

ИЧ 8802206

А.А. Коршенинников, И.Г. Муха

ИАЭ-4343/2

**АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ  
ПО ТРЕХЧАСТИЧНОМУ РАСПАДУ ЯДРА  ${}^6\text{Be}$**

Москва — ЦНИИатоминформ — 1986

УДК 539.14

Ключевые слова: ядерная физика, распад ядра, модели распада.

В работе исследуются  $\alpha$ -спектры из распада на три частицы основного ( $0^+$ ) и возбужденного ( $2^+$ ) состояний  ${}^8\text{Be}$ . Для анализа данных предложен подход, в котором для описания каждой пары распадных частиц используется бинарный формализм (R-матричная теория, разложение по эффективному радиусу), а влияние третьей частицы моделируется с помощью двухчастичной амплитуды. В результате удается описать экспериментальные данные из распада обоих состояний бериллия, определить факторы, влияющие на форму спектров.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Распады нестабильных ядерных систем являются богатейшим источником сведений о свойствах ядерных систем и взаимодействиях, определяющих их существование. Наряду с уже изученными здесь существуют и еще не решенные проблемы. В частности, можно сформулировать вопрос о механизме испускания из ядра двух протонов. Изучение такого явления необходимо для прогноза свойств изотопов, удаленных от линии стабильности, где подобный процесс может быть одним из основных видов распада. Это явление неразрывно связано и с предсказанной В.И. Гольданским двупротонной радиоактивностью [1]. Кроме того, указанная проблема выходит за рамки одних лишь распадных задач, так как механизм эмиссии двух протонов зависит от свойств взаимодействия протонов в ядре и под барьером, т.е. от их взаимодействия вне массовой поверхности.

Проводились эксперименты по поиску эмиссии  ${}^2\text{He}$ , однако до сих пор не был получен положительный результат. Так, в недавних работах [2, 3], в которых изучался распад возбужденных состояний  ${}^{22}\text{Mg}$  и  ${}^{26}\text{Si}$ , заселяемых при  $\beta$ -распаде, выяснилось, что распад происходит путем последовательной эмиссии протонов через ряд промежуточных состояний.

Вместе с тем известны два сообщения, авторы которых интерпретируют свои экспериментальные результаты как наблюдение одновременного вылета других пар нуклонов: при распаде возбужденных ( $2^+$ ) состояний ядер  ${}^6\text{He}$  (вылет динейтрона) [4] и  ${}^6\text{Li}$  (вылет синглетного дейтрона) [5]. В этой связи в [6, 7] решалась задача экспериментального исследования распада ядер  ${}^6\text{Be}$ , состояние  $2^+$  которого входит в один изоспиновый триплет с  ${}^6\text{He}(2^+)$  и  ${}^6\text{Li}(2^+)$ . Дополнительным стимулом к проведению работ явилось то, что и основное ( $0^+$ ) состояние  ${}^6\text{Be}$  распадается двумя протонами.

В отличие от изучавшихся в [2, 3] распадов  ${}^{22}\text{Mg}$  и  ${}^{26}\text{Si}$ , распад бериллия происходит без нарушения закона сохранения изоспина.

Схема распада  ${}^6\text{Be}$  приведена на рис. 1. Как возбужденное, так (из-за большой ширины  ${}^5\text{Li}$ ) и основное состояние могут распадаться путем последовательной эмиссии двух протонов через промежуточную систему  ${}^5\text{Li}$ . Для обоих состояний  ${}^6\text{Be}$  также энергетически возможен прямой вылет протонов. Поэтому в данной работе, в которой производится анализ экспериментальных данных из [6, 7] по распаду состояний  $0^+$  и  $2^+$   ${}^6\text{Be}$ , будут исследованы обе эти возможности.

Работа построена следующим образом. В разд. 2 рассматривается распад состояния  $0^+$   ${}^6\text{Be}$ , в разд. 3 — распад состояния  $2^+$ . В заключении формулируются выводы.

## 2. РАСПАД ${}^6\text{Be}$ ( $0^+$ )

2.1. Экспериментальные результаты. Для образования  ${}^6\text{Be}$  в [6, 7] использовалась реакция  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^6\text{Be}$  при энергии ионов  ${}^3\text{He}$  38,7 МэВ. Ядра трития детектировались в совпадении с образующимися при распаде бериллия  $\alpha$ -частицами ( $\theta_t = -91,6^\circ$ ,  $\theta_\alpha = 25,4^\circ$ ). Регистрация трития позволяла идентифицировать случаи образования  ${}^6\text{Be}$  в состояниях  $0^+$  и  $2^+$ , информация о механизме распада содержится в  $\alpha$ -спектрах.

Проекция измеренного распределения  $d^4\sigma/dE_t d\Omega_t dE_\alpha d\Omega_\alpha$  на ось  $E_t$  представлена на рис. 2. Пик при энергии 9,7 МэВ характеризует образование  ${}^6\text{Be}$  в состоянии  $0^+$ , при энергии 8,5 МэВ — в состоянии  $2^+$ . Оба пика имеют характерную резонансную форму, что иллюстрируют проведенные на рисунке линии, демонстрирующие результат аппроксимации спектра методом наименьших квад-

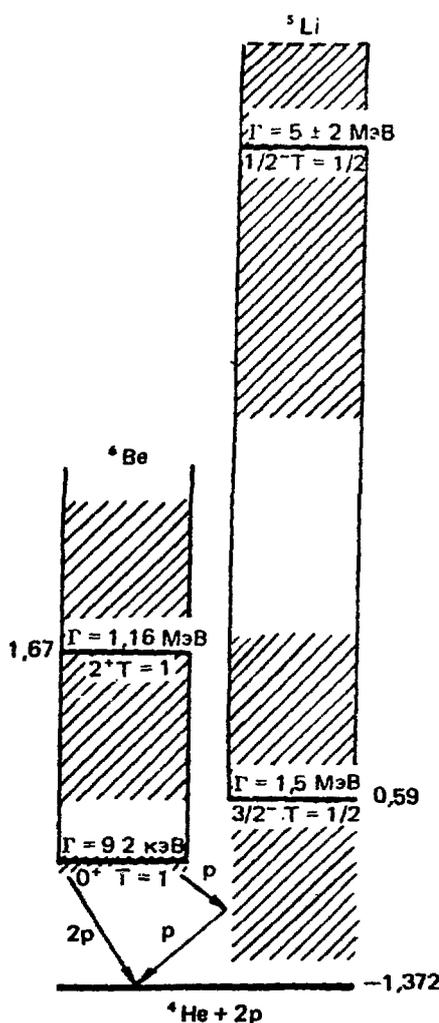


Рис. 1. Схема распада ядра  ${}^6\text{Be}$

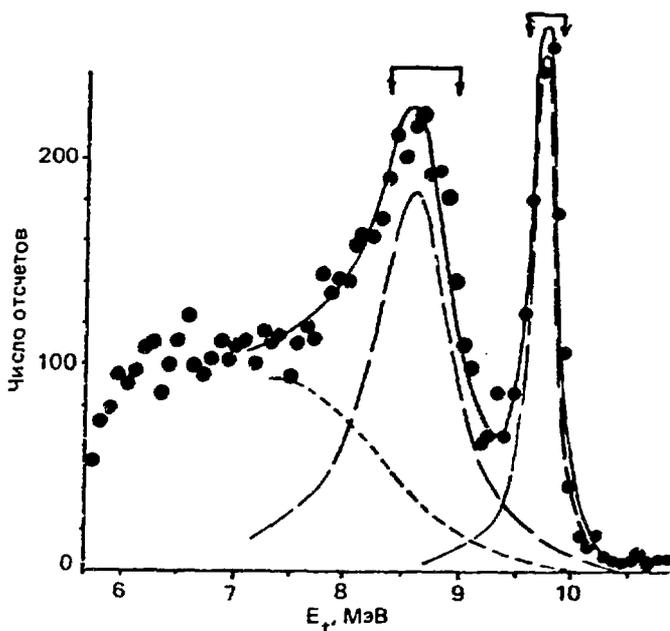


Рис. 2. Спектр ядер трития из реакции  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^6\text{Be}$ :  $\bullet$  — экспериментальные данные, расчет: — — — вклад выражений Брейта — Вигнера; - - - вклад четырехчастичного развала; — — — их сумма

ратов. В ходе этой аппроксимации к экспериментальному распределению подгонялась сумма трех составляющих: пики, отвечающие образованию  ${}^6\text{Be}$ , описывались с помощью выражений Брейта — Вигнера, фон — с помощью гауссиана. Ширина экспериментального  $0^+$ -пика превосходит ширину основного состояния  ${}^6\text{Be}$ , что связано с конечными размерами детекторов и пучка на мишени. Ширина  $2^+$ -пика почти не отличается от естественной ширины состояния  $2^+$   ${}^6\text{Be}$ ; это связано с тем, что последнее значительно шире, чем состояние  $0^+$ , и конечная геометрия эксперимента приводит к меньшему относительному размытию  $2^+$ -пика.

Спектр  $\alpha$ -частиц, полученный путем отбора событий, соответствующих помеченной на рис. 2 стрелками центральной области  $0^+$ -пика, приведен на рис. 3. Верхний масштаб дает энергию  $\alpha$ -частиц в системе покоя бериллия (СЦМ). Вертикальная пунктирная линия соответствует минимальному значению  $E_{\alpha}^{\text{СЦМ}}$  ( $E_{\alpha}^{\text{СЦМ}} = 0$  не достигается, так как ядра  ${}^6\text{Be}(0^+)$  испускаются под углом  $26,2^\circ$ , т.е. не непосредственно в направлении  $\alpha$ -детектора). Слева от вертикального пунктира  $\alpha$ -частицы вылетают против направления движения бериллия, справа — в переднюю полу-сферу. Ход спектра слева и справа от пунктира должен качественно повто-

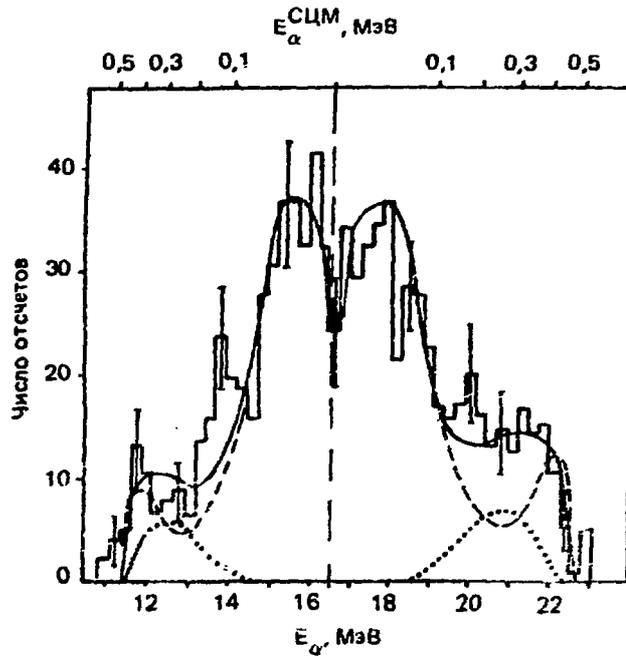


Рис. 3. Спектр  $\alpha$ -частиц из распада  ${}^6\text{Be}(0^+)$  в лабораторной системе координат: гистограмма — экспериментальные данные; расчетные кривые: — — модель распада через  ${}^6\text{Li}$ ; ..... — модель дипротона; — — суммарный эффект

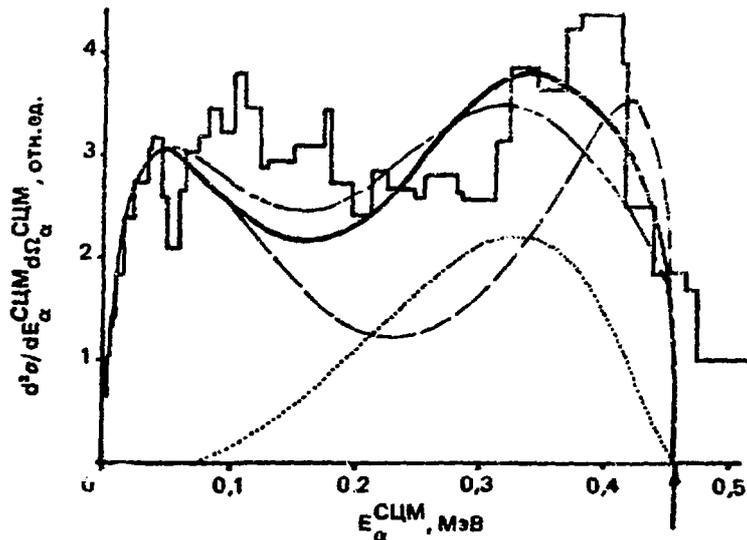


Рис. 4. Спектр  $\alpha$ -частиц из распада  ${}^6\text{Be}(0^+)$  в системе покоя бериллия: гистограмма — экспериментальные данные; расчет: — — модель распада через  ${}^6\text{Li}$ ; ..... — модель дипротона; — и — — суммарные эффекты (см. текст)

ряться, количественное различие обусловлено кинематикой процесса. Увеличение выхода  $\alpha$ -частиц, наблюдающееся вблизи центра спектра (малые энергии в СЦМ), связано с кинематическим усилением.

Спектр  $\alpha$ -частиц в системе покоя  ${}^6\text{Be}(0^+)$  показан на рис. 4. Для получения этого распределения были переведены в СЦМ части спектра, лежащие левее и правее вертикального пунктира (см. рис. 3). На рис. 4 приведена сумма этих двух гистограмм. Спектр имеет двугорбую форму. Стрелкой обозначена предельная энергия распадных  $\alpha$ -частиц.

**2.2. Последовательный распад  ${}^6\text{Be}$  через  ${}^5\text{Li}$ . Состояние  $0^+$  ядра  ${}^6\text{Be}$  лежит ниже уровня  $3/2^-$  ядра  ${}^5\text{Li}$  (см. рис. 1). Тем не менее, как отмечалось во введении, из-за большой ширины  ${}^5\text{Li}$  возможен распад  ${}^6\text{Be}(0^+)$  путем последовательного испускания двух протонов с образованием промежуточной системы  ${}^5\text{Li}$ . Для расчета последовательного распада использовался R-матричный формализм.**

А именно, полная амплитуда двухстадийного распада задавалась в факторизованном виде

$$A_s^{\nu_1 \nu_2 \nu_3}(\vec{P}_I, \vec{P}_{II}) = \sum A_I(E_I) \cdot A_{II}(E_{II}) \cdot G_{I_{II} S_I S_{II}}^{\nu_1 \nu_2 \nu_3}(\hat{P}_I, \hat{P}_{II}). \quad (1)$$

Суммирование производится по орбитальным моментам и канальным спинам на первой и второй стадиях процесса  $l_I, l_{II}, S_I, S_{II}$ . Функция  $G$ , зависящая от проекций спинов исходного ядра  $\nu$  и продуктов распада  $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ , а также от угловых координат относительных импульсов  $\vec{P}_I$  и  $\vec{P}_{II}$ , характеризующих распады на каждой стадии, является угловой частью амплитуды. Динамическая часть амплитуды последовательного распада представляет собой произведение резонансных выражений  $A_I$  и  $A_{II}$ , описывающих двухчастичные распады на первой и второй стадиях каскада.

В случае распадов  ${}^6\text{Be}(0^+) \rightarrow {}^5\text{Li} + p$ ,  ${}^5\text{Li} \rightarrow \alpha + p$  имеем  $l_I = l_{II} = 1$ ,  $S_I = 1$ ,  $S_{II} = 1/2$ . Равные нулю индексы  $\nu$  и  $\nu_3 \equiv \nu_\alpha$  ниже будут опускаться как несущественные;  $\nu_1$  и  $\nu_2$  теперь проекции спинов протонов, испущенных на первой и второй стадиях соответственно.

Угловая часть амплитуды в рассматриваемом случае имеет вид

$$G^{\nu_1 \nu_2}(\hat{P}_{1-2\alpha}, \hat{P}_{2-\alpha}) = \sum_m \left\langle \frac{1}{2} \nu_1, \frac{3}{2} m - \nu_1 | 1m \right\rangle \cdot \langle 1m - m | 00 \rangle \times \\ \times \left\langle \frac{1}{2} \nu_2, 1m - \nu_1 - \nu_2 | \frac{3}{2} m - \nu_1 \right\rangle \cdot Y_{-m}^1(\hat{P}_{1-2\alpha}) \cdot Y_{m-\nu_1\nu_2}^1(\hat{P}_{2-\alpha}), \quad (2)$$

где

$$\vec{P}_{1-2\alpha} = \mu_{1-2\alpha} \cdot \left( \frac{\vec{P}_1}{m_p} - \frac{\vec{P}_2 + \vec{P}_\alpha}{m_p + m_\alpha} \right);$$

$$\vec{P}_{2-\alpha} = \mu_{2-\alpha} \cdot \left( \frac{\vec{P}_2}{m_p} - \frac{\vec{P}_\alpha}{m_\alpha} \right);$$

$\vec{P}_1, \vec{P}_\alpha, \vec{P}_2$  — импульс протона, испущенного на первой стадии, импульс  $\alpha$ -частицы и импульс протона, испущенного на второй стадии.

Двухчастичным распадам на обеих стадиях отвечают амплитуды

$$A_{I(II)} = A_{\lambda c}(E_c) = \frac{\exp[i(\omega_c - \Phi_c)] \gamma_{\lambda c} \cdot (2P_c / \sqrt{2\mu_c E_c})^{1/2}}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E^* - (i\Gamma_\lambda/2)}. \quad (3)$$

Энергия относительного движения при распаде  ${}^6\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Li} + p$  равна  $E_c \equiv E_{1-2\alpha} = P_{1-2\alpha}^2 / 2\mu_{1-2\alpha}$ ; при распаде  ${}^5\text{Li} \rightarrow \alpha + p$   $E_c \equiv E_{2-\alpha} = P_{2-\alpha}^2 / 2\mu_{2-\alpha}$ . Стоящая в знаменателе энергия  $E^*$ , будучи отсчитываемой от уровня  $m_\alpha + 2m_p$ , принимает значение  $E_{2-\alpha}$  для  $A_{II}$  и значение  $Q = m_{\text{Be}} - m_\alpha - 2m_p$  для  $A_I$ . В связи с тем, что энергия распада  ${}^6\text{Be}$  существенно превосходит ширину состояния  $0^+$ , ниже в данной части работы будет считаться, что  $Q$  принимает фиксированное значение 1,372 МэВ. При этом эффективный вклад в функциональную зависимость  $A_I$  дает лишь числитель формулы (3), знаменатель не существует.

Приведенные выше выражения позволяют определить амплитуду  $A_s$  для процесса последовательного распада  ${}^6\text{Be}$  через  ${}^5\text{Li}$ . Для нахождения дифференциального сечения прежде всего необходимо антисимметризовать амплитуду, учитывая тождественность протонов:

$$\tilde{A}_s = A_s^{\nu_1 \nu_2}(\vec{P}_{1-2\alpha}, \vec{P}_{2-\alpha}) - A_s^{\nu_2 \nu_1}(\vec{P}_{2-1\alpha}, \vec{P}_{1-\alpha}). \quad (4)$$

Тогда

$$\frac{d^3\sigma}{dE_{1-2\alpha} d\Omega_{1-2\alpha} d\Omega_{2-\alpha}} \sim P_{1-2\alpha} P_{2-\alpha} \sum_{\nu_1 \nu_2} |\tilde{A}|^2 \quad (5)$$

при  $\tilde{A} = \tilde{A}_s$  и  $E_{1-2\alpha} + E_{2-\alpha} = Q$ . Отметим, что если бы исходное ядро имело большую ширину и резонансный знаменатель  $A_I$  был существенным, то левая часть (5) имела бы вид  $d^4\sigma / dE_{1-2\alpha} d\Omega_{1-2\alpha} d\Omega_{2-\alpha} d\Omega$ .

Наконец, для получения  $\alpha$ -спектра перейдем в выражении (5) к переменным  $E_\alpha^{\text{СЦМ}}, \Omega_\alpha^{\text{СЦМ}}, p_1^{\text{СЦМ}}, \varphi_1^{\text{СЦМ}}$  и осуществим интегрирование по

ненаблюдаемым переменным  $P_1^{\text{СЦМ}}$  и  $\varphi_1^{\text{СЦМ}}$ . Интегрирование по азимутальному углу дает  $2\pi$ , так как распад происходит в одной плоскости. Пределы интегрирования по  $P_1^{\text{СЦМ}}$  определяются законами сохранения.

В итоге

$$\frac{d^2\sigma}{dE_{\alpha}^{\text{СЦМ}} d\Omega_{\alpha}^{\text{СЦМ}}} \sim \int P_1^{\text{СЦМ}} \sum_{\nu_1\nu_2} |\tilde{A}|^2 dP_1^{\text{СЦМ}}. \quad (6)$$

Дифференциальное сечение (6) зависит от переменной  $E_{\alpha}^{\text{СЦМ}}$  и не зависит от угла вылета  $\alpha$ -частицы, так как в системе покоя  ${}^6\text{Be}(0^+)$  отсутствует выделенное направление.

Приведем в явном виде функции, характеризующие корреляционную часть выражения, стоящего в (6) под интегралом. Для квадрата первого члена в правой части формулы (4), определяющей  $\tilde{A}_s$ , имеем

$$\sum_{\nu_1\nu_2} |G^{\nu_1\nu_2}(\hat{P}_{1-2\alpha}, \hat{P}_{2-\alpha})|^2 = \frac{1}{(4\pi)^2} \frac{1}{2} (1 + 3 \cdot \cos^2 \widehat{P}_{1-2\alpha} \widehat{P}_{2-\alpha}). \quad (7)$$

Для интерференционного члена

$$\begin{aligned} \sum_{\nu_1\nu_2} G^{\nu_1\nu_2}(\hat{P}_{1-2\alpha}, \hat{P}_{2-\alpha}) G^{\nu_2\nu_1}(\hat{P}_{2-1\alpha}, \hat{P}_{1-\alpha}) = & -\frac{1}{(4\pi)^2} \frac{1}{2} [\cos(\widehat{P}_{1-2\alpha} \widehat{P}_{2-\alpha}) - \widehat{P}_{2-1\alpha} \widehat{P}_{1-\alpha}] + \\ & + 3 \cdot \cos \widehat{P}_{1-2\alpha} \widehat{P}_{2-\alpha} \cdot \cos \widehat{P}_{2-1\alpha} \widehat{P}_{1-\alpha}. \end{aligned} \quad (8)$$

Корреляционная функция квадрата второго члена в правой части (4) отличается от (7) перестановкой индексов первого и второго протонов. Из выражения (7) следует, что при последовательном распаде бериллия протоны испускаются преимущественно либо в одну сторону, либо в противоположные.

В ходе численных расчетов использовались резонансные параметры  ${}^5\text{Li}(3/2^-)$ , найденные в [8]:  $E_{\lambda} = 2,06$  МэВ,  $\gamma^2 = 8,02$  МэВ,  $r_0 = 1,16$  Фм. Радиус канала  $p + {}^5\text{Li}$  вычислялся при  $r_0 = 1,4$  Фм. Форма расчетной зависимости устойчива по отношению к этим параметрам: распределения  $\alpha$ -частиц, рассчитанные при различающихся на 30% значениях параметров и отнормированные так, чтобы обеспечить одинаковые выходы  $\alpha$ -частиц, различаются пренебрежимо мало (не более чем на толщину обсуждаемой в следующем абзаце линии с рис. 4). То есть результаты расчетов устойчивы к возможным эффектам поляризации  ${}^5\text{Li}$  в присутствии первого испущенного протона.

Результат расчета, выполненного в системе покоя бериллия, показан на рис. 4 штриховой линией. Расчет отнормирован по эксперимен-

тальным точкам в области  $E_{\alpha}^{\text{СЦМ}} \leq 0,05 \text{ МэВ}$  (подробности подгонки будут изложены в разд. 2.3). Теоретическая зависимость качественно воспроизводит двугорбую форму экспериментального спектра, однако описать его центральную часть не удастся. Отметим, что наличие двух максимумов в расчетной зависимости обусловлено исключительно корреляционными функциями, т.е. связано преимущественно коллинеарным испусканием протонов.

Вклад последовательного распада в  $\alpha$ -спектр в лабораторной системе координат показан на рис. 3 штриховой линией (способ нормировки изложен в разд. 2.3; на данном этапе можно считать, что расчет отнормирован при  $E_{\alpha} = 15,4 \text{ МэВ}$ ). Переход в лабораторную систему сопровождался учетом конечных размеров детекторов и пучка на мишени с помощью метода Монте-Карло. Из рис. 3 видно, что последовательный распад  ${}^6\text{Be}$  объясняет лишь центральную часть спектра, где имеет место наибольший выход  $\alpha$ -частиц, описывая, в частности, узкий провал, наблюдающийся в экспериментальном распределении при  $E_{\alpha}^{\text{СЦМ}} = \min$ . Вместе с тем воспроизвести края спектра не удастся; наибольшее расхождение теории и эксперимента наблюдается при  $E_{\alpha} \sim 20 \div 21 \text{ МэВ}$ .

Таким образом, механизм последовательного распада  ${}^6\text{Be}$  через промежуточную систему  ${}^5\text{Li}$  дает картину, качественно подбную экспериментальному спектру, хорошо воспроизводя ту его область, которой отвечают малые значения  $E_{\alpha}^{\text{СЦМ}}$ . Однако полностью объяснить спектр не удастся.

2.3. Распад  ${}^6\text{Be}$  путем эмиссии дипротона. Помимо  $p$ - $\alpha$ -взаимодействия за структуру спектров могут быть ответственны эффекты, связанные с существованием в системе двух протонов в синглетном состоянии виртуального уровня. Они моделировались путем рассмотрения прямой эмиссии протонов как вылета дипротона с последующим его развалом.

Вновь рассматривая двухстадийный процесс, получим в выражении для амплитуды распада дипротоном  $A_{\tau}$  имеющей вид (1),  $I_i = I_{ii} = 0$ ,  $S_i = 0$ ,  $S_{ii} = 0$ . Угловая часть  $G$  сводится к одному коэффициенту Клебша — Гордана  $\langle 1/2\nu_1 1/2\nu_2 | 00 \rangle$ . Амплитуда первой стадии распада  $A_1$  дается выражением типа (3) для системы дипротон +  ${}^4\text{He}$  с  $I_i = 0$ ; из-за малой ширины уровня  $0^+$  ядра  ${}^6\text{Be}$  энергетическая зависимость опять определяется числителем.

Для получения амплитуды развала дипротона удобно воспользоваться не разложением, соответствующим Я-функции, а разложением по эффективному радиусу. Поскольку вероятность двухстадийного распада

пропорциональна квадрату волновой функции протонов, находящихся в области взаимодействия, то (см., например, [9])

$$A_{II} \sim \phi_{pp} = \frac{\exp(-i\delta_0)}{P_{1-2} b} [F_0(P_{1-2} b) \cdot \cos \delta_0 + G_0(P_{1-2} \cdot b) \cdot \sin \delta_0], \quad (9)$$

$$\operatorname{ctg} \delta_0 = \frac{a_c}{2\pi} \left[ \exp\left(\frac{2\pi}{P_{1-2} a_c}\right) - 1 \right] \cdot \left[ -\frac{1}{\alpha} + \frac{r_{эф} P_{1-2}^2}{2} - \frac{2}{a_c} h(P_{1-2} a_c) \right], \quad (10)$$

где  $P_{1-2}$  — относительный импульс протонов;  $F_l$  и  $G_l$  — регулярная и нерегулярная кулоновские функции;  $a_c = 2\hbar^2/e^2 m_p$  — кулоновская единица длины;  $\alpha$  — длина протон-протонного рассеяния;  $r_{эф}$  — эффективный радиус;  $h(x) = (1/x^2) \sum_{n=1}^{\infty} 1/(n^2 + x^{-2}) - C + \ln x$ ,  $C$  — постоянная Эйлера. Напомним, что при записи  $\phi_{pp}$  в области взаимодействия учитывается, что при малых  $P_{1-2}$  в уравнении Шредингера можно пренебречь энергией  $E_{1-2}$  и энергетическая зависимость определяется сшивкой с функцией во внешней области. В (9)  $b$  обозначает радиус сшивки.

Таким образом, для амплитуды распада получаем

$$A_T^{\nu_1 \nu_2} \sim \exp[i(\omega_c - \phi_c)] \cdot (2P_c / \sqrt{2\mu_{\alpha-12} E_{\alpha-12}})^{1/2} \cdot \phi_{pp}(E_{1-2}) \cdot \langle -\nu_1 \frac{1}{2} \nu_2 | 00 \rangle. \quad (11)$$

После несложной процедуры антисимметризации амплитуды  $A_T$  спектр  $\alpha$ -частиц может быть рассчитан по формуле (6).

В ходе численных расчетов использовались значения  $\alpha = -7,69$  Фм,  $r_{эф} = 2,66$  Фм,  $b = 1,4$  Фм из [9]. Радиус канала  ${}^2\text{He} + {}^4\text{He}$  брался при  $r_0 = 1,4$  Фм. При изменении параметров на 50% форма расчетной зависимости меняется пренебрежимо мало: в пределах толщины соответствующей линии (см. ниже) на рис. 4.

Спектр  $\alpha$ -частиц рассчитывался с учетом интерференции между каналом распада  ${}^6\text{Be} (0^+)$  через  ${}^5\text{Li}$  и каналом с вылетом дипротона. Для этого в формулу (6) подставлялась амплитуда  $\tilde{A} = S_1 \cdot (\tilde{A}_5 + S_2 \cdot e^{i\varphi} \cdot \tilde{A}_7)$  ( $\tilde{A}_5$  и  $\tilde{A}_7$  — антисимметризованные амплитуды последовательного распада и распада с вылетом дипротона). Множители  $S_1$  и  $S_2$  (они вещественны, поскольку вещественны амплитуды приведенных ширин, включенные в эти множители) являлись свободными параметрами. На первом этапе фаза смешивания  $\varphi$  полагалась равной нулю, для того чтобы сократить число подгоночных параметров.

Результат подгонки методом наименьших квадратов расчета, выполненного с учетом интерференции между каналами, к экспериментальному распределению в СЦМ показан на рис. 4 сплошной линией. Видно,

что с учетом возможности эмиссии дипротона описание спектра в области  $E_{\alpha}^{\text{СЦМ}} > 0,2$  МэВ улучшилось, расхождение между теорией и экспериментом имеет место при  $E_{\alpha}^{\text{СЦМ}} \sim 0,1$  МэВ. Точечной кривой дан результат расчета для дипротона, полученный путем подстановки в (6) амплитуды  $\tilde{A} = S_1 \cdot S_2 \cdot \tilde{A}_T$  при значениях  $S_1$  и  $S_2$ , найденных в ходе проводившейся выше подгонки. Нормировка вклада последовательного распада через промежуточное ядро  ${}^5\text{Li}$  (штриховая линия) также соответствует этой аппроксимации (в (6)  $\tilde{A} = S_1 \cdot \tilde{A}_5$ ).

Учитывающее интерференцию между каналами распада теоретическое распределение с найденным выше значением  $S_2$ , переведенное в ЛСК и отнормированное при  $E_{\alpha} = 15,4$  МэВ, показано на рис. 3 сплошной линией. При переходе из СЦМ в ЛСК учитывались конечные размеры детекторов и пучка на мишени с помощью метода Монте-Карло. Видно, что расчет согласуется с лежащей справа от вертикального пунктира частью спектра, объясняя повышенный (по сравнению с вкладом от распада через  ${}^5\text{Li}$ ) выход  $\alpha$ -частиц при  $E_{\alpha} \sim 20 \div 22$  МэВ. Хуже согласие расчета с частью спектра, лежащей слева от вертикального пунктира. Наибольшее отклонение наблюдается в окрестности  $E_{\alpha} \sim 14$  МэВ ( $E_{\alpha}^{\text{СЦМ}} \sim 0,1$  МэВ); эти расхождения, впрочем, могут быть связаны и с малой статистикой. Показанные на рис. 3 вклады от распада через  ${}^5\text{Li}$  (штриховая линия) и от эмиссии дипротона (точечная линия) получены путем "включения" одной из амплитуд, т.е. нормировка для этих процессов соответствует нормировке сплошной линии.

Таким образом, экспериментальный спектр  $\alpha$ -частиц из распада  ${}^6\text{Be}(0^+)$  удастся в первом приближении объяснить, предполагая, что наряду с распадом через промежуточное ядро  ${}^5\text{Li}$  имеет место эмиссия дипротона.

Коэффициент ветвления между каналами распада  ${}^6\text{Be}(0^+)$  через  ${}^5\text{Li}$  и каналом распада с вылетом дипротона оценивался как отношение под точечной кривой на рис. 4 к полному экспериментальному выходу  $\alpha$ -частиц в СЦМ. На долю эмиссии дипротона можно отнести  $35 \pm 5\%$  случаев распада  ${}^6\text{Be}(0^+)$ . Погрешность этой величины определяется погрешностями в определении  $S_1$  и  $S_2$  и ошибкой полного выхода  $\alpha$ -частиц. В эту ошибку укладывается результат, полученный иным образом: через отношение площади под штриховой линией на рис. 4 к полному экспериментальному выходу ( $25 \pm 4\%$ ). Согласие этих двух оценок вероятности эмиссии дипротона свидетельствует о том, что, несмотря на наличие интерференции между каналами распада бериллия,

выбранный способ расчета коэффициента ветвления оказывается приемлемым.

Наконец, отметим, что расчет, выполненный с учетом опускавшейся выше фазы смешивания  $\varphi$  из выражения  $\tilde{A} = S_1 \cdot (\tilde{A}_s + S_2 \cdot e^{i\varphi} \tilde{A}_r)$ , дает распределения, которые в пределах экспериментальных ошибок не отличаются от описанных выше. Результат подгонки к экспериментальному спектру в СЦМ расчета, в котором  $\varphi$  являлось свободным параметром, показан на рис. 4 штрих-штрихпунктирной линией. Видно, что эта кривая близка к результату, полученному при  $\varphi = 0$  (сплошная линия); критерий  $\chi^2$  для этих двух случаев различается на 12%. Найденное значение  $\varphi$  оказывается действительно малым:  $\varphi = 11^\circ$ . Коэффициент ветвления составляет  $39 \pm 6\%$ , т.е. также согласуется с полученным выше выводом.

**2.4. Взаимодействие протонов в конечном состоянии при распаде через  ${}^5\text{Li}$ .** Исследовался вопрос, не объясняется ли часть  $\alpha$ -спектра, недоучтенная расчетом последовательного распада через  ${}^5\text{Li}$ , просто взаимодействием в конечном состоянии поочередно испущенных протонов. Рассматривая этот процесс, проиллюстрированный рис. 5, не будем в данном разделе учитывать канал распада  ${}^6\text{Be}$  ( $0^+$ ) с вылетом дипротона.

Ниже будет выведено интегральное уравнение для амплитуды распада, в котором учитывается взаимодействие протонов, с помощью наглядного метода суммирования диаграмм. При этом процедура будет схожа с применявшейся при изучении взаимодействий в конечном состоянии в реакции развала дейтрона нуклоном [10, 11] с тем отличием, которое диктуется необходимостью рассмотрения резонансного состояния  ${}^5\text{Li}$ , т.е. необходимостью введения энергии состояния вида  $E_\lambda - i\Gamma/2$ . Затем уравнение, полученное в рамках диаграммного метода, будет выведено с помощью менее наглядного, но более формализованного подхода, строящегося на основе соотношения унитарности и свойств аналитических функций.

Прежде всего обратимся к диаграмме на рис. 6, которая является

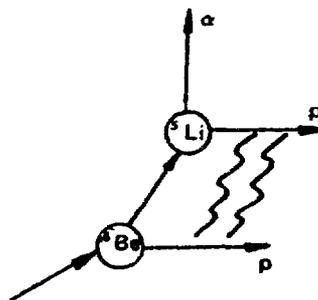


Рис. 5. Вылет взаимодействующих протонов

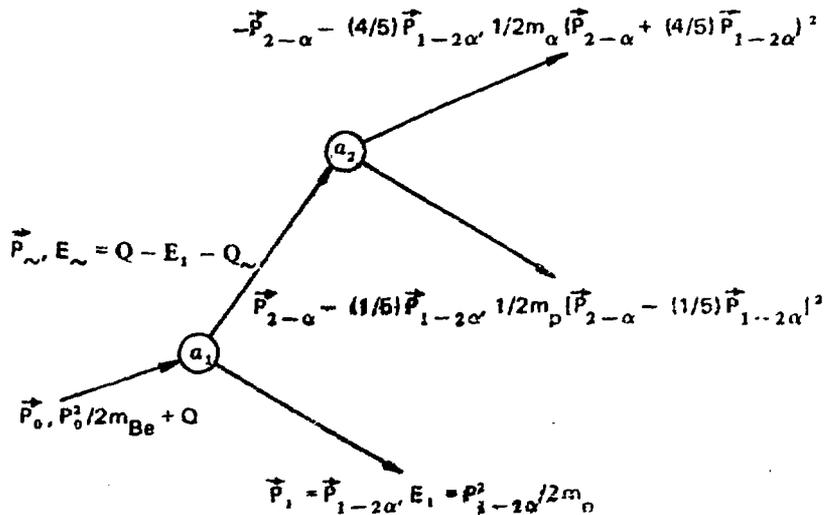


Рис. 6. Диаграмма для распада  ${}^6\text{Be}$  через  ${}^5\text{Li}$

составной частью рассматриваемых ниже более сложных диаграмм, учитывающих взаимодействие поочередно испущенных протонов. Эта полюсная диаграмма отвечает последовательному распаду ядра  ${}^6\text{Be}$  через промежуточное ядро  ${}^5\text{Li}$ , и для написания соответствующей ей амплитуды  $A^0$  можно сразу обратиться к результатам разд. 2.2 ( $A^0 \equiv A_s$ ). Тем не менее воспользуемся диаграммной техникой, чтобы показать, как в таком подходе появляются характерные для резонансных систем знаменатели в выражении для амплитуды. Кроме того, используемые при этом выкладки нам потребуются при изучении взаимодействия протонов в конечном состоянии с помощью дисперсионных методов.

На рис. 6  $\vec{P}_0$  — импульс  ${}^6\text{Be}$  (поскольку будет рассматриваться СЦМ, то  $\vec{P}_0 = 0$ ),  $\vec{P}_-$  и  $E_-$  — импульс и энергия  ${}^5\text{Li}$ . Импульсы протонов и  $\alpha$ -частицы и их энергии выражены через импульсы относительного движения  $\vec{P}_{1-2\alpha}$  и  $\vec{P}_{2-\alpha}$  с тем, чтобы подчеркнуть следующее свойство функциональной зависимости амплитуды. Поскольку в системе покоя  ${}^6\text{Be}(0^+)$  отсутствует выделенное направление, т.е. полярную ось всегда можно направить вдоль  $\vec{P}_\alpha$ , и поскольку  $Q = E_{1-2\alpha} + E_{2-\alpha}$ , амплитуда процесса является функцией двух переменных, например, энергии относительного движения  $E_{2-\alpha}$  и угла между импульсами  $\vec{P}_1, \vec{P}_{2-\alpha}$ . Далее, из сохранения импульса и энергии в первой вершине следует, что  $\vec{P}_- = -\vec{P}_1$

и  $E_{\sim} = Q - E_{\lambda} - Q_{\sim}$  где полная энергия распада  ${}^6\text{Be}$   $Q = m_{\text{Be}} - m_{\alpha} - 2m_p$ , а энергия распада  ${}^5\text{Li}$   $Q_{\sim} = m_{\sim} - m_{\alpha} - m_p$ . Сопоставляя вершинам диаграммы вершинные функции  $a_1$  и  $a_2$ , а внутренней линии  ${}^5\text{Li}$  — пропегатор  $G_{(+)} = (E_{\sim} - P_{\sim}^2/2m_{\sim} + i0)^{-1}$ , для амплитуды  $A^0$ , получаем

$$A^0(E_{2-\alpha}; \vec{P}_1 \vec{P}_{2-\alpha}) = 2m_{\sim} \frac{a_1 \cdot a_2}{2m_{\sim} E_{\sim} - P_{\sim}^2 + i0}. \quad (12)$$

Учтем резонансную природу  ${}^5\text{Li}$ , положив  $Q_{\sim} = E_{\lambda} - i\Gamma/2$ . Подстановкой значений  $m_{\sim} = m_{\alpha} + m_p + E_{\lambda} - i\Gamma/2$  и  $E_{\sim} = Q - (\mu_{1-2\alpha}/m_p)(Q - E_{2-\alpha}) - E_{\lambda} + i\Gamma/2$  можно получить следующее выражение для знаменателя в (12):

$$2(m_{\alpha} + m_p)(E_{2-\alpha} - E_{\lambda} + \frac{i\Gamma}{2}) + 2(E_{\lambda} - \frac{i\Gamma}{2}) \left( \frac{m_p Q + (m_{\alpha} + m_p) \cdot E_{2-\alpha}}{m_{\alpha} + 2m_p} - E_{\lambda} + \frac{i\Gamma}{2} \right). \quad (13)$$

Реальная и мнимая части первого слагаемого в (13) имеют значения масштаба ГэВ. МэВ, а реальная и мнимая части второго слагаемого — масштаба МэВ. МэВ, т.е. вторым слагаемым можно пренебречь. Пропегатор принимает вид

$$G_{(+)} = \frac{m_{\alpha} + m_p}{(m_{\alpha} + m_p)(E_{2-\alpha} - E_{\lambda} + i\Gamma/2)} + \frac{E_{\lambda} - i\Gamma/2}{(m_{\alpha} + m_p)(E_{2-\alpha} - E_{\lambda} + i\Gamma/2)}, \quad (14)$$

где вновь первый член на три порядка превосходит второй. Таким образом, получаем резонансное выражение

$$A^0(E_{2-\alpha}; \vec{P}_1 \vec{P}_{2-\alpha}) = - \frac{a_1 \cdot a_2}{E_{\lambda} - E_{2-\alpha} - i\Gamma/2} \quad (15)$$

(квадраты вершинных функций, описывающих распады, определяются вычетами [11, 12] от амплитуд упругого двухчастичного рассеяния в точках, соответствующих  $Q = E_{\lambda} - i\Gamma/2$ , т.е.  $a_1$  и  $a_2$  равны числителю выражения (3), записанного для  $A_I$  и  $A_{II}$  соответственно.

Выражение (15) выведено в предположении, что  ${}^6\text{Be}$  "почти стабильный", поскольку на диаграмме с рис. 6 ему отвечает линия со свободным концом. В противном случае потребовалось бы включить в диаграмму процесс образования  ${}^6\text{Be}$  и тем самым сопоставить ему пропегатор. Вновь вводя  $Q$  вида  $E_{\lambda} - i\Gamma/2$  и преобразовывая пропегатор точно так же, как при переходе от (12) к (15), мы получили бы в (15) второй

резонансный знаменатель, характеризующий ядро  ${}^6\text{Be}$ . Тем не менее мы пренебрегли такой процедурой по той же причине, по какой в формуле (1) пренебрегалось ролью резонансного знаменателя амплитуды  $A_1$ , соответствующей ядру  ${}^6\text{Be}$ , а именно, из-за малой ширины уровня  ${}^6\text{Be}(0^+)$ .

Любопытно отметить, что появление в пропагаторе малой добавки масштаба МэВ.МэВ связано со своего рода "излишней последовательностью". Если бы мы ввели  $Q = E_\lambda - i\Gamma/2$ , но при этом использовали действительное  $m_\sim$  равное массе лития, то результат (15) был бы получен сразу, без промежуточных пренебрежений малыми величинами.

Таким образом, при описании последовательного распада диаграммная техника дает результат, согласующийся с применявшимся ранее R-матричным подходом.

Перейдем к рассмотрению взаимодействия протонов в конечном состоянии. На рис. 7 приведена следующая диаграмма, в которой учи-

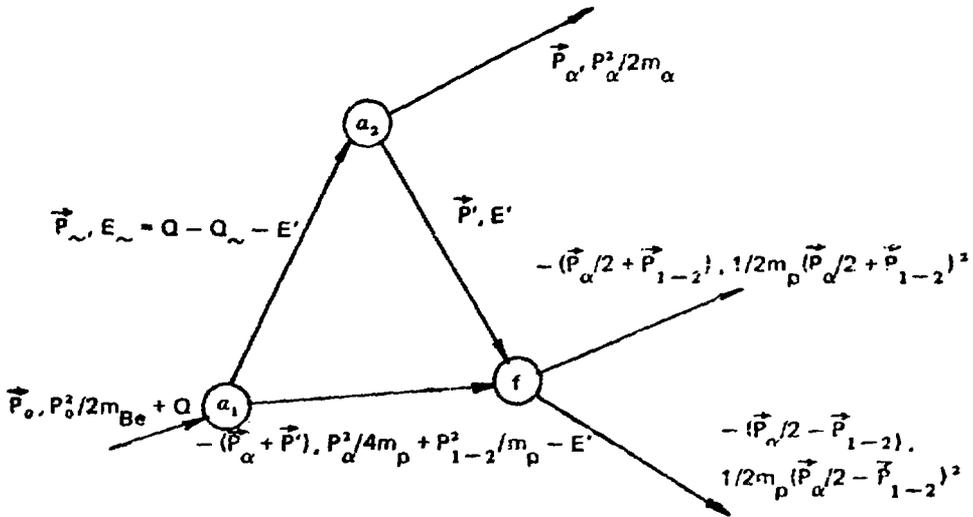


Рис. 7. Диаграмма для распада через  ${}^3\text{Li}$  с p-p-перерассеянием

тывается взаимодействие протонов с вершинной функцией  $t_{pp}$ . Диаграмма содержит замкнутый контур, отвечающая ей амплитуда определяется интегралом

$$\begin{aligned}
 A^1(E_{2-\alpha}, \vec{P}_1, \vec{P}_{2-\alpha}) = & \\
 & \alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdot t_{pp} \left( \frac{\vec{P}_\alpha}{2} + \vec{P}', \vec{P}_{1-2}; E_{1-2} = \frac{p_{1-2}^2}{2\mu_{1-2}} \right) \cdot \frac{d\vec{P}'}{(2\pi)^3} \cdot \frac{dE'}{2\pi i} \\
 = \int & \frac{p_\sim^2}{(E_\sim - \frac{p_\sim^2}{2m_\sim} + i0)(E' - \frac{p'^2}{2m_p} + i0) \left\{ \frac{p_\alpha^2}{4m_p} + \frac{p_{1-2}^2}{m_p} - E' - \frac{(\vec{P}_\alpha + \vec{P}')^2}{2m_p} + i0 \right\}}
 \end{aligned} \quad (16)$$

Полюса по  $E'$  подынтегрального выражения распределены следующим образом: два из них лежат в верхней полуплоскости, а один — в нижней (при  $E' = P'^2/2m_p - i0$ ). Замыкая контур интегрирования на бесконечности в нижней полуплоскости и полагая, что подынтегральное выражение достаточно быстро стремится к нулю при  $|E'| \rightarrow \infty$ , сведем интегрирование по  $E'$  в (10) к вычислению вычета. Тогда

$$A^1(E_{2-\alpha}, \vec{P}_1, \vec{P}_{2-\alpha}) = \frac{1}{4\pi^2} \int \frac{A^0(E'_{2-\alpha}, \theta) \cdot P'_{1-2} f_{f' \rightarrow f}(\vec{P}'_{1-2}, \vec{P}'_{1-2}; E_{1-2})}{\epsilon'_{1-2} - E_{1-2} - i0} d\Omega'_{1-2} d\epsilon'_{1-2} \quad (17)$$

(замыкание контура интегрирования в верхней полуплоскости требует учета двух вычетов; их сумма естественно, в точности совпадает с (17)). При получении (17) было использовано соотношение [11]  $t_{f' \rightarrow f} = -(2\pi/i) f_{f' \rightarrow f}$  ( $f_{f' \rightarrow f}$  — амплитуда протон-протонного рассеяния); был совершен переход от  $P'$  к переменной  $\epsilon'_{1-2} = (\vec{P}' + \vec{P}'_{\alpha}/2)^2/2\mu_{1-2}$  и угловым координатам вектора  $\vec{P}'_{1-2} = \vec{P}' + \vec{P}'_{\alpha}/2$ ; было учтено выражение (12). В (17)  $\vec{P}'_1 = -(\vec{P}'_{\alpha}/2 + \vec{P}'_{1-2})$ ,  $\vec{P}'_{2-\alpha} = (4/5)\vec{P}'_{1-2} - \vec{P}'_{\alpha}$ ;  $\theta' = \widehat{\vec{P}'_1 \vec{P}'_{2-\alpha}}$ , где  $\vec{P}'_1 = -(\vec{P}'_{\alpha} + \vec{P}'_1)$  и  $\vec{P}'_{2-\alpha} = 1/5(4\vec{P}' - \vec{P}'_{\alpha})$ . Подчеркнем, что промежуточный протон оказывается на энергетической поверхности ( $E' = P'^2/2m_p$ ).

Таким образом, вклад первой диаграммы  $A^1$  выражается через полюсный член  $A^0$ . Следуя [11], получим интегральное уравнение для процесса, в котором важно взаимодействие протонов в конечном состоянии, заменив в подынтегральном выражении из (17) полюсный член на полную амплитуду:

$$A(E_{2-\alpha}, \vec{P}_1, \vec{P}_{2-\alpha}) = A^0(E_{2-\alpha}, \vec{P}_1, \vec{P}_{2-\alpha}) + \frac{1}{4\pi^2} \int \frac{A(E'_{2-\alpha}, \theta) \cdot P'_{1-2} f_{f' \rightarrow f}(\vec{P}'_{1-2}, \vec{P}'_{1-2}; E_{1-2})}{\epsilon'_{1-2} - E_{1-2} - i0} d\Omega'_{1-2} d\epsilon'_{1-2} \quad (18)$$

В диаграммной форме уравнение представлено на рис. 8.

Уравнение (18) очень похоже на уравнение, получаемое для амплитуды трехчастичного развала дейтрона нейтроном из [11] (чтобы убедиться в этом, достаточно преобразовать знаменатель подынтегрального выражения из [11] к виду, который имеет этот знаменатель в (18); указанное преобразование осуществимо). Различный смысл этих уравнений обусловлен свободным членом: в одном случае это полюсный член амплитуды реакции, в которой сталкиваются два ядра, в другом — амплитуда двухстадийного распада.

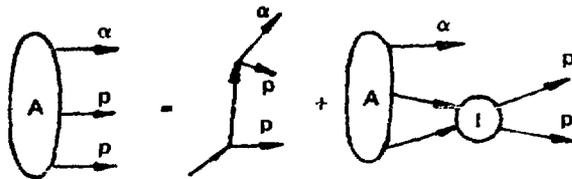


Рис. 8. Уравнение для амплитуды распада  ${}^6\text{Be}$  через  ${}^5\text{Li}$  с учетом  $p$ - $p$ -перерассеяния

Учитывающее взаимодействие протонов интегральное уравнение для амплитуды распада можно вывести и иным путем — исходя из условия унитарности и дисперсионной формулы, связывающей значения аналитической функции и ее антиэрмитовой части. При этом могут быть получены новые (хотя и эквивалентные (18)) представления для такого рода уравнений, причем одно из них может оказаться более удобным для решения. Поэтому приведем упомянутый (пусть и не столь наглядный, как диаграммный) вывод интегрального уравнения.

Ниже будет использоваться матрица переходов  $t_{fi}$ , определяемая через матрицу рассеяния следующим образом:

$$S_{fi} = \delta_{fi} - i(2\pi)^4 \cdot t_{fi} \cdot \delta(E_i - E_f) \cdot \delta(\vec{P}_i - \vec{P}_f) \quad (19)$$

и связанная с амплитудой процесса соотношением

$$t_{fi} = - \frac{2\pi}{\mu_f} f_{f \leftarrow i} \quad (20)$$

Анализ в терминах  $t_{fi}$  эквивалентен подходу, основанному на рассмотрении амплитуд.

В отличие от известных случаев применения дисперсионных методов (см. работу [11]) и ссылки в ней, в которых используются аналитические свойства амплитуды как функции полной энергии участвующих в реакции частиц, ниже рассматриваются аналитические свойства амплитуды как функции энергий относительного движения продуктов распада. Обратимся к процессу последовательного распада  ${}^6\text{Be}$  через  ${}^5\text{Li}$  (см. рис. 6). Напомним, что амплитуда эффективно зависит от двух переменных. В качестве одной из них удобно выбрать энергию  $E_{2-\alpha}$ . В качестве другой выше использовался угол между относительными импульсами  $\vec{P}_{1-2\alpha} \cdot \vec{P}_{2-\alpha}$ , однако можно работать и с другими аргументами, например с энергией относительного движения  $E_{1-2}$ .

Амплитуда распада, рассматриваемая как функция от комплексной переменной  $E_{2-\alpha}$ , определена на римановой поверхности из двух листов и имеет на одном из них (а именно, на втором или нефизическом листе) полюс в точке  $E_\lambda - i\Gamma/2$  (рис. 9). Сшивка с физическим листом осуществляется по разрезу, проведенному от точки ветвления  $E_{2-\alpha} = 0$  до  $E_{2-\alpha} = Q$ , так как распад при  $E_{2-\alpha} > Q$  запрещен в силу сохранения энергии. Физической области отвечает нижний край разреза, так как именно он является верхним краем разреза на физическом листе. В соответствии с этим реальному акту распада отвечает на рис. 9 точка  $E_{2-\alpha} - i0$ .

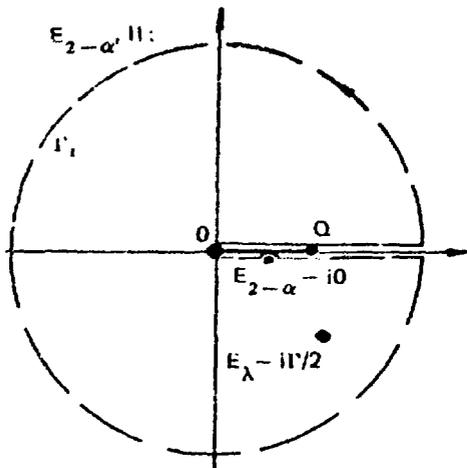


Рис. 9. Нефизический лист переменной  $E_{2-\alpha}$

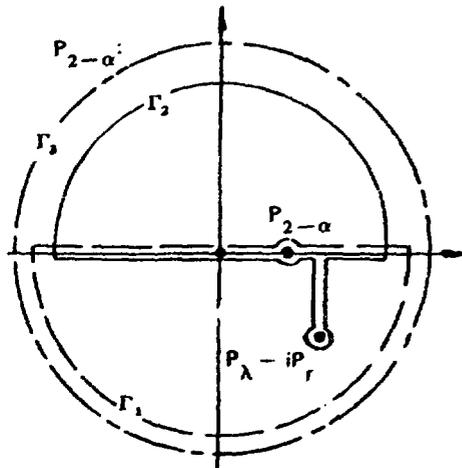


Рис. 10. Плоскость комплексных значений переменной  $P_{2-\alpha}$

Рассматривая для описывающей последовательный распад матрицы перехода  $t_{fi}^0$  интеграл Коши по контуру  $\Gamma_1$ , изображенному на рис. 9 пунктирной линией, получим

$$t_{fi}^0 = -\frac{\text{res } t_{fi}^0}{E_\lambda - E_{2-\alpha} - i\Gamma/2} + \frac{1}{2\pi i} \int_{\Gamma} \frac{t_{fi}^0}{E'_{2-\alpha} - E_{2-\alpha}} dE'_{2-\alpha} \quad (21)$$

Отметим, что в плоскости комплексного относительного импульса  $P_{2-\alpha}$  контуру с рис. 9 соответствует контур, изображенный также пунктиром на рис. 10. Интегрирование по такому контуру эквивалентно, в частности, интегрированию по контурам  $\Gamma_2$  и  $\Gamma_3$ , представленным на рис. 10 сплошной и штрихпунктирной линиями, так как все эти контуры могут быть переведены друг в друга посредством непрерывной дефор-

мации. На римановой поверхности  $E_{2-\alpha}$  контур  $\Gamma_2$  на большем своем протяжении лежит на физическом листе (рис. 11) и имеет ответвление,

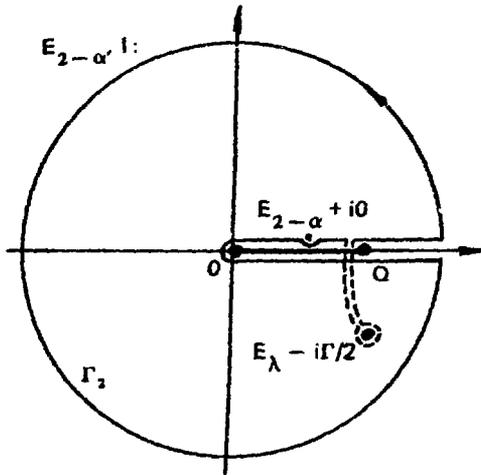


Рис. 11. Физический лист переменной  $E_{2-\alpha}$

проходящее через разрез с верхнего берега к полюсу на втором листе. Можно, конечно, и без апелляции к плоскости  $P_{2-\alpha}$  убедиться в том, что непрерывной деформацией контур  $\Gamma_1$  со второго листа переводится в контур  $\Gamma_2$  на первом листе путем протаскивания через разрез. Таким образом, интегрирование в (21) по  $\Gamma_1$  эквивалентно интегрированию по  $\Gamma_2$  с рис. 11, т.е. результат (21) адекватен привычному рассмотрению на физическом листе.

Устремляя радиус окружности контура к бесконечности и

полагая, что при этом подынтегральное выражение в (21) убывает быстрее, чем  $|E_{2-\alpha}|^{-1}$ , приходим к интегрированию в (21) вдоль положительной действительной оси. Примем теперь во внимание, во-первых, что при  $E_{2-\alpha} > Q$  амплитуда распада непрерывна при переходе через действительную ось, а интегрирование вдоль этого участка осуществляется дважды (в положительном и отрицательном направлениях). То есть интегрирование в (21) по области  $E_{2-\alpha} > Q$  дает ноль. Во-вторых, учтем, что на участке  $0 < E_{2-\alpha} < Q$  интеграл определяется скачком через разрез мнимой части  $t_{fi}^0$ . Таким образом,

$$t_{fi}^0 = -\frac{\text{res } t_{fi}^0}{E_{\lambda} - E_{2-\alpha} - i\Gamma/2} + \frac{1}{2\pi i} \int_0^Q \frac{t_{fi}^0(E'_{2-\alpha} + i0) - t_{fi}^0(E'_{2-\alpha} - i0)}{E'_{2-\alpha} - E_{2-\alpha} - i0} dE'_{2-\alpha} \quad (22)$$

Помимо рассмотренной зависимости  $t_{fi}^0$  от  $E_{2-\alpha}$  существует, как отмечалось, зависимость от угла  $\widehat{P_{1-2\alpha} P_{2-\alpha}}$  или, что равнозначно, от  $E_{1-2}$ . Формула (22) соответствует фиксированному значению второй переменной.

Мнимую часть  $t_{fi}$  можно получить из соотношения унитарности  $S^+ S = 1$ , которое в терминах матрицы перехода имеет вид

$$t_{fi} - t_{if}^* = -i(2\pi)^4 \int t_{cf}^* \cdot t_{ci} \cdot \delta(E_i - E_c) \cdot \delta(\vec{P}_i - \vec{P}_c). \quad (23)$$

Суммирование в правой части производится по типам промежуточных состояний, по спинам и угловым моментам для каждого такого состояния, интегрирование производится по импульсам промежуточных частиц. В рассматриваемом случае последовательного распада  ${}^6\text{Be}$  промежуточным является одно ядро  ${}^5\text{Li}$  и условие унитарности сводится к следующему:

$$2i\text{Im}t_{fi}^0 = -i(2\pi)^4 \cdot \int t_{cf}^* \cdot t_{ci} \cdot \delta(E_i - E_c) \cdot \delta(\vec{P}_i - \vec{P}_c) \cdot \delta(2m_{\sim} E_{\sim} - P_{\sim}^2) \cdot 2m_{\sim} dE_{\sim} \times \\ \times \frac{d\vec{P}_{\sim}}{(2\pi)^3}, \quad (24)$$

где использовано  $d\vec{P}_{\sim} \equiv \delta(2m_{\sim} E_{\sim} - P_{\sim}^2) \cdot 2m_{\sim} dE_{\sim} \cdot d\vec{P}_{\sim}$  величины с тильдой относятся к ядру  ${}^5\text{Li}$ ,  $t_{ci}$  и  $t_{cf}^*$  характеризуют распады  ${}^6\text{Be} \rightarrow {}^5\text{Li} + p$  и  ${}^5\text{Li} \rightarrow \alpha + p$ . Осуществляя интегрирование с учетом дельта-функций, обеспечивающих законы сохранения, получим

$$2i\text{Im}t_{fi}^0 = -i \cdot 2\pi \cdot 2m_{\sim} \cdot \delta(2m_{\sim} E_{\sim} - P_{\sim}^2) \cdot t_{cf}^* \cdot t_{ci}. \quad (25)$$

В (24) и (25) для упрощения записи опущено суммирование по спинам и угловым моментам. Их учет приводит к появлению в правой части (25) угловой функции  $G(\vec{P}_{1-2\alpha}, \vec{P}_{2-\alpha})$ , задаваемой выражением (2). Точно такая же функция стоит и в левой части (25), являясь корреляционной функцией  $t_{fi}^0$  (см. (1)). То есть (25) представляет собой запись, в которой фиксирован угол  $\vec{P}_{1-2\alpha}, \vec{P}_{2-\alpha}$  (поэтому можно, например, сократить  $G$ ; тогда (25) явится формулой для динамической части  $t_{fi}^0$ ).

Преобразовывая величину  $2m_{\sim} E_{\sim} - P_{\sim}^2$  из (25) так же, как сделано выше при применении диаграммной техники к процессу последовательного распада (при переходе от (12) к (15)), получим, что аргумент дельта-функции имеет вид  $-E_{\lambda} + E_{2-\alpha} + i\Gamma/2$ . Подставляя (25) в (22), где интегрирование производится по действительным значениям  $E_{2-\alpha}$ , приходим к заключению, что полюсный член (первое слагаемое в правой части (22)) совпадает с  $t$ -матрицей для последовательного распада  ${}^6\text{Be}$  через  ${}^5\text{Li}$ . Можно провести дальнейшее исследование, основываясь на том, что  $\text{res}t_{fi}^0$  в (22) является эрмитовской матрицей ранга 1, вследствие чего происходит факторизация вычета (см. например, [13]). Однако мы поступим проще: при необходимости учесть полюсный член

матрицы  $t_{fi}$  будем использовать результат расчета по R-матричной теории, выполненного в разд. 2.2. Иначе говоря, будем исходить из того, что нам известна левая часть равенства (22).

При осуществлявшемся выше вычислении интеграла Коши по окружности бесконечного радиуса предполагалось, что подынтегральное выражение в (21) убывает при  $|E_{2-\alpha}| \rightarrow \infty$  быстрее, чем  $|E_{2-\alpha}|^{-1}$ . Теперь, учитывая вид  $t_{fi}^0$ , задаваемый (1) и (3), можем констатировать, что это действительно так.

Перейдем к выводу уравнения, символически изображенного на рис. 8. Имеются две промежуточные частицы — два протона, и соотношение унитарности (23) принимает вид

$$t_{fi} - t_{if}^* = -i(2\pi)^4 \int t_{cf}^* \cdot t_{ci} \cdot \delta(E_i - E_c) \cdot \delta(\vec{P}_i - \vec{P}_c) \cdot \frac{d\vec{P}_1' d\vec{P}_2'}{(2\pi)^6}. \quad (26)$$

Теперь здесь  $t_{fc}(\vec{P}_{1-2}', \vec{P}_{1-2}; E_{1-2})$  описывает перерассеяние протонов,  $t_{ci}(\vec{P}_\alpha, \vec{P}_{1-2}; E_{1-2})$  — полная t-матрица, обозначенная на рис. 8 эллипсом. Перейдем в (26) к импульсу  $\vec{P}_{1-2}' = \mu_{1-2} (\vec{P}_1'/m_p - \vec{P}_2'/m_p)$ . Тогда можем записать

$$t_{fi} - t_{if}^* = -\frac{i}{(2\pi)^2} \cdot 2\mu_{12} \cdot \int t_{cf}^* \cdot t_{ci} \cdot \delta(2\mu_{12} E_{1-2} - P_{1-2}') d\vec{P}_{1-2}'. \quad (27)$$

И наконец получаем

$$t_{fi} - t_{if}^* = -\frac{i}{(2\pi)^2} \mu_{1-2} \cdot P_{1-2}' \cdot \int t_{cf}^* \cdot t_{ci} \cdot d\Omega_{1-2}' \quad (28)$$

при

$$P_{1-2}' = \sqrt{2\mu_{12} E_{1-2}} = P_{1-2}. \quad (29)$$

Благодаря (29) матрицы переходов в (28) оказываются на энергетической поверхности. Поскольку амплитуда рассеяния протонов в синглетном состоянии не зависит от угла и в (28) по угловым координатам относительного импульса промежуточных частиц производится интегрирование то приходим к выводу, что правая часть (28) зависит лишь от одной переменной  $E_{1-2}$ .

Здесь в качестве второй (помимо  $E_{1-2}$ ) переменной для  $t_{fi}$  выбран угол  $\vartheta \equiv \vec{P}_{\alpha-12} \cdot \vec{P}_{1-2}'$ , а не  $E_{2-\alpha}$  лишь с целью облегчить запись и трактовку. Проведенный анализ адекватен рассмотрению  $t_{fi}$  как функции

от  $E_{1-2}$  и  $E_{2-\alpha}$ . Легко видеть, что при использовании  $E_{2-\alpha}$  интеграл в (28) по  $dE_{2-\alpha}$  отличался бы лишь соответствующим якобианом. Сделанный вывод о зависимости от  $E_{1-2}$  остался бы, конечно, в силе.

Таким образом, мы получили указание на то, что может оказаться плодотворным рассмотрение  $t_{fi}(E_{2-\alpha}, E_{1-2})$  как функции от комплексной переменной  $E_{1-2}$  на римановой двулистной поверхности, поскольку при переходе в этой области через разрез скачок мнимой части амплитуды известен и определяется выражением (28). Это рассмотрение производится так же, как сделано выше при изучении последовательного распада (для переменной  $E_{2-\alpha}$ ).

При этом имеются лишь следующие два отличия. Во-первых, на втором листе  $E_{1-2}$  имеется полюс, отвечающий виртуальному уровню для двух протонов. Такой же подход, как и в случае полюса по  $E_{2-\alpha}$ , обязывает нас учесть этот полюс как описывающий двухстадийный процесс с эмиссией дипротона, например, тем же способом, что и при распаде  ${}^6\text{Be}$  через  ${}^4\text{Li}$ : использовать для полюсного члена  $t'_{fi}$  выражение из разд. 2.3. Однако, как мы и условились в начале этого раздела, пока не будем учитывать процесс испускания дипротона, отложив это до разд. 2.5.

Второе отличие заключается в том, что интеграл по контуру бесконечного радиуса теперь не равен нулю, так как из-за наличия у амплитуды полюса по переменной  $E_{2-\alpha}$   $t_{fi}(E_{2-\alpha}, E_{1-2})$  при  $|E_{1-2}| \rightarrow \infty$  стремится не к нулю, а к  $t_{fi}^0$ . Это препятствие легко обойти с помощью приема, используемого в аналогичной ситуации с борновским членом при выводе двойного дисперсионного соотношения Мандельштама (см., например, [13]). А именно, следует рассматривать аналитические свойства по переменной  $E_{1-2}$  не матрицы  $t_{fi}$ , а величины  $t_{fi} - t_{fi}^0$ . Такая добавка не изменяет выражение  $t_{fi}(E_{2-\alpha}, E_{1-2} + i0) - t_{fi}(E_{2-\alpha}, E_{1-2} - i0)$ , которое интегрируется вдоль разреза (0, Q) на поверхности  $E_{1-2}$ , и, принимая во внимание (28), получаем

$$t_{fi} = t_{fi}^0 + \frac{1}{4\pi^2} \int_0^Q dE'_{1-2} \int d\Omega'_{1-2} \frac{P'_{1-2} \cdot f_{f \rightarrow c}^*(E'_{1-2}) \cdot t_{ci}(W', E'_{1-2})}{E'_{1-2} - E_{1-2} - i0} \quad (30)$$

В (30) совершен переход к амплитуде протон-протонного рассеяния  $t_{cf}^* = -(2\pi/\mu_{12}) f_{f \rightarrow c}^*$ .

Таким образом, рассмотрев аналитические свойства характеризующей распад  ${}^6\text{Be}$  матрицы  $t_{fi}$ , определенной на двух римановых поверхностях переменных  $E_{1-2}$  и  $E_{2-\alpha}$ , и используя теорему унитарности,

мы получили интегральное уравнение (30), в котором учитывается взаимодействие протонов. Уравнение (30) внешне очень похоже с уравнением (18), полученным с помощью диаграммной техники. Вместе с тем интегральные члены этих уравнений различаются. В (18) на энергетической поверхности находится промежуточный протон (на рис. 7  $E' = P'^2/2m_p$ ), в уравнении же (30) обычным соотношением связаны импульс и энергия относительного движения протонов:  $E'_{1-2} = P'^2_{1-2}/2\mu_2$ . Соответствующим выбором переменной интегрирования в соотношении унитарности (27) мы могли бы поместить на энергетическую поверхность промежуточный протон, получив в точности (18). Тем не менее предпочтение было отдано варианту, олицетворяемому формулами (27) — (30), так как в (30) фигурируют амплитуды на энергетической поверхности.

Перейдем к решению уравнения (30). Видно что  $t'_{fi}$  можно представить в виде

$$t'_{fi}(v, E_{1-2}) = t'^0_{fi}(v, E_{1-2}) + t'_{fi}(E_{1-2}). \quad (31)$$

Существенным является то, что второе слагаемое в правой части (31) не зависит от угла. Подставляя (31) в (30), получим уравнение для  $t'_{fi}$ :

$$t'_{fi}(E_{1-2}) = t'^0_{fi}(E_{1-2}) + \frac{1}{\pi} \int dE'_{1-2} \frac{P'_{1-2} \cdot (f'_{f \rightarrow c}(E'_{1-2}) \cdot t'_{ci}(E'_{1-2}))}{E'_{1-2} - E_{1-2} - i0}. \quad (32)$$

Свободный член имеет вид

$$t'^0_{fi}(E_{1-2}) = \frac{1}{2\pi} \int dE'_{1-2} \cdot P'_{1-2} \cdot \frac{f'_{f \rightarrow c}(E'_{1-2}) \cdot I(E'_{1-2})}{E'_{1-2} - E_{1-2} - i0}. \quad (33)$$

Здесь введен интеграл по углу от полученной в разд. 2.2 амплитуды последовательного распада  ${}^6\text{Be}$  через  ${}^5\text{Li}$

$$I(E_{1-2}) = \int t'^0_{fi}(v, E_{1-2}) \cdot \sin v \cdot dv. \quad (34)$$

Уравнение (32) принадлежит к классу сингулярных интегральных уравнений, подробно исследованных в [14]. В физике уравнение такого же вида, как (32), известно в связи с взаимодействием в начальном и конечном состояниях в двухчастичных реакциях, называется уравнением Омнеса — Мухелишвили и решается аналитически. В лаконичном виде способ решения уравнения Омнеса — Мухелишвили приведен в [11]. Приведем результат:

$$t'_{fi}(E_{1-2}) = t'^0_{fi}(E_{1-2}) \cdot \exp[i\delta(E_{1-2})] \cdot \cos \delta(E_{1-2}) + \frac{\rho(E_{1-2}) \cdot \exp[i\delta(E_{1-2})]}{\pi} \times \\ \times P_{1-2} \int_0^Q \frac{t'^0_{fi}(E'_{1-2}) \cdot \sin \delta(E'_{1-2})}{\rho(E'_{1-2}) \cdot (E'_{1-2} - E_{1-2})} dE'_{1-2} \quad (35)$$

где  $\delta$  — фаза протон-протонного рассеяния:

$$P_{1-2} f(E_{1-2}) = \exp[i\delta(E_{1-2})] \cdot \sin \delta(E_{1-2}), \quad (36)$$

$$\delta = \delta_0 + \delta_{c0}. \quad (37)$$

Ядерная фаза  $\delta_0$  определяется выражением (10), кулоновская фаза  $\delta_{c0}$  равна  $\arg(1 + i/a_c P_{1-2})$ . В (35) введено

$$\rho(E_{1-2}) = \exp\left[\frac{i}{\pi} P \int \frac{\delta(E'_{1-2}) dE'_{1-2}}{E'_{1-2} - E_{1-2}}\right]. \quad (38)$$

Выражения (31), (33) — (35), (38) представляют собой решение уравнения (30), выраженное через ряд интегралов в смысле главного значения. Для проведения окончательных расчетов необходимо учесть опускавшиеся выше спины, а также тождественность протонов. Поскольку промежуточным процессом является протон-протонное рассеяние, то удобно использовать представление канального спина  $S$ , который в случае распада  ${}^6\text{Be}$  совпадает с суммарным спином протонов. Проведение антисимметризации облегчается тем, что  $E_{1-2}$ ,  $E'_{1-2}$  и  $\cos \theta_{1-2}$  не изменяются при перестановке индексов первого и второго протонов. В результате уравнение (30) заменяется на следующую систему уравнений:

$$\tilde{t}_{sv} = \tilde{t}_{sv}^0 + \frac{1}{4\pi^2} \sum_{s'=0,1} \sum_{\nu'=-s'}^{+s'} \int dE'_{1-2} d\Omega'_{1-2} \frac{P'_{1-2} \cdot t_{f'c}(E'_{1-2}) \cdot \delta_{s',0}}{E'_{1-2} - E_{1-2} - i0} \tilde{t}_{s'\nu'} \quad (39)$$

Тильдой отмечены антисимметризованные величины. Свободный член уравнения выражается с помощью соотношения

$$\tilde{t}_{sv}^0 = \sum_{\nu_1} \left\langle \frac{1}{2} \nu_1 \frac{1}{2} \nu - \nu_1 | sv \right\rangle \tilde{t}_{\nu_1 \nu_2}^0 \quad (40)$$

через матрицу перехода с фиксированными значениями проекций спинов протонов, которая определяется полученной в разд. 2.2 амплитудой

$\tilde{A}_s(\nu_1, \nu_2)$  (напомним, что в последнем случае  $s$  обозначает последовательный распад  ${}^6\text{Be}$  через  ${}^5\text{Li}$ ).

Три уравнения из (39), соответствующие  $S = 1$ , сводятся к простым равенствам  $\tilde{t}_{1\nu} = \tilde{t}_{1\nu}^0$ . Решение (39) при  $S = 0$  выражается через (31), (33) — (35), (38) при использовании в качестве  $t_{ii}^0$  значения  $t_{00}^0$ .

В ходе численного решения главные значения интегралов вычислялись с точностью 1 — 3%. Иллюстрацией точности решения является рис. 12, где сплошной линией показан результат решения системы урав-

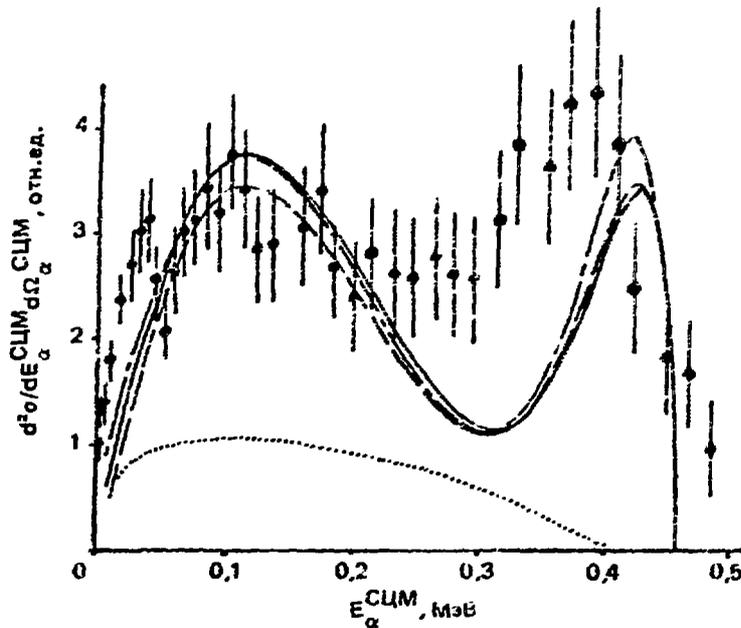


Рис. 12. Сравнение с экспериментальным  $\alpha$ -спектром из распада  ${}^6\text{Be}$  ( $0^+$ ) и СЦМ (точки с указанием ошибок) расчетов по модели распада через  ${}^5\text{Li}$  с учетом взаимодействия протонов (—, ---, - · - ·; наличие трех кривых отражает проверку устойчивости расчетов — см. текст); ··· — вклад диаграмм, отличных от полюсной

нений (39), а штриховая линия отвечает матрице перехода, полученной следующим образом. Найденное решение уравнения из (39) при  $S = 0$  подставлялось в правую часть этого же уравнения, и вновь вычислялась левая часть равенства (39). На рис. 12 штриховая и сплошная линии изображены для одного и того же значения нормировочной постоянной. Принимая во внимание величину экспериментальных погрешностей, констатируем, что спектр  $\alpha$ -частиц вычислен с вполне приемлемой точностью. С рассмотренными кривыми согласуется представленный на этом же рисунке штрихпунктирной линией результат решения

уравнения, выведенного с помощью диаграммной техники. Этот результат получен с помощью подстановки в (18) амплитуды рассеяния реальных частиц; подробности изложены в приложении.

Для сравнения с опытом в системе покоя бериллия сплошная линия подгонялась к экспериментальным точкам на глаз в области энергий до 0,2 МэВ (именно из этих соображений выбирался единый для всех кривых рис. 12 нормировочный множитель). Из рис. 12 видно, что учет взаимодействия протонов при поочередном их испускании приводит к лучшему согласию с экспериментом в области малых  $E_{\alpha}^{СЦМ}$ , нежели не учитывающий р-р-взаимодействия расчет из разд. 2.2 последовательного распада  ${}^6\text{Be}$  через  ${}^5\text{Li}$  (штриховая линия на рис. 4). Однако область спектра, в которой на рис. 4 значителен вклад точечной кривой (модель с вылетом дипротона), на рис. 12 не воспроизводится. Точечной кривой на рис. 12 показан вклад процессов, связанных с перерассеянием протонов. Для этого в выражение (6), определяющее дифференциальное сечение, подставлялась не вся амплитуда  $\tilde{t}_{ii}$ , найденная при решении (39), а лишь часть  $\tilde{t}'_{ii}$  (см. (31), (35)). Видно, что взаимодействие в конечном состоянии поочередно испущенных протонов и эмиссия дипротона (см. точечную кривую на рис. 4) приводят к различающимся вкладом в  $\alpha$ -спектр. То обстоятельство, что эффект взаимодействия в конечном состоянии на рис. 12 проявляется при малых энергиях, в то время как более привычная картина с взаимодействием в конечном состоянии характеризуется обычно высокоэнергетичным максимумом, объясняется тем, что при протон-протонном рассеянии распределение имеет максимум при относительной энергии протонов  $\sim 0,9$  МэВ [9], а энергия распада  ${}^6\text{Be}(0^+)$ , определяющая предельное значение  $E_{\alpha}^{СЦМ}$ , сравнима с этой величиной ( $Q = 1,372$  МэВ).

Суммируя результаты данного раздела, можем отметить, что учет взаимодействия поочередно испущенных протонов не позволяет полностью описать экспериментальные данные и не может заменить гипотезу об эмиссии дипротона.

**2.5 Взаимодействие протонов в конечном состоянии и эмиссия дипротона.** В предыдущем разделе рассматривался процесс поочередного испускания взаимодействующих протонов. Амплитуда распада  ${}^6\text{Be}$ , имеющая полюс по переменной  $E_{2-\alpha}$ , физической причиной которого является резонанс в системе  $p+\alpha$ , имеет также полюс по переменной  $E_{1-2}$ , поскольку система  $p+p$  имеет виртуальный уровень. Последний полюс был выброшен из рассмотрения. Между тем он с неиз-

бужностью приводит к появлению в уравнении (30) (и в (39)) соответствующего полюсного члена.

С учетом этого полюса система уравнений (39) принимает вид

$$\tilde{t}_{s\nu} = \tilde{t}_{s\nu}^0 + \tilde{t}_{s\nu}^T + \frac{1}{4\pi^2} \sum_{s'=0,1} \sum_{\nu'=-s'}^{+s'} \int dE'_{1-2} d\Omega'_{1-2} \frac{P'_{i-2} \cdot f'_{i-c}(E'_{1-2}) \cdot \delta_{s',\nu'}}{E'_{1-2} - E_{1-2} - i0} \times \chi \tilde{t}_{s'\nu'}^T. \quad (41)$$

Для решения этой системы необходимо знать явный вид  $\tilde{t}^T$ . Используем тот же прием, с помощью которого в предыдущем разделе определялся вид  $\tilde{t}^0$ . А именно, основываясь на том, что полюсной член уравнения совпадает с матрицей перехода для процесса, которому отвечает диаграмма с одной внутренней линией, воспользуемся результатами, полученными в разд. 2.3. Тогда формула (11) определит  $\tilde{t}_{\nu_1\nu_2}^T$ , матрицу перехода в представлении канального спина получим согласно (40) и после должной антисимметризации рассматриваемого свободного члена можем перейти к решению системы уравнений (41).

Три уравнения с  $S = 1$  сводятся к простым равенствам  $\tilde{t}_{1\nu} = \tilde{t}_{1\nu}^0$ . При  $S = 0$  имеем интегральное сингулярное уравнение, которое подстановкой  $\tilde{t} = \tilde{t}^0 + \tilde{t}^T + \tilde{t}'$  сводится к уравнению типа Омнеса — Мухелишвили для  $\tilde{t}'$ . Решение последнего дается выражениями (33) — (35), (38), где теперь вместо  $\tilde{t}_{00}^0$  следует использовать  $\tilde{t}_{00}^0 + \tilde{t}_{00}^T$ . При этом, однако, неизвестно соотношение вкладов  $\tilde{t}^0$  и  $\tilde{t}^T$ . Между тем из (31), (33) — (35) следует, что решение интегрального уравнения при свободном члене  $\tilde{t}^0 + \tilde{t}^T$  может быть записано в виде суммы двух частей  $\tilde{t} = \tilde{t}_1(\tilde{t}^0) + \tilde{t}_1(\tilde{t}^T)$ , причем каждая из них определяется лишь одним из двух слагаемых (дано в скобках), составляющих свободный член уравнения (41). Более того, из (31), (33) — (35) видно, что оба слагаемых, на которые мы разбили решение, являются однородными функциями от соответствующей полюсной части. В результате для осуществления численных расчетов, так же как и в разд. 2.3, можем записать  $\tilde{t} = S_1 \cdot (\tilde{t}_1(\tilde{t}^0) + S_2 \cdot e^{i\varphi} \cdot \tilde{t}_1(\tilde{t}^T))$ , где в  $S_1$  и  $S_2$  включены амплитуды приведенных ширин распада  ${}^6\text{Be}$  и нормировочная постоянная волновой функции протонов. При подгонке методом наименьших квадратов расчетного спектра к экспериментальному  $S_1$  и  $S_2$  являлись свободными параметрами. Так же, как и в разд. 2.3, на первом этапе полагось, что  $\varphi = 0$ .

Сравнение расчета (сплошная линия) с экспериментальными данными в системе покоя бериллия производится на рис. 13. Теоретичес-

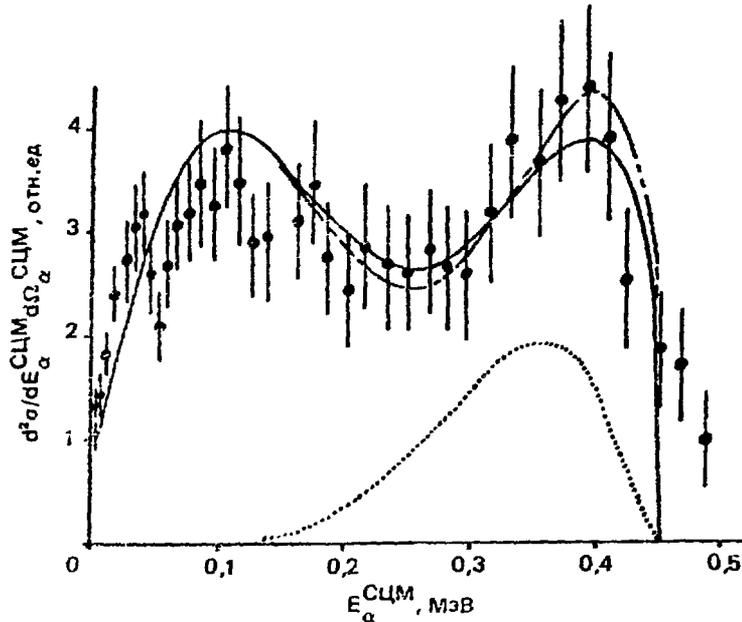


Рис. 13. Сравнение с экспериментальным  $\alpha$ -спектром из распада  ${}^6\text{Be}(0^+)$  в ЦМ (точки с указанием ошибок) расчетов по моделям для распада через  ${}^3\text{Li}$  и с вылетом дипротона; — суммарный эффект при фазе смешивания, равной нулю; - - - суммарный эффект при фазе смешивания, равной  $-6^\circ$ ; ... — вклад процессов, обусловленных полюсным членом, заданным по модели дипротона

кая зависимость, полученная с учетом эмиссии дипротона, хорошо согласуется со спектром. Точечной кривой изображен результат, вычисленный при подстановке в выражение для сечения (6) величины  $S_1 \cdot S_2 \cdot \tilde{t}_{11}(\tilde{t})$  с найденными выше значениями  $S_1$  и  $S_2$ . Это вклад процессов, которых не было бы, если бы не происходила эмиссия дипротона. Роль распада  ${}^6\text{Be}$  по каналу с вылетом дипротона может быть оценена так же, как в разд. 2.3 — через отношение площади под точечной кривой с рис. 13 к полному экспериментальному выходу. Найденная таким путем вероятность составляет  $24 \pm 4\%$ , она близка к оценкам для коэффициента ветвления, полученным в разд. 2.3.

На рис. 13 также представлен результат подгонки, при осуществлении которой наряду с  $S_1$  и  $S_2$  свободным параметром было  $\varphi$  из  $\tilde{t} = S_1 (\tilde{t}_1(\tilde{t}^0) + S_2 \cdot e^{i\varphi} \cdot \tilde{t}_{11}(\tilde{t}^T))$  (штрих-штрихпунктирная линия). Найденное значение  $\varphi$  близко к нулю ( $\varphi = -6^\circ$ ), результат почти не отличается от обсуждавшейся в предыдущем абзаце сплошной линии (критерий  $\chi^2$  для этих двух случаев различается на 2%); коэффициент ветвления для рассматриваемого расчета составил  $23 \pm 4\%$ .

Подведем краткий итог произведенного в этой части работы анализа экспериментальных данных по распаду основного состояния ядра  ${}^6\text{Be}$ . В разд. 2.2 было показано, что спектр  $\alpha$ -частиц из распада  ${}^6\text{Be} (0^+)$  не может быть объяснен одним лишь механизмом последовательного распада через промежуточное ядро  ${}^5\text{Li}$ . Описание спектра улучшается, если предположить, что наряду с распадом  ${}^6\text{Be}$  через  ${}^5\text{Li}$  происходит также испускание дипротона (разд. 2.3). На вопрос о том, не объясняется ли часть  $\alpha$ -спектра, недоучтенная расчетом последовательного распада через  ${}^5\text{Li}$ , взаимодействием в конечном состоянии поочередно испущенных протонов, дается ответ в разд. 2.4. Показано, что с учетом взаимодействия последовательно испущенных протонов описать спектр не удастся, эффекты р-р-взаимодействия сказываются не в той области  $\alpha$ -спектра, где ожидается проявление вылета дипротона, но именно в этой области наблюдается наибольшее расхождение теории и эксперимента. Поэтому в разд. 2.5 вновь включается в рассмотрение процесс эмиссии дипротона, и в результате решения задачи с глобальным учетом взаимодействия протонов в конечном состоянии удастся полностью описать спектр. Отметим, что процесс эмиссии дипротона, потребовавшийся в ходе модельных расчетов, не следует отождествлять с испусканием реальной частицы. Это видно уже из того, амплитуды этого процесса и распада через  ${}^5\text{Li}$  когерентны (фаза смешивания  $\sim 0$ ), т.е. такие моды распада являются физически неразличимыми.

### 3. РАСПАД ${}^6\text{Be} (2^+)$

3.1. Экспериментальные результаты. В изучавшейся в [6, 7] реакции  ${}^6\text{Li} ({}^3\text{He}, t) {}^6\text{Be}$  помимо образования бериллия в основном состоянии имеет место, как указывалось в разд. 2.1, также и образование возбужденного состояния бериллия ( $J^\pi = 2^+$ ,  $T = 1$ ,  $E^* = 1,67$  МэВ,  $\Gamma = 1,16$  МэВ). Этим событиям отвечает пик в спектре ядер трития (см. рис. 2) при энергии  $\sim 8,5$  МэВ.

Спектр  $\alpha$ -частиц, полученный путем интегрирования измеренного распределения  $d^4\sigma/dE_\alpha dE_t d\Omega_\alpha d\Omega_t$  по переменной  $E_t$  в диапазоне, которому соответствует помеченная на рис. 2 стрелками область  $2^+$ -пика, показан на рис. 14. Слева от вертикального пунктира на рис. 14, которому соответствует  $E_\alpha^{\text{СЦМ}} = \min$  при  $E^* = 1,67$  МэВ,  $\alpha$ -частицы вылетают против направления движения бериллия, справа – в переднюю полусферу. Различие в ходе спектра слева и справа от пунктира имеет кинематическое происхождение. Из рисунка видно, что наибольший выход  $\alpha$ -частиц имеет

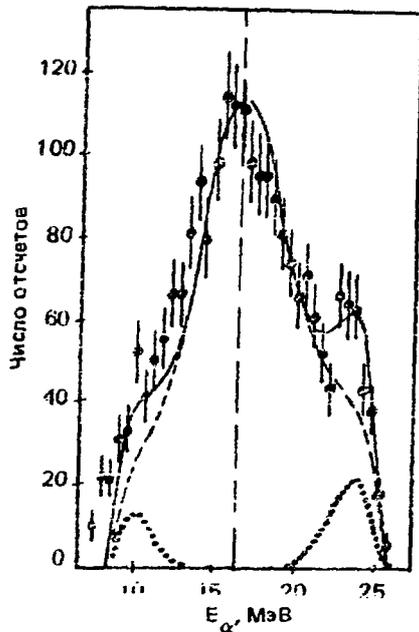


Рис. 14. Спектр  $\alpha$ -частиц из распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$  в лабораторной системе координат (точки с указанием ошибок). Расчет: --- — модель распада через  ${}^6\text{Li}$ ; ... — модель дипротона; — — сумма их вкладов

место вблизи центра спектра, что связано с кинематическим усилением. Наблюдается пик при энергии  $\sim 23$  МэВ. Соответствующий пик в левой части спектра должен быть менее ярко выраженным из-за кинематических эффектов.

В связи с тем, что состояние  $2^+ {}^6\text{Be}$  — широкое, т.е. события с различными значениями  $E_1$  характеризуются разными направлениями вылета и скоростями образующегося в реакции ядра  ${}^6\text{Be}(2^+)$ , а также и разными энергиями его возбуждения, то для перехода в систему распадающегося ядра (СЦМ) использовалась следующая процедура. Измеренное 4-дифференциальное сечение переводилось с распределение

$$\frac{d^4\sigma}{dE_\alpha^{\text{СЦМ}} d\Omega_\alpha^{\text{СЦМ}} dE^* d\Omega_1} = \left| \frac{\partial(E_\alpha, \Omega_\alpha, E_1)}{\partial(E_\alpha^{\text{СЦМ}}, \Omega_\alpha^{\text{СЦМ}}, E^*)} \right| \cdot \frac{d^4\sigma}{dE_\alpha d\Omega_\alpha dE_1 d\Omega_1} \quad (42)$$

где якобиан перехода имеет вид

$$\frac{\partial(E_\alpha^{\text{СЦМ}}, \Omega_\alpha^{\text{СЦМ}}, E^*)}{\partial(E_\alpha, \Omega_\alpha, E_1)} = \sqrt{E_\alpha/E_\alpha^{\text{СЦМ}}} \cdot \left[ - \left( 1 + \frac{m_t}{m_{\text{Be}}} \right) + \frac{\sqrt{m_{\text{He}} m_{\text{Be}}}}{m_{\text{Be}}} \sqrt{E_{\text{He}}/E_1} \times \right. \\ \left. \times \cos \nu_1 \right] \quad (43)$$

(выражение в квадратных скобках представляется собой производную  $dE^*/dE_1$ ). Проинтегрировав (42) по энергии возбуждения, получим спектр  $\alpha$ -частиц в СЦМ, который представлен на рис. 15. События опре-

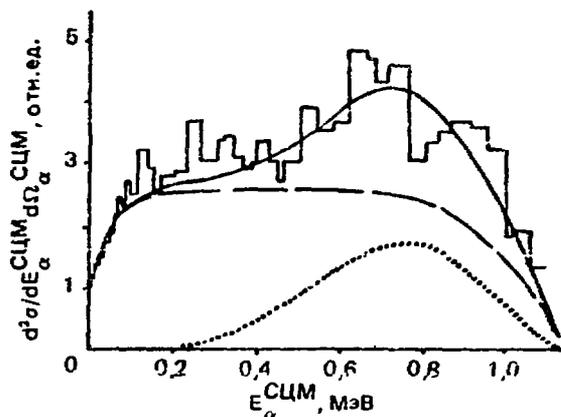


Рис. 15. Спектр  $\alpha$ -частиц из распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$  в системе покоя бериллия: гистограмма — экспериментальные данные; обозначения кривых те же, что на рис. 14

деляющие в лабораторном спектре пик при  $E_\alpha \sim 23$  МэВ, приводят в СЦМ к повышенному выходу  $\alpha$ -частиц в области  $E_\alpha^{\text{СЦМ}} \sim 0,6 \div 0,9$  МэВ.

Из-за большой ширины состояния  $2^+$  для сравнения с представленными на рис. 14 и 15 экспериментальными данными расчетные зависимости будут также подвергаться интегрированию по соответствующему диапазону  $E_1$  или  $E^*$ .

**3.2. Последовательный распад через  ${}^5\text{Li}$ .** Состояние  $2^+$  ядра  ${}^6\text{Be}$  может распадаться (с  $I_1 = 1$ ) через промежуточное ядро  ${}^5\text{Li}(3/2^-)$  (см. рис. 1). Для расчета последовательного распада использовался подход, совпадающий с изложенным в разд. 2.2.

Теперь, однако, из-за большой ширины распадающегося состояния в динамической части полной амплитуды (1) надо учитывать резонансный знаменатель в  $A_1$ . Поэтому левая часть выражения (5) для сечения принимает вид  $d^4 \sigma / dE_{1-2\alpha} d\Omega_{1-2\alpha} d\Omega_{2-\alpha} d\Omega$  ( $Q = E^* + 1,372$  МэВ). Изменяется и выражение (6) для распределения  $\alpha$ -частиц в системе покоя распадающегося ядра, превращаясь в дифференциальное сечение вида  $d^3 \sigma / dE_\alpha^{\text{СЦМ}} d\Omega_\alpha^{\text{СЦМ}} d\Omega$ .

Второе отличие от деталей расчета, выполненного в разд. 2.2, заключается в том, что теперь угловая часть амплитуды  $G^{\nu\nu_1\nu_2}$  зависит от проекции  $\nu$  спина  ${}^6\text{Be}(2^+)$ . Появление этой зависимости чрезвычайно удли-

няет выкладки, в ходе которых вычисляется явный вид корреляционных функций. Поэтому на первом этапе расчеты были сделаны в предположении, что  $G^{p_1 p_2} = \text{const}$ . Приведем этот результат, отложив учет  $G^{p_1 p_2}$  до разд. 3.4.

Для получения  $\alpha$ -спектра в СЦМ вычисленное распределение было проинтегрировано по  $Q$  в диапазоне, определяемом выбранной областью  $t$ -спектра. Результат показан на рис. 15 штриховой линией. Видно, что расчетная зависимость хорошо передает форму экспериментального спектра при малых энергиях, однако увеличения выхода  $\alpha$ -частиц в области 0,6 – 0,9 МэВ объяснить не может.

Для перехода в лабораторную систему координат использовалось соотношение (42). Полученный после должного интегрирования по энергии трития спектр  $\alpha$ -частиц приведен на рис. 14 штриховой линией. Расчет хорошо описывает центральную область спектра, которой соответствуют малые энергии в СЦМ; однако пик при энергии  $\sim 23$  МэВ не воспроизводится.

На первой стадии распада  ${}^6\text{Be} \rightarrow {}^5\text{Li} + p$  помимо только что рассмотренного случая со значением орбитального момента  $l_1 = 1$  возможен также процесс и с  $l_1 = 3$ . Аналогичный описанному выше расчет показал, что интенсивность такого процесса из-за функции проницаемости более чем на два порядка ниже интенсивности процесса с  $l_1 = 1$ . Для заметного вклада волны с  $l_1 = 3$  в измеренный спектр потребовалось бы положить соответствующую приведенную ширину равной  $\sim 200$  вигнеровским пределам. Ролью упомянутой моды распада можно, конечно, пренебречь.

Был также осуществлен расчет последовательного распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$  через хвост возбужденного состояния  $1/2^-$  ядра  ${}^5\text{Li}$  (см. рис. 1). Резонансные параметры  ${}^5\text{Li}(1/2^-)$  были взяты из [8]. Для существенного вклада такого процесса в экспериментальный спектр потребовалось бы огромное значение приведенной ширины распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$  ( $\sim 100$  вигнеровских пределов).

Таким образом, расчет распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$  через  ${}^5\text{Li}(3/2^-)$  объясняет ту область экспериментального спектра, которой отвечают малые  $E_{\alpha}^{\text{СЦМ}}$ . Однако полное описание особенностей спектра в рамках механизма последовательного распада через ядро лития не достигается.

**3.3. Эмиссия дипротона.** Для описания оставшейся части спектра рассматривался распад бериллия с вылетом дипротона. В целом расчет повторяет произведенный в разд. 2.3. Отличие сводится к тому, что в

случае распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$  это процесс происходит с  $I_1 = 2$ , а также из-за большой ширины  $2^+$ -уровня в (11) должна входить полная амплитуда  $A_1$  (с резонансным знаменателем).

Результат расчета в СЦМ показан на рис. 15 точечной линией. Нормировки для кривых, соответствующих распадам через  ${}^5\text{Li}$  и с вылетом дипротона, получены в ходе подгонки суммы этих вкладов (сплошная линия) к экспериментальным данным методом наименьших квадратов. Из рис. 15 следует, что экспериментальная зависимость передается с учетом вклада модели дипротона. То же видно и из рис. 14, где точечная линия соответствует вылету дипротона, сплошная линия дает сумму вкладов обоих процессов и была получена путем подгонки к экспериментальному спектру в лабораторной системе методом наименьших квадратов. На долю составляющей модели дипротона можно отнести:  $25 \pm 6\%$  случаев распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$ .

Найденный коэффициент ветвления очень похож на величину, полученную при изучении распада  ${}^6\text{Be}(0^+)$ . Это может быть связано с тем, что хотя при переходе к состоянию  $2^+$  увеличивается энергия распада, а в результате и проникаемость кулоновского барьера, однако появление центробежного барьера компенсирует этот эффект.

Таким образом, при распадае  ${}^6\text{Be}(2^+)$  модельный расчет для процесса эмиссии дипротона соответствует наблюдаемому в спектре пику. Поэтому физической интерпретацией моделировавшегося процесса является значительная вероятность событий распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$ , сопровождающихся повышенной энергетической корреляцией испускаемых протонов.

**3.4. Детальный расчет последовательного распада через  ${}^5\text{Li}$ .** Перейдем к рассмотрению опущенных в разд. 3.2 угловых частей  $G^{\nu\nu_1\nu_2}$  амплитуды распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$  через  ${}^5\text{Li}(3/2^-)$  с  $I_1 = 1$ . Для  $G^{\nu\nu_1\nu_2}$  можем записать выражение (Т1) из таблицы. Здесь полный момент  $\hat{j} = \hat{1} + 1/2$  протона, испущенного на первой стадии, принимает значения  $j = 1/2, 3/2$ .  $G^{\nu\nu_1\nu_2}$  состоит из 20 элементов, отвечающих разным набором проекций спинов. Корреляционные функции, характеризующие дифференциальное сечение последовательного распада, рассчитывались в предположении о равномерной заселенности проекций спина ядра  ${}^6\text{Be}(2^+)$ . Сечение определяется квадратом антисимметризованной (см. (4)) амплитуды (1). Корреляционная функция квадратичной по амплитуде (1) части сечения  $\sum_{\nu_1\nu_2} |G^{\nu\nu_1\nu_2} (\hat{P}_{1-2\alpha} \hat{P}_{2-\alpha})|^2$  имеет вид (Т2) из

таблицы. Аналогичная величина второго квадратичного по амплитуде члена получается из (Т2) после перестановки индексов первого и второго протонов. Интерференционный член характеризуется величиной  $\sum_{\nu_1 \nu_2} G^{\nu_1 \nu_2} (\hat{P}_{1-2\alpha}^{\nu_1} \hat{P}_{2-\alpha}^{\nu_2}) \cdot G^{\nu_1 \nu_2} (\hat{P}_{2-1\alpha}^{\nu_1} \hat{P}_{1-\alpha}^{\nu_2})$ , явный вид которой дает формулой (Т3) в таблице.

Была произведена проверка предположения о равномерной заселенности проекций спина бериллия в реакции  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, t) {}^6\text{Be}(2^+)$ . Рассматривались два варианта механизма реакции: процесс, идущий через составное ядро, и прямая реакция перезарядки.

В ходе рассмотрения первого варианта принимались во внимание парциальные волны во входном и выходном каналах реакции лишь с  $l=0$ . Поскольку энергия  ${}^3\text{He}$  велика, то такой выбор не имеет физического обоснования, а продиктован лишь желанием упростить расчет и может рассматриваться только как способ для формирования очень грубого представления об исследуемой заселенности. В многоступенчатом процессе  ${}^3\text{He}(1/2^+) + {}^6\text{Li}(1^+) \rightarrow \text{C}^*(J_c) \rightarrow {}^3\text{H}(1/2^+) + {}^6\text{Be}(2^+)$  с последующим распадом бериллия момент составной системы  $\text{C}^*$  при  $l_i = l_f = 0$  может принимать лишь значение  $J_c = 3/2$ . Обозначив проекцию спина  ${}^3\text{He}$  через  $k_{\text{He}}$ , проекцию спина  ${}^6\text{Li}$  — через  $k_{\text{Li}}$ , для угловой части амплитуды многоступенчатого процесса можем записать

$$i^{k_{\text{He}} k_{\text{Li}}} G^{\nu_1 \nu_2} = \sum_{\nu} \left( \frac{1}{2} k_{\text{He}} k_{\text{Li}} \left| \frac{3}{2} k_{\text{He}} + k_{\text{Li}} \right. \right) \left( \frac{1}{2} k_{\text{He}} + k_{\text{Li}} - \nu \right) \left[ \frac{3}{2} k_{\text{He}} + k_{\text{Li}} \right] \cdot G^{\nu_1 \nu_2} \quad (44)$$

После весьма громоздких расчетов получаем, что  $\sum_{k_{\text{He}} k_{\text{Li}}} |T^{k_{\text{He}} k_{\text{Li}}}|^2$  совпадает с (Т2), а  $\sum_{k_{\text{He}} k_{\text{Li}}} T^{k_{\text{He}} k_{\text{Li}}} T^{k_{\text{He}} k_{\text{Li}}}$  имеет вид (Т3). Проекция спина бериллия заселяются равномерно.

Рассмотрение механизма перезарядки производилось в рамках борновского приближения с искаженными волнами. Используя для описания процесса  ${}^3\text{He} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^6\text{Be}$  разложение эффективного потенциала по мультиполям, соответствующим передаче полного момента  $j$ , складывающегося из орбитального и спинового моментов  $l$  и  $S$ , для амплитуды имеем [11]

$$f_{c' \rightarrow c} = - \frac{\mu_{c'}}{2\pi\hbar^2} \left\{ \sum_{lSj} (-i)^l (-1)^{l/2-k_t} \left( \frac{1}{2} k_{\text{He}} \frac{1}{2} - k_t |S k_{\text{He}} - k_t \right) \times \right. \\ \times \langle l m S k_{\text{He}} - k_t | j k_{\text{Be}} - k_{\text{Li}} \rangle \langle k_{\text{Li}} | j k_{\text{Be}} - k_{\text{Li}} | 2 k_{\text{Be}} \rangle \cdot \int d\vec{r} \cdot \psi_{\vec{k}}^*(\vec{r}) \cdot Y_{lm}^*(\vec{r}) \times \\ \times \nu_{lSj}(\vec{r}) \cdot \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \left. \right\} \quad (45)$$

Явный вид корреляционных функций для распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$  через  ${}^3\text{Li}(3/2^-)$

Функция	Схема связи моментов
	$\hat{j} = \hat{1} + 1/2; j = 1/2, 3/2$
$G_1^{\nu\nu_1\nu_2}(\hat{P}_{1-2\alpha}, \hat{P}_{2-\alpha})$	$\sum_{mj} (1\nu - \nu_1 - \nu_1 - m - \nu_2) \left  \frac{3}{2} - \nu - \nu_1 - m \right> \times$ $\times \langle jm + \nu_1 \frac{3}{2} - \nu - \nu_1 - m   2\nu \rangle \cdot Y_{\nu - \nu_1 - \nu_2 - m}^1(\hat{P}_{2-\alpha}) \times$ $\times (1m - \nu_1   jm + \nu_1 \rangle \cdot Y_m^1(\hat{P}_{1-2\alpha}) \quad (T1)$
$(4\pi)^2 \sum_{\nu\nu_1\nu_2}  G_1^{\nu\nu_1\nu_2}(\hat{P}_{1-2\alpha}, \hat{P}_{2-\alpha}) ^2$	$3 + \frac{21}{2} \sin^2 \widehat{P}_{1-2\alpha} \widehat{P}_{2-\alpha} \quad (T2)$
$(4\pi)^2 \sum_{\nu\nu_1\nu_2} G_1^{\nu\nu_1\nu_2}(\hat{P}_{1-2\alpha}, \hat{P}_{2-\alpha}) \times$ $\times G_1^{\nu\nu_2\nu_1}(\hat{P}_{2-1\alpha}, \hat{P}_{1-\alpha})$	$3 \cos \widehat{P}_{1-\alpha} \widehat{P}_{2-\alpha} \cdot \cos \widehat{P}_{1-2\alpha} \widehat{P}_{2-1\alpha} +$ $+ \frac{3}{2} \sin \widehat{P}_{1-\alpha} \widehat{P}_{2-\alpha} \cdot \sin \widehat{P}_{1-2\alpha} \widehat{P}_{2-1\alpha} -$ $- \frac{21}{2} \sin \widehat{P}_{1-2\alpha} \widehat{P}_{2-\alpha} \cdot \sin \widehat{P}_{2-1\alpha} \widehat{P}_{1-\alpha} \quad (T3)$
$(4\pi)^2 \sum_{\nu\nu_1\nu_2}  G_2^{\nu\nu_1\nu_2}(\hat{P}_{1-2\alpha}, \hat{P}_{2-\alpha}) ^2$	$\frac{19}{2} + \frac{3}{2} \cos^2 \widehat{P}_{1-2\alpha} \widehat{P}_{2-\alpha} \quad (T4)$
$(4\pi)^2 \sum_{\nu\nu_1\nu_2} G_2^{\nu\nu_1\nu_2}(\hat{P}_{1-2\alpha}, \hat{P}_{2-\alpha}) \times$ $\times G_2^{\nu\nu_2\nu_1}(\hat{P}_{2-1\alpha}, \hat{P}_{1-\alpha})$	$\frac{5}{2} \sin \widehat{P}_{1-2\alpha} \widehat{P}_{1-\alpha} \cdot \sin \widehat{P}_{2-1\alpha} \widehat{P}_{2-\alpha} -$ $- 5 \cos \widehat{P}_{1-2\alpha} \widehat{P}_{1-\alpha} \cdot \cos \widehat{P}_{2-1\alpha} \widehat{P}_{2-\alpha} \quad (T5)$

\* Функции  $G_2$  получаются из выражений для  $G_1$  путем перестановки складываемых моментов в коэффициентах Клебша - Гордана.

СХЕМА СВЯЗИ МОМЕНТОВ

$$\hat{S} = 3\hat{1}/2 + 1\hat{1}/2; S = 1, 2$$

$$\hat{J} = \hat{1} + 3\hat{1}/2; J = 3/2, 5/2$$

$$\sum_{mS} (S\nu - m) |2\nu\rangle \left( \frac{3}{2} - \nu - m - \nu_1 - \frac{1}{2} \nu_1 \right) |S\nu - m\rangle \times$$

$$\times \left( \frac{1}{2} - \nu_2 \right) |1\nu - m - \nu_1 - \nu_2\rangle \left( \frac{3}{2} - \nu - m - \nu_1 \right) \cdot Y_m^1(\hat{P}_{1-2\alpha}) \times$$

$$\times Y_{\nu - m - \nu_1 - \nu_2}^1(\hat{P}_{2-\alpha}) \quad (T6)$$

$$\sum_{mJ} (J\nu - \nu_1 - \frac{1}{2} \nu_1) |2\nu\rangle \left( \frac{3}{2} - \nu - \nu_1 - m \right) |J\nu - \nu_1\rangle \times$$

$$\times \left( \frac{1}{2} - \nu_2 \right) |1\nu - \nu_1 - \nu_2 - m\rangle \left( \frac{3}{2} - \nu - \nu_1 - m \right) \times$$

$$\times Y_m^1(\hat{P}_{1-2\alpha}) Y_{\nu - \nu_1 - \nu_2 - m}^1(\hat{P}_{2-\alpha}) \quad (T11)$$

$$4 + 9 \sin^2 \widehat{P_{1-2\alpha} P_{2-\alpha}} \quad (T7)$$

$$\frac{23}{2} - \frac{9}{2} \cos^2 \widehat{P_{1-2\alpha} P_{2-\alpha}} \quad (T12)$$

$$2 \sin \widehat{P_{2-1\alpha} P_{2-\alpha}} \sin \widehat{P_{1-2\alpha} P_{1-\alpha}} -$$

$$- 4 \cos \widehat{P_{2-1\alpha} P_{2-\alpha}} \cos \widehat{P_{1-2\alpha} P_{1-\alpha}} -$$

$$- 9 \sin \widehat{P_{1-2\alpha} P_{2-\alpha}} \sin \widehat{P_{2-1\alpha} P_{1-\alpha}} \quad (T8)$$

$$-\frac{19}{10} \sin \widehat{P_{1-2\alpha} P_{1-\alpha}} \sin \widehat{P_{2-1\alpha} P_{2-\alpha}} +$$

$$+\frac{19}{5} \cos \widehat{P_{1-2\alpha} P_{2-1\alpha}} \cos \widehat{P_{1-\alpha} P_{2-\alpha}} -$$

$$-\frac{17}{5} \sin \widehat{P_{1-2\alpha} P_{2-\alpha}} \sin \widehat{P_{2-1\alpha} P_{1-\alpha}} \quad (T13)$$

$$10 \quad (T9)$$

$$\frac{23}{2} - \frac{9}{2} \cos^2 \widehat{P_{1-2\alpha} P_{2-\alpha}} \quad (T14)$$

$$2 \cos \widehat{P_{1-2\alpha} P_{2-1\alpha}} \cos \widehat{P_{2-\alpha} P_{1-\alpha}} -$$

$$- \sin \widehat{P_{1-2\alpha} P_{1-\alpha}} \sin \widehat{P_{2-1\alpha} P_{2-\alpha}} -$$

$$- \sin \widehat{P_{1-2\alpha} P_{2-\alpha}} \sin \widehat{P_{2-1\alpha} P_{1-\alpha}} \quad (T10)$$

$$-\frac{29}{5} \cos \widehat{P_{1-2\alpha} P_{1-\alpha}} \cos \widehat{P_{2-1\alpha} P_{2-\alpha}} -$$

$$-\frac{19}{10} \sin \widehat{P_{1-2\alpha} P_{2-\alpha}} \sin \widehat{P_{2-1\alpha} P_{1-\alpha}} -$$

$$-\frac{29}{10} \sin \widehat{P_{1-2\alpha} P_{2-1\alpha}} \sin \widehat{P_{1-\alpha} P_{2-\alpha}} \quad (T15)$$

где  $m = k_{Be} - k_{Li} - k_{He} + k_t$  и для единообразия обозначений введено  $k_{Be} \equiv \nu$ . Спин  $S$  может принимать значение 0 (при этом  $l = j = 2$ ) и значение 1 (при этом  $l = 0, 2, 4$  и  $j = 1, 2, 3$ ). Ограничиваясь переходом с наименьшей мультипольностью ( $l = 0, S = j = 1$ ), для угловой части амплитуды многоступенчатого процесса получаем

$$F_{\nu_1 \nu_2}^{k_{He} k_{Li}} = \sum_{\nu} (-1)^{1/2 - k_t} \cdot \left( \frac{1}{2} k_{He} \frac{1}{2} - k_t \right) |1k_{He} - k_t\rangle \langle 001k_{He} - k_t| \langle 1\nu - k_{Li} | \langle 1k_{Li} 1\nu - k_{Li} | 2\nu \rangle G^{\nu\nu_1 \nu_2}, \quad (46)$$

где  $k_t = k_{He} + k_{Li} - \nu$ . Результаты расчетов корреляционных функций  $\sum_{k_{He} k_{Li} \nu_1 \nu_2} |F_{\nu_1 \nu_2}^{k_{He} k_{Li}}|^2$  и  $\sum_{k_{He} k_{Li} \nu_1 \nu_2} F_{\nu_1 \nu_2}^{k_{He} k_{Li}} \cdot F_{\nu_2 \nu_1}^{k_{He} k_{Li}}$  совпадают с (Т2) и (Т3). Следует отметить, что именно прямой механизм перезарядки присущ реакциям того типа, которые изучаются в данной работе.

Таким образом, получено согласие с предположением о равномерной заселенности проекций спина бериллия. Ниже расчеты будут производиться в представлении о равномерной заселенности.

Вернемся к формуле (Т1) из таблицы (определяющей функции  $G^{\nu\nu_1 \nu_2}$ ).  $G^{\nu\nu_1 \nu_2}$  можно записать, переставив местами  $l_1 = 1$  и  $S_p = 1/2$  в третьем коэффициенте векторного сложения. Тогда часть суммы с  $j = 3/2$  останется прежней, а часть суммы с  $j = 1/2$  поменяет знак. Соответственно изменяются и выражения для корреляционных частей сечения: вместо (Т2) получим (Т4), а вместо (Т3) — (Т5). Из сравнения (Т2) и (Т4) видно, что характер угловой корреляции кардинально изменился: если в первом случае распад  ${}^5\text{Li}$  был существенно поперечным, то во втором случае существует небольшая избирательность к коллинеарному вылету протонов. Можно убедиться, что другие перестановки в выражении (Т1) для  $G^{\nu\nu_1 \nu_2}$  приводят к этим же двум вариантам ((Т2), (Т3) и (Т4), (Т5)). Такая неопределенность связана с тем, что неизвестен знак амплитуды приведенной ширины  $\gamma_j$  распада  ${}^6\text{Be}(2^+) \rightarrow {}^5\text{Li} + p$ , а тем самым и относительный знак двух членов с  $j = 1/2$  и  $3/2$  суммы (Т1) (знак амплитуды приведенной ширины распада  ${}^5\text{Li} \rightarrow \alpha + p$  не существует, поскольку эта амплитуда входит в оба слагаемых, различающихся значением  $j$ .)

Далее запись (Т1) отвечает лишь одной из трех равноправных схем связи моментов (схеме с полным моментом первого протона  $\hat{j} =$

$= \hat{1} + 1/2$ ). Используя схему связи с канальным спином  $\hat{S} = \hat{3}/2 + \hat{1}/2$  системы  ${}^5\text{Li} + p$ , для  $G^{\nu\nu, \nu_2}$  вместо (Т1) получим выражение (Т6), где  $S = 1, 2$ . Рассчитанные с помощью (Т6) корреляционные части сечения имеют вид (Т7) и (Т8), они отличаются от обоих вариантов в схеме связи  $\hat{j} = \hat{1} + \hat{1}/2$ . Вновь изменением в коэффициентах векторного сложения порядка суммирования моментов получаем альтернативный вариант, олицетворяемый корреляционными частями (Т9) и (Т10). Переходя, наконец к третьей возможной схеме связи с полным моментом  ${}^5\text{Li} \hat{J} = \hat{3}/2 + \hat{1}$  ( $J = 3/2, 5/2$ ), получим новую пару наборов корреляционных частей: (Т12), (Т13) и (Т14), (Т15).

Таким образом, из-за того, что при распаде  ${}^6\text{Be} (2^+)$  через  ${}^5\text{Li} (3/2^-)$  имеются две волны, отвечающие двум значениям промежуточного момента ( $j = 1/2$  и  $3/2$ ;  $S = 1$  и  $2$ ;  $J = 3/2$  и  $5/2$ ), а информация о знаках амплитуд приведенных ширин  $\gamma$  отсутствует, последовательный распад состояния  $2^+$  обретает по сравнению с распадом состояния  $0^+$  новые черты (при распаде  ${}^6\text{Be} (0^+)$  моменты растянуты, промежуточный момент принимает только одно значение, вторая волна отсутствует). Имея три равноправные схемы связи моментов, в каждой из которых существенна неопределенность знака, мы получили шесть вариантов записи корреляционных частей дифференциального сечения. Так как фаза амплитуды приведенной ширины  $\gamma$  может принимать только значения  $0$  и  $180^\circ$  (т-инвариантность), то для каждой схемы связи справедлив один из двух вариантов.

Расчеты для всех шести случаев приведены на рис. 16. Три кривых, воспроизводящих мягкую часть спектра (и близких к упрощенному расчету из разд. 3.2), нормировались на глаз по экспериментальным точкам в области  $E_{\alpha}^{\text{СЦМ}} \lesssim 0,1$  МэВ. Три других кривых нарисованы так, чтобы их максимальные значения просто достигали одной величины. Это было сделано для того, чтобы подчеркнуть наличие двух групп расчетов. Кривые из одной группы описывают область спектра, где ожидается преобладающая роль последовательного распада. Три других не согласуются со спектром (достаточно заметить, что если штрих-штрихпунктирную кривую отнормировать при самой малой энергии в СЦМ, где экспериментальные погрешности минимальны, то этот расчет при энергиях  $0,4 - 0,6$  МэВ будет выше экспериментальной зависимости в пять-шесть раз). При этом, как и ожидалось в конце предыдущего абзаца, в согласующейся со спектром группе имеется по одной версии от каждой из трех схем связи моментов, а именно:

$j$ : (T4), (T5), S: (T9), (T10), J: (T14), (T15).

(47)

В связи с тем, что все три схемы связи моментов эквивалентны, можно было ожидать идентичность трех версий из (47). Однако такое

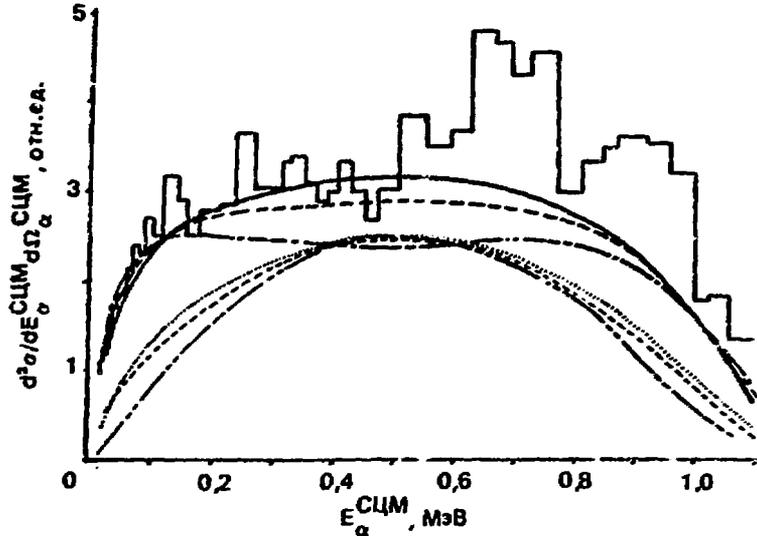


Рис. 16. Сравнение с  $\alpha$ -спектром из распада  ${}^6\text{Be} (2^+)$  в СЦМ расчетов для распада через  ${}^6\text{Li}$ , выполненных с учетом угловых частей амплитуды: — и --- — схема связи с промежуточным моментом — канальным спином S (версии (T9), (T10) и (T7), (T8) соответственно); —·— и ··· — схема связи с полным моментом первого из испущенных протонов  $j$  (версии (T4), (T5) и (T2), (T3) соответственно); — — — и — — — — схема связи с полным моментом промежуточного ядра J (версии (T14), (T15) и (T12), (T13))

утверждение справедливо лишь в первом приближении. В итоге, например, изотропная часть (T9) очень похожа на почти изотропную часть (T4), но все же не тождественна ей. Или: в каждой из двух групп на рис. 16 три кривых имеют близкую форму, но все-таки не одинаковы. На следующем этапе необходимо учесть зависимость абсолютных значений амплитуд приведенных ширин  $\gamma$  от  $j$ , S, J. При этом в выражении для  $G^{\nu\nu_1\nu_2}$  две волны с разными значениями промежуточного момента будут фигурировать уже не с одинаковыми весами. Именно корректный учет зависимостей  $\gamma_j$  от  $\hat{j} = \hat{l}_j + \hat{S}_p$ ,  $\gamma_S$  от  $\hat{S} = \hat{S}_{\text{Li}} + \hat{S}_p$  и  $\gamma_J$  от  $\hat{J} = \hat{S}_{\text{Li}} + \hat{l}_j$  (или от I- и S-зависимого взаимодействия) и должен дать одинаковые результаты в трех эквивалентных подходах.

Три отобранные версии расчетов последовательного распада (47), как видно из рис. 16, по-прежнему не объясняют повышенного выхо-

да  $\alpha$ -частиц при  $E_{\alpha}^{\text{СЦМ}} \sim 0,6 \div 0,9$  МэВ. То есть по-прежнему остается необходимым учесть составляющую, моделирующую вылет дипротона. Конечно, неопределенность формы вклада последовательного распада увеличивает погрешность коэффициента ветвления, оцененного в разд. 2.3. С помощью метода наименьших квадратов экспериментальный спектр в СЦМ аппроксимировался суммой вклада от распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$  дипротонном и вклада каждой версии из (47). Результаты подгонки показаны на рис. 17, откуда видно, что с учетом распада бериллия

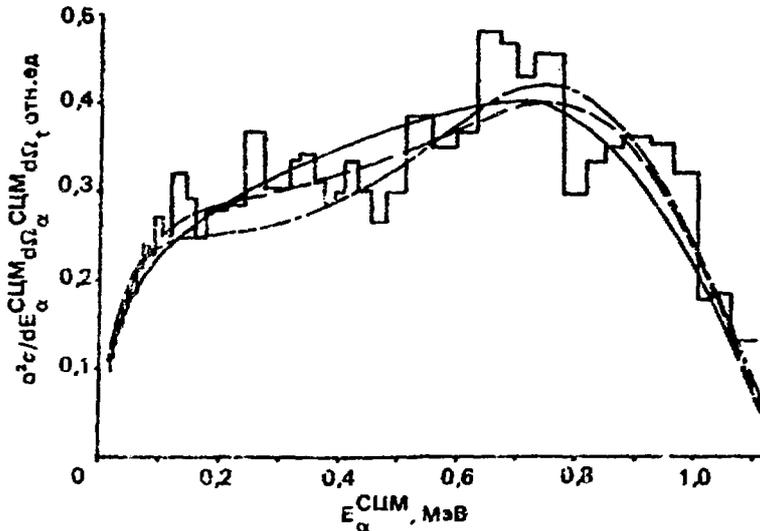


Рис. 17. Сравнение с  $\alpha$ -спектром из распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$  в СЦМ суммы вклада по модели дипротона и вклада от распада через  ${}^6\text{Li}$ , соответствующего разным угловым частям амплитуды: — — — угловые части (T9), (T10); - · - · - (T4), (T5); · · · · · (T14), (T15)

с вылетом дипротона удастся описать экспериментальные данные. Учитывая результаты этих трех вариантов подгонки, на долю вклада от модели дипротона можно отнести  $20 \pm 10\%$  случаев распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$ . Таким образом, при корректном учете функций G вывод разд. 3.3 остается в силе.

Выходя за рамки рассмотренных в данной работе вопросов, отметим, что обсуждающаяся выше особенность распада  ${}^6\text{Be}(2^+) \rightarrow p + {}^5\text{Li}(3/2^-)$  наводит на мысль о перспективности изучения двухчастичных распадов (где картина не усложняется никакими другими процессами), в которых в выходном канале  $j, S, J$  принимают два (а может быть, и более) значений. При этом может быть получена информация о фазах амплитуд приведенных ширины, об их зависимости от мо-

ментов в выходном канале и, по-видимому, о  $l$ - и  $S$ -зависимом взаимодействии.

К числу ядер, распад которых характеризуется наличием двух волн в выходном канале, относится  $^{14}\text{B}$ , второе возбужденное состояние ( $3^-$ ) которого распадается на  $^{13}\text{B}$  ( $3/2^-$ ) и нейтрон. Еще более удобным для экспериментального изучения является ядро  $^{17}\text{F}$ , у которого несколько узких состояний (например, состояние  $1/2^+$  при  $E^* = 7,75$  МэВ), лежащих выше порога распада на  $^{16}\text{O}^*$  ( $3^-$ ) +  $p$ , характеризуются при указанном распаде двумя волнами, а вместе с тем они распадаются и по каналу  $^{16}\text{O}$  ( $0^+$ ) +  $p$ , в связи с чем появляется удобный способ определения заселенности проекций спина исследуемого состояния  $^{17}\text{F}$  непосредственно из экспериментальных данных. Состояния  $^{17}\text{F}$  можно заселять в реакции соударения  $^{16}\text{O}$  с дейтериевой мишенью (регистрация нейтрона позволит идентифицировать случаи образования  $^{17}\text{F}$  в нужных состояниях). Они заселяются также при  $\beta^+$ -распаде ядра  $^{17}\text{Ne}$ , что дает дополнительные возможности для выбора удобной экспериментальной методики.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе анализируются  $\alpha$ -спектры из распада на три частицы состояний  $0^+$  и  $2^+$  ядра  $^6\text{Be}$ . В системе покоя бериллия спектр из распада  $^6\text{Be}$  ( $2^+$ ) характеризуется максимумом, соответствующим малым энергиям относительного движения протонов, при распаде  $^6\text{Be}$  ( $0^+$ ) спектр имеет двугорбую форму. Анализ производится с помощью подходов, в которых для описания каждой пары распадных частиц используются бинарные формализмы ( $R$ -матричная теория, разложение по эффективному радиусу), а влияние третьей частицы моделируется с помощью двухчастичной амплитуды.

Спектр  $\alpha$ -частиц из распада состояния  $0^+$  не может быть объяснен одной лишь моделью распада через  $^5\text{Li}$ . Описание спектра улучшается при подключении модели с вылетом разваливающегося дипротона. Изучался вопрос о том, не объясняется ли отличие экспериментального спектра от расчета для распада через  $^5\text{Li}$  эффектами взаимодействия испущенных в таком процессе протонов. Показано, что эти эффекты дают вклад не в той области  $\alpha$ -спектра, где существенен вклад модели дипротона, и не позволяют полностью описать экспериментальные данные. Вновь включив в рассмотрение модель дипротона, удается с помощью расчетов, учитывающих  $p$ - $p$ -взаимодействие в конечном состоя-

нии, хорошо описать спектр  $\alpha$ -частиц. При этом двугорбая форма спектра определяется в основном угловой частью амплитуды распада через  ${}^5\text{Li}$ , т.е. распределением моментов между распадными частицами. Составляющие амплитуды, соответствующие распаду через  ${}^5\text{Li}$  и вылету дипротона, когерентны, т.е. являются физически неразличимыми, выступая в роли неотъемлемых частей общего процесса — трехчастичного распада.

Спектр  $\alpha$ -частиц из распада  ${}^6\text{Be}(2^+)$  также не может быть объяснен одним лишь расчетом для распада  ${}^6\text{Be}$  через  ${}^5\text{Li}$ . С учетом модели дипротона удастся описать экспериментальные данные. При этом вклад модели дипротона воспроизводит наблюдаемый в экспериментальном распределении характерный максимум. В модели дипротона кроме волновой функции пары протонов используется двухчастичная амплитуда, содержащая фактор проницаемости, из-за чего итоговое распределение оказывается заведомо более узким, чем распределение, которое задается одной волновой функцией протонов. Таким образом, наблюдаемый в  $\alpha$ -спектре из  ${}^6\text{Be}(2^+)$  максимум соответствует случаям распада с повышенной энергетической корреляцией протонов, вызванной присутствием  $\alpha$ -частицы.

Разная форма  $\alpha$ -спектров из распада  ${}^6\text{Be}(0^+)$  и  ${}^6\text{Be}(2^+)$  связана, во-первых, с различием угловых частей амплитуд распада через  ${}^5\text{Li}$ , т.е. с неодинаковым характером проявления распределения моментов между распадными частицами. Во-вторых, с разными величинами энергии распада, которая в случае  ${}^6\text{Be}(0^+)$  близка к энергии виртуального уровня пары протонов, а в случае  ${}^6\text{Be}(2^+)$  существенно ее превосходит. В итоге эффекты, включающие в себя взаимодействие протонов, проявляются почти при всех энергиях  $\alpha$ -частиц из распада  ${}^6\text{Be}(0^+)$  и оказываются вялыми, а при распаде  ${}^6\text{Be}(2^+)$  проявляются в более характерной форме. Успешное для обоих состояний  ${}^6\text{Be}$  применение подходов, в которых роль третьей частицы моделируется бинарными амплитудами, указывает на целесообразность изучения возможности разработки на основе таких подходов относительно простых моделей трехчастичного распада.

Результатом работы является также вывод о перспективности экспериментального изучения бинарных распадов, в которых присутствуют две и более волны, отвечающие разным значениям, например, канального спина, т.к. при этом будет получена информация об амплитудах приведенных ширин и о  $l$ - и  $S$ -зависимом взаимодействии.

В заключение авторы выражают благодарность Б.В. Данилину, Д.П. Гречухину, Г.Б. Янькову за полезные обсуждения, а также О.В. Бочкареву, Е.А. Кузьмину, Л.В. Чулкову, вместе с которыми авторы проводили эксперименты по изучению распада ядер бериллия.

## Приложение

Вернувшись к уравнению (18), учтем, что, согласно [15], в нерелятивистском случае уход виртуальных частиц с массовой поверхности незначителен (в нулевом и линейном приближении по радиусу взаимодействия часто используют амплитуды рассеяния реальных частиц). Кроме того, амплитуда протон-протонного рассеяния в синглетном состоянии не зависит от углов. Тогда вместо (18) запишем

$$A = A^0 + \frac{1}{4\pi^2} \cdot u^*(E_{1-2}) \cdot \int \frac{A \cdot d\epsilon'_{1-2} d\Omega'_{1-2}}{\epsilon'_{1-2} - E_{1-2} - i0} \quad (П1)$$

где второе слагаемое в правой части зависит только от  $E_{1-2}$  (функция  $u$  задается правой частью (36)). Разбив полную амплитуду на две части

$$A = A^0 + A', \quad (П2)$$

получив из (П1) уравнение для  $A'$ :

$$A' = A^0 + \frac{1}{\pi} \cdot u^* \cdot \int \frac{A' d\epsilon'_{1-2}}{\epsilon'_{1-2} - E_{1-2} - i0} \quad (П3)$$

(свободный член определяется интегралами вида (33), (34)) которое может быть решено с помощью приемов аналогичных использующимся при решении уравнения Омнеса — Мухелишвили (см., например, [11]). Введем две функции:

$$\Phi^{\pm}(E) = \frac{1}{2\pi i} \int \frac{A' dE'}{E' - E \mp i0} \quad (П4)$$

связанные соотношением

$$\Phi^+ - \Phi^- = A'. \quad (П5)$$

Используя (П4), перепишем (П3):

$$A' = A^{0'} + 2i \cdot u^* \cdot \Phi^+ \quad (\text{П6})$$

Подставим (П6) в (П5)

$$\Phi^+(1 - 2iu^*) - \Phi^- = A^{0'} \quad (\text{П7})$$

Введем обозначение

$$1 - 2iu^* \equiv \rho^- / \rho^+ \quad (\text{П8})$$

Тогда из (П7)

$$\frac{\Phi^+}{\rho^+} - \frac{\Phi^-}{\rho^-} = \frac{A^{0'}}{\rho^-} \quad (\text{П9})$$

откуда

$$\Phi^\pm = \frac{\rho^\pm}{2\pi i} \cdot \int \frac{A^{0'} dE'}{\rho^-(E')(E' - E \mp i0)} \quad (\text{П10})$$

Выражения (П2), (П6), (П10) дают искомое решение при известной функции  $\rho^-$ . Последняя находится с помощью логарифмирования (П8):

$$\ln \rho^+ - \ln \rho^- = 2i\delta,$$

откуда

$$\rho^\pm = \exp \left[ \frac{1}{\pi} \int \frac{\delta(E') dE'}{E' - E \mp i0} \right] \quad (\text{П11})$$

Спины и тождественность протонов учитываются так же, как при выводе уравнения (39). Окончательный результат, показанный на рис. 12 штрихпунктирной линией, согласуется с решением уравнения (39) (сплошная линия) и свидетельствует об оправданности перехода в (П1) на энергетическую поверхность.

#### Список литературы

1. Гольданский В.И. Двупротонная радиоактивность. — УФН, 1965, т. 87, с. 255 — 272.
2. Cable M.D., Houkanen J., Schibmer E.C. et al. Beta-delayed two-proton decays of  $^{22}\text{Al}$  and  $^{26}\text{P}$ . — Phys. Rev. C, 1984, vol. C30, p. 1276 — 1285.

3. Jahn R., McGrath R.L., Moltz D.M. et al. Angular correlations in the beta-delayed two-proton decay of  $^{22}\text{Al}$ . — Phys. Rev. C, 1985, vol. C31, p. 1576 — 1578.
4. Абрамович С.Н., Моркин Л.А., Перешивкин В.А., Серов В.И. Спектр  $\alpha$ -частиц  $^6\text{He}^*$ . — Изв. АН СССР. Сер. физич., 1970, т. 34, с. 1724 — 1726.
5. Артемов К.П., Гольберг В.З., Петров И.П. и др. Исследование трехчастичных распадов  $^6\text{Li}$ . — ЯФ, 1973, т. 17, с. 225 — 228.
6. Бочкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А. и др. Двупротонный распад  $^6\text{Be}$ . — Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, с. 204 — 206.
7. Бочкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А. и др. Эмиссия  $^2\text{He}$  из возбужденного состояния  $^6\text{Be}$ . — Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, с. 305 — 307.
8. Stambach Th., Walter R.L. R-matrix formulation and phase shifts for  $n\text{-}^4\text{He}$  and  $p\text{-}^4\text{He}$  scattering for energies up to 20 MeV. — Nucl. Phys., 1972, vol. A180, p. 225 — 240.
9. Phillips R.J.N. Comparison of  $p\text{-}p$  and  $n\text{-}n$  final state interactions. — Nucl. Phys., 1964, vol. 53, p. 650 — 656.
10. Комаров В.В., Попова А.М. Метод суммирования диаграмм при исследовании реакции расщепления дейтрона под действием нуклона. — ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 214 — 227.
11. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций. — М., 1983, с. 276 — 298.
12. Блохинцев Л.Д., Долинский Э.И. Проблема многих тел и прямые ядерные реакции. Вершинные функции в задаче трех тел. — ЯФ, 1967, т. 5, с. 797 — 809.
13. Тэйлор Дж. Теория рассеяния. — М.: Мир, 1975. — 565 с.
14. Мухелишвили Н.И. Сингулярные интегральные уравнения. — М.: Физматгиз, 1962. — 599 с.
15. Комаров В.В., Попова А.М. Задача четырех тел при малых энергиях. — ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 2112 — 2125.

---

Редактор О.В. Базанова  
Технический редактор Н.И. Мазасва  
Корректор Л.В. Пономарева

Подписано в печать 18.09.86. Т-16860. Формат 60x90/16  
Печать офсетная. Усл. печ. л. 2,7. Уч.-изд. л. 2,5  
Тираж 174. Цена 40 коп. Заказ 353. Индекс 3624

Подготовлено к изданию и отпечатано  
в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова  
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

## РУБРИКАТОР ПРЕПРИНТОВ ИАЗ

1. Общая, теоретическая и математическая физика
2. Ядерная физика
3. Общие проблемы ядерной энергетики
4. Физика и техника ядерных реакторов
5. Методы и программы расчета ядерных реакторов
6. Теоретическая физика плазмы
7. Экспериментальная физика плазмы и управляемый термоядерный синтез
8. Проблемы теоретического реактора
9. Физика конденсированного состояния вещества
10. Физика низких температур и техническая сверхпроводимость
11. Радиационная физика твердого тела и радиационное материаловедение
12. Атомная и молекулярная физика
13. Химия и химическая технология
14. Приборы и техника эксперимента
15. Автоматизация и методы обработки экспериментальных данных
16. Вычислительная математика и техника

Индекс рубрики дается через дробь после основного номера ИАЗ.

**40 коп.**

**Индекс 3624**

**Препринт ИАЭ-4343/2. М., 1986**