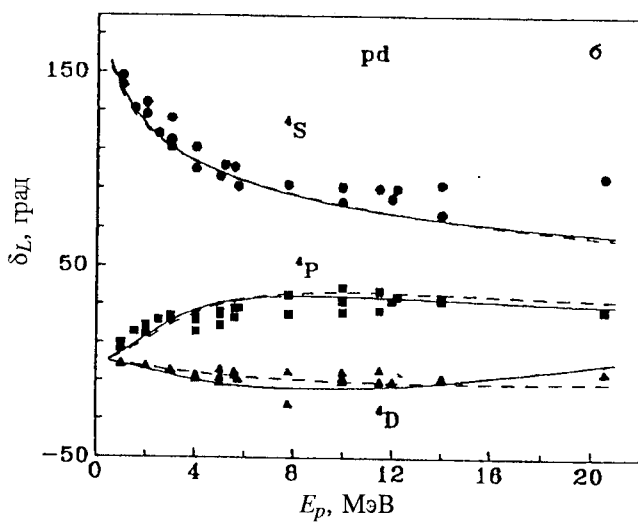
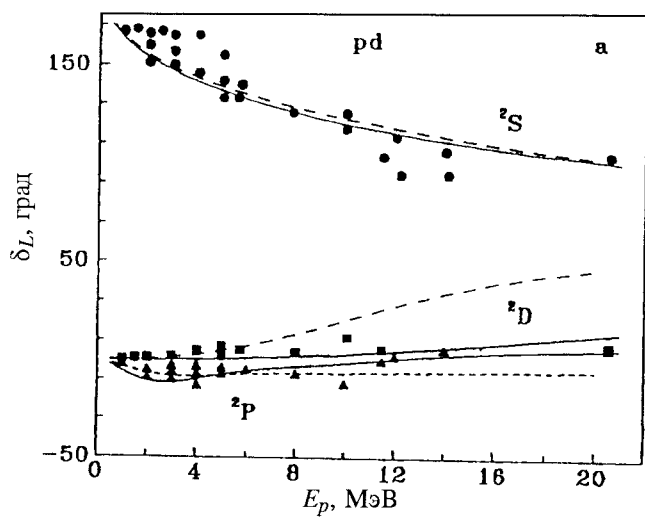


Рис.11 а,б. Фазы упругого $p^2\text{H}$ -рассеяния, кривые — результаты расчетов для потенциалов с параметрами из табл.5

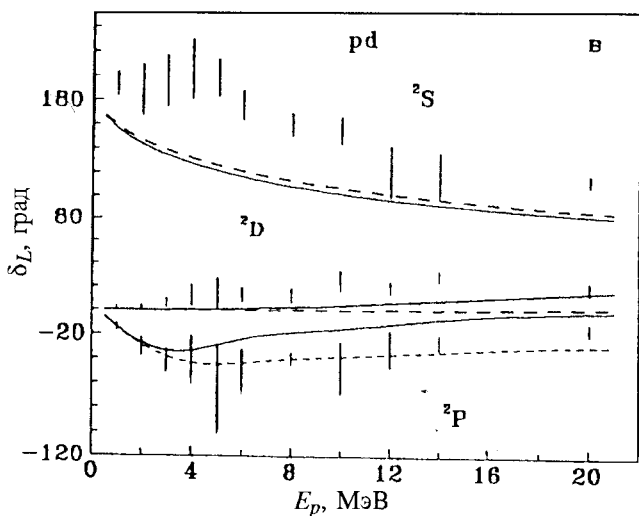


Рис.11 в. Вертикальные линии — полоса ошибок для чистых фаз со схемой {3}, кривые — результаты расчетов для различных потенциалов

Таблица 6. Чистые по схемам Юнга потенциалы $p^2\text{H}$ - и ${}^3\text{He}^2\text{H}$ -взаимодействия в дублетных каналах. Для всех случаев $R_c = 0$.

В скобках дана энергия для $n^2\text{H}$ - и ${}^2\text{H}^3\text{H}$ -систем

Система	L_j	V_0 , МэВ	α , фм ⁻²	V_1 , МэВ	β , фм ⁻¹	E_{CC} , МэВ
$p^2\text{H}$	Чет.	34,75	0,15			- 5,49(- 6,25)
		54,3	0,3			- 5,49(- 6,40)
	Нечет.	-2,4	0,01			
${}^2\text{H}^3\text{He}$	Чет.	40,0	0,15	8,0	0,2	- 7,1(- 8,0)
	$P_{3/2}$	75,5	0,15			- 16,4(- 17,2)
	$P_{1/2}$	60,2	0,15			- 8,9(- 9,6)

му, и не удается найти взаимодействие, способное описать ее форму одновременно с характеристиками СС. Приведенные взаимодействия для ОС правильно описывают энергию связи ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$. Экспериментальные значения энергий равны -5,493 МэВ и -6,257 МэВ соответственно.

Оба чистых S -потенциала $p^2\text{H}$ -взаимодействия приводят примерно к одинаковым фазам рассеяния, но только второй из них без всяких деформаций дейтронного кластера приводит к относительно правильному кулоновскому упругому формфактору при малых импульсах. Зарядовый радиус ^3He , в случае этого взаимодействия, $R_f = 1,89$ фм и $R_r = 2,08$ фм, что немного больше экспериментального значения, а асимптотическая константа равна $1,8(1)$, при экспериментальных значениях, находящихся в интервале $1,8 \div 2,3$ [27]. В случае $d^2\text{H}$ -системы второй потенциал несколько занижает энергию связи, но если уменьшить глубину до $53,9$ МэВ, то энергия оказывается равной $-6,25$ МэВ, а радиусы $R_f = 1,89$ фм и $R_r = 2,01$ фм.

Для первого варианта потенциала при описании радиуса и формфактора необходимо вводить деформации дейтрона, т.е. предполагать, что дейтронному кластеру внутри ядра ^3He или ^3H нельзя сопоставлять свойства свободного дейтрона. С точки зрения размеров дейтрона и ядер ^3He и ^3H это вполне обоснованно, так как радиус дейтрона заметно больше радиусов этих ядер. Поэтому для получения правильных радиусов и формфакторов рассматриваемых ядер необходимо сжать дейтронный кластер примерно на $30-40\%$ [8]. Асимптотическая константа для этого потенциала в обоих каналах равна $2,3(1)$. Без учета деформаций радиусы равны: $R_f = 2,05$ фм и

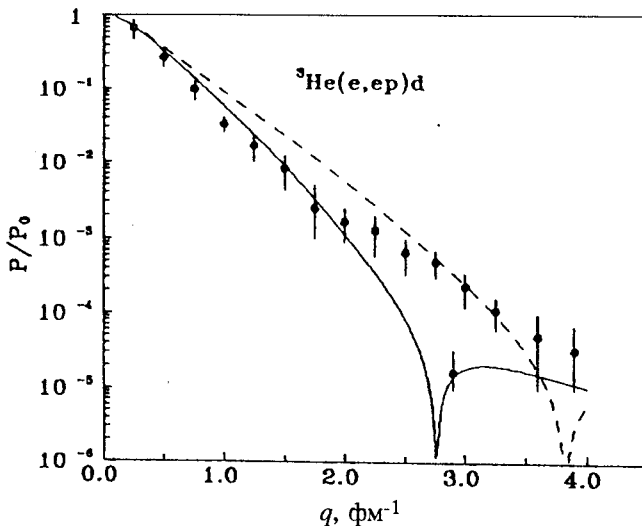


Рис.12. Импульсные распределения $p^2\text{H}$ -кластеров в ядре ^3He , кривые — расчеты для потенциалов ОС из табл.6

$R_r = 2,20$ фм в p^2 Н и $R_f = 1,95$ фм и $R_r = 2,12$ фм в n^2 Н. На рис.12 непрерывной линией показаны импульсные распределения кластеров в ядре ${}^3\text{He}$, полученные с первым набором параметров потенциала ОС. Штриховой линией показаны результаты для второго потенциала. Экспериментальные данные взяты из работы [51].

3.4. Кластерная система ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$. Перейдем теперь к рассмотрению ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$ -системы. В дублетном канале фазы также зависят от двух орбитальных схем {41} и {32}, что видно из табл.1. В квартетном канале разрешена только схема {32} и состояния чистые.

Экспериментальные данные по фазам рассеяния имеются только в узкой области энергий $0 + 5$ МэВ [52]. Поэтому для получения потенциала приходится использовать МРГ-вычисления фаз, выполненные в работах [53]. Результаты расчета фаз с потенциалами из табл.5 показаны на рис.13 непрерывными линиями. Здесь точки и квадраты — экспериментальные P - и S -фазы из [52], крестики и кружки — варианты МРГ-вычислений из [53]. На рис.13,а штриховой линией показаны D -фазы потенциала [6] с параметрами $V_0 = 50$ МэВ и $\alpha = 0,15$ фм $^{-2}$, приводящие к более правильному описанию МРГ D -фаз при примерно таких же результатах для S -фаз. В табл.5 приведены энергии ЗС для квартетных потенциалов со схемой {5} при $L = 0$ и со схемой {41} при $L = 1$, а РС с {32} оказывается несвязанным.

Из рис.13,б видно, что МРГ и экспериментальная дублетная S -фаза существенно различаются между собой. Параметры взаимодействия, приведенные в табл.5, получены на основе экспериментальных данных, а его S -фаза показана точечной линией. Для описания МРГ S -фаз необходим потенциал с параметрами $V_0 = 25$ МэВ и $\alpha = 0,15$ фм $^{-2}$, S - и D -фазы которого показаны непрерывными линиями. Дублетный P -потенциал получен на основе МРГ-вычислений и в целом согласуется с экспериментом. Сечения упругого рассеяния при энергиях 4,19 и 10 МэВ, вычисленные с этими взаимодействиями, согласуются с экспериментальными данными из [20,54]. Из табл.5 видно, что разрешенное в дублетном канале P -состояние имеет энергию, не согласующуюся со средней энергией СС P -уровней, так как потенциал зависит от двух орбитальных схем.

На основе (20) получены чистые фазы рассеяния в дублетном канале, которые показаны на рис.14 вертикальными линиями. Параметры чистых потенциалов даны в табл.б, а на рисунке непрерывными линиями обозначены результаты расчетов фаз с этими потенциалами для S -, D - и $P_{3/2}$ -волн. Штриховыми линиями показаны фазы потенциалов из [6] с параметрами:

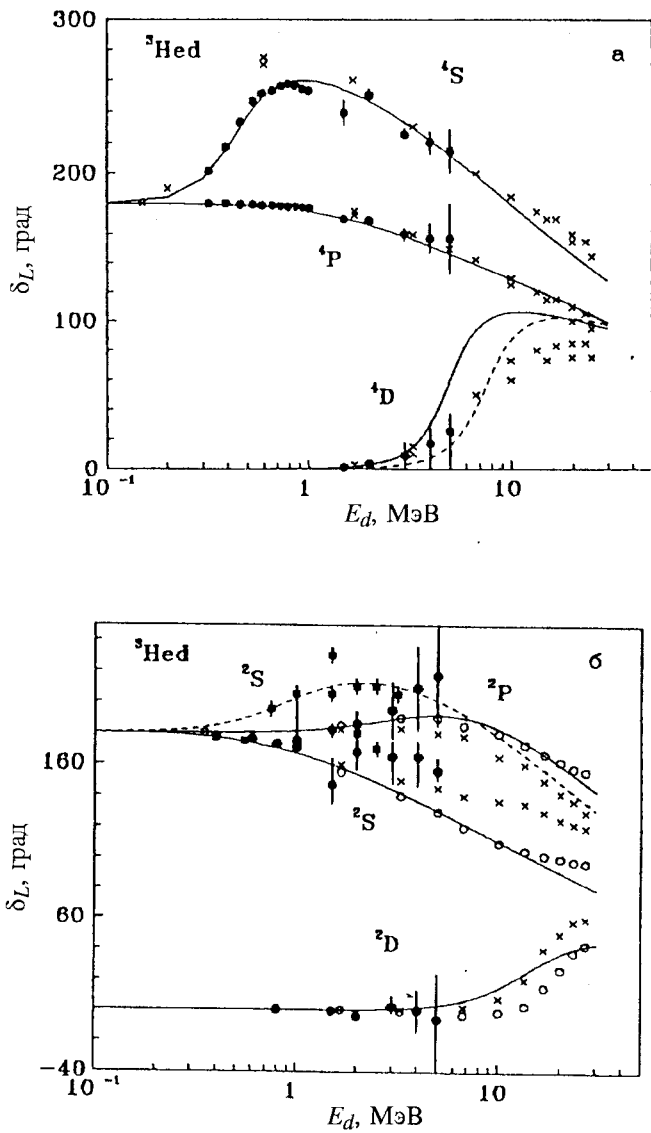


Рис.13. Фазы упругого ${}^2\text{H}{}^3\text{He}$ -рассеяния, кривые — результаты расчетов для различных потенциалов

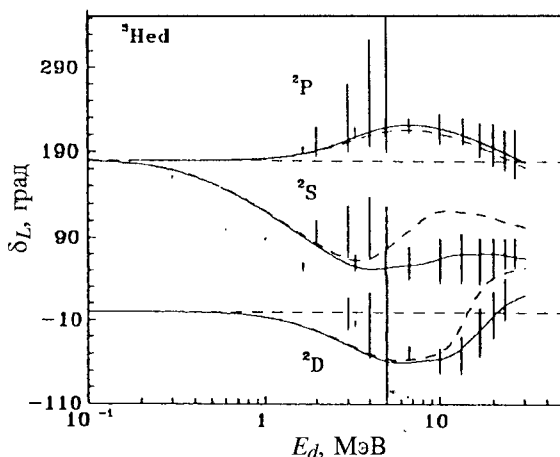


Рис.14. Вертикальные линии — полоса ошибок для чистых ${}^2\text{H}^3\text{He}$ -фаз со схемой {41}, кривые — результаты расчетов для различных потенциалов

$V_0 = 57$ МэВ, $\alpha = 0,16$ фм $^{-2}$, $V_1 = 8,4$ МэВ, $\beta = 0,21$ фм $^{-1}$ для четных волн и $V_0 = 69$ МэВ и $\alpha = 0,14$ фм $^{-2}$ для нечетных. Чистые с {41} потенциалы дают правильное значение энергии P -уровней ядра ${}^5\text{Li}$, а в S -состоянии имеется ЗС со схемой {5}.

3.5. Кластерная система ${}^2\text{H}^2\text{H}$. При рассеянии в ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -системе в канале с $S = 2$ разрешена орбитальная схема {22}, в триплетном канале схема {31}. Синглетный канал совместим с двумя симметриями {4} и {22}, как видно из табл.1. Экспериментальные данные по фазам рассеяния в ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -системе известны только в области $8 \div 12$ МэВ [55]. Поэтому приходится использовать результаты МРГ-расчетов фаз [56]. На рис.15 и 16,а крестиками показаны МРГ-фазы, кружками — результаты фазового анализа. Из рис.15,а видно большое различие между разными МРГ-вычислениями в S -волне синглетного канала. Внизу результаты получены на основе многоканального варианта МРГ, вверху — одноканальные расчеты. Триплетные P -фазы также заметно отличаются в этих вариантах МРГ-расчетов и лежат несколько ниже экспериментальных данных. В то же время все D - и S -фазы при $S = 2$ не сильно отличаются между собой и в целом согласуются с фазовым анализом.

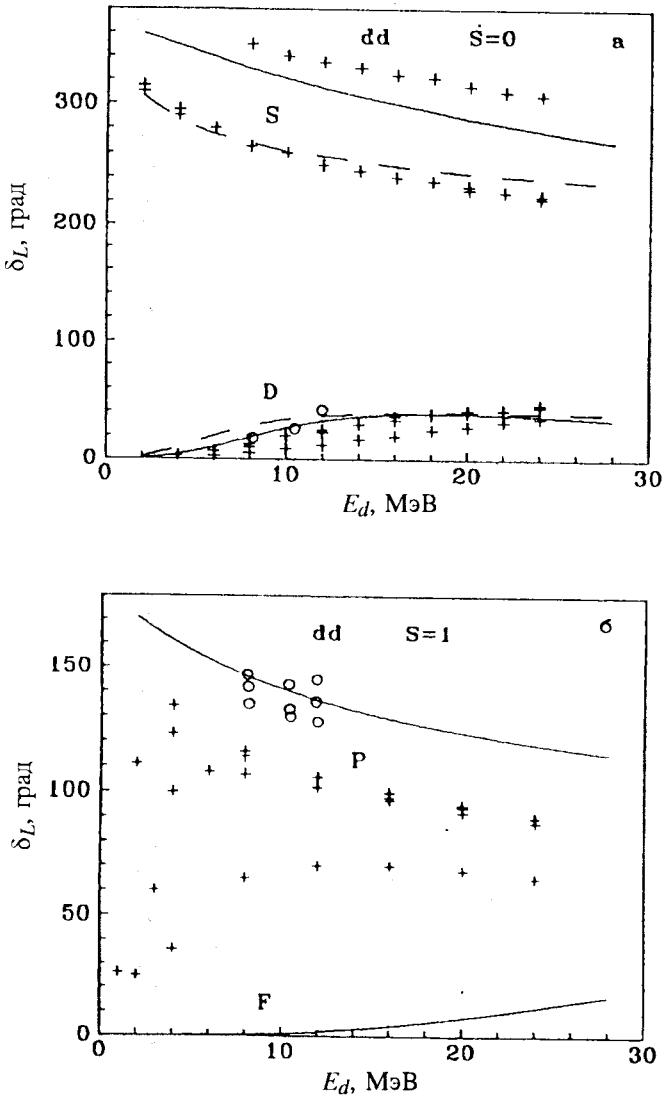


Рис.15. Фазы упругого ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -рассеяния, кривые — результаты расчетов для различных потенциалов

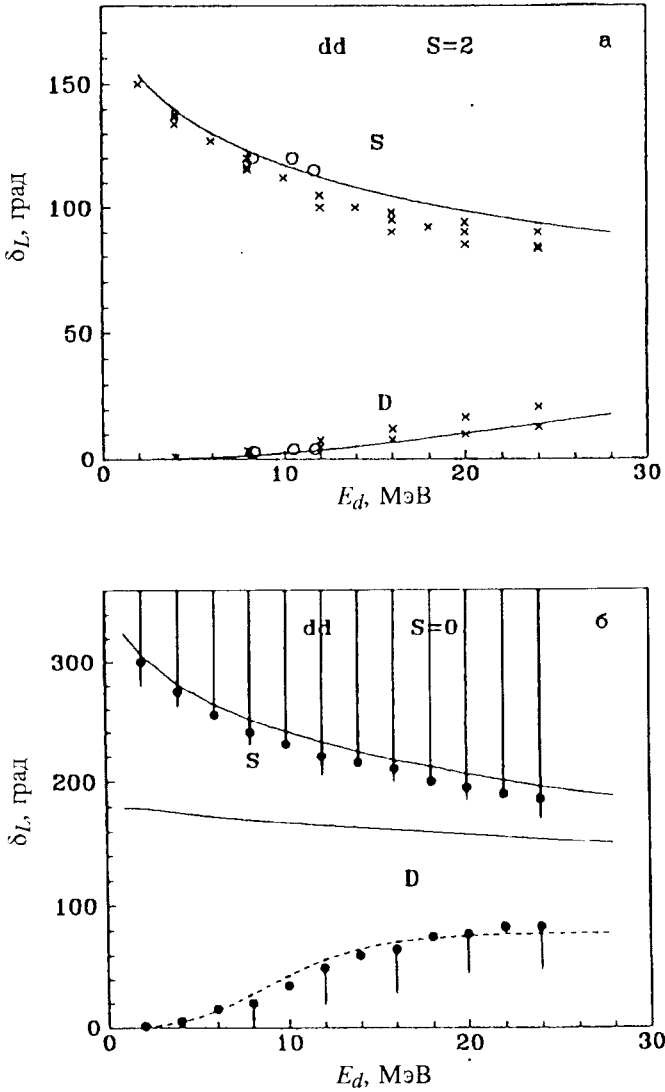


Рис. 16. а) Фазы упругого ${}^2\text{H}^2\text{N}$ -рассеяния, кривые — результаты расчетов для различных потенциалов; б) вертикальные линии — полоса ошибок для чистых фаз со схемой [4], кривые — результаты расчетов для потенциалов из табл. 7

Таблица 7. Смешанные в синглетном канале и чистые с {4} потенциалы взаимодействия ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -системы. Для всех случаев $R_c = 0$

S, L_j	V_0 , МэВ	α , фм $^{-2}$	E_{CC} , МэВ
$S = 0$	9,0	0,05	- 1,5
	108,0	0,125	- 17,1; 61,5
$S = 1$	51	0,16	- 2,0
$S = 2$	40	0,24	- 6,9
${}^1S \{4\}$	47,15	0,073	- 23,85; - 3,73
${}^1D \{4\}$	35,0	0,11	

Триплетный потенциал ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -системы строился по экспериментальным данным [55], взаимодействия с $L = 0$ и 2 — по эксперименту и МРГ-вычислениям. Результаты расчета фаз показаны на рисунках непрерывными линиями. Параметры потенциалов даны в табл.7. В синглетном канале получено два варианта взаимодействий, первый из которых содержит одно связанное состояние и описывает многоканальные результаты, как показано на рис.15,а штриховой линией. Второй, правильно воспроизводя D -фазу, приводит к определенному компромиссу между различными МРГ-вычислениями.

Поскольку при $S = 0$ разрешены две схемы, совместимые с $L = 0$, а {22} допускает и $L = 2$, то второй вариант синглетного взаимодействия кажется более реальным, поскольку имеет два глубоких связанных уровня в S - и одно в D -состояниях. Последнее находится при энергии - 13,3 МэВ. Триплетный потенциал имеет РС, согласующееся с уровнем 2^- при 22,1 МэВ. Потенциал при $S = 2$ содержит ЗС со схемой {4}.

Чистые фазы рассеяния синглетного канала получены на основе (20) для $\{f_1\} = \{4\}$ и $\{f_2\} = \{22\}$. При использовании только результатов многоканального МРГ чистые фазы получаются вполне определенно, они показаны на рис.16,б точками. При использовании обоих МРГ-результатов для чистых фаз получается полоса значений, приведенная на рисунке вертикальными линиями. Параметры чистых потенциалов даны в табл.7. Приведенный S -потенциал правильно воспроизводит положения СС спектра при энергиях - 28,848 МэВ и - 3,748 МэВ относительно порога кластерного канала. По энергиям этих уровней параметры взаимодействия фиксируются

вполне однозначно. Однако этот потенциал, хотя и позволяет описать S -фазу, приводит к D -фазе, начинающейся со 180° , и содержит ненаблюдаемое состояние в спектре CC при $-1,5$ МэВ. Эти результаты показаны на рис.16,б непрерывными линиями. Поэтому для D -волны приходится использовать потенциал с другими параметрами, не приводящий к CC , но описывающий фазу, как показано на рис.16,б точечной линией. Чистый S -потенциал в ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -системе приводит к правильному значению радиуса $1,64$ фм только при деформации дейтрона примерно в 40% , так же, как для $p^2\text{H}$ -канала ядра ${}^3\text{He}$. Асимптотическая константа оказывается равной $13,7(1,3)$, что заметно больше данных [27], где приводятся значения в интервале $6 \div 9$.

3.6. Кластерные системы $p^3\text{H}$ и $n^3\text{He}$. Системы $p^3\text{H}$ и $n^3\text{He}$ оказываются смешанными по изоспину, так как при $T_3 = 0$ возможны значения $T = 0, 1$. Здесь триплетные и синглетные фазы, а значит, и потенциалы эффективно зависят от двух значений изоспина. Следствием смешивания по изоспину является смешивание по схемам Юнга. В частности, в синглетном состоянии разрешены две орбитальные схемы {31} и {4}, как видно из табл.1. Поэтому для получения чистых фаз с $T = 0$, согласно (20), используются фазы чистой по изоспину $p^3\text{He}$ -системы с $T = 1$. В триплетном состоянии возможна только схема {31}, но оно также смешано по изоспину [7,8].

Имеется сравнительно много экспериментальных данных по $p^3\text{H}$ -фазам рассеяния [57,58], причем в работах [58] приведены два набора фаз, позволяющих воспроизвести сечения рассеяния. Первый из них в целом согласуется с данными работ [57]. На рис.17 и 18,а показаны экспериментальные, смешанные по изоспину и вычисленные фазы $p^3\text{H}$ упругого рассеяния. Параметры потенциалов даны в табл.8. Поскольку потенциалы смешанные, энергия синглетного S -взаимодействия не соответствует экспериментальной энергии связи ядра ${}^4\text{He}$. В триплетном S -состоянии имеется ЗС со схемой {4}. Разрешенные в обоих каналах состояния с {31} имеют один квант, и P -потенциалы не содержат CC .

Определив на основе (20) чистые фазы с {4}, показанные точками на рис.18,б, можно найти чистые потенциалы взаимодействия с параметрами, приведенными в табл.9, где даны также энергии связанных состояний. Результаты вычислений чистых фаз для этих потенциалов при $S = 0$ показаны на рис.18,б непрерывными кривыми, а вычисленные характеристики ядра ${}^4\text{He}$ в $p^3\text{H}$ - и $n^3\text{He}$ -моделях даны в табл.10 [8] вместе с экспериментальными данными из работ [25,27].

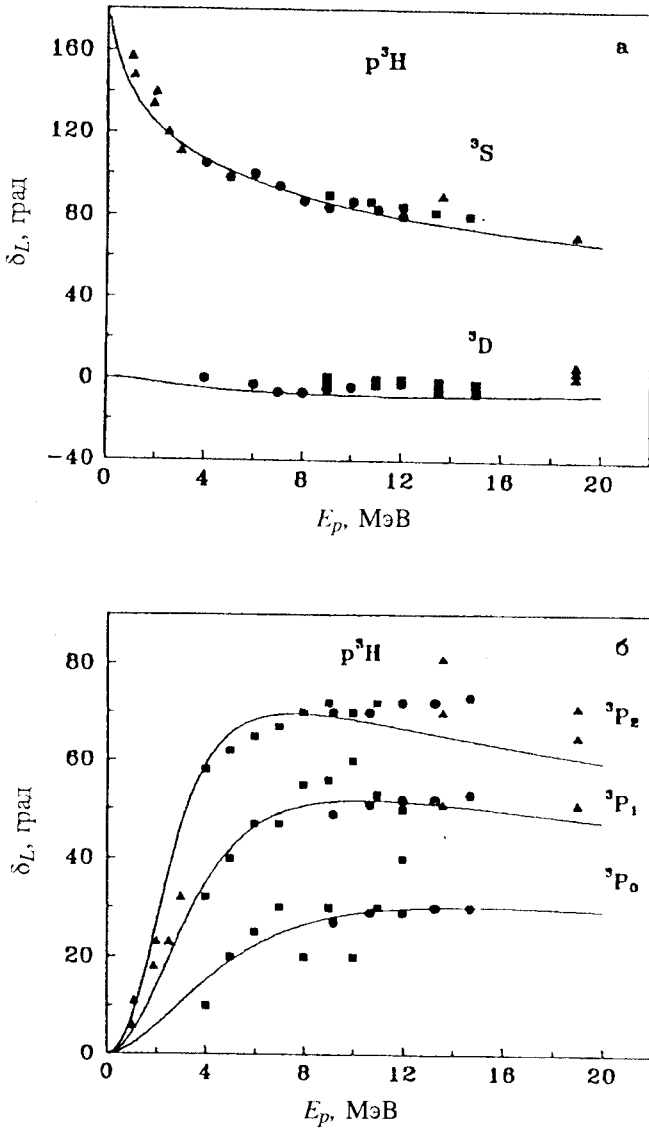


Рис.17. Фазы упругого $p^3\text{H}$ -рассеяния, кривые — результаты расчетов для различных потенциалов из табл.8

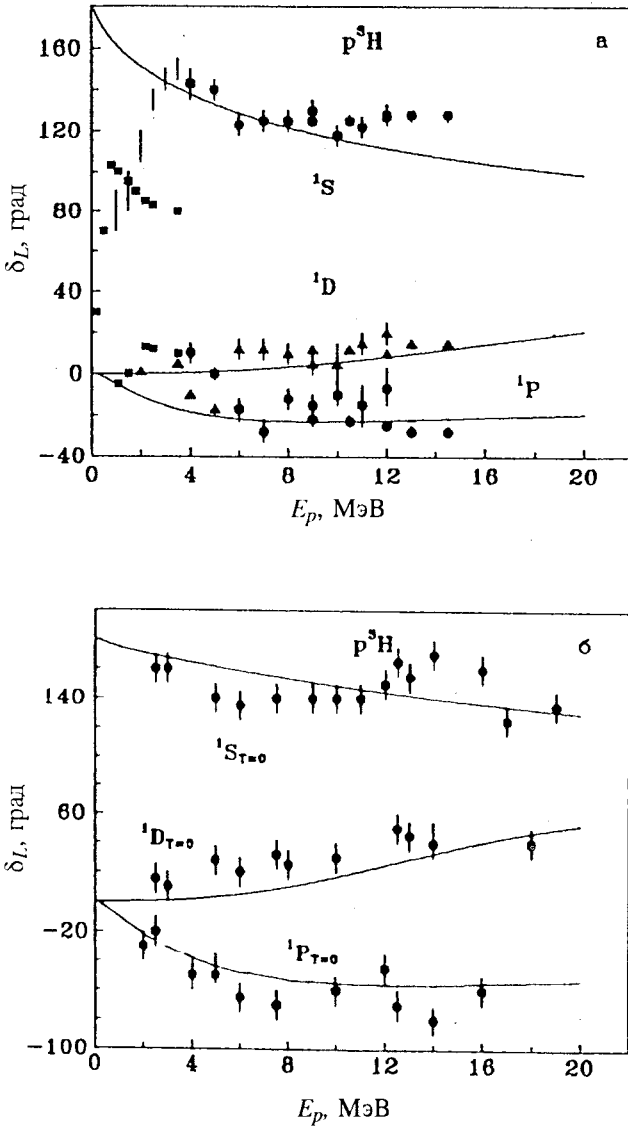


Рис. 18. а) Фазы упругого $p^3\text{H}$ -рассеяния, кривые — результаты расчетов для различных потенциалов; б) точки — чистые фазы со схемой {4}, кривые — результаты расчетов чистых фаз для потенциалов с параметрами из табл.8

Таблица 8. Потенциалы взаимодействия в $p^3\text{H}$ -системе, смешанные по схемам Юнга. Для всех случаев $R_c = 0$. В скобках даны энергии для $n^3\text{He}$ -системы

L_J	V_0 , МэВ	α , фм ⁻²	V_1 , МэВ	β , фм ⁻¹	E_{CC} , МэВ
$S = 0$					
Чет.	50	0,2			- 10,4(- 11,4)
Нечет.	- 3	0,03			
$S = 1$					
Чет.	55	0,39	6,0	0,39	- 1,2(- 2,0)
P_0	11	0,1			
P_1	17,5	0,1			
P_2	22	0,1			

Таблица 9. Чистые по схемам Юнга потенциалы взаимодействия $p^3\text{H}$ -кластерной системы. Для всех случаев $R_c = 0$. В скобках дана энергия для $n^3\text{He}$ -системы

L_J	V_0 , МэВ	α , фм ⁻²	V_1 , МэВ	β , фм ⁻¹	E_{CC} , МэВ
$S = 0$					
Чет.	63,1	0,17			- 19,82
Нечет.	- 8	0,03			
$S = 1$					
Чет.	70	0,39	15	0,39	- 1,4(- 2,4)
P_0	11	0,1			
P_1	19	0,1			
P_2	24	0,1			

Таблица 10. Характеристики основного состояния ^4He в $n^3\text{He}$ - и $p^3\text{H}$ -кластерных моделях

Канал	E , МэВ	C_0	R_r	R_f
$p^3\text{H}$ -расчет	- 19,822	4,5(1)	1,761	1,693
Эксперимент	- 19,815	5,2(1); 4,2(2)		1,673(1)
$n^3\text{He}$ -расчет	- 20,861	4,4(1)	1,838	1,699
Эксперимент	- 20,578	5,1(4)		1,673(1)

4. ФОТОПРОЦЕССЫ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

4.1. Фотопроцессы на ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. Ранее расчеты полных сечений фотопроцессов выполнялись в феноменологической потенциальной модели [59], аналогичной используемой здесь, и в методе резонирующих групп (МРГ) [30,60,61] для ${}^4\text{He}^2\text{H}$ -, ${}^4\text{He}^3\text{H}$ - и ${}^4\text{He}^3\text{He}$ -систем. Для взаимодействий с ЗС были проведены расчеты полных сечений в ${}^4\text{He}^2\text{H}$ -канале ядра ${}^6\text{Li}$ на основе трехтельных волновых функций ОС [62]. В двухкластерной модели с ЗС на основе гауссовских потенциалов, согласованных с фазами упругого рассеяния, расчеты полных сечений были выполнены в [10].

Переходя к рассмотрению сечений фотопроцессов, заметим, что спиновый электрический оператор $Q_{Jm}(S)$ в (2) дает сравнительно малый вклад в общее сечение процесса. Это позволяет рассматривать только первый оператор EJ -переходов. Однако, например, для $E1$ -процессов в ${}^4\text{He}^2\text{H}$ -системе спиновое слагаемое может давать заметный вклад из-за малости сечения, обусловленного орбитальным оператором, потому что в ядрах с $N=Z$ переходы типа $E1$ с $\Delta T=0$ сильно подавлены. В кластерной модели этот факт отражается в множителе $(Z_1/M_1 - Z_2/M_2)^2$, который равен нулю при этих условиях. Переход $E1$, обусловленный орбитальным оператором, в таких ядрах может появиться только благодаря неточности условия $M=2Z$, так как, например, в ${}^4\text{He}^2\text{H}$ -системе ядра ${}^6\text{Li}$ массы дейтрона и ${}^4\text{He}$ не являются целыми числами и равны $M_d = 2,0135537$ и $M_\alpha = 4,0015061$.

При расчете сечений в ${}^4\text{He}^3\text{H}$ - и ${}^4\text{He}^3\text{He}$ -системах рассматривались $E1$ -, $E2$ - и $M1$ -переходы и вклад спиновой части электрического оператора. Рассмотрим, например, $E1$ -переход, когда захват может происходить как на основное связанное состояние с $J=3/2^-$ и энергиями $-2,47$ МэВ в ${}^7\text{Li}$ и $-1,59$ МэВ в ${}^7\text{Be}$, так и на первое возбужденное с $J=1/2^-$ и энергиями $-1,99$ и $-1,16$ МэВ соответственно. Захват на основное состояние ядра происходит из состояний рассеяния S , $D_{3/2}$ и $D_{5/2}$ на первое возбужденное из S и $D_{3/2}$. Параметры потенциалов, используемых при расчетах, даны в табл.2.

Результаты расчета сечений EJ - и $M1$ -захвата ${}^4\text{He}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}^3\text{He}$ приведены на рис.19. Показаны также экспериментальные [63,64] и расчетные данные для $E1$ из [63] (точечная кривая вверху на рис.19,а). Штрихпунктиром на рис.19,б показаны МРГ-вычисления для $E1$ -перехода [12,30,60,61]. Из рис.19 видно, что сечения $E2$ - и $M1$ -процессов на полтора—три порядка меньше, чем $E1$, и не дают существенного вклада в полные сечения. Пик в

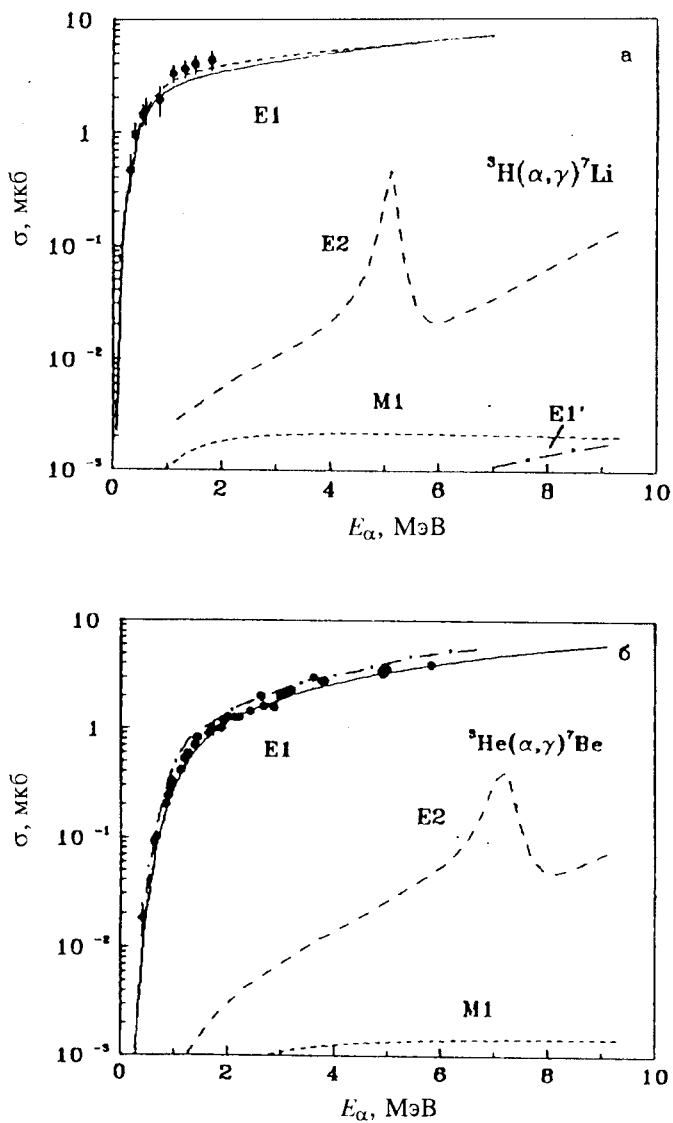


Рис.19. Полные сечения процессов радиационного захвата в ${}^4\text{He}{}^3\text{H}$ - и ${}^4\text{He}{}^3\text{He}$ -системах с образованием ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ в основном и первом возбужденном состояниях, кривые — результаты расчетов сечения для различных переходов (объяснение в тексте)

$E2$ -сечении ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -захвата соответствует резонансу в $F_{7/2}$ -фазе при энергии 2,16 МэВ в с.д.м. Аналогичный пик наблюдается и в сечении ${}^4\text{He}^3\text{He}$ -захвата при энергии 7,0 МэВ, что отвечает резонансу при 2,98 МэВ (с.д.м.) относительно кластерных порогов. Вычисленные $M1$ -сечения хорошо согласуются с МРГ-результатами [61]. На рис.19,а штрихпунктиром с обозначением $E1'$ приведено сечение, обусловленное спиновым членом $Q_{Jm}(S)$ электрического $E1$ -оператора, которое в ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -системе заметно меньше орбитального слагаемого $Q_{Jm}(L)$, и его вкладом в полное $E1$ -сечение действительно можно пренебречь. Во всех расчетах для магнитных моментов кластеров использовались величины: $\mu_t = 2,9786 \mu_0$ и $\mu_{\text{He}} = -2,1274 \mu_0$.

При ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -захвате был вычислен и S -фактор, который при 20 кэВ оказался равен 0,087 кэВ-б в сравнении с известной величиной 0,064(16) кэВ-б, приведенной в [63,64]. Отметим, что существуют и другие экспериментальные данные 0,134(20) [65]. При захвате ${}^4\text{He}^3\text{He}$ S -фактор при 40 кэВ равен 0,47 кэВ-б, что неплохо согласуется с данными [63,66], лежащими в пределах $0,47 \div 0,63$ кэВ-б. В МРГ-расчетах обычно получают величину от 0,5 до 0,6 кэВ-б [12,60]. В потенциальном подходе [13,31,67] вычисления дают 0,47(2) кэВ-б, а в [59] 0,56 кэВ-б. Отметим, что существуют два набора экспериментальных данных по S -факторам для этой системы [63]. Один из них приводит к величине $S(0) = 0,3(3)$ кэВ-б, другой к $S(0) = 0,61(7)$ кэВ-б. Среднее между ними 0,45 кэВ-б хорошо согласуется с полученной величиной. На рис.20 приведены астрофизические S -факторы для ${}^4\text{He}^3\text{H}$ - и ${}^4\text{He}^3\text{He}$ -захвата в области энергий до 3 МэВ, полученные на основе $E1$ -сечений, и сравнение с МРГ-вычислениями [12,30,60] (штриховые кривые). Эксперимент приведен в [63,64].

Величина P_J для ${}^4\text{He}^2\text{H}$ -системы в случае $E2$ -переходов может быть представлена в виде

$$P_J^2 = 2J_i + 1, \quad (21)$$

если захват происходит на ОС из состояний рассеяния с $L = 2$ и $J_i = 1, 2, 3$.

Параметры потенциалов, используемых при расчетах, приведены в табл.2.

В сечении $E2$ -захвата, показанном на рис.21 непрерывной линией, вместе с экспериментальными данными, приведенными в работах [68], кроме пика при 0,71 МэВ, наблюдается и второй максимум при энергии около 2,5—3 МэВ, который соответствует резонансу в D_2 -волне с энергией 2,84 МэВ. Точечной линией внизу показаны сечения $M2$ -захвата из P_1 - и P_2 -состояний рассеяния на ОС. Точечная линия сверху показывает результаты расчетов $E2$ -сечений, выполненных в работе [59].

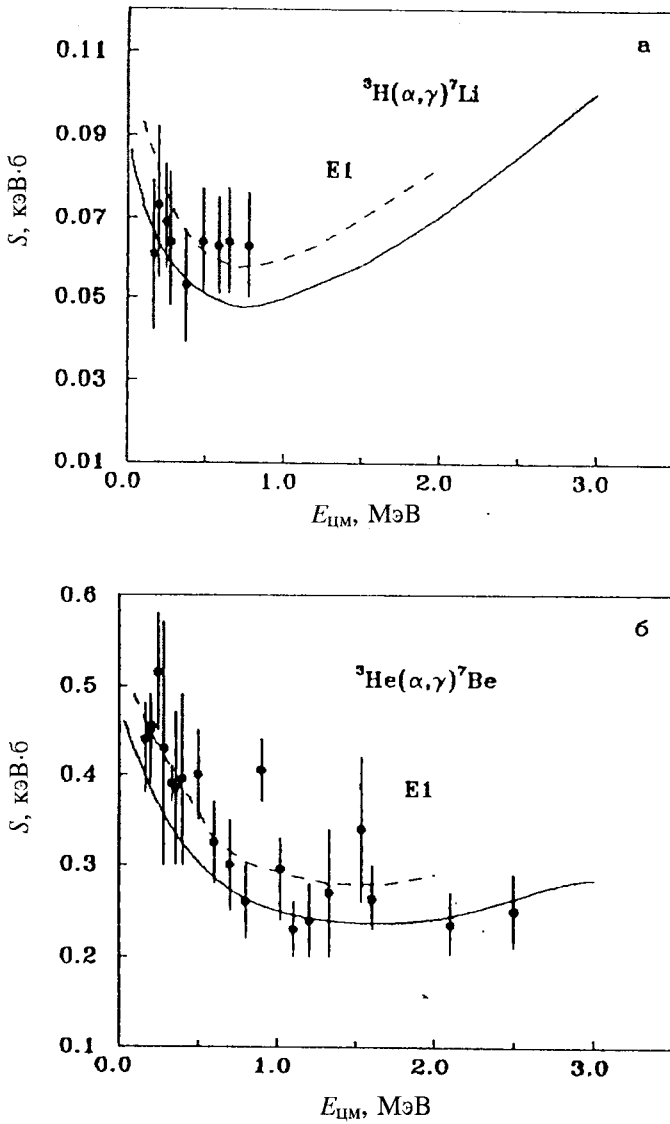


Рис.20. Астрофизические S -факторы при малых энергиях для ${}^4\text{He}{}^3\text{H}$ - и ${}^4\text{He}{}^3\text{He}$ -захвата. Непрерывные кривые — расчеты для потенциалов из табл.2, штриховые линии — МРГ-расчеты [60,61]

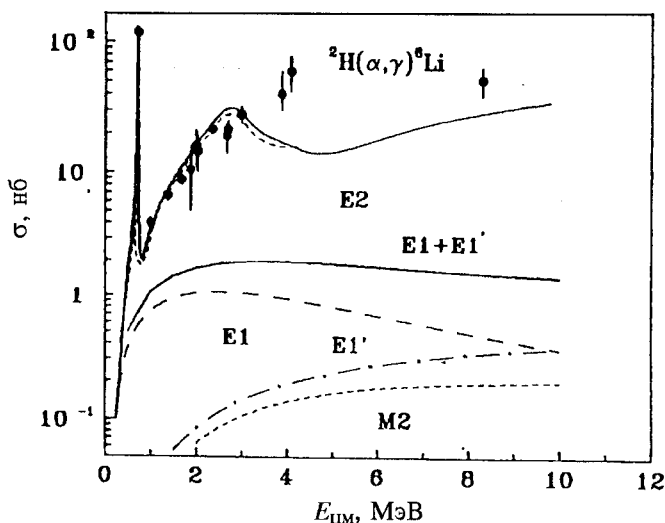


Рис.21. Полные сечения процесса радиационного захвата в ${}^4\text{He}^2\text{H}$ -системе с образованием ядра ${}^6\text{Li}$ в основном состоянии, кривые — расчеты сечения для различных процессов (объяснение в тексте)

Нами были выполнены и расчеты $E1$ -захвата на ОС из континуума с $J_i = 0, 1, 2$ и $L = 1$ для орбитального ($E1$) и спинового ($E1'$) членов в отдельности и их общего сечения с учетом интерференции (см. рис.21, непрерывная линия внизу). Это сечение заметно меньше, чем $E2$, и практически не вносит вклада в полные сечения при энергии больше 0,5 МэВ. На рис.22,а непрерывной линией показаны сечения фоторазвала ядра ${}^6\text{Li}$ в ${}^4\text{He}^2\text{H}$ -канал вместе с экспериментом [68,69] и расчетами (штриховая линия), приведенными в [62] на основе трехтельных волновых функций ОС. На рис.22,б даны S -факторы, полученные из $E1$ - и $E2$ -сечений. Здесь хорошо видно, что в области низких энергий преобладающим оказывается сечение $E1$ -процесса. Линейная экстраполяция S -факторов к нулю дает $S(E2) = 3 \cdot 10^{-6}$ кэВ-б и $S(E1) = 1,2 \cdot 10^{-6}$ кэВ-б, так что общий S -фактор равен $1,5 \cdot 10^{-6}$ кэВ-б. Этот результат хорошо согласуется с вычислениями, выполненными в работе [70].

В случае $E1$ -захвата ${}^3\text{He}^3\text{H}$ на ОС ${}^6\text{Li}$ величина P_j представляется в виде (21) для начальных состояний с $J_i = 0, 1, 2$ и $L = 11$. В ${}^3\text{He}^3\text{H}$ -модели можно

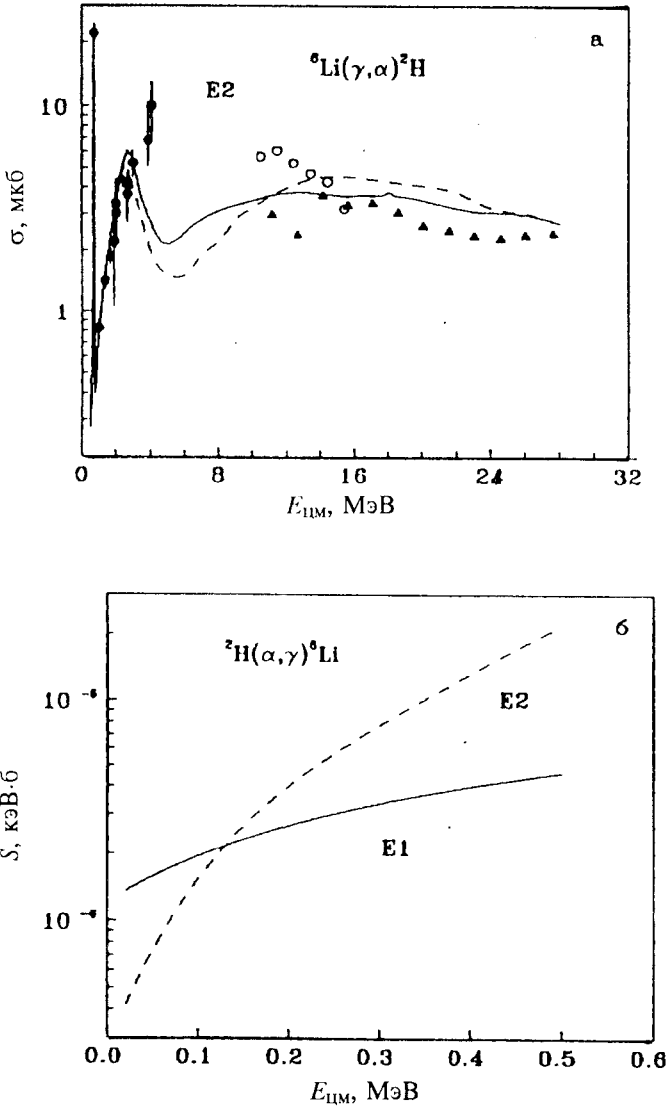


Рис.22. а) Полные сечения процесса фоторазвала ядра ${}^6\text{Li}$ в ${}^4\text{He}{}^2\text{H}$ -канал. Непрерывная линия — расчетные E2-сечения для потенциалов из табл.2, штриховая линия — расчетные сечения из [62] с трехтельными ВФ ОС. б) Астрофизические S-факторы для E1- и E2-процессов

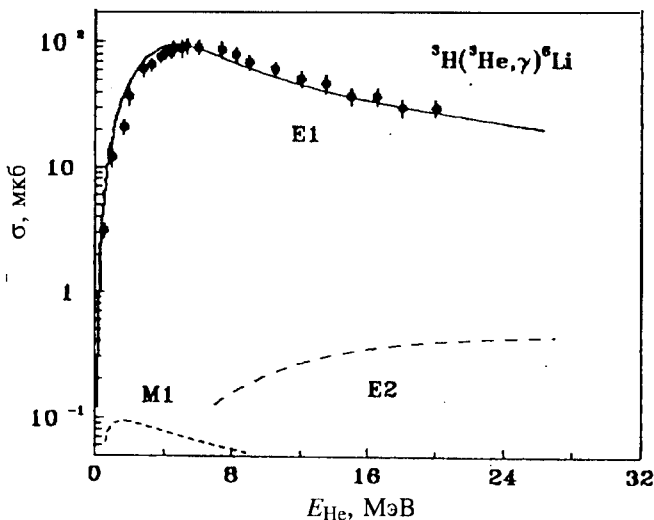


Рис.23. Полные сечения процесса радиационного захвата в ${}^3\text{He}^3\text{H}$ -канале с образованием ядра ${}^6\text{Li}$ в основном состоянии. Непрерывная линия — расчетные $E1$ -сечения для потенциалов из табл.2, точечная линия — сечения $M1$ -процесса, штриховая линия — $E2$ -сечения

рассмотреть и $E1$ -переход на 3^+ резонансное состояние. Параметры ${}^3\text{He}^3\text{H}$ -потенциалов с учетом спин-орбитального расщепления даны в табл.2. Результаты расчетов полного сечения захвата с S -потенциалом, правильно передающим энергию связи ядра в этом канале, показаны на рис.23 непрерывной линией. Экспериментальные данные взяты из работы [71]. Видно, что использование такого потенциала в P -взаимодействии, передающего энергетический ход фаз рассеяния, позволяет описать эти экспериментальные данные. Отметим, что существуют и другие измерения сечений [72,73], заметно отличающиеся от приведенных на рисунке.

В случае $M1$ -переходов на ОС рассматривался процесс, когда происходит изменение спинового состояния с синглетного на триплетное. В операторе перехода остается только спиновый член $W_{Jm}(S)$. Для $E2$ -переходов на ОС из состояний с $L=2$ и $J_i=1,2,3 P_j$ находится из (21). Результаты этих расчетов показаны на рис.23 точечной и штриховой кривыми. На рис.24,а приведен S -фактор для ${}^3\text{He}^3\text{H}$ -захвата при малых энергиях. Линейной экстраполяцией для S -фактора при нулевой энергии в $E1$ -процессе получено

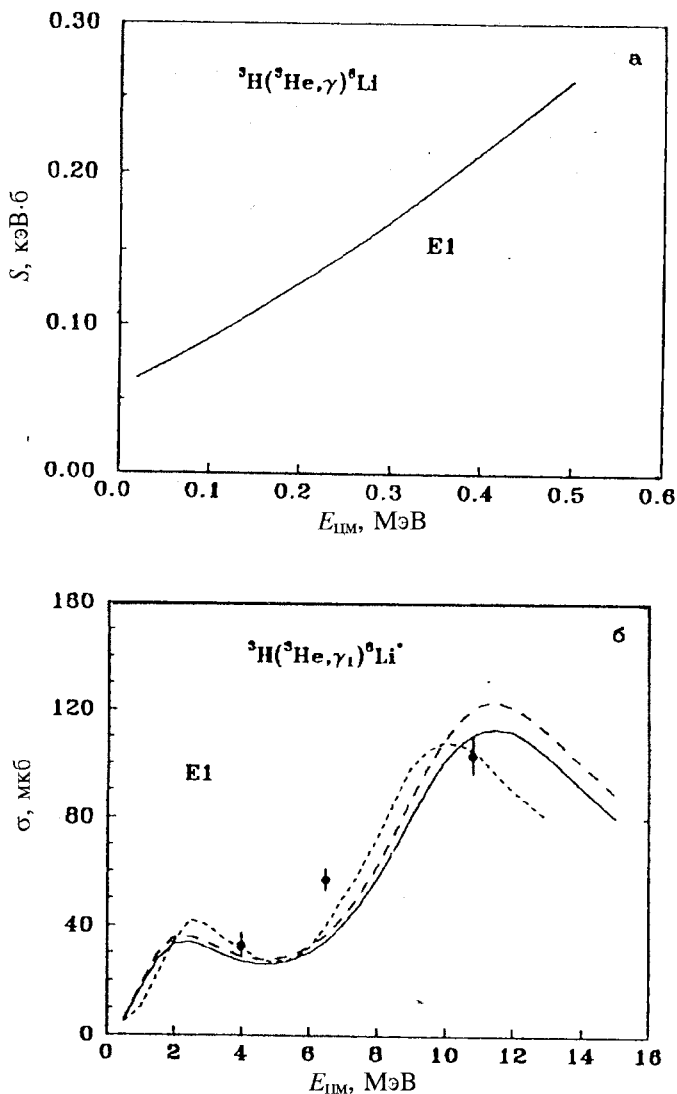


Рис.24. а) Астрофизический S -фактор для ${}^3\text{He}{}^3\text{H}$ -захвата, б) полные сечения процесса радиационного захвата в ${}^3\text{He}{}^3\text{H}$ -канале с образованием ядра ${}^6\text{Li}$ в резонансном 3^+ -состоянии. Точечная линия — результаты расчетов $E1$ -захвата на уровень 3^+ , полученные в работе [74]. Непрерывная и штриховая линии — сечения, вычисленные для потенциалов из табл.2

значение 0,06 кэВ·б. На рис.24,б показаны результаты расчета сечений захвата на уровень 3^+ для потенциалов из табл.2 вместе с данными и расчетами (точечная кривая), полученными в работе [74]. Здесь в качестве D_3 -потенциала использовались взаимодействия с глубиной 105 МэВ (непрерывная линия) и 107,5 МэВ (штриховая линия) и $\alpha = 0,18 \text{ фм}^{-2}$ в обоих случаях.

4.2. Фотопроцессы для ядер ^3He , ^3H и ^5Li . Расчеты дифференциальных сечений фотопроцессов в $N^2\text{H}$ -, $N^3\text{H}$ - и $^2N^3\text{He}$ -системах для потенциалов с ЗС и разделением по орбитальным схемам ранее вполне успешно выполнены в [6]. Полные сечения для таких систем в кластерных моделях с ЗС и разделением по схемам Юнга рассматривались нами в [75].

При расчете полных сечений учитывались $E1$ - и $E2$ -переходы, обусловленные орбитальной частью электрического оператора $Q_{Jm}(L)$. Магнитные сечения и сечения, зависящие от спиновой части электрического оператора, оказались сравнительно малыми. $E1$ -переходы в $N^2\text{H}$ -системе возможны между основным чистым 2S -состоянием и 2P -состоянием рассеяния. Величина P_f^2 в (5) для фоторазвала может быть представлена в виде (21), если заменить J_i на J_f , где J_f — момент конечного состояния, который может принимать значения $1/2^-$ и $3/2^-$. В случае $E2$ -процессов переходы возможны между чистым ОС и дублетной D -волной рассеяния. И в этом случае P_f^2 представляется в виде (21) с $J_f = 3/2^+$ и $5/2^+$. Сечения фотопроцессов пропорциональны множителю $(Z_1/M_1^J + (-1)^J Z_2/M_2^J)^2$, который имеет одинаковую величину в $n^2\text{H}$ - и $p^2\text{H}$ -системах в случае $E1$ -переходов и отличается на порядок для $E2$. Поэтому сечение $E2$ -процесса оказывается заметным только в $p^2\text{H}$ -системе, что, впрочем, не объясняет разницу в величине экспериментальных сечений для $p^2\text{H}$ - и $n^2\text{H}$ -фоторазвала.

На рис.25 непрерывными линиями показаны результаты расчетов полных сечений процессов фоторазвала ядер ^3H и ^3He в $n^2\text{H}$ - и $p^2\text{H}$ -каналах с первым вариантом потенциала ОС и P -взаимодействием с периферическим отталкиванием (см. табл.5,6). Эксперимент описан в работах [76,77]. Штриховой линией показаны результаты, полученные с тем же потенциалом ОС, но с чисто отталкивающим вариантом взаимодействия в P -волне. Использование второго варианта потенциала ОС при любом P -взаимодействии приводит к сечениям фоторазвала, которые в максимуме достигают только 600 мб, как показано на рис.25 точечными линиями. Штриховой линией внизу на рис.25,б обозначено сечение $E2$ -процесса. На рис.26 показан астрофизический S -фактор, обусловленный $E1$ -переходом. Эксперимент получен

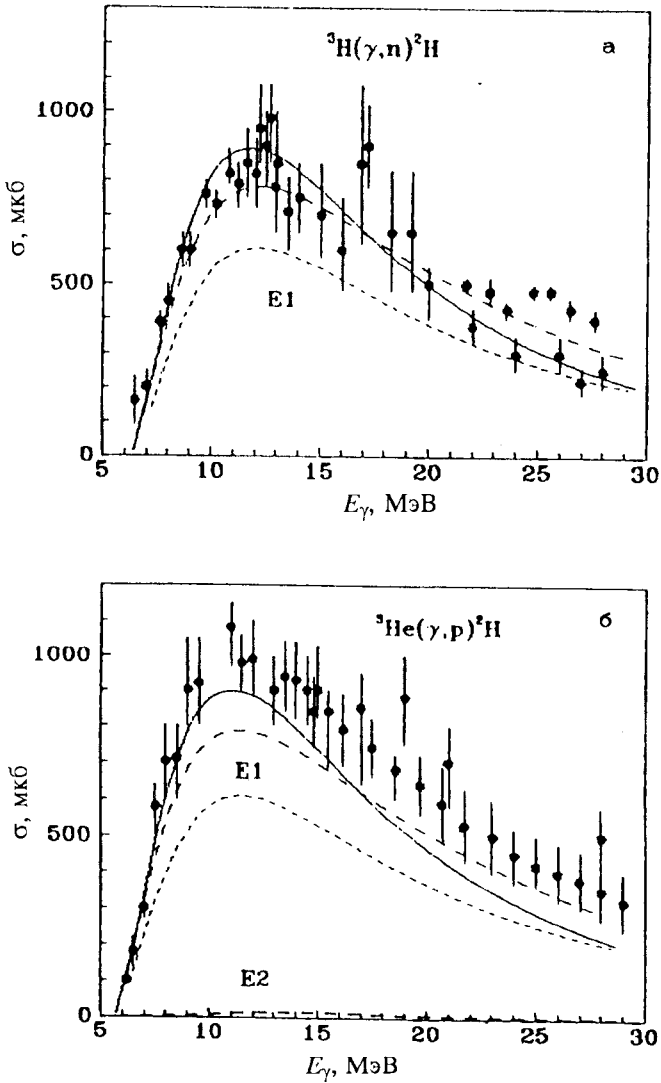


Рис.25. Полные сечения фоторазвала ядер ${}^3\text{H}$ в $n^2\text{H}$ -канал и ${}^3\text{He}$ в $p^2\text{H}$ -канал. Кривые — расчеты для потенциалов из табл.5,6

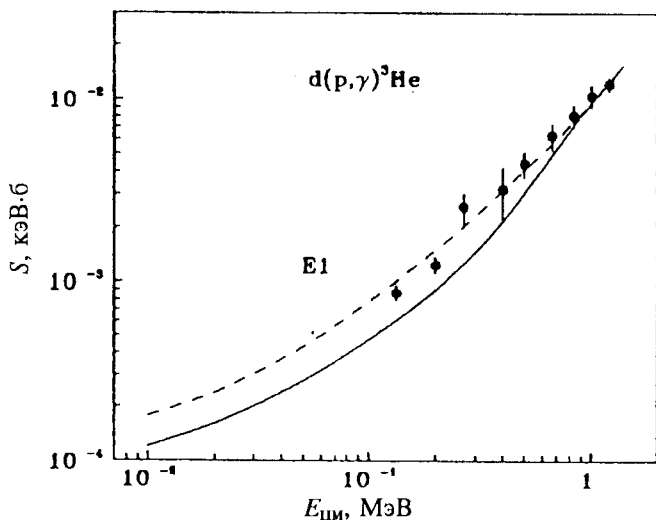


Рис.26. Астрофизический S -фактор для $p^2\text{H}$ -захвата. Кривые — результаты расчетов для различных потенциалов

пересчетом данных работы [78]. Обозначения кривых такие же, как для фоторазвала. Линейная экстраполяция $S(E1)$ -фактора к нулевой энергии дает для непрерывной линии величину $1,0(2) \cdot 10^{-4}$ кэВ·б, для штриховой $1,6(2) \cdot 10^{-4}$ кэВ·б.

Существует достаточно много расчетов сечений этих процессов на основе различных модельных подходов. В частности, в некоторых вариантах метода гиперсферических функций удается хорошо передать полные сечения при невысоких энергиях [77]. Однако в таких подходах обычно не рассматривалась супермультиплетная симметрия ВФ с разделением по схемам Юнга, позволяющая анализировать структуру межкластерных взаимодействий, определять наличие и положение разрешенных и запрещенных состояний, как это было сделано выше.

Величина P_J^2 для $E1$ -захвата в $^2\text{H}^3\text{He}$ -системе может быть представлена в виде (21) с $J_f = 1/2^-, 3/2^-$, если захват происходит из S -волны в $^2P^{(4)}$ -состояния конечного ядра, которые нестабильны. Энергия $P_{1/2}^{(4)}$ -уровня около 9 МэВ с шириной порядка 5 МэВ [23]. При захвате из 2D -волны величина P_J^2 в два раза больше, чем при S -захвате, если не учитывается спин-орбитальное расщепление.

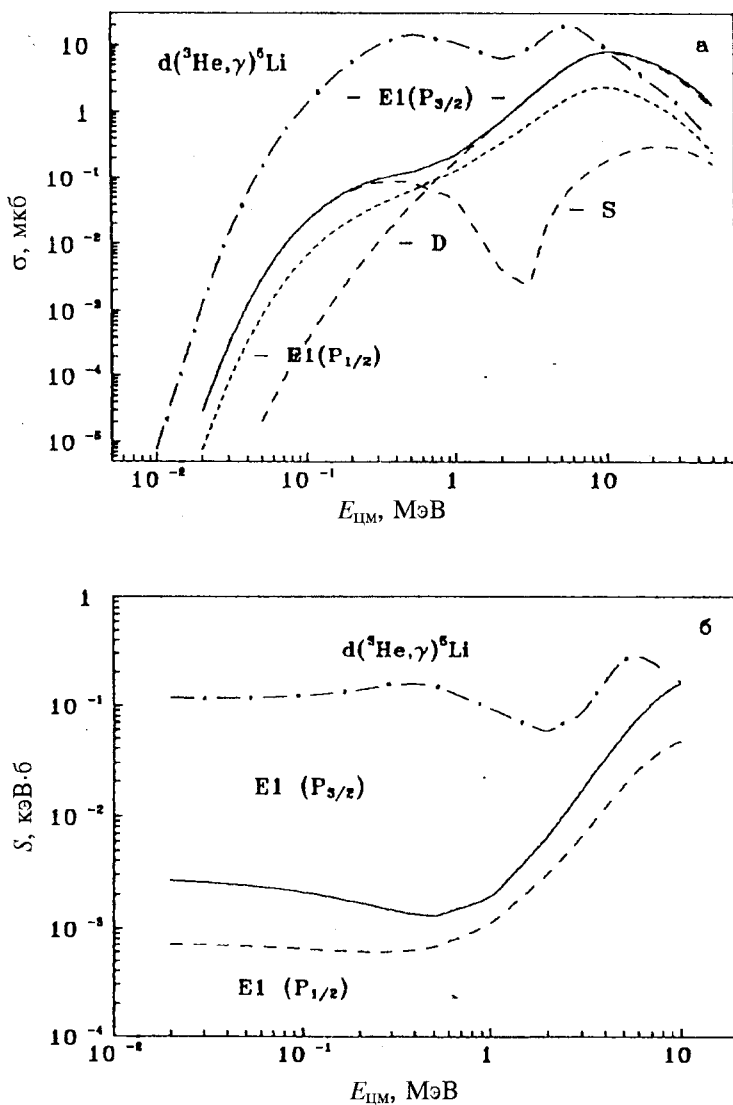


Рис.27. а) Полные сечения $^3\text{He}^2\text{H}$ -захвата для ядра ^5Li ; б) астрофизический S -фактор для $^3\text{He}^2\text{H}$ -захвата. Кривые — результаты расчетов для различных потенциалов

На рис.27,а представлены результаты расчетов сечения $E1$ -радиационного захвата в ${}^2\text{H}^3\text{He}$ -системе в области энергий 10 кэВ + 40 МэВ. Штрихпунктирная линия показывает полное суммарное сечение $E1$ -переходов из S - и D -волн рассеяния на уровень $P_{3/2}$, когда в качестве потенциала рассеяния используется взаимодействие из табл.5 для четных волн. Его S -фаза показана на рис.13,б точечной линией и описывает экспериментальные данные. Непрерывной линией дано $E1$ -сечение для S - и D -потенциалов рассеяния с параметрами $V_0 = 25$ МэВ и $\alpha = 0,15$ фм $^{-2}$, приводящими к описанию методом резонирующих групп S -фазы, как показано на рис.13,б непрерывной линией. Штриховыми линиями показаны вклады из S - и D -волн для перехода на уровень $P_{3/2}$. Точечная линия — полное сечение перехода на уровень $P_{1/2}$. Два пика, наблюдаемых в сечениях захвата на оба 2P -уровня, обусловлены резонансами в 2S - и 2D -волнах соответственно.

На рис.27,б приведены астрофизические S -факторы для переходов на уровни $P_{3/2}$ (непрерывная линия) и $P_{1/2}$ (штриховая линия), обусловленные $E1$ -процессом. Линейная экстраполяция S -факторов к нулевой энергии дает $S(3/2) = 3(1) \cdot 10^{-3}$ кэВ-б и $S(1/2) = 7(1) \cdot 10^{-4}$ кэВ-б. Для потенциала рассеяния, описывающего экспериментальную S -фазу, S -фактор показан штрихпунктиром и при нулевой энергии равен $1,3(2) \cdot 10^{-1}$ кэВ-б.

4.3. Фотопроцессы в кластерном ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -канале ядра ${}^4\text{He}$. Процессы фоторазвала ядра ${}^4\text{He}$ рассматривались во многих работах [79], однако там не использовались потенциалы с ЗС. Такие взаимодействия применялись в [6] для расчетов дифференциальных сечений, а полные сечения рассматривались нами в [80].

Поскольку в ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -системе основной вклад дает $E2$ -переход, который возможен между чистым основным S -состоянием и синглетной D -волной рассеяния, то можно уточнить эти два взаимодействия. В качестве чистого S -потенциала будем использовать набор параметров, приведенный в табл.7, который позволяет точно воспроизвести энергии СС. Для синглетного потенциала рассмотрим два варианта синглетных взаимодействий из табл.7, первое из которых описывает S - и D -фазы рассеяния, как показано на рис.15,а, и не содержит СС в D -волне, а второе — D -фазу, имеет ЗС и позволяет получить некий компромисс между разными МРГ S -фазами (см. рис.15,а, непрерывная линия).

При расчете полных сечений рассматривался только $E2$ -переход, обусловленный орбитальной частью электрического оператора $Q_{Jm}(L)$. Магнитные сечения и сечения, зависящие от спиновой части электрического

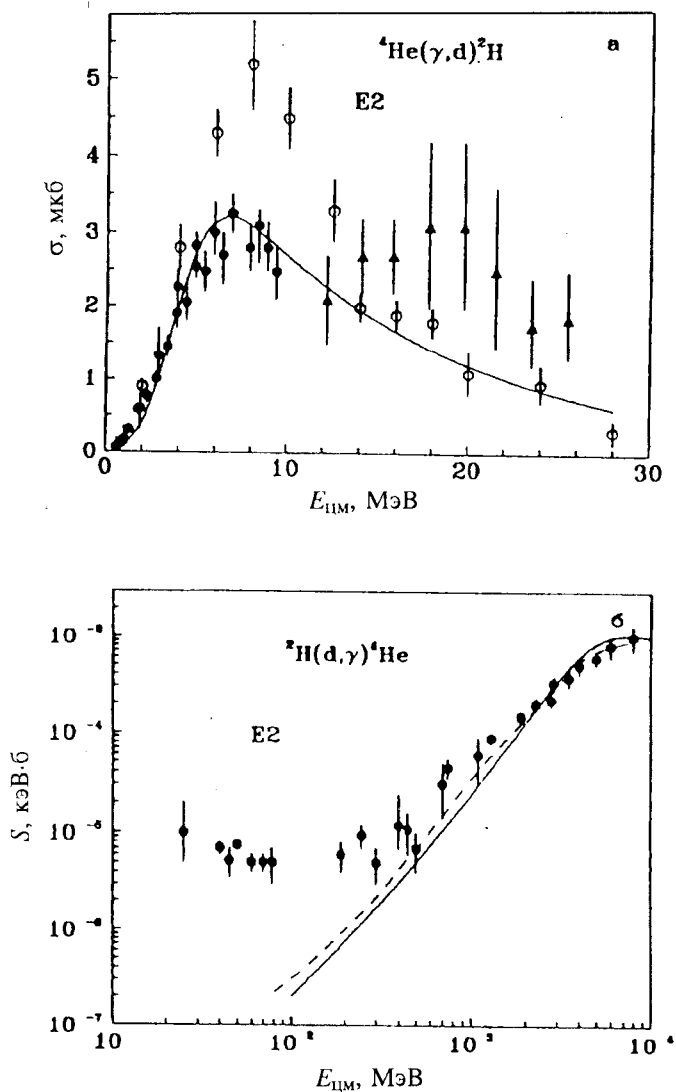


Рис.28. а) Полные сечения фоторазвала ядра ${}^4\text{He}$ в ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -канал. Кривая — расчеты для глубокого D -потенциала из табл.7; б) астрофизический S -фактор для ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -захвата. Непрерывная кривая — результаты расчетов для потенциалов из табл.7. Штриховая кривая — результаты расчетов из [79]

оператора, оказались сравнительно малыми, а $E1$ -процессы вообще запрещены из-за наличия кластерного множителя, равного нулю в ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -системе.

На рис.28,а непрерывной линией показаны результаты расчетов полных сечений фоторазвала ядра ${}^4\text{He}$ в ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -канал для глубокого синглетного потенциала, содержащего CC в D -волне. Эксперимент, полученный из перерасчета сечений захвата до 10 МэВ и из сечений электроразвала при более высоких энергиях, приводится в работах [81,82] соответственно (см. рис.28,а, точки и треугольники). Кружками показаны результаты измерений, выполненных в [83]. Видно, что только в серии работ [81] приводятся хорошо согласующиеся между собой данные, которые совпадают и с результатами [83] при низких энергиях. При более высоких энергиях различные измерения оказываются противоречивыми. Так, в [82] появляются указания на присутствие второго максимума при 20 МэВ. В то же время в [83] при энергиях более 10 МэВ наблюдается явный спад сечения.

Расчетные сечения с мелким синглетным D -взаимодействием оказываются на порядок больше экспериментальных результатов. Любые другие наборы параметров, позволяющие описать D -фазу и не приводящие к CC в D -волне, дают завышенные относительно эксперимента расчетные сечения. И если исходить из требования описания сечений фоторазвала, то приходится отдать предпочтение глубоким синглетным взаимодействиям, имеющим CC в D -волне. Заметим, что если для чистого потенциала OC использовать взаимодействие с другими параметрами [82], которые не точно передают энергии двух связанных уровней, то сечение процесса фоторазвала, сохраняя максимум при тех же энергиях, уменьшается в несколько раз.

На рис.28,б показан вычисленный S -фактор ${}^2\text{H}^2\text{H}$ -захвата при энергиях от 100 кэВ до 10 МэВ (непрерывная линия) в сравнении с экспериментальными данными [81] и одним из вариантов расчетов, выполненных в [79] (штриховая линия). Видно, что расчетный S -фактор описывает экспериментальные данные при энергиях до 1—2 МэВ и имеет примерно такую же форму, как в [79]. При более низких энергиях сечение $E2$ -переходов типа ${}^2S \rightarrow {}^2D$ оказывается слишком малым, чтобы объяснить экспериментальные данные. При энергиях ниже 1 МэВ основной вклад дают сечения $E2$ -процесса с переходом из квинтетной S -волны в D -компоненту ВФ основного состояния [79], которая в используемой здесь модели отсутствует.

4.4. Фотопроцессы в кластерных $p^3\text{H}$ - и $n^3\text{He}$ -каналах ядра ${}^4\text{He}$. Ранее расчеты дифференциальных сечений для $p^3\text{H}$ -системы для потенциалов с $3C$ и разделением по схемам Юнга выполнены в работе [6]. Полные сечения для таких же взаимодействий рассчитаны нами в [84].

При $E1$ -процессах возможны переходы между основным чистым с $T=0$ состоянием и синглетной P -волной рассеяния. Если считать, что основной вклад в сечения дают процессы с изменением изоспина $\Delta T=1$

[85], то необходимо использовать P -потенциал из чистого по изоспину с $T=1$ синглетного состояния $p^3\text{He}$ -системы. В случае переходов с $\Delta T=0$ используется потенциал чистой синглетной P -фазы с $T=0$ для системы $p^3\text{H}$. В работе [84] для ОС с $T=0$ приводятся три варианта взаимодействия, однако здесь используем только одно из них, параметры которого приведены в табл.9. Параметры P -взаимодействия $p^3\text{He}$ приведены в табл.4, а фазы рассеяния показаны на рис.8,9.

На рис.29,*а* штриховой линией показаны результаты расчета полных сечений фоторазвала ^4He в $p^3\text{H}$ -канал при переходах с $\Delta T=1$. Эксперимент взят из работ [86,87] — кружки, [88] — треугольники и [89] — точки. Видно, что разброс различных экспериментальных данных достигает 20—30%, причем более поздние измерения [88,89] лежат заметно ниже результатов, полученных ранее в [86,87]. Поскольку P -потенциал выбирался как некий компромисс между различными фазовыми анализами, его величина определена неоднозначно. Поэтому можно несколько увеличить его глубину и принять $V_0=15$ МэВ и $\alpha=0,1$ фм⁻². Тогда в максимуме сечение увеличивается примерно на 0,1 мб и несколько лучше согласуется с экспериментальными данными [88,89], как показано на рис.29,*а* непрерывной линией. Фазы этого P -потенциала практически не отличаются от показанных на рис.9,*а* непрерывной линией.

Для рассмотрения переходов с $\Delta T=0$ необходимо использовать отталкивающий P -волновой потенциал из $p^3\text{H}$ -системы, приведенный в табл.9. В этом случае вообще не удастся правильно передать даже форму экспериментальных сечений, как показано на рис.29,*а* штрихпунктирной линией.

На рис.29,*б* штриховой линией показаны результаты расчетов для реакции $^4\text{He}(\gamma, n)^3\text{He}$ с $\Delta T=1$ для P -взаимодействия из табл.4 вместе с экспериментальными данными работ [89] — точки, [90] — треугольники и [91] — кружки. И здесь более ранние измерения сечений [92] лежат заметно выше последних данных [89,90]. Если несколько уменьшить глубину в P -волне до 11 МэВ при той же геометрии, то удастся описать данные работ [89,90]. Это сечение показано на рис.29,*б* непрерывной линией. Фазы такого P -потенциала приведены на рис.9,*а* точечной линией и согласуются с данными фазового анализа из работы [44].

Существующие расчеты сечений этих фотореакций в различных моделях и подходах (см., например, [86—91]) в общем приводят к согласию с имеющимися экспериментальными данными. Однако экспериментальные неоднозначности столь велики, что трудно отдать предпочтение тем или иным результатам. В данном случае неоднозначность фазовых анализов позволяет несколько менять параметры потенциалов и получать результаты, согласующиеся с теми или иными экспериментальными данными по фоторазвалу.

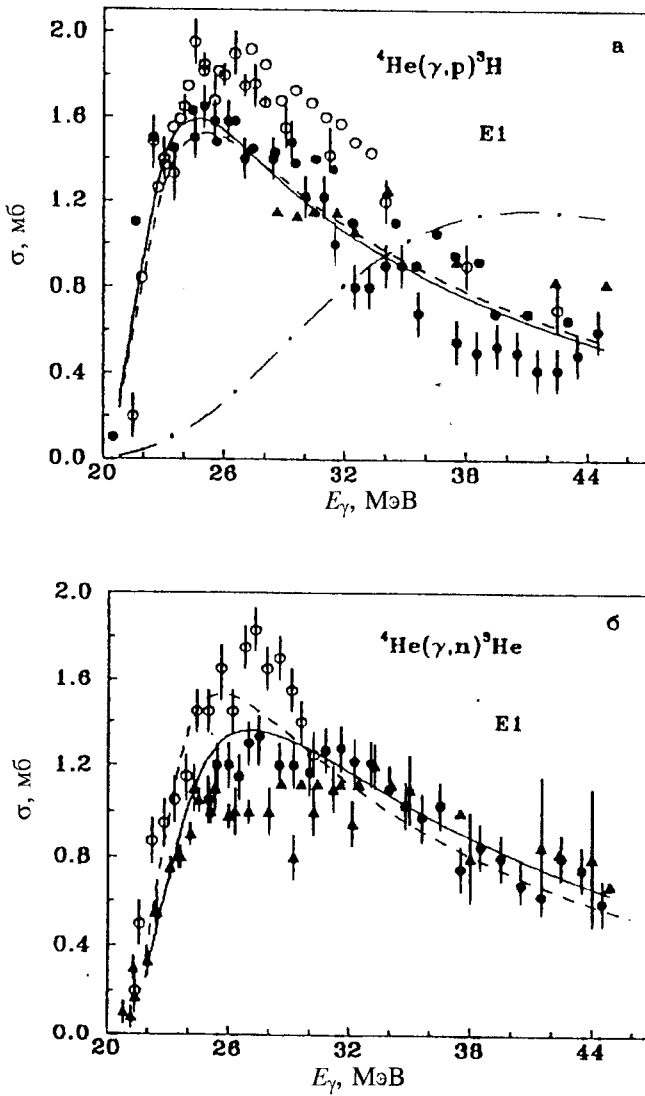


Рис.29. Полные сечения фоторазвала ядра ${}^4\text{He}$ в $p^3\text{He}$ - и $n^3\text{He}$ -каналы. Кривые — результаты расчетов для различных потенциалов

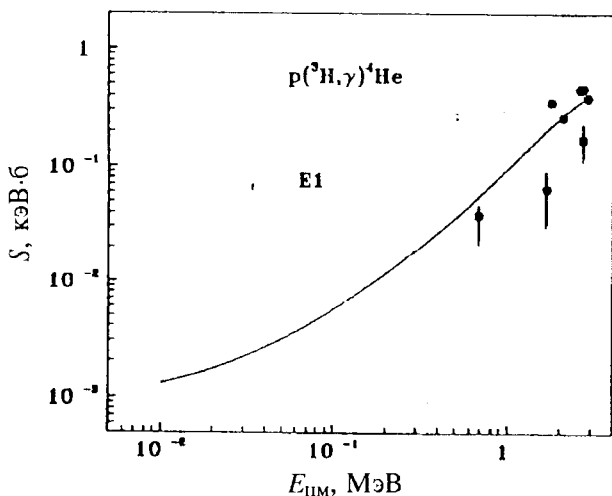


Рис.30. Астрофизический S -фактор для $p^3\text{H}$ -захвата. Непрерывная кривая — расчеты для потенциалов из табл.4,8,9

На рис.30 приведен астрофизический S -фактор при малых энергиях, полученный с P -волновым взаимодействием при глубине 15 МэВ, которое приводит к описанию процесса фоторазвала. Экспериментальные данные взяты из работ [86—89]. Видно, что, несмотря на большие экспериментальные ошибки, в целом удается передать измеренные сечения [86—89] и при низких энергиях $0,7 \div 3$ МэВ. Линейная экстраполяция S -фактора к нулевой энергии дает значение $\sim 1,3(6) \cdot 10^{-3}$ кэВ·б.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе приведенных результатов можно считать, что расчеты упругих и неупругих кулоновских формфакторов ядер лития в двухкластерных моделях для потенциалов с запрещенными состояниями позволяют получить неплохое описание экспериментальных результатов даже при сравнительно больших переданных импульсах. Во всех случаях, в отличие от МРГ-вычислений [34—36], в расчетах присутствует второй максимум формфактора, величина которого несколько занижена относительно экспериментальных данных. Удастся воспроизвести вероятности электромагнитных $E2$ - и $M1$ -переходов, магнитный, квадрупольный и октупольный моменты,

магнитный и зарядовый радиусы. Параметры потенциалов предварительно фиксированы по упругим фазам рассеяния кластеров и при вычислении формфакторов несколько изменены только для D_3 -волны в ${}^6\text{Li}$, что позволило хорошо передать поведение первого максимума формфактора.

Кластерная потенциальная модель для взаимодействий с ЗС позволяет правильно описать не только статические электромагнитные характеристики ядер лития, но и полные сечения фотопроцессов во всей рассмотренной области энергий. Описываются и S -факторы при астрофизических энергиях. Поэтому можно считать, что большая вероятность кластеризации ядер лития в ${}^4\text{He}^2\text{H}$ - и ${}^4\text{He}^3\text{H}$ -каналы позволяет вполне успешно применять простую одноканальную кластерную модель. Одни и те же наборы потенциалов дают возможность описывать различные ядерные характеристики. Для получения согласия с экспериментом не требуется вводить какие-либо искажения характеристик кластеров. Предположение о том, что данным кластерам в ядре можно в целом сопоставлять свойства соответствующих свободных частиц, вполне оправдывается, что согласуется и с МРГ-результатами [36,92], где искажения приводят только к незначительным изменениям характеристик ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. Определенное исключение составляет только сечение ${}^3\text{He}^3\text{H}$ -захвата, где имеются некоторые экспериментальные неоднозначности в сечениях и не удается согласовать фазы рассеяния с энергией ОС.

Применение одноканальной потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями и разделением по схемам Юнга позволяет в целом воспроизвести имеющиеся экспериментальные данные по полным сечениям фоторазвала и радиационного захвата в N^2H -системе при небольших энергиях на основе потенциала, в целом согласованного с чистыми фазами, фазами рассеяния и характеристиками СС, получить вполне конкретные результаты для системы ${}^2\text{H}^3\text{He}$.

Потенциальная кластерная модель в общем позволяет передать форму сечений фоторазвала ${}^4\text{He}$ при использовании $E1$ -переходов с $\Delta T = 1$ для рассмотренных реакций в $p^3\text{H}$ - и $p^3\text{He}$ -каналах. Величина расчетных сечений находится в пределах неоднозначностей различных экспериментальных результатов. Варьируя глубину P -взаимодействия в пределах 10—20%, можно несколько улучшить согласие расчетов с теми или иными экспериментальными данными по фотосечениям. Фазы измененных таким образом P -потенциалов находятся в интервале экспериментальных неоднозначностей различных фазовых анализов. Потенциал ОС согласован с характеристиками СС и чистыми фазами.

Используемая кластерная модель с расщеплением по схемам Юнга позволяет описать определенные экспериментальные данные по полным сечениям фоторазвала и радиационного захвата в $^2\text{H}^2\text{H}$ -канале при небольших энергиях. Астрофизический S -фактор вполне согласуется с результатами других расчетов при не очень малых энергиях. Оказывается возможным избавиться от неоднозначностей при выборе S -потенциала ОС ядра и согласовать его параметры с чистыми фазами. Уточняется также форма и структура синглетного D -взаимодействия, позволяющего одновременно воспроизвести фазы рассеяния и сечения фотопроцессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Neudatchin V.G. et al. — Lett. Nuovo Cim., 1972, v.5, p.234; Phys. Lett., 1971, v.34B, p.581.
2. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. — Современные вопросы оптики и атомной физики. Киев: Изд-во Киевского гос.университета, 1974, с.224; ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.1236.
3. Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В. — ЯФ, 1993, т.56, № 2, с.87; ЯФ, 1994, т.57, № 5, с.784.
4. Lehman D.R. et al. — Phys. Lett., 1975, v.B59, p.327; Phys. Rev., 1982, v.C25, p.2743; Phys. Rev., 1982, v.C25, p.3146.
5. Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. — Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
6. Neudatchin V.G. et al. — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.1512; ЭЧАЯ, 1993, т.23, с.480.
7. Неудачин В.Г. и др. — ЯФ, 1990, т.52, с.738; с.402;
Искра В. и др. — УФЖ, 1988, т.32, с.1141; ЯФ, 1988, т.48, с.1674;
Дубовиченко С.Б. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, с.911.
8. Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В. — ЯФ, 1990, т.51, № 6, с.1541; ЯФ, 1993, т.56, № 4, с.45.
9. Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В. — ЯФ, 1992, т.55, № 11, с.2918; Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В., Сахарчук А.А. — ЯФ, 1993, т.56, № 8, с.90;
Дубовиченко С.Б. — ЯФ, 1997, т.60, № 1, с.254.
10. Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В. — ЯФ, 1995, т.58, № 4, с.635; ЯФ, 1995, т.58, № 5, с.852.
11. Tombrello T. et al. — Phys. Rev., 1963, v.131, p.2578.
12. Mertelmeir T. et al. — Nucl. Phys., 1986, v.A459, p.387.
13. Buck B. et al. — J. Phys. G., 1985, v.11, p.L11.
14. Bergstrom J.C. — Nucl. Phys., 1980, v.A341, p.13.
15. Kukulin V.I. et al. — Nucl. Phys., 1984, v.A417, p.128; 1986, v.A453, p.365; 1990, v.A517, p.221.
16. Itzykson E. — Rev. Mod. Phys., 1966, v.38, p.95.
17. Baye D. et al. — J. Phys. G., 1981, v.7, p.1073;
Tompson D. et al. — Phys. Rev., 1967, v.159, p.806.

18. **Schmelzbach P. et al.** — Nucl. Phys., 1972, v.A184, p.193;
McIntair L. et al. — Nucl. Phys., 1967, v.A91, p.382;
Bruno M. et al. — Nuovo Cim., 1982, v.A68, p.35;
Jenny B. et al. — Nucl. Phys., 1983, v.A397, p.61;
Darriulat P. et al. — Nucl. Phys., 1967, v.A94, p.653;
Keller L. et al. — Nucl. Phys., 1970, v.A156, p.465;
Барит И.Я. и др. — Препринт ИЯИ, М., 1987, № П-0513.
19. **Bernard A. et al.** — Nucl. Phys., 1964, v.50, p.629;
Spiger R. et al. — Phys. Rev., 1967, v.163, p.964.
20. **Ivanovich M. et al.** — Nucl. Phys., 1968, v.A110, p.441.
21. **Vlastou J. et al.** — Nucl. Phys., 1977, v.292, p.29;
Batten R. et al. — Nucl. Phys., 1970, v.A151, p.56.
22. **Tompson D. et al.** — Nucl. Phys., 1968, v.A106, p.591.
23. **Ajzenberg-Selove F.** — Nucl. Phys., 1979, v.A320, p.1;
Fiarman S. et al. — Nucl. Phys., 1973, v.A206, p.1.
24. **Bacher A. et al.** — Nucl. Phys., 1968, v.A119, p.481.
25. **Beck D. et al.** — Phys. Rev., 1984, v.C30, p.1403;
Simon G. et al. — Nucl. Phys., 1981, v.A365, p.285;
Klasfeld S. et al. — Nucl. Phys., 1986, v.A456, p.373;
Borie B. et al. — Nucl. Phys., 1977, v.A275, p.246; Phys. Rev., 1978, v.A18, p.324;
Dunn P. et al. — Phys. Rev., 1983, v.C27, p.71;
Sick I. et al. — Phys. Lett., 1982, v.B116, p.212.
26. **Van Niftric G. et al.** — Nucl. Phys., 1971, v.A174, p.173;
Hausser O. et al. — Nucl. Phys., 1973, v.A212, p.613;
Green S. et al. — Phys. Rev., 1971, v.A4, p.251;
Sundholm D. et al. — Chem. Phys. Lett., 1984, v.112, p.1;
Vermeer W. et al. — Austr. J. Phys., 1984, v.37, p.273; Phys. Lett., 1984, v.B138, p.365;
Weller A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, v.55, p.480;
Bamberger A. et al. — Nucl. Phys., 1972, v.194, p.193;
De Vries H. et al. — Atom Data and Nucl. Data Tables., 1987, v.36, p.495.
27. **Platner D.** — Europ. Few Body Probl. Nucl. Part. Phys. Sesimbra., 1980, p.31;
Bornard M. et al. — Nucl. Phys., 1978, v.A294, p.492;
Lim T. — Phys. Rev., 1976, v.C14, p.1243.
28. **Вильдермут К., Тан Я.** — Единая теория ядра. М.: Мир, 1980.
29. **Ланько Э.В. и др.** — Вероятности электромагнитных переходов атомных ядер. Л.: Наука, 1972.
30. **Rao K. et al.** — Phys. Scr., 1981, v.24, p.925;
Liu Q. et al. — Z. Phys., 1981, v.303, p.253;
Bouten M. et al. — J. Phys. G., 1982, v.8, p.1641.
31. **Buck B. et al.** — J. Phys. G., 1988, v.14, p.L211.
32. **Roos P. et al.** — Nucl. Phys., 1976, v.A257, p.317;
Watson J. et al. — Nucl. Phys., 1971, v.A172, p.513;
Alder J. et al. — Phys. Rev., 1972, v.C6, p.1.
33. **Janssens T. et al.** — Phys. Rev., 1966, v.142, p.922.

34. **Kruppa A. et al.** — Phys. Lett., 1986, v.B179, p.317; Phys. Rev., 1987, v.C36, p.327;
Sharma V. et al. — J. Phys. G., 1984, v.10, p.1703;
Kajino T. et al. — Nucl. Phys., 1984, v.A413, p.323; v.A414, p.185;
Kaneko T. et al. — Phys. Rev., 1986, v.C43, p.771.
35. **Unkelbach M., Hofman H.** — Phys. Lett., 1991, v.B261, p.211; Few Body Systems, 1991, v.11, p.143.
36. **Kanada H. et al.** — Nucl. Phys., 1982, v.A389, p.285; Progr. Theor. Phys., 1984, v.72, p.369.
37. **И-Tong Cheon** — Phys. Lett., 1969, v.B30, p.81; 1971, v.B35, p.276; Phys. Rev., 1971, v.C3, p.1023.
38. **Bergstrom J.** — Nucl. Phys., 1976, v.A262, p.196; 1979, v.A327, p.458; Phys. Rev., 1982, v.C25, p.1156.
39. **Walliser H., Fliesbach T.** — Phys. Rev., 1985, v.C31, p.2242.
40. **Lichtenstadt J. et al.** — Phys. Lett., 1989, v.B219, p.394; 1990, v.B244, p.173;
McCarthy J. et al. — Phys. Rev., 1977, v.C15, p.1396;
Arnold R.G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, v.40, p.1429.
41. **Кукулин В.И. и др.** — Препр. ИЯИ АН СССР П-0685, 1990; Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, т.53, с.121; Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат., 1988, № 2, с.44;
Kukulin V.I. et al. — J. Phys. G., 1989, v.58, p.777;
Eramzhyan R.A. et al. — Phys. Lett., 1989, v.B228, p.1.
42. **Berg H. et al.** — Nucl. Phys., 1980, v.A334, p.21;
Kavanagh R. et al. — Phys. Rev., 1966, v.143, p.143.
43. **McSherry D. et al.** — Phys. Rev., 1970, v.1C, p.888;
Szaloky G. et al. — Nucl. Phys., 1978, v.A303, p.57;
Morrow L. et al. — Nucl. Phys., 1969, v.A126, p.225.
44. **Tombrello T. et al.** — Phys. Rev., 1965, v.138, p.40B.
45. **Drigo L. et al.** — Nuovo Cim., 1967, v.LIB, p.419.
46. **Morales J. et al.** — Phys. Rev., 1975, v.11C, p.1905;
Mudroch B. et al. — Phys. Rev., 1984, v.C29, p.2001.
47. **Tombrello T. et al.** — Phys. Rev., 1966, v.143, p.772.
48. **Shen P. et al.** — Phys. Rev., 1986, v.C33, p.1214;
LeMere M. et al. — Phys. Rev., 1975, v.C12, p.1140.
49. **Schmelzbach P. et al.** — Nucl. Phys., 1972, v.A197, p.237;
Arviex J. — Nucl. Phys., 1967, v.A102, p.513;
Van Oers W. — Nucl. Phys., 1967, v.A92, p.561;
Chauvin J. et al. — Nucl. Phys., 1975, v.A247, p.347;
Sloan J. — Nucl. Phys., 1971, v.A168, p.211;
Huttel E. et al. — Nucl. Phys., 1983, v.A406, p.443.
50. **Kocher D. et al.** — Nucl. Phys., 1969, v.A132, p.455.
51. **Sick I. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, p.871;
Atti C. et al. — Lect. Not. Phys., 1981, v.137, p.115.
52. **Jenny B.** — Nucl. Phys., 1980, v.A337, p.77.
53. **Kanada H. et al.** — Nucl. Phys., 1986, v.A457, p.93; Nucl. Phys., 1989, v.A504, p.529;
Shen P. et al. — Phys. Rev., 1985, v.C31, p.2001.

54. **Brolley J. et al.** — Phys. Rev., 1960, v.117, p.1307;
King T. et al. — Nucl. Phys., 1972, v.A183, p.657.
55. **Lien P.** — Nucl. Phys., 1972, v.A178, p.375.
56. **Kanada H. et al.** — Phys. Rev., 1986, v.C34, p.22.
57. **Frank R. et al.** — Phys. Rev., 1953, v.99, p.1406;
Darves-Blane R. — Nucl. Phys., 1972, v.A191, p.353;
Detch J. et al. — Phys. Rev., 1971, v.C4, p.52;
Wertz C. et al. — Nucl. Phys., 1968, v.A121, p.38;
Meyerhof W. et al. — Nucl. Phys., 1965, v.74, p.533;
Барят И.Я., Сергеев В.А. — ЯФ, 1971, т.13, с.1230.
58. **Hardekopf R. et al.** — Nucl. Phys., 1972, v.A191, p.481;
Kankovsky R. et al. — Nucl. Phys., 1976, v.A263, p.29.
59. **Langanke K.** — Nucl. Phys., 1986, v.A457, p.351.
60. **Liu Q. et al.** — Phys. Rev., 1981, v.C23, p.645;
Walliser L. et al. — Nucl. Phys., 1984, v.A419, p.133; Phys. Rev., 1983, v.C28, p.57.
61. **Kajino T.** — Nucl. Phys., 1986, v.A460, p.559.
62. **Burkova N. et al.** — Phys. Lett., 1990, v.B248, p.15;
Денисов В.П., Чубуков И.Я. — ЯФ, 1982, т.35, № 1, с.11.
63. **Parker P. et al.** — Phys. Rev., 1963, v.131, p.2582;
Nagatani K. et al. — Nucl. Phys., 1969, v.A128, p.325;
Osborn J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, v.42, p.1664; Nucl. Phys., 1984, v.A419, p.115;
Robertson R. et al. — Phys. Rev., 1983, v.C27, p.11;
Krawinkel H. et al. — Z. Phys., 1982, v.304, p.307.
64. **Griffiths G. et al.** — Can J. Phys., 1961, v.39, p.1397.
65. **Fowler W. et al.** — Ann. Rev. Astr. Astrophys., 1975, v.13, p.69.
66. **Alexander T. et al.** — Nucl. Phys., 1984, v.A427, p.526.
67. **Buck B. et al.** — Nucl. Phys., 1976, v.A275, p.246; Int. 4th Conf. on Clust. Aspects of Nucl. Struct. and Nucl. React. Chester, 1984.
68. **Robertson R. et al.** — Phys. Lett., 1981, v.47, p.1867.
69. **Taneichi H. et al.** — Nucl. Phys., 1986, v.A448, p.315;
Scopik D. et al. — Phys. Rev., 1976, v.C14, p.789.
70. **Жусупов М.А. и др.** — Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат., 1991, т.2, с.30.
71. **Young A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1970, v.25, p.1764;
Blatt S. et al. — Phys. Rev., 1968, v.176, p.1147.
72. **Nusslin F. et al.** — Z. Naturf., 1966, v.A21, p.1195.
73. **Murakami A. et al.** — Nuovo Cim., 1968, v.B60, p.604; J. Phys. Soc. Jap., 1970, v.28, p.191;
Bazhanov E. et al. — Nucl. Phys., 1965, v.65, p.191;
Scherman N. et al. — Phys. Rev., 1968, v.169, p.771; Phys. Rev. Lett., 1966, v.17, p.31.
74. **Mondragon A. et al.** — Phys. Rev., 1990, v.C41, p.1975.
75. **Дубовиченко С.Б.** — ЯФ, 1995, т.58, № 7, с.1253.
76. **Fetisov V.N. et al.** — Nucl. Phys., 1965, v.71, p.305;
Stewart J.R. et al. — Phys. Rev., 1965, v.138, p.B372;

- Kundu S.K. et al.** — Nucl. Phys., 1971, v.A171, p.384;
Berman B.L. et al. — Phys. Rev., 1964, v.133, p.B117.
77. **Faul D.D. et al.** — Phys. Rev., 1981, v.C24, p.849;
Scopik D.M. et al. — Phys. Rev., 1981, v.C24, p.1791.
78. **Griffiths G.M. et al.** — Can. J. Phys., 1962, v.40, p.402.
79. **Weller H., Lehman D.** — Ann. Rev. Nucl. Part., 1988, v.38, p.563;
Bluge G. et al. — Phys. Rev., 1987, v.C36, p.21;
Assenbaum H., Langanke K. — Phys. Rev., 1987, v.C36, p.17;
Wachter B. et al. — Phys. Lett., 1988, v.B200, p.246.
80. **Дубовиченко С.Б.** — ЯФ, 1995, т.58, №11, с.1973.
81. **Zurmuhle R. et al.** — Phys. Rev., 1963, v.C132, p.1751;
Meyerhof W. et al. — Nucl. Phys., 1969, v.A131, p.489;
Wilkinson F., Cecil F. — Phys. Rev., 1985, v.C31, p.2036.
82. **Skopik D., Dodge W.** — Phys. Rev., 1972, v.C6, p.43.
83. **Аркатов Ю.М. и др.** — УФЖ, 1978, т.23, с.918.
84. **Дубовиченко С.Б.** — ЯФ, 1995, т.58, № 8, с.1377.
85. **Gibson B.** — Nucl. Phys., 1981, v.A353, p.85.
86. **Meyerhof W. et al.** — Nucl. Phys., 1970, v.A148, p.211;
Arkatov Yu. et al. — Sov. J. Nucl. Phys., 1970, v.10, p.639; 1971, v.12, p.123; 1976, v.21, p.475.
87. **Gemmel D. et al.** — Nucl. Phys., 1962, v.A33, p.102;
Gorbunov A. — Phys. Lett., 1968, v.B27, p.436
88. **Bernabei R. et al.** — Phys. Rev., 1988, v.C38, p.1990.
89. **Balestra F. et al.** — Nuovo Cim., 1977, A38, p.145.
90. **Calarco J. et al.** — Phys. Rev., 1983, v.C27, p.1866;
Berman B. et al. — Phys. Rev., 1980, v.C22, p.2273.
91. **Irish J. et al.** — Can. J. Phys., 1975, v.53, p.802.
92. **Susila S. et al.** — Acta Phys. Pol., 1981, v.B12, p.799;
Mihailovic M. et al. — Nucl. Phys., 1981, v.A363, p.377;
Krivec R. et al. — J. Phys., 1982, v.G8, p.821;
Kanada H. et al. — Nucl. Phys., 1982, v.A380, p.87.