

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИЯХ С ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЧАСТИЦ

О. Ф. Немец, А. М. Ясногородский

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

Рассмотрены результаты проведенных в последние годы исследований поляризационных явлений в бинарных реакциях и в реакциях с вылетом трех частиц (в том числе в процессах с участием γ -квантов) в широкой области массовых чисел при низких и средних энергиях.

The review is devoted to the latest results of polarization studies in binary and three-particle nuclear reactions (including the processes with γ -quanta) for wide range of mass numbers at low and middle energies.

ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты с поляризованными частицами и ядрами приобрели в последние годы особый размах благодаря значительному прогрессу экспериментальной техники. Этот прогресс обусловлен не только внутренними закономерностями развития данной области исследований, но и той существенной, а часто — решающей ролью, которую играют поляризационные исследования в прояснении проблем симметрии ядерного взаимодействия, его спиновой зависимости, динамики ядерных реакций, ядерной спектроскопии и структуры ядра.

Современное состояние экспериментальной техники наряду с некоторыми методическими вопросами уже обсуждалось в обзоре [1], поэтому мы сосредоточимся на рассмотрении типичных и наиболее важных результатов, полученных к настоящему времени при низких и средних энергиях (до нескольких десятков мегаэлектронвольт). Следует отметить, что новые экспериментальные возможности, связанные с установкой источников поляризованных ионов на высокоэнергетические ускорители [2, 3], возродили интерес к изучению поляризационных явлений и в области физики высоких энергий; проблематика исследований при высоких энергиях рассмотрена в обзоре [4].

1. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ

1.1. Описание спиновых состояний *. Матрица плотности ρ исчерпывающе описывает спиновое состояние системы. Однако для характеристики состояний поляризации предпочитают по ряду причин использовать спин-тензоры (набор операторов от нулевого до $2s$ -ранга): математические ожидания этих операторов обращаются в нуль для неполяризованного ансамбля; можно выбрать такие операторы, которые преобразуются при вращении, вообще говоря, проще матрицы плотности, что важно при рассмотрении ядерных реакций; наконец, эти операторы непосредственно выражаются через операторы проекций спина s_x, s_y, s_z .

Существуют две «канонизированные» системы спин-тензоров, рекомендованные Третьим международным симпозиумом по поляризационным явлениям в ядерных реакциях (Мэдисонская конвенция [5]): сферические спин-тензоры τ_{IM} (полная система матриц с $I = 0, 1, 2, \dots, 2s, -I \leq M \leq I$) и декартовы спин-тензоры \mathcal{F}_λ ($\lambda = k, kl, \dots, kl \dots n; k, l, \dots, n = x, y, z$). Усредненные по ансамблю математические ожидания этих операторов называются статистическими тензорами или параметрами поляризации:}

$$t_{IM} = \text{Tr}(\rho \tau_{IM}); \quad p_\lambda = \text{Tr}(\rho \mathcal{F}_\lambda). \quad (1)$$

Связь между компонентами τ_{IM} и \mathcal{F}_λ приведена в табл. 1.

Следует отметить, что по сравнению с декартовыми сферические спин-тензоры обладают более простыми ротационными свойствами *. Это их преимущество особенно существенно для больших спинов. Важно также, что матрицы операторов τ_{IM} , как и их выражения через s_x, s_y, s_z , можно найти по известным общим формулам для произвольного спина, тогда как в случае декартовых спин-тензоров эти выражения следует отыскивать всякий раз для конкретно заданного спина.

Лишь при $s = 1/2$ набор декартовых операторов \mathcal{F}_λ образует полную систему, при $s \geq 1$ число операторов \mathcal{F}_λ превышает размерность спинового пространства $(2s + 1)(2s + 1)$. Поскольку к тому же для $s \geq 1$ операторы \mathcal{F}_λ преобразуются при вращении не проще матрицы плотности и обозначения для наблюдаемых величин более громоздки, чем при использовании сферических спин-тензоров, некоторые авторы (см., например, [6]) предлагают использовать декартовы операторы только при $s = 1/2$. Более подробно со свойствами спин-тензоров можно ознакомиться, например, в работах [7, 8].

1.2. Бинарные ядерные реакции. Если в бинарной ядерной реакции $A(a, b)B$ со спиновой структурой $s_a + s_A \rightarrow s_B + s_b$

* См. приложение 1.

Таблица 1

Сферические спин-тензоры τ_{IM} ($I = 0, 1, \dots, 2s; -I \leq M \leq I$)	Декартовы спин-тензоры \mathcal{P}_λ ($\lambda = k, kl, \dots, kl \dots n; k, l, \dots,$ $n = x, y, z$)
$s = 1/2$	
τ_{10} $\operatorname{Re} \tau_{11} = -\operatorname{Re} \tau_{1-1}$ $\operatorname{Im} \tau_{11} = \operatorname{Im} \tau_{1-1}$	\mathcal{P}_z $-\mathcal{P}_x/\sqrt{2}$ $-\mathcal{P}_y/\sqrt{2}$
$s = 1$	
τ_{10} $\operatorname{Re} \tau_{11} = -\operatorname{Re} \tau_{1-1}$ $\operatorname{Im} \tau_{11} = \operatorname{Im} \tau_{1-1}$ τ_{20} $\operatorname{Re} \tau_{21} = -\operatorname{Re} \tau_{2-1}$ $\operatorname{Im} \tau_{21} = \operatorname{Im} \tau_{2-1}$ $\operatorname{Re} \tau_{22} = \operatorname{Re} \tau_{2-2}$ $\operatorname{Im} \tau_{22} = -\operatorname{Im} \tau_{2-2}$	$\sqrt{3/2} \mathcal{P}_z$ $-(\sqrt{3/2}) \mathcal{P}_x$ $-(\sqrt{3/2}) \mathcal{P}_y$ $\mathcal{P}_{zz}/\sqrt{2}$ $-\mathcal{P}_{xz}/\sqrt{3}$ $-\mathcal{P}_{yz}/\sqrt{3}$ $(\mathcal{P}_{xx} - \mathcal{P}_{yy})/2 \cdot \sqrt{3}$ $\mathcal{P}_{xy}/\sqrt{3}$
$s = 3/2$	
τ_{10} $\operatorname{Re} \tau_{11} = -\operatorname{Re} \tau_{1-1}$ $\operatorname{Im} \tau_{11} = \operatorname{Im} \tau_{1-1}$ τ_{20} $\operatorname{Re} \tau_{21} = -\operatorname{Re} \tau_{2-1}$ $\operatorname{Im} \tau_{21} = \operatorname{Im} \tau_{2-1}$ $\operatorname{Re} \tau_{22} = \operatorname{Re} \tau_{2-2}$ $\operatorname{Im} \tau_{22} = -\operatorname{Im} \tau_{2-2}$ τ_{30} $\operatorname{Re} \tau_{31} = -\operatorname{Re} \tau_{3-1}$ $\operatorname{Im} \tau_{31} = \operatorname{Im} \tau_{3-1}$ $\operatorname{Re} \tau_{32} = \operatorname{Re} \tau_{3-2}$ $\operatorname{Im} \tau_{32} = -\operatorname{Im} \tau_{3-2}$ $\operatorname{Re} \tau_{33} = -\operatorname{Re} \tau_{3-3}$ $\operatorname{Im} \tau_{33} = \operatorname{Im} \tau_{3-3}$	$3\mathcal{P}_z/\sqrt{5}$ $-3\mathcal{P}_x/\sqrt{2 \cdot 5}$ $-3\mathcal{P}_y/\sqrt{2 \cdot 5}$ \mathcal{P}_{zz} $-\sqrt{2/3} \mathcal{P}_{xz}$ $-\sqrt{2/3} \mathcal{P}_{yz}$ $(\mathcal{P}_{xx} - \mathcal{P}_{yy})/\sqrt{6}$ $\sqrt{2/3} \mathcal{P}_{xy}$ $3\mathcal{P}_{zzz}/\sqrt{5}$ $-3\sqrt{3} \mathcal{P}_{zxx}/2\sqrt{5}$ $-3\sqrt{3} \mathcal{P}_{zyz}/2\sqrt{5}$ $3\sqrt{3}(\mathcal{P}_{xzx} - \mathcal{P}_{yzy})/5\sqrt{2}$ $3\sqrt{6} \mathcal{P}_{xzy}/5$ $-3\mathcal{P}_{xxx}/10 + 9\mathcal{P}_{yxy}/10 - \mathcal{P}_x/2$ $3\mathcal{P}_{yyy}/10 - 9\mathcal{P}_{xyx}/10 + \mathcal{P}_y/2$

Примечание. В первой части табл. 1 из работы [8] некоторые численные коэффициенты указаны неверно. Полный список опечаток и ошибок, обнаруженных в работе [8], будет опубликован в Украинском физическом журнале за 1982 г.

измеряется спиновое состояние какой-либо из частиц, эта частица в соответствии с Мэдисонской конвенцией помечается стрелкой вверху.

Спиральные системы координат. Поляризацию начального и конечного состояний (для определенности будем пока иметь

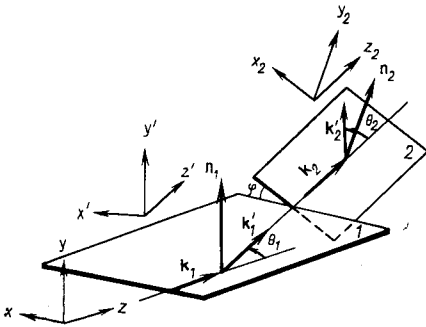


Рис. 1. Спиральные системы координат для сталкивающихся и разлетающихся частиц

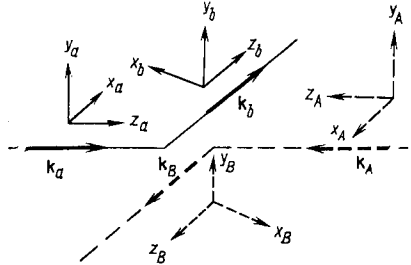


Рис. 2. Индивидуальные спиральные системы координат

в виду частицы a и b) обычно описывают соответственно в спиральной системе координат сталкивающихся частиц (рис. 1):

$$xyz (z \parallel \mathbf{k}, y \parallel \mathbf{k} \times \mathbf{k}', x \parallel \mathbf{n} \times \mathbf{k}), \mathbf{n} = \mathbf{k} \times \mathbf{k}' / |\mathbf{k} \times \mathbf{k}'| \quad (2)$$

и в спиральной системе разлетающихся частиц:

$$x'y'z' (z' \parallel \mathbf{k}', y' \parallel \mathbf{k} \times \mathbf{k}', x' \parallel \mathbf{n} \times \mathbf{k}'). \quad (3)$$

Введение отдельной системы координат $x'y'z'$ для разлетающихся частиц продиктовано соображениями экспериментального удобства: если поляризация продуктов $t'_{IM}(\theta_1)$ из некоторой реакции 1 измеряется или используется в реакции 2, то для этой последней система $x'y'z'$ может рассматриваться как «система сталкивающихся частиц», и не требуется преобразование величин $t'_{IM}(\theta_1)$ с помощью матриц поворота $d(0, \theta_1, 0)$ (см. приложение 1). Поляризация начального состояния для реакции 2 согласно законам преобразования сферических тензоров равна $t''_{IM} = t'_{IM}(\theta_1) \exp(-iM\varphi)$, где φ — угол между плоскостями двух реакций; $\varphi = 0$ отвечает рассеянию налево, т. е. на угол $+\theta$; $\varphi = 180^\circ$ отвечает рассеянию направо, т. е. на угол $-\theta$. Отсюда следует, что в бинарной ядерной реакции

$$t'_{IM}(\theta, \pi) = \exp(-i\pi M) t'_{IM}(\theta, 0); \quad t''_{IM}(\theta) = (-)^M t'_{IM}(-\theta). \quad (4)$$

До сих пор мы принимали в определениях (2) и (3) $\mathbf{k} = \mathbf{k}_a$, $\mathbf{k}' = \mathbf{k}_b$. В принципе для каждого из участников реакции может

быть образована своя индивидуальная спиральная система координат, которая строится по аналогии с (2) и (3) с осями z , направленными вдоль векторов \mathbf{k}_j и $\mathbf{k}_{j'}$, $j = a, A$; $j' = b, B$ (рис. 2). Этими системами координат удобно пользоваться, когда могут наблюдаться состояния поляризации любого из участников реакции. Для спиральных систем характерно правило: положительное направление осей $y_j, y_{j'}$ совпадает с направлением $\mathbf{k} \times \mathbf{k}'$, где \mathbf{k}, \mathbf{k}' — импульсы, между которыми измеряется угол θ .

Далее всюду, если это особо не оговаривается, используются системы центра инерции (с. ц. и.).

Поперечная система координат. Традиционно для описания процессов испускания γ -квантов поляризованными ядрами (в том

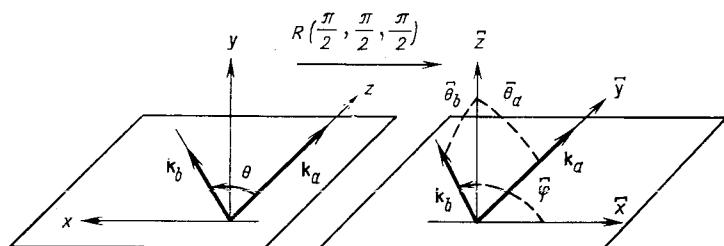


Рис. 3. Связь спиральной и поперечной систем координат

числе в ядерных реакциях) и корреляционных процессов различного типа (частица — частица, частица — γ -квант и т. д.) используются преимущественно поперечные системы координат. В поперечной системе ось \bar{z} направлена вдоль $\mathbf{k} \times \mathbf{k}'$, ось \bar{y} — вдоль направления импульса частицы. При переходе к поперечной системе получается, например, для векторов \mathbf{k}_a и \mathbf{k}_b : $\bar{\theta}_a = \pi/2$, $\bar{\theta}_b = \pi/2$, а угол между этими векторами будет равен $\bar{\varphi} = \pi/2$ (см. пункт на рис. 3).

Поперечные системы в некоторых отношениях удобнее спиральных: упрощается перевод величин из с. ц. и. в лабораторную, и, как будет видно ниже, сохранение четности выражается в поперечной системе более просто. Однако азимутальная зависимость дифференциальных сечений при поляризованном начальном состоянии в поперечной системе координат выглядит, вообще говоря, сложнее. От выбора системы координат зависит и вид соотношений между экспериментально измеряемыми величинами и элементами матрицы реакции [25].

Амплитуда реакции (M-матрица). Поскольку все измерения производятся над продуктами ядерной реакции, все эксперимен-

тально измеряемые величины можно было бы найти как средние значения $\text{Tr}(\rho' \tau'_{I_b M_b} \tau'_{I_B M_B})$ спин-тензоров конечного состояния. При этом матрица плотности конечного состояния размерности $[(2s_b + 1)(2s_B + 1)]^2$ равна

$$\rho' = \mathcal{M} \rho \mathcal{M}^\dagger, \quad (5)$$

где \mathcal{M} — амплитуда или матрица реакции с матричными элементами; $\mathcal{M}_{\mu_b \mu_B, \mu_a \mu_A}$ связывает состояния χ' входного канала с относительным импульсом \mathbf{k} и состояния χ выходного канала с относительным импульсом \mathbf{k}' (θ, φ), соответствующие сохранению полного момента J и его проекции ζ (матричное обозначение относится только к спиновым переменным, импульсы \mathbf{k} и \mathbf{k}' считаются фиксированными параметрами). В представлении спиральностей (см. приложение 2) по определению

$$\left. \begin{aligned} \begin{pmatrix} a'_1 \\ a'_2 \\ \vdots \\ a'_{\kappa'} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11} & \mathcal{M}_{12} & \dots & \mathcal{M}_{1\kappa} \\ \mathcal{M}_{21} & \mathcal{M}_{22} & \dots & \mathcal{M}_{2\kappa} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \mathcal{M}_{\kappa'1} & \mathcal{M}_{\kappa'2} & \dots & \mathcal{M}_{\kappa'\kappa} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_\kappa \end{pmatrix}, \\ \kappa &= (2s_a + 1)(2s_A + 1) \equiv \hat{s}_a^2 \hat{s}_A^2; \\ \kappa' &= (2s_b + 1)(2s_B + 1) \equiv \hat{s}_b^2 \hat{s}_B^2, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где матрица \mathcal{M} имеет размерность $\hat{s}_a^2 \hat{s}_A^2 \times \hat{s}_b^2 \hat{s}_B^2$.

Обычно фаза и нормировка амплитуды выбирается так, чтобы квадрат модуля амплитуды равнялся дифференциальному сечению реакции с точностью до спинового множителя

$$\sigma(\theta_b, \varphi_b) = \hat{s}_a^{-2} \hat{s}_A^{-2} \sum_{\substack{\mu_a \mu_A \\ \mu_b \mu_B}} |\mathcal{M}_{\mu_b \mu_B, \mu_a \mu_A}(\theta, \varphi)|^2. \quad (7)$$

Тогда амплитуда реакции связана с S - и T -матрицами соотношениями:

$$\begin{aligned} &\mathcal{M}_{\mu_b \mu_B, \mu_a \mu_A}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \\ &= -\frac{(m'm)^{1/2}}{2\pi\hbar^2} \left(\frac{k'}{k}\right)^{1/2} \langle \mathbf{k}', s_b \mu_b s_B \mu_B | T | \mathbf{k}, s_a \mu_a s_A \mu_A \rangle; \end{aligned} \quad (8)$$

$$S = 1 - 2\pi i T, \quad (9)$$

где m, m' — приведенные массы входного и выходного каналов.

Экспериментально измеряемые величины (наблюдаемые). В представлении спиральностей согласно (5)

$$\begin{aligned} & \rho'_{\mu_b \mu'_b, \mu_B \mu'_B} = \\ & = \sum_{\substack{\mu_a \mu'_a \\ \mu_a \mu'_a}} \mathcal{M}_{\mu_b \mu'_b, \mu_a \mu'_a} \rho_{\mu_a \mu'_a} \rho_{\mu_A \mu'_A} \mathcal{M}^*_{\mu'_b \mu'_B, \mu'_a \mu'_A}, \end{aligned} \quad (10)$$

или, если начальное состояние не поляризовано,

$$\begin{aligned} & (\rho'_0)_{\mu_b \mu'_b, \mu_B \mu'_B} = \\ & = \hat{s}_a^{-2} \hat{s}_A^{-2} \sum_{\mu_a \mu'_a \mu_a \mu'_a} \mathcal{M}_{\mu_b \mu'_b, \mu_a \mu'_a} \mathcal{M}^*_{\mu'_b \mu'_B, \mu'_a \mu'_A}. \end{aligned} \quad (11)$$

Используя разложение типа (П.7а) для матрицы плотности начального состояния, можно записать

$$\rho = \rho_a \rho_A = \hat{s}_a^{-2} \hat{s}_A^{-2} \sum_{\substack{I_a M_a \\ I_A M_A}} t_{I_a M_a} t_{I_A M_A} \tau_{I_a M_a}^\dagger \tau_{I_A M_A}^\dagger,$$

и тогда

$$\rho' = \hat{s}_a^{-2} \hat{s}_A^{-2} \mathcal{M} \left(\sum_{\substack{I_a M_a \\ I_A M_A}} t_{I_a M_a} t_{I_A M_A} \tau_{I_a M_a}^\dagger \tau_{I_A M_A}^\dagger \right) \mathcal{M}^\dagger. \quad (12)$$

Дифференциальное сечение для неполяризованного начального состояния ($I_a = I_A = 0$) равно

$$\sigma_0(\theta) = \text{Tr} \rho'_0 = \hat{s}_a^{-2} \hat{s}_A^{-2} \text{Tr} \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger = \hat{s}_a^{-2} \hat{s}_A^{-2} \sum_i \mathcal{M}_{\mu_i} \mathcal{M}_{\mu_i}^* \quad (13)$$

и не зависит от азимутального угла φ .

Реакция $\vec{A}(\vec{a}, b)B$. Анализирующая способность и коэффициенты корреляции спинов. Если поляризованы пучок и мишень, то с учетом (12) дифференциальное сечение можно записать в виде

$$\begin{aligned} \sigma(\theta, \varphi) = \text{Tr} \rho' = \sigma_0(\theta) \{ & 1 + \sum_{I_a=1}^{2s_a} \sum_{M_a} (-)^{M_a} t_{I_a M_a} T_{I_a - M_a}(\theta) \exp \times \\ & \times (-i M_a \varphi_a) + \sum_{I_A=1}^{2s_A} \sum_{M_A} (-)^{M_A} t_{I_A M_A} T_{I_A - M_A}(\theta) \exp(-i M_A \varphi_A) + \\ & + \sum_{I_a=1} \sum_{I=1} \sum_{M_a} \sum_{M_A} (-)^{M_a + M_A} t_{I_a M_a} t_{I_A M_A} C_{I_a - M_a, I_A - M_A}(\theta) \times \\ & \times \exp[-i(M_a \varphi_a + M_A \varphi_A)] \}. \end{aligned} \quad (14)$$

Величины

$$\begin{aligned} T_{I_a M_a}(\theta) &= \text{Tr } \mathcal{M} \tau_{I_a M_a} \mathcal{M}^\dagger / \text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger \equiv F_{I_a M_a}(\theta), \\ T_{I_A M_A}(\theta) &= \text{Tr } \mathcal{M} \tau_{I_A M_A} \mathcal{M}^\dagger / \text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger \equiv F_{00, I_A M_A}(\theta) \end{aligned} \quad (15)$$

называются компонентами анализирующей способности данной реакции по отношению к поляризации пучка и к поляризации мишени соответственно, а

$$C_{I_a M_a, I_A M_A}(\theta) = \text{Tr } \mathcal{M} \tau_{I_a M_a} \tau_{I_A M_A} \mathcal{M}^\dagger / \text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger \equiv F_{I_a M_a, I_A M_A}(\theta). \quad (16)$$

называются коэффициентами корреляции спинов.

Измерение спинового состояния и продуктов реакции. Условимся обозначать параметры поляризации частиц выходного канала символом $t'_{a,A}{}^{I_b M_b, I_B M_B}$, где штрих означает, что эти величины рассматриваются в индивидуальных спиральных системах координат, а нижние индексы a, A указывают, что одна или обе частицы входного канала поляризованы.

Как следует из (5), $\rho' = \rho'(\theta, \varphi)$ есть функция угла рассеяния, т. е. матрица плотности конечного состояния не нормирована. Для вычисления параметров поляризации частиц выходного канала используется перенормированная матрица плотности $\rho' / \text{Tr } \rho'$, для которой сохраняется нормировка на единицу. Тогда ($j = b, B$)

$$\begin{aligned} t'_{a,A}{}^{I_j M_j} &= \langle \tau'_{I_j M_j} \rangle = \text{Tr}(\rho' \tau'_{I_j M_j}) / \text{Tr} \rho' = \\ &= \frac{\text{Tr } \mathcal{M} \left(\sum_{I_a M_a} \sum_{I_A M_A} t_{I_a M_a} t_{I_A M_A} \tau_{I_a M_a}^\dagger \tau_{I_A M_A}^\dagger \right) \mathcal{M}^\dagger \tau'_{I_j M_j}}{\text{Tr } \mathcal{M} \left(\sum_{I_a M_a} \sum_{I_A M_A} t_{I_a M_a} t_{I_A M_A} \tau_{I_a M_a}^\dagger \tau_{I_A M_A}^\dagger \right) \mathcal{M}^\dagger}. \end{aligned} \quad (17)$$

Для реакций $A(a, \vec{b})B$ или $A(a, b)\vec{B}$, когда измеряется поляризация одного из продуктов при неполяризованном начальном состоянии, получаем

$$\begin{aligned} t'_{b, \vec{b}}{}^{I_b M_b}(\theta) &= \frac{\text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger \tau'_{I_b M_b}}{\text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger} \equiv F^{I_b M_b}(\theta); \\ t'^{00, I_B M_B}(\theta) &= \frac{\text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger \tau'_{I_B M_B}}{\text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger} \equiv F^{00, I_B M_B}(\theta). \end{aligned} \quad (18)$$

Наблюдению реакции $A(a, \vec{b})\vec{B}$ соответствуют коэффициенты корреляции поляризаций

$$C^{I_b M_b, I_B M_B}(\theta) = \text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger \tau'_{I_b M_b} \tau'_{I_B M_B} / \text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger \equiv F^{I_b M_b, I_B M_B}(\theta). \quad (19)$$

Если начальное состояние поляризовано, то возможны следующие эксперименты:

а) измерение поляризации частиц b с поляризованным пучком в реакции $A(\vec{a}, \vec{b})B$

$$t_a^{I_b M_b}(\theta) = \frac{F^{I_b M_b}(\theta) + \sum_{I_a=1}^{2s_a} \sum_{M_a} (-)^{M_a} t_{I_a M_a} F_{I_a - M_a}^{I_b M_b}(\theta)}{1 + \sum_{I_a=1}^{2s_a} \sum_{M_a} (-)^{M_a} t_{I_a M_a} F_{I_a - M_a}(\theta)}, \quad (20)$$

где

$$F_{I_a M_a}^{I_b M_b}(\theta) = \text{Tr } \mathcal{M} \tau_{I_a M_a} \mathcal{M}^\dagger \tau_{I_b M_b}' / \text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger \quad (21)$$

называются коэффициентами передачи поляризации типа пучок — частица;

б) измерение поляризации ядер отдачи B с поляризованным пучком в реакции $A(\vec{a}, b)\vec{B}$:

$$t_a^{00, I_B M_B}(\theta) = \frac{F^{00, I_B M_B}(\theta) + \sum_{I_a=1} \sum_{M_a} (-)^{M_a} t_{I_a M_a} F_{I_a - M_a}^{00, I_B M_B}(\theta)}{1 + \sum_{I_a=1} \sum_{M_a} (-)^{M_a} t_{I_a M_a} F_{I_a - M_a}(\theta)}, \quad (22)$$

где

$$F_{I_a M_a}^{00, I_B M_B}(\theta) = \text{Tr } \mathcal{M} \tau_{I_a M_a} \mathcal{M}^\dagger \tau_{I_B M_B}' / \text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger \quad (23)$$

— коэффициенты передачи поляризации типа пучок — ядро отдачи.

Возможны также измерения типа $\vec{A}(a, \vec{b})B$ и $\vec{A}(a, b)\vec{B}$, которым отвечают коэффициенты передачи поляризации типа мишень — частица $F_{00, I_A M_A}^{I_b M_b}(\theta)$ и типа мишень — ядро отдачи $F_{00, I_A M_A}^{00, I_B M_B}(\theta)$.

Можно построить и следующие по степени сложности наблюдаемые, соответствующие одновременному наблюдению спинов

трех и четырех частиц. Общий вид наблюдаемой

$$F_{I_a M_a, I_A M_A}^{I_b M_b, I_B M_B}(\theta) = \\ = \text{Tr } \mathcal{M} \tau_{I_a M_a} \tau_{I_A M_A} \mathcal{M}^\dagger \tau_{I_b M_b} \tau_{I_B M_B} / \text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger, \quad (24)$$

где все τ_{IM} определены в индивидуальных спиральных с. п. и. *Замечания относительно обозначений.* Выражения (13), (15) — (24) определяют все наблюдаемые для ядерной реакции $A(a, b)B$, для которых использована унифицированная система обозначений, предложенная в [9].

Мэдисонская конвенция [5] рекомендовала обозначения только для двух типов величин — поляризации пучка и соответствующей анализирующей способности: t_{IM} и T_{IM} — в сферическом формализме; p_λ и A_λ ($\lambda = k, kl, \dots, kl \dots n; k, l, \dots, n = x, y, z$) — в декартовом формализме.

Если используются индивидуальные системы координат, то, как отмечено в [10], следует каким-то образом указывать, что поляризация продуктов реакции описывается в системе разлетающихся частиц. С этой целью в [10] введены обозначения p_λ для продуктов реакции, чтобы не возникло путаницы и не требовалось дополнительных пояснений.

Имеется другая сторона вопроса. Такая величина, как анализирующая способность, является исключительно свойством данной реакции и не является свойством ансамбля. Поляризации продуктов реакции $t'_{I_b M_b}, t'^{00}, I_B M_B$ при неполяризованном начальном состоянии (18) — величины двойственной природы: в той же мере, что и анализирующая способность, они являются свойством данной реакции и зависят от энергии и угла наблюдения, и в то же время могут рассматриваться как свойство ансамбля. Но в случае, когда начальное состояние поляризовано и измеряется поляризация продуктов, указанным величинам уже нельзя придавать смысл характеристики ансамбля: в этом случае ансамбль характеризуется лишь величинами типа $t'_{a,A}{}^{IM}$ и $t'_{a,A}{}^{00,IM}$, а величины $t'^{IM} \equiv F^{IM}$ и $t'^{00,IM} \equiv F^{00,IM}$ входят в выражение для поляризации продуктов как некоторое свойство реакции [ср. (18) и (20) — (23)]. Именно поэтому в работе [10] обозначения $p_\lambda(\theta)$ (аналог $t'_{a,A}{}^{IM}(\theta)$) сохранены только для случая, когда поляризация продуктов измеряется при поляризованном начальном состоянии, а для поляризации с неполяризованным начальным состоянием предложено обозначение $P_\lambda(\theta)$ (аналог обозначения $t'^{IM}(\theta) \equiv F^{IM}(\theta)$).

В отношении определений и обозначений величин более сложных, чем поляризация пучка, поляризация продуктов при неполяризованном начальном состоянии и анализирующая способность, мэдисонская конвенция не дает никаких рекомендаций. В декар-

товом формализме наблюдаемые имеют следующий общий вид: $\text{Tr} M \mathcal{F}_{\lambda_a} \mathcal{F}_{\lambda_A} M^\dagger \mathcal{F}_{\lambda_b} \mathcal{F}_{\lambda_B} / \text{Tr} M M^\dagger$, и кроме упомянутых обозначений:

$$P_{\lambda_j} = \frac{\text{Tr} M \mathcal{F}_{\lambda_a} \mathcal{F}_{\lambda_A} M^\dagger \mathcal{F}_{\lambda_j}}{\text{Tr} M M^\dagger}; \quad A_{\lambda_i} = \frac{\text{Tr} M \mathcal{F}_{\lambda_i} M^\dagger}{\text{Tr} M M^\dagger};$$

$$P_{\lambda_j} = \frac{\text{Tr} M M^\dagger \mathcal{F}_{\lambda_j}}{\text{Tr} M M^\dagger}, \quad i = a, A, j = b, B, \quad (25)$$

используются также символы $K_{\lambda}^{\lambda'}$ для коэффициентов передачи поляризации типа пучок — частица и $C_{\lambda_a, \lambda_A}, C_{\lambda_b, \lambda_B}$ — для коэффициентов корреляции [10].

В унифицированной системе обозначений

$$I_{I_a M_a}, I_{I_A M_A}, I_{I_b M_b}, I_{I_B M_B}, F_{I_a M_a}^{I_b M_b}, F_{I_A M_A}^{I_B M_B},$$

которая является естественным распространением рекомендаций Мэдисонской конвенции на все возможные наблюдаемые, сразу видно, представляет ли данная величина свойство ансамбля или свойство реакции. Все величины, являющиеся свойством реакции, обозначаются символом F и согласно (24) они — теоретически простейшие, и именно они подлежат извлечению из экспериментальных данных. Записывая численные значения верхних и нижних индексов в соответствии с конкретной экспериментальной ситуацией, мы без каких-либо дополнительных пометок или словесных разъяснений получаем исчерпывающую информацию, о какой величине идет речь.

Ограничения, накладываемые на наблюдаемые принципами симметрии. Свойство симметрии амплитуды к инверсии координат приводит к соотношению для наблюдаемых

$$F_{I_a M_a}^{I_b M_b}, F_{I_A M_A}^{I_B M_B} = (-1)^{\sum_i (I_i - M_i)} F_{I_a - M_a}^{I_b - M_b}, F_{I_A - M_A}^{I_B - M_B}, \quad i = a, A, b, B, \quad (26)$$

или с учетом (II.5)

$$F_{I_a M_a}^{I_b M_b}, F_{I_A M_A}^{I_B M_B} = (-1)^{\sum_i I_i} (F_{I_a M_a}^{I_b M_b}, F_{I_A M_A}^{I_B M_B})^*, \quad (27)$$

откуда следует правило:

$$F_{I_a M_a}^{I_b M_b}, F_{I_A M_A}^{I_B M_B} \text{ являются } \left\{ \begin{array}{l} \text{вещественными при } \sum_i I_i \text{ четном;} \\ \text{мнимыми при } \sum_i I_i \text{ нечетном;} \\ \text{равными нулю, если } \sum_i I_i \text{ нечетно} \\ \text{и все } M_i = 0. \end{array} \right. \quad (27a)$$

Соотношения (26), (27) выполняются при сохранении четности не только в индивидуальных системах координат центра инерции, но в любых системах (включая лабораторные) с осью y , направленной вдоль $\mathbf{k} \times \mathbf{k}'$.

Ограничения, связанные с P -инвариантностью, существенно (приблизительно вдвое) уменьшают число величин, требуемых для описания поляризационных свойств ядерной реакции.

При T -инвариантности амплитуды для наблюдаемых имеет место [8]:

$$\tilde{F}_{I_b M_b, I_B M_B}^{I_a M_a, I_A M_A}(\theta) = F_{I_a - M_a, I_A - M_A}^{I_b - M_b, I_B - M_B}(\theta), \quad (28)$$

что справедливо только в индивидуальных спиральных с. ц. и. для прямой и обратной реакций (рис. 4). Сочетание свойств (27 и (28) позволяет записать

$$\begin{aligned} & \tilde{F}_{I_b M_b, I_B M_B}^{I_a M_a, I_A M_A}(\theta) = \\ & = (-)^{\sum_i (I_i - M_i)} F_{I_a M_a, I_A M_A}^{I_b M_b, I_B M_B}(\theta). \end{aligned} \quad (29)$$

Тогда анализирующая способность $F_{IM}(\theta)$ реакции $A(a, b)B$ пропорциональна (равна при $I + M$ четном) поляризации частиц a в обратной реакции $B(b, a)A$:

$$\begin{aligned} F_{IM}(\theta) &= (-)^{I-M} \tilde{F}^{IM}(\theta); F_{00, IM}[\vec{A}(a, b)B] = \\ &= (-)^{I-M} \tilde{F}^{00, IM}[B(b, a)\vec{A}]. \end{aligned} \quad (30)$$

На равенствах (30) базируются практически все поляризационные эксперименты.

Особым случаем является упругое рассеяние $A(a, a)A$. Если упругое рассеяние рассматривается в индивидуальных спиральных с. ц. и. [либо в так называемой натуральной системе координат, см. (58), (59)], то прямая и обратная реакции тождественны. Иными словами, в выражениях (28), (30) можно не использовать обозначение « \sim » для обратной реакции, тогда соотношение (29) принимает вид

$$F_{I_a M_a, I_A M_A}^{I_a M_a, I_A M_A}(\theta) = (-)^{\sum (I_i - M_i)} F_{I_a M_a, I_A M_A}^{I_a M_a, I_A M_A}(\theta); \quad (31)$$

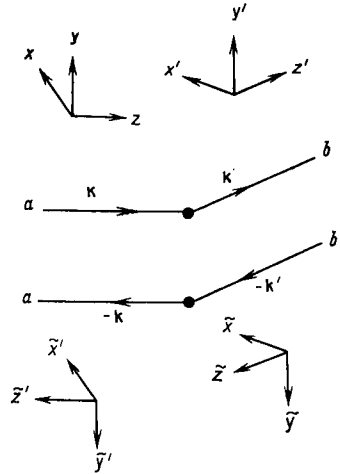


Рис. 4. Системы координат для прямой и обратной реакций

так, например, для поляризации и анализирующей способности можно непосредственно записать

$$F_{IM}(\theta) = (-)^{I-M} F^{IM}(\theta); \quad (31a)$$

Для величин первого ранга, дозволенных принципами симметрии, это соотношение известно как «равенство поляризация — асимметрия» для упругого рассеяния. Для других реакций, вообще говоря, поляризация и анализирующая способность есть *различные* величины.

При измерении поляризации вылетающих частиц или корреляции поляризации измеряемые величины описываются в индивидуальных лабораторных спиральных системах. Поэтому для сравнения с величинами, измеренными в обратной реакции (или использования как характеристик обратной реакции), их следует перевести в с. ц. и. вращением на углы Эйлера $(0, \beta, 0)$, где $\beta = \theta - \theta_L$. Кроме того, энергию начального состояния в обратной реакции следует подобрать так, чтобы она соответствовала энергии для прямой реакции.

Наконец, приведем обобщение выражения (4) на наблюдаемые величины произвольной сложности:

$$F_{I_a M_a, I_B M_B, I_A M_A}^{I_b M_b, I_B M_B}(\theta) = (-)^{\Sigma M_i} F_{I_a M_a, I_A M_A}^{I_b M_b, I_B M_B}(-\theta), \quad (32)$$

т. е. наблюдаемые, для которых ΣM_i является четным (нечетным) числом, являются четными (нечетными) функциями угла θ .

Ограничения, аналогичные тем, которые заключены в равенствах (27) — (29), при использовании декартовых спин-тензоров не имеют такого простого формального выражения, а формулируются в виде следующих мнемонических правил [10, 11] (n_x, n_y, n_z — полное число операторов s_x и s_x', s_y и s_y', s_z и s_z' , входящих в выражение для данной наблюдаемой): а) если $n_x + n_z$ — нечетное число, то наблюдаемая равна нулю; б) в с. ц. и. наблюдаемая для прямой реакции отличается от наблюдаемой для обратной реакции фазовым множителем $(-)^{n_x}$; в) наблюдаемая является четной (нечетной) функцией угла θ , если $n_x + n_y$ — четное (нечетное) число.

Выражения для наблюдаемых величин, дозволенных принципами симметрии, в некоторых реакциях с конкретной спиновой структурой можно найти в работах [10] (декартов формализм) и [8, 12] (сферический формализм). Отметим, что все сферические наблюдаемые являются тензорами ранга $N = \Sigma I_i$, а декартовы — тензорами ранга $N = \Sigma n_k, k = x, y, z, x', y', z'$.

Для реакций со спиновой структурой $A + 1/2 \rightarrow B + 1/2$ принято наблюдаемые определять как параметры Вольфенштейна [13]:

$$D = K_y^{y'} = -(F_{11}^{11} + F_{1-1}^{11}), \quad (33)$$

и

$$\left. \begin{aligned} R &= K_x^{x'} = F_{11}^{11} - F_{1-1}^{11}; \\ R' &= K_x^{z'} = -(1/\sqrt{2})(F_{11}^{10} - F_{1-1}^{10}); \\ A &= K_z^{x'} = -(1/\sqrt{2})(F_{10}^{11} - F_{10}^{1-1}); \quad A' = K_z^{z'} = F_{10}^{10}; \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

соотношения (34) справедливы только в лабораторной системе.

Перестановочная симметрия наблюдаемых [6]. Для реакций с тождественными частицами в одном из каналов

$$\sigma_0(\theta) = \sigma_0(\pi - \theta), \quad (35)$$

кроме того, для величин, соответствующих наблюдению спинового состояния частиц выходного канала в реакциях с тождественными частицами во входном канале типа $a(a, b)B$, имеют место равенства:

$$\left. \begin{aligned} F^{IM}(\theta) &= (-)^M F^{IM}(\pi - \theta); \\ F^{00, IM}(\theta) &= (-)^M F^{00, IM}(\pi - \theta), \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

причем следует подчеркнуть, что для анализирующих способностей подобных соотношений нет.

Аналогично для реакций типа $A(a, b)b$:

$$F_{IM}(\theta) = (-)^M F_{IM}(\pi - \theta); \quad F_{00, IM}(\theta) = (-)^M F_{00, IM}(\pi - \theta), \quad (37)$$

и соотношения подобного типа для поляризаций конечного состояния отсутствуют.

Предполагая изоспиновую инвариантность (иногда более скромно — зарядовую симметрию) можно записать

$$F_{I_a M_a, I_A M_A}^{I_b M_b, I_B M_B}(\theta) = P_t F_{I_a M_a, I_A M_A}^{I_b M_b, I_B M_B}(\theta), \quad (38)$$

где P_t — оператор, заменяющий в ядрах a, A, b, B протоны нейтронами, а нейтроны — протонами. Примеры подобных соотношений:

$$\begin{aligned} P_t \{d(d, n) {}^3\text{He}\} &\rightarrow d(d, p) {}^3\text{H}; \quad P_t \{{}^4\text{He}(d, {}^3\text{He}) {}^3\text{H}\} \rightarrow \\ &\rightarrow {}^4\text{He}(d, {}^3\text{H}) {}^3\text{He}, \end{aligned} \quad (39)$$

и при справедливости (38) получаем для второй зеркальной пары

$$\sigma_0(\theta_{3\text{H}}) = \sigma_0(\theta_{3\text{He}}), \quad \text{или} \quad \sigma_0(\theta) = \sigma_0(\pi - \theta) \quad (40)$$

и

$$F_{IM}(\theta_{3\text{H}}) = F_{IM}(\theta_{3\text{He}}), \quad \text{или} \quad F_{IM}(\theta) = (-)^M F_{IM}(\pi - \theta). \quad (41)$$

Соотношение (40) называется теоремой Баршай — Теммера [48], а выражения типа (41) — примером ее распространения на поляризационные наблюдаемые.

Соотношения симметрии в поперечных системах координат [6]. В поперечной системе координат условие P -инвариантности амплитуды имеет вид

$$\overline{\mathcal{M}}_{\mu_b \mu_B, \mu_a \mu_A}(\theta) = \pi_{aAbB} (-)^{\mu_a + \mu_A - \mu_b - \mu_B} \overline{\mathcal{M}}_{\mu_b \mu_B, \mu_a \mu_A}(\theta), \quad (42)$$

откуда следует, что

$$\overline{\mathcal{M}}_{\mu_b \mu_B, \mu_a \mu_A}(\theta) = 0 \text{ при } \pi_{aAbB} (-)^{\mu_a + \mu_A - \mu_b - \mu_B} = -1. \quad (42a)$$

Для наблюдаемых при сохранении четности имеет место равенство

$$\overline{F}_{I_a M_a}^{I_b M_b, I_B M_B}(\theta) = (-)^{\Sigma M_i} \overline{F}_{I_a M_a}^{I_b M_b, I_B M_B}(\theta), \quad i = a, A, b, B, \quad (43)$$

т. е. наблюдаемые равны нулю, если ΣM_i есть нечетное число. При T -инвариантности амплитуды

$$\overline{F}_{I_a M_a}^{I_b M_b, I_B M_B}(\theta) = \overline{F}_{I_b - M_b, I_B - M_B}^{I_a - M_a, I_A - M_A}(\theta). \quad (44)$$

Угловая четность наблюдаемых имеет вид

$$\overline{F}_{I_a M_a}^{I_b M_b, I_B M_B}(\theta) = (-)^{\Sigma(I_i - M_i)} \overline{F}_{I_a - M_a, I_A - M_A}^{I_b - M_b, I_B - M_B}(-\theta). \quad (45)$$

Явные выражения для наблюдаемых. Используя определения (24), можно получить для наблюдаемой общего вида с учетом (П.23), (П.4) [8]:

$$\begin{aligned} & F_{I_a M_a}^{I_b M_b, I_B M_B}(\theta) = [\sigma_0(\theta)]^{-1} \hat{s}_a^{-1} \hat{s}_A^{-1} \hat{s}_b \hat{s}_B \hat{I}_a \hat{I}_A \hat{I}_b \hat{I}_B (-)^{M_a + M_A + M_b + M_B} \times \\ & \times \sum_{JJ'} (\hat{J} \hat{J}' / 4\pi)^2 \sum_{\substack{\mu_a \mu'_a \mu_A \mu'_A \\ \mu_b \mu'_b \mu_B \mu'_B}} (-)^{s_a - \mu_a + s_A - \mu_A} \begin{pmatrix} s_a & s_a & I_a \\ \mu'_a - \mu_a & M_a & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_A & s_A & I_A \\ \mu'_A - \mu_A & M_A & \end{pmatrix} \times \\ & \times (-)^{s_b - \mu'_b + s_B - \mu'_B} \begin{pmatrix} s_b & s_b & I_b \\ \mu'_b - \mu_b - M_b & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_B & s_B & I_B \\ \mu'_B - \mu_B - M_B & & \end{pmatrix} \times \\ & \times \mathcal{M}_{\mu_b \mu_B, \mu_a \mu_A}^J \mathcal{M}_{\mu'_b \mu'_B, \mu'_a \mu'_A}^{J'*} \sum_k \hat{k}^2 d_{qq'}^k(\theta) \begin{pmatrix} J & J' & k \\ l & l' & -q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J & J' & k \\ mm' & -q' \end{pmatrix}, \quad (46) \end{aligned}$$

где

$$\left. \begin{aligned} q &= l + l' = M_a - M_A; \quad q' = m + m' = M_B - M_b; \quad l = \mu_a - \mu_A; \\ l' &= \mu'_A - \mu'_a; \quad m = \mu_b - \mu_B; \quad m' = \mu'_B - \mu'_b. \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

В представлении спина канала аналогичное выражение имеет более громоздкий вид [8]:

$$\begin{aligned} & \check{F}_{I_a M_a}^{I_b M_b}, I_B M_B (\theta) = \\ & = [\sigma_0(\theta)]^{-1} \hat{s}_a^{-1} \hat{s}_b^{-1} \hat{s}_B \hat{I}_a \hat{I}_A \hat{I}_b \hat{I}_B (-)^{2s_a + 2s_A + I_a + I_A + M_a + M_A + M_b + M_B} \times \\ & \times \sum_{\lambda \nu \delta \gamma} (-)^{s_\lambda + s'_\nu + \mu_\lambda + \mu'_\nu} \hat{d}^2 \hat{g}^2 \hat{s}_\lambda \hat{s}'_\nu \hat{s}_\nu \hat{s}'_\nu \begin{pmatrix} s_\lambda & s_\nu & d \\ \mu_\lambda & -\mu_\nu & \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s'_\lambda & s'_\nu & g \\ -\mu'_\lambda & \mu'_\nu & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_a I_A & d \\ M_a M_A & \delta \end{pmatrix} \times \\ & \times \begin{pmatrix} I_b & I_B & g \\ M_b & M_B & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_a & s_A & I_a \\ s_\lambda & s_\nu & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_b & s_B & I_b \\ s'_\lambda & s'_\nu & g \end{pmatrix} \mathcal{M}_{s'_\lambda \mu'_\lambda, s_\lambda \mu_\lambda}(\theta) \mathcal{M}_{s'_\nu \mu'_\nu, s_\nu \mu_\nu}^*(\theta), \quad (48) \end{aligned}$$

где символ \wedge означает, что все частицы описываются в системе координат $x_a y_a z_a$ (штрих у квантовых чисел отмечает принадлежность к выходному каналу). В (48) следует подставить еще парциальное разложение амплитуды (П.24).

Если наблюдается состояние поляризации только одного участника реакции, то угловая зависимость представляется в виде

$$\begin{aligned} & \{F_{I_a M_a}(\theta), \check{F}_{00, I_A M_A}(\theta), \check{F}^{I_b M_b}(\theta), \check{F}^{00, I_B M_B}(\theta)\} = \\ & = [\sigma_0(\theta)]^{-1} \sum_{k=k_{\min}}^K C_k(I_i M_i) P_k^{|M_i|}(\cos \theta), \quad i = a, A, b, B, \quad (49) \end{aligned}$$

где $P^{|M_i|}$ — присоединенные полиномы Лежандра, а коэффициенты разложения можно записать [14] в виде

$$\begin{aligned} & C_k(I_i M_i) = \\ & = (2 - \delta_{0M_i}) \lambda^2 \hat{s}_b \hat{s}_B [4\hat{s}_a \hat{s}_A]^{-1} (-)^{M_i} [(k - |M_i|)! / (k + |M_i|)!]^{1/2} \times \\ & \times \sum_{\lambda \nu} f(I_a M_a, I_A M_A; \lambda \nu; k) f'(I_b M_b, I_B M_B; \lambda \nu; k) \left\{ \begin{matrix} \text{Re} \\ -\text{Im} \end{matrix} \right\} (\mathcal{M}_\lambda \mathcal{M}_\nu^*). \quad (50) \end{aligned}$$

Здесь $\mathcal{M}_\lambda = \mathcal{M}_{L_\lambda s'_\lambda, L_\lambda s_\lambda}^J$ — элемент матрицы реакции [см. (П.26a)]; $\left\{ \begin{matrix} \text{Re} \\ -\text{Im} \end{matrix} \right\}$ соответствует величинам $\left\{ \begin{matrix} \text{четного} \\ \text{нечетного} \end{matrix} \right\}$ ранга; $\lambda = 1/k$ — длина волны налетающей частицы в с. п. и.

Функции f, f' определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} & f(I_a M_a, I_A M_A; \lambda \nu; k) = (-)^{k + I_a + I_A + L_\nu} \hat{J}_\lambda \hat{J}_\nu \hat{L}_\lambda \hat{L}_\nu \hat{s}_\lambda \hat{s}'_\nu \hat{I}_a \hat{I}_A \hat{k} \times \\ & \times \sum_l \hat{l}^2 (-)^l \begin{pmatrix} L_\lambda & L_\nu & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \sum_I \hat{I}^2 (-)^I \begin{pmatrix} I_a & I_A & I \\ M_a & M_A & -M_a - M_A \end{pmatrix} \times \\ & \times \begin{pmatrix} l & I & k \\ 0 & M_a + M_A & -M_a - M_A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_a & s_A & s_\lambda \\ I_a & I_A & I \\ s_a & s_A & s_\nu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_\lambda & s_\lambda & J_\lambda \\ l & I & k \\ L_\nu & s_\nu & J_\nu \end{pmatrix}, \quad (51) \end{aligned}$$

а $f'(I_b M_b, I_B M_B; \lambda\nu; k)$ имеет аналогичную структуру, но со всеми величинами для выходного канала.

Наконец, часто используемые коэффициенты разложения для анализирующей способности первого ранга (в декартовом формализме) имеют вид [15]:

$$C_k = \lambda^2 (4s_a \hat{s}_A)^{-1} \sum_{\lambda\nu} (-)^{L_\nu + J_\lambda + s'_\lambda + 1} \delta_{s'_\lambda s'_\nu} [2(j+1)/3j]^{1/2} [(k-1)/(k+1)!]^{1/2} \times \\ \times \hat{c} \hat{c} \hat{k}^4 \hat{s}_\lambda \hat{s}_\nu \hat{L}_\lambda \hat{L}'_\lambda \hat{L}'_\nu \hat{J}_\lambda \hat{J}'_\nu \begin{pmatrix} L_\lambda & L_\nu & k \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L'_\lambda & L'_\nu & k \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & k & k \\ 1 & 0 & -1 \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} L'_\lambda & L'_\nu & s'_\lambda \\ J_\nu & J_\lambda & k \end{matrix} \right\} \times \\ \times \begin{pmatrix} s_a & s_A & s_\lambda \\ c & C & 1 \\ s_a & s_A & s_\nu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_\lambda & L_\lambda & J_\lambda \\ s_\nu & L_\nu & J_\nu \\ 1 & k & k \end{pmatrix} \text{Im} (eM_\lambda eM_\nu^*), \quad (52)$$

где $c = 1$, $C = 0$, $j = s_a$, если поляризован пучок, и $c = 0$, $C = 1$, $j = s_A$, если поляризована мишень. Нетрудно видеть, что если $L_\lambda + L_\nu$ и $L'_\lambda + L'_\nu$ не одинаковой четности и $L_\lambda + L_\nu + k$ нечетно, то $C_k = 0$.

Как видно из (51) и (52), наблюдаемые нечетного ранга являются результатом интерференции различных матричных элементов и обращаются в нуль в случае единственного матричного элемента; при этом отличными от нуля могут быть лишь наблюдаемые четного ранга. Ряд других «правил отбора» следует из условий существования коэффициентов векторного сложения, входящих в выражения (51), (52) [16—18]. Так, величины нечетного ранга обращаются в нуль, если: 1) в реакцию дают вклад несколько матричных элементов, имеющих одинаковую спиновую структуру sLJ ($s'L'J$) входного (выходного) канала; 2) хотя бы в одном из каналов осуществляется s -волновое рассеяние (т. е. $L' = 0$ или $L = 0$); 3) J_λ^π , J_ν^π равны нулю или $J_\lambda^{\pi\lambda}$, $J_\nu^{\pi\nu} = (1/2)^\pi$, $\pi_\lambda = \pi_\nu$. Анализирующая способность (поляризация продуктов) любого ранга обращается в нуль, если: 4) в реакцию дают вклад только матричные элементы с равными нулю спинами входного (выходного) канала; 5) в реакцию дают вклад несколько матричных элементов с отличающимися значениями спина выходного (входного) канала; 6) для анализирующей способности (поляризации) любого ранга должно выполняться условие треугольника $\Delta(s_\lambda s_\nu I_a)$ (или $\Delta(s'_\lambda s'_\nu I_b)$) для спинов входного (выходного) канала.

В выражении (49) $k_{\text{мин}}$ определяется рангом рассматриваемой наблюдаемой ($k = 0, 1, \dots$), а условие, определяющее максимальную сложность угловой зависимости, имеет вид

$$K = k_{\text{макс}} \leq |J_\lambda + J_\nu|_{\text{макс}}. \quad (53)$$

Таким образом, равенство нулю наблюдаемых нечетного ранга может указывать на резонансный характер реакции, однако при этом следует иметь в виду правила отбора 1—6.

Об экспериментальном восстановлении S -матрицы. Данной паре сталкивающихся частиц соответствует S -матрица:

$$S = \begin{pmatrix} S_{cc} & S_{cc'} & \dots & S_{cc^{(n)}} \\ S_{c'c} & S_{c'c'} & \dots & S_{c'c^{(n)}} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{c^{(n)}c} & S_{c^{(n)}c'} & \dots & S_{c^{(n)}c^{(n)}} \end{pmatrix}, \quad (54)$$

где вещественные части диагональных элементов определяют сечения упругого рассеяния в различных бинарных разбиениях системы, а абсолютные величины недиагональных элементов — сечения соответствующих реакций. Между диагональными и недиагональными элементами имеет место фазовый сдвиг $\Delta_{cc'}$. Вследствие T -инвариантности S -матрица является симметричной, $S = \tilde{S}$. Кроме того, обычно постулируется, что при учете всех открытых каналов S -матрица унитарна, $SS^+ = 1$. Оба этих свойства приводят к тому, что S -матрица размерности $n \times n$ содержит $(1/4)n(n+1)$ независимых комплексных параметров, и может быть представлена в виде

$$S = (1 - i\mathcal{K}) / (1 + i\mathcal{K}); \quad \pi T = \mathcal{K} / (1 + i\mathcal{K}), \quad (55)$$

где \mathcal{K} — симметричная вещественная матрица.

Каждый элемент S -матрицы (54), соответствующий некоторому процессу $A(a, b)B$ (амплитуда реакции) является субматрицей по спиральностям размерности $N = \prod_i (2s_i + 1)$, $i = a, A, b, B$, и содержит, без учета следствий из принципов симметрии, N комплексных элементов типа $\mathcal{M}_\nu = \mathcal{M}_{\mu_B \mu_A}^{\mu_B \mu_A}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$, т. е. $2N$ вещественных параметров. Поскольку относительная фаза $\Delta_{cc'}$ состояний входного канала $A + a$ и выходного канала $B + b$ общая для всех матричных элементов \mathcal{M}_ν не может быть измерена, экспериментальному восстановлению подлежат лишь $2N - 1$ параметров.

Так как наблюдаемые величины определяются комбинациями билинейных форм $\mathcal{M}_\nu \mathcal{M}_\nu^*$, полное число экспериментов равно N^2 и, вследствие равенства $(\mathcal{M}_\nu \mathcal{M}_\nu^*)^* = \mathcal{M}_\nu \mathcal{M}_\nu^*$, N^2 измерений дают N^2 вещественных параметров, тогда как для восстановления матрицы реакции требуется всего лишь $2N - 1$ вещественных параметров.

Таким образом, с помощью поляризационных экспериментов можно определить все элементы субматрицы \mathcal{M} , включая их величину и относительную фазу, однако общая фаза состояний входного канала и любого выходного канала остается ненаблюдаемой.

Какие же эксперименты полностью определяют матрицу реакции? Прямолинейный путь — выбрать $2N - 1$ простейших независимых экспериментов из N^2 возможных — не является верным, т. е. не обязательно восстанавливает матрицу реакции. Кроме того, оказывается, что для восстановления амплитуды с точностью до некоторой фазы $\Delta_{cc'}$, общей для всех матричных элементов, нет необходимости выполнять крайне сложные эксперименты, в которых наблюдаются спиновые состояния трех или даже четырех частиц. В работе [19] показано, что вследствие T -инвариантности для восстановления амплитуды достаточно выполнить эксперименты, в которых наблюдаются одновременно спиновые состояния не более чем двух частиц. Более сложные эксперименты не несут принципиально новой информации. Указать, какие именно эксперименты необходимы, по-видимому, невозможно в общем виде, и для каждой конкретной реакции этот вопрос должен решаться отдельно.

О параметризации упругой S -матрицы. При энергиях ниже порогов неупругих каналов упругая субматрица S_{cc} сама является унитарной. В этом случае принято $(1/2)n(n+1)$ независимых вещественных параметров, определяющих симметричную и унитарную матрицу, представлять в виде вещественных фазовых сдвигов $\delta_{L_s}^J$ и вещественных параметров смешивания ϵ^J [20] (или $\bar{\delta}_{L_s}^J$ и $\bar{\epsilon}^J$ [21]).

Однако весьма распространено обособление упругой S -матрицы и в случаях, когда открыты неупругие каналы. Обычно это обосновывается малой вероятностью реакций по сравнению с упругим рассеянием и, следовательно, слабым выбыванием частиц из входного канала за счет реакций, причем сохраняют параметризацию через фазовые сдвиги и параметры смешивания, которые полагают комплексными. Чтобы ясней было, к чему это приводит, рассмотрим конкретный пример рассеяния $p - {}^4\text{He}$ при энергии выше порога $d + {}^3\text{He}$. Скажем, для $J^\pi = 1/2^+$ имеются следующие состояния ${}^{2s+1}L_J$: канал $p + {}^4\text{He} - {}^2S_{1/2}$; канал $d + {}^3\text{He} - {}^2S_{1/2}$, ${}^4D_{1/2}$. Если рассматривать каналы порознь со своими упругими S -матрицами, параметризованными через фазы и параметры смешивания, то для системы $p + {}^4\text{He}$ имеется одна комплексная фаза, для системы $d + {}^3\text{He}$ — две комплексные фазы и один (комплексный) параметр смешивания, итого — восемь вещественных параметров. Если же система рассматривается как связанная, то \mathcal{K} -матрица, состоящая из шести вещественных параметров, будет полностью описывать и рассеяние, и реакции в системе.

Таким образом, указанный выше учет неупругих каналов с помощью комплексных фаз равносильен большей свободе в параметризации S -матрицы, чем это дозволено физически. В таких

случаях правильнее использовать непосредственно элементы \mathcal{M} -матрицы при анализе эксперимента.

Нединамический анализ амплитуды и наблюдаемых. Амплитуду реакции можно представить в виде разложения $\mathcal{M} = \sum_j \mathcal{M}_j \xi_j$, где ξ_i представляют собой матрицы в спиновом пространстве, имеющие размерность $(\hat{s}_a \hat{s}_A \hat{s}_b \hat{s}_B)^2$ и обладающие трансформационными свойствами скаляра, вектора, псевдовектора и т. д. Величины \mathcal{M}_j можно записать как произведения скалярной функции $a_j(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ и некоторой комбинации Q_j из векторов \mathbf{k}, \mathbf{k}' , которая имеет точно такие же трансформационные свойства, что и соответствующая спиновая матрица ξ_j . В результате каждый член разложения будет скаляром, удовлетворяющим требованию P - и при определенных условиях T -инвариантности. Скалярные коэффициенты (комплексные числа) a_j называются инвариантными или скалярными амплитудами.

Обычно системы координат определяют на основе ортов $\{\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3\}$, представляющих собой линейно-независимые комбинации из векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}' . Наиболее часто в литературе встречаются системы координат

$$\mathbf{v}_3 = (\mathbf{k} - \mathbf{k}')/|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|; \mathbf{v}_2 = \mathbf{k} \times \mathbf{k}'/|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|; \mathbf{v}_1 = (\mathbf{k} + \mathbf{k}')/|\mathbf{k} + \mathbf{k}'| \quad (56)$$

либо

$$\mathbf{v}_3 = (\mathbf{k} - \mathbf{k}')/|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|; \mathbf{v}_2 = \mathbf{k} \times \mathbf{k}'/|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|; \mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2 \times \mathbf{v}_3. \quad (57)$$

Эти комбинации в нерелятивистском случае однотипны, поскольку $(\mathbf{k} + \mathbf{k}')/|\mathbf{k} + \mathbf{k}'| = \mathbf{v}_2 \times (\mathbf{k} - \mathbf{k}')/|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|$. Соответствующую систему координат называют натуральной; направления ее осей не зависят от того, рассматриваются ли векторы \mathbf{k} и \mathbf{k}' в с. ц. и. или лабораторной. При рассеянии частиц одинаковой массы орты \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_3 натуральной системы координат совпадают с направлениями конечных лабораторных импульсов. При выборе осей квантования z вдоль импульсов частиц система векторов

$$\mathbf{v}_3 = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|; \mathbf{v}_2 = \mathbf{v}_2' = \mathbf{k} \times \mathbf{k}'/|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|; \mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2 \times \mathbf{v}_3; \\ \mathbf{v}_3' = \mathbf{k}'/|\mathbf{k}'|; \mathbf{v}_2' = \mathbf{v}_2 \times \mathbf{v}_3' \quad (58)$$

образует орты определенных выше спиральных систем координат xuz и $x'y'z'$ для сталкивающихся и разлетающихся частиц. (Отметим, что все $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_3$ — векторы, а \mathbf{v}_2 — псевдовектор.)

Процедуру нединамического анализа продемонстрируем на примере реакций с простейшей спиновой структурой $0 + 1/2 \rightarrow 0 + 1/2$. На любой системе ортов (56)—(58) можно записать

$$\mathcal{M} = \mathbf{1} \cdot a(\theta) + \sum_{i=1}^3 b_i(\theta) \sigma_i, \quad (59)$$

где σ_i — матрицы Паули, $\mathbf{1}$ — единичная 2×2 -матрица. Во втором слагаемом $b_1\sigma_1$ и $b_3\sigma_3$ — псевдоскаляры, и чтобы обеспечить P -инвариантность разложения (59), следует положить

$$b_1(\theta) = b_3(\theta) = 0. \quad (60)$$

Разложение (59) будет T -инвариантным, если $b_3 = 0$. В итоге амплитуда реакции принимает вид $\mathcal{M} = \mathbf{1} \cdot a(\theta) + b(\theta)\sigma_2$ или в одной из спиральных систем из (58)

$$\mathcal{M} = \mathbf{1} \cdot a(\theta) + b(\theta)\sigma_y = \begin{pmatrix} a & -ib \\ ib & a \end{pmatrix}. \quad (61)$$

Вычисляя с этой \mathcal{M} -матрицей следы, которыми определяются наблюдаемые величины, нетрудно получить [10] в индивидуальных спиральных системах:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_0(\theta) &= |a|^2 + |b|^2; \quad P_{y'} = A_y = 2 \operatorname{Re} a^*b/\sigma_0; \quad K_y^{y'} = 1; \\ K_x^{x'} = K_z^{z'} &= [(|a|^2 - |b|^2) \cos \theta + 2 \operatorname{Im} a^*b \sin \theta]/\sigma_0; \\ K_z^{x'} = -K_x^{z'} &= [2 \operatorname{Im} a^*b \cos \theta - (|a|^2 - |b|^2) \sin \theta]/\sigma_0, \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

где θ — угол рассеяния. В лабораторных системах согласно (33), (34) $K_y^{y'} = D$, $K_x^{x'} = R$, $K_z^{z'} = A$ и при любом θ

$$(P_{y'}^2)_{\text{л}} + R^2 + A^2 = 0 \quad \text{или} \quad [P_{y'}^2]_{\text{л}} + (K_x^{x'})^2 + (K_z^{z'})^2]_{\text{л}} = 0. \quad (63)$$

Параметры вращения поляризации R и A можно заменить одним — углом β поворота компоненты поляризации, лежащей в плоскости реакции,

$$\beta = \arctg(R/A) = 2 \operatorname{Im} a^*b / (|a|^2 - |b|^2)$$

и

$$\begin{aligned} (K_x^{x'})_{\text{л}} = R &= \sqrt{1 - P_{y'}^2(\theta_{\text{л}})} \cos(\beta - \theta_{\text{л}}); \\ (K_z^{z'})_{\text{л}} = A &= \sqrt{1 - P_{y'}^2(\theta_{\text{л}})} \sin(\beta - \theta_{\text{л}}). \end{aligned}$$

Таким образом, для восстановления амплитуды, т. е. определения двух неизвестных величин a и b с точностью до общего фазового множителя, требуется провести три независимых эксперимента: измерить σ_0 , $P_{y'}$ (или A_y) и один из коэффициентов передачи поляризации для каждого значения угла и энергии. Отметим, что в реакциях с рассматриваемой спиновой структурой при сохранении четности деполяризация отсутствует, $K_y^{y'} = D = 1$. Важно подчеркнуть, что согласно (60) требование P -инвариантности автоматически обеспечивает и T -инвариантность, что имеет место только для реакций со спиновой структурой $0 + 1/2 \rightarrow 0 + 1/2$.

Соотношения между наблюдаемыми и скалярными амплитудами для реакций с более сложной спиновой структурой можно найти, например, в работах [10, 11, 22, 23]. Согласно результатам работ [22, 24] нединамический анализ реакций со сложной спиновой структурой облегчается, если амплитуду \mathcal{M} реакции $A(a, b)B$ представить в виде произведения $\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2$, где \mathcal{M}_1 и \mathcal{M}_2 — соответственно амплитуды реакций $s_A + 0 \rightarrow s_B + 0$ и $0 + s_a \rightarrow 0 + s_b$, причем амплитуды \mathcal{M}_1 и \mathcal{M}_2 можно записать в различных системах координат.

1.3. Реакции с вылетом трех частиц. В отличие от бинарных для трехчастичной реакции невозможно определить плоскость реакции, кроме частного случая, когда все импульсы \mathbf{k}_i компланарны. Для бинарной реакции плоскость xz задается векторами \mathbf{k} и \mathbf{k}' . Для трехчастичной реакции определим xz как плоскость, которая содержит вектор \mathbf{k} ; направления векторов \mathbf{k}_j задаются углами $\{\theta_j, \varphi_j\}$, где углы θ_j отсчитываются от вектора \mathbf{k} , а φ_j — от плоскости xz , $j = 3, 4, 5$. Для реакций типа $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$ наблюдаемые определяются в виде

$$F_{I_1 M_1, I_2 M_2}^{I_3 M_3, I_4 M_4, I_5 M_5}(\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4, \mathbf{k}_5; \mathbf{k}) = \\ = \text{Tr } \mathcal{M} \tau_{I_1 M_1} \tau_{I_2 M_2} \mathcal{M}^\dagger \tau_{I_3 M_3}' \tau_{I_4 M_4}' \tau_{I_5 M_5}' / \text{Tr } \mathcal{M} \mathcal{M}^\dagger. \quad (64)$$

Предполагая, что и в случае трехчастичной реакции амплитуда инвариантна к вращениям и инверсии координат, можно получить [26]:

$$F_{I_1 M_1, I_2 M_2}^{I_3 M_3, I_4 M_4, I_5 M_5}(\mathbf{k}_j, \mathbf{k}) = \\ = (-)^{\sum (I_i - M_i)} F_{I_1 - M_1, I_2 - M_2}^{I_3 - M_3, I_4 - M_4, I_5 - M_5}(\hat{\mathbf{k}}_j, \mathbf{k}), \quad i=1, 2, \dots, 5, j=3, 4, 5, \quad (65)$$

где величины справа определены для реакции, в которой векторы импульсов выходного канала $\hat{\mathbf{k}}_j$ отражены в плоскости xz , т. е. определяются углами $\{\theta_j, -\varphi_j\}$.

Если регистрируются одновременно две частицы, то возможен следующий выбор системы координат для сталкивающихся частиц: $z \parallel \mathbf{k}$, $y \parallel \mathbf{k} \times \mathbf{k}_3$, $x \parallel \mathbf{n} \times \mathbf{k}$, и тогда плоскость xz определяется векторами \mathbf{k} и \mathbf{k}_3 , а направления импульсов остальных частиц задаются углами $\{\theta_j, \varphi_j\}$ определяемыми как на рис. 5. Под частицей 3 подразумевается любая из частиц выходного канала, которая выбирается по воле экспериментатора, однако этот выбор затем обязательно входит в определение наблюдаемых.

Поляризация частицы выходного канала $F^{I_j M_j}$ описывается в системе координат $x_j y_j z_j$, повернутой относительно системы $x y z$ на углы Эйлера $(\varphi, \theta, -\varphi)$. В корреляционных экспериментах она может, вообще говоря, иметь как вещественную, так

и мнимую части. Однако в компланарной геометрии, т. е. при $|\varphi_j - \varphi_3| = 0$, $\pi j = 4, 5$, плоскость xz отождествляется с плоскостью реакции; тогда аргументы слева и справа в выражении (65) становятся одинаковыми и на наблюдаемые накладываются те же ограничения (27а), которые справедливы для бинарных реакций при P -инвариантности.

Реакции последовательного типа являются особым классом трехчастичных реакций, когда образуется ядро B с конечным временем жизни, которое затем распадается по двухступенчатой

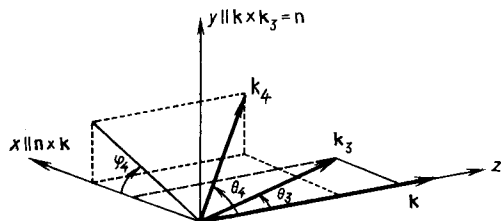


Рис. 5. Система координат для трехчастичной реакции

схеме $A(a, b) B \xrightarrow{c} D^*$. В этом случае амплитуда трехчастичной реакции факторизуется на амплитуду реакции $A(a, b) B$ и амплитуду распада. Поскольку на первой стадии получаются, вообще говоря, поляризованные ядра B , вероятность вылета частицы j в направлении \mathbf{k}_j , $j = c, D$, должна зависеть от этой поляризации. Дважды дифференциальное сечение, соответствующее вылету частицы b в направлении \mathbf{k}_b и одной из частиц j, c или D в направлении \mathbf{k}_j (θ_j, φ_j), дается выражением [27]

$$d^2\sigma_0/d\omega_b d\omega_j = (\alpha/4\pi) W_0(\theta_j, \varphi_j) d\sigma_0/d\omega_b, \quad (66)$$

где индекс «0» означает неполяризованное начальное состояние, α характеризует долю распада по каналу $B \rightarrow c + D$ по сравнению со всеми другими возможными каналами распада, а функция корреляции W_0 имеет вид

$$W_0(\theta_j, \varphi_j) = \sum_{IM} \sqrt{\frac{4\pi}{2I+1}} t^{00, IM} A_I Y_{IM}^*(\theta_j, \varphi_j), \quad (67)$$

$$I \equiv I_B, \quad M \equiv M_B,$$

* Выше предполагалось, что многоканальная унитарная S -матрица (54) конечной размерности соответствует бинарной фрагментации системы взаимодействующих частиц. Возникает вопрос, до какой степени определена S -матрица, если в реакции образуется сразу несколько продуктов. В этом случае, во-первых, неопределенно возрастает размерность S -матрицы, и, во-вторых, при данном значении угла и энергии остается неопределенным один фазовый множитель для каждого из продуктов реакции и каждой пары сталкивающихся частиц. Однако если в системе осуществляются трехчастичные (многочастичные) реакции последовательного типа, то предыдущее рассмотрение сохраняет силу, при этом достаточно, чтобы время жизни системы $B = c + D$ превышало время ее пребывания в области взаимодействия с частицей b .

где вещественная величина A_I имеет смысл вероятности распада $B \rightarrow c + D$. Так как $t^{00,IM}$ является функцией угла θ_b , то корреляционная функция зависит и от θ_b .

Если амплитуда распада $B \rightarrow c + D$ P -инвариантна, то $W_0(\theta_j, \varphi_j)$ зависит лишь от поляризации $t^{00,IM}$ четного ранга, поскольку инвариантность дважды дифференциального сечения (66) к пространственным отражениям требует, чтобы $W_0(\theta_j, \varphi_j) = W_0(\theta_j, -\varphi_j)$.

В некоторых случаях $t^{00,IM}$ можно определить однозначно.

Если реакция протекает через резонанс с определенным моментом и четностью s_B^π и имеется только одно значение орбитального момента L и спина канала s , то

$$t^{00,IM} = (-)^{s-s_B} \hat{I} \hat{L}^2 \hat{s} \begin{pmatrix} L & L & I \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} s_B & s_B & I \\ L & L & s \end{Bmatrix} \quad (68)$$

и из $3j$ -коэффициента следует, что возможны только четные значения I .

Если частица b регистрируется на совпадения с частицей j , причем $\theta_b = 0$ или 180° , то могут заселяться только подуровни, определяемые спиновой структурой, поскольку в такой коллинеарной геометрии вклад в полный момент конечного ядра s_B от орбитального момента равен нулю, поэтому

$$\mu_A + \mu_a = \mu_b + \mu_B, \quad |\mu_B| \leq s_A + s_a + s_b = \lambda. \quad (69)$$

Тогда для реакции с $\lambda = 0$ или $1/2$ поляризация известна точно; например, при $\lambda = 1/2$ могут заселяться только подуровни с $\mu_B = \pm 1/2$, и так как при $\mathbf{k}_b \parallel \mathbf{k}_a$ сохраняется цилиндрическая симметрия, населенности $w_{\mu_B} = w_{-\mu_B}$ и $t^{00,IM}$ определяются однозначно.

Корреляционные эксперименты в случаях, когда известна $t^{00,IM}$, позволяют оценить амплитуду распада A_I , причем оценки тем доступнее, чем проще спиновая структура процесса (в этом смысле наиболее удобны реакции с $s_b = s_c = s_D = 0$). При оценке амплитуды распада предполагается, что s_B^π является состоянием с определенными квантовыми числами, и проще всего, если можно указать только одну амплитуду распада $B \rightarrow c + D$, например, при $s = |s_c + s_D| = 1$ в случае $\pi_c \pi_D \pi_B = (-)^{s_B}$, так что при распаде возможно единственное значение орбитального момента $L = s_B$ (угловые корреляции $\alpha - \alpha$ в реакциях последовательного типа, протекающих через резонанс ${}^8\text{Be}$ [29]) или при $s \leq 1/2$ (реакции $d + \alpha \rightarrow n + {}^5\text{Li}_{3/2^-} \rightarrow \alpha + p + n$, $d + \alpha \rightarrow {}^5\text{He}_{3/2^-} + p \rightarrow \alpha + n + p$ [28]).

Поляризованная корреляция. Если начальное состояние поляризовано (допустим, $t_{I_a M_a} \neq 0$), выражение (66) принимает вид

$$d^2\sigma/d\omega_j d\omega_b = (\alpha/4\pi) \vec{W}(\theta_j, \varphi_j) d\sigma/d\omega_b, \quad (70)$$

где

$$\frac{d\sigma}{d\omega_b} = \beta \frac{d\sigma_0}{d\omega_b} =$$

$$= \frac{d\sigma_0}{d\omega_b} \left[1 + \sum_{I_a=1}^{2s_a} \sum_{M_a} (-)^{M_a} t_{I_a M_a} F_{I_a - M_a}(\theta_b) \exp(-iM_a \varphi_a) \right], \quad (70a)$$

а в функцию корреляции вместо $t^{00, IM}$ теперь будет входить величина [см. (25)]

$$t_a^{00, IM} = \frac{1}{\beta(\theta_b)} \left[t^{00, IM} + \right.$$

$$\left. + \sum_{I_a=1} \sum_{M_a} (-)^{M_a} t_{I_a M_a} F_{I_a - M_a}^{00, IM}(\theta_b) \right]. \quad (70b)$$

Тогда

$$\vec{W}(\theta_j, \varphi_j) = \sum_{IM} \sqrt{\frac{4\pi}{2I+1}} t_a^{00, IM} A_I Y_{IM}^*(\theta_j, \varphi_j) =$$

$$= \frac{1}{\beta} \left\{ W_0(\theta_j, \varphi_j) + \sum_{I_a=1, M_a} (-)^{M_a} W_{I_a - M_a}(\theta_j, \varphi_j) \right\}, \quad (71)$$

где $W_0(\theta_j, \varphi_j)$ по-прежнему определяется как в (66), а

$$W_{I_a M_a}(\theta_j, \varphi_j) =$$

$$= \sum_{IM} \sqrt{\frac{4\pi}{2I+1}} A_I t_{I_a M_a} F_{I_a M_a}^{00, IM}(\theta_b) Y_{IM}^*(\theta_j, \varphi_j). \quad (72)$$

Поляризованная функция корреляции (71) на основании прежних аргументов зависит лишь от четных значений I .

Следует отметить, что в выражениях (66) и далее подразумевается, что углы θ_j, φ_j определены в системе покоя ядра B . Поэтому при планировании оптимальных условий измерения $W(\theta_j, \varphi_j)$ нужно использовать довольно сложные кинематические соотношения [30] между лабораторной системой и с. ц. и. для трехчастичных реакций; различия между этими системами координат особенно существенны для реакций в области легких ядер. Эта сложность отсутствует, если продуктом реакции является γ -квант. Теория корреляций типа частица — γ -квант наиболее развита [27, 31], чему способствует и то, что амплитуду γ -распада, как правило, можно вычислить теоретически [32].

γ -Распады ориентированных ядер. Для ядер, поляризованных «искусственными» методами, а также поляризованных в ядерных реакциях, в которых γ -кванты регистрируются без совпадений с частицей b или в режиме совпадений в коллинеарной геомет-

рии, поляризация ядер B характеризуется цилиндрической симметрией. Угловое распределение γ -квантов имеет одинаковый вид*

$$W(\theta_\gamma) = \sum_{l \text{ четное}} t^{00, l0} A_l P_l(\cos \theta_\gamma), \quad (73)$$

т. е. оно не зависит от поляризации ядер B нечетного ранга, даже если она отлична от нуля, как это может иметь место при «искусственной» ориентации.

Линейная поляризация γ -излучения p_1 также зависит только от поляризации ядер четного ранга, тогда как круговая поляризация p_3 — только от компонент поляризации ядер B нечетного ранга (параметры поляризации γ -излучения p_1 и p_3 определены в приложении 1), т. е. в отличие от линейной круговую поляризацию γ -излучения можно наблюдать только в режиме совпадений с частицей b либо без совпадений, если начальное состояние реакции $A(a, b)B$ поляризовано. Соответствующие выражения можно найти в [33].

Важным свойством линейной поляризации γ -квантов является зависимость ее знака от характера перехода: $p_1 > 0$ для EL -переходов, $p_1 < 0$ для ML -переходов, поэтому достаточно определить знак линейной поляризации, чтобы установить мультипольность перехода, если известны спины состояний, и наоборот. Примером перехода с практически полной линейной поляризацией γ -квантов является переход $^{12}\text{C}(4,4 \text{ МэВ}) \xrightarrow{\gamma} ^{12}\text{C}_{\text{осн}}$ при неупругом рассеянии протонов с энергией $\sim 5 \text{ МэВ}$ [34].

Корреляции типа частица — γ -квант. Корреляции такого типа наиболее широко исследованы в реакциях неупругого рассеяния протонов. В этих исследованиях в последние годы много внимания уделялось явлению так называемого «спин-флипа» (переворачивания спина), которое имеет место при неупругом рассеянии $A(a, a')B(\gamma)D$ на ядрах с нулевым спином и проявляется при измерении корреляции $W_{\perp} = W(\theta_\gamma = \pi/2, \varphi_\gamma = \pi/2, \theta_{a'})$.

Суть процесса спин-флипа легче понять, если рассматривать его в поперечной системе координат, $z \parallel \mathbf{k} \times \mathbf{k}'$ [27]. В этом случае ось z совпадает с направлением распространения регистрируемого γ -излучения, и возможное значение z -компоненты спина γ -кванта, уносимой при распаде, равно ± 1 :

$$\mu_B = \mu_D \pm 1, \quad (74)$$

и если $s_D = 0$, то в направлении, нормальном к плоскости реакции, γ -кванты могут излучаться лишь с магнитных подуровней с $\mu_B = \pm 1$.

* Отметим, что угловое распределение не зависит от электрического или магнитного характера γ -излучения.

Если в реакции $A(a, a')B$ четность не меняется, то в поперечной системе координат согласно (42а) неупругое рассеяние на ядрах с нулевым спином $s_A = 0$ возможно только при четном $\mu_a - \mu_{a'} - \mu_B$, откуда при $s_D = 0$ находим с учетом (74): $\mu_B = \pm 1$, $|\mu_a - \mu_{a'}| = 1$.

Иными словами, корреляция W_{\perp} возможна лишь при $s_a \neq 0$. Таким образом, при неупругом рассеянии нуклонов $s_a = 1/2$ измерение W_{\perp} дает вероятность возбуждения уровней с $\mu_B = \pm 1$, а вместе с тем при $s_B \leq 2$ — и вероятность того, что $|\mu_a - \mu_{a'}| = 1$, поэтому такие измерения называются измерением вероятности спин-флипа, которая обозначается $S(\theta_{a'})$. Подчеркнем, что на всех ступенях реакции четность π одинакова; при этом в поперечной системе координат при $s_B \leq 2$ $W_{\perp}(\bar{\theta}_{a'}) = (1/2) \hat{L}^2 S(\bar{\theta}_{a'})$; если $s_B > 2$, то измерение вероятности W_{\perp} заселения подуровней с $\mu_B = \pm 1$ уже не определяет полностью вероятность спин-флипа, поскольку становится возможным вклад от переходов с $|\mu_a - \mu_{a'}| = 1$ и при возбуждении подуровней с нечетным μ_B , $|\mu_B| > 1$.

Если в поперечной системе координат определить вероятность неупругого рассеяния на ядрах со спином 0^+ в зависимости от проекций спинов налетающей и рассеянной частиц на ось \bar{z} как σ_{++} , σ_{+-} , σ_{-+} , σ_{--} , то

$$\left. \begin{aligned} \sigma_0(\theta_{a'}) &= (1/2) [\sigma_{++} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} + \sigma_{--}]; \\ A_{\bar{z}}(\theta_{a'}) &= [\sigma_{++} + \sigma_{-+} - \sigma_{+-} - \sigma_{--}]/2\sigma_0; \\ P_{\bar{z}}(\theta_{a'}) &= [\sigma_{++} + \sigma_{+-} - \sigma_{-+} - \sigma_{--}]/2\sigma_0; \\ S(\theta_{a'}) &= [\sigma_{-+} + \sigma_{+-}]/2\sigma_0; \\ \Delta S(\theta_{a'}) &= [\sigma_{-+} - \sigma_{+-}]/2\sigma_0 \equiv (1/2) [A_{\bar{z}} - P_{\bar{z}}], \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

где величина $\Delta S(\theta_{a'})$ называется «спин-флип асимметрией». Для получения ΔS нужно измерить \vec{W}_{\perp} с пучком, векторно поляризованным перпендикулярно к плоскости реакции. Как видно из (75), измерение $\Delta S(\theta_{a'})$ дает возможность в одном эксперименте получить разность $A_{\bar{z}}(\theta_{a'}) - P_{\bar{z}}(\theta_{a'})$; таким образом, для рассматриваемых реакций отпадает необходимость в сложных экспериментах (двойное рассеяние) по измерению $P_{\bar{z}}(\theta_{a'})$. Существует еще одна ценная связь между вероятностью спин-флипа $S(\theta)$ и поляризационными наблюдаемыми: измерение $S(\theta)$ позволяет, по существу, определить коэффициент передачи поляризации $K_{\bar{z}\bar{z}} = 1 - S(\theta)$ (или $K_{\bar{y}\bar{y}}$ для спиральной системы координат) в неупругом рассеянии. Прямое измерение этой величины обычными методами сложно.

Для некоторых реакций типа $A(\vec{a}, b)B \xrightarrow{\gamma} 0^{\pi}$ при $s_a = s_B = 1/2$, $s_b = 0$ (например, реакции $(\vec{p}, \alpha\gamma)$ на ядрах со спином $1/2$) измерение поляризованной корреляции \vec{W}_{\perp} дает величину, которую мы по-прежнему обозначим $\Delta S(\theta)$ и которая равна *

$$\Delta S(\theta_b) = (1/2) [A_z^a(\theta_b) + \pi_a \pi_A \pi_b \pi_B \pi_L A_z^t(\theta_b)], \quad (76)$$

где A_z^a , A_z^t — анализирующие способности с поляризованным пучком и с поляризованной мишенью соответственно.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Проверка принципов симметрии. Свойства поляризационных наблюдаемых тесно связаны с предположениями о P - и T -инвариантности ядерных взаимодействий [см. (26)—(29)]. Изучение поляризационных явлений представляет собой важное, а зачастую и единственное средство экспериментальной проверки принципов симметрии.

P-инвариантность. Экспериментальные оценки эффектов несохранения четности состоят в измерении величин с трансформационными свойствами псевдоскаляра, которые могут отличаться от нуля благодаря универсальному несохраняющему четность слабому взаимодействию адронов, лагранжиан которого представляет собой комбинацию заряженных и нейтральных токов [35]. Первые из них (токи Кабиббо) соответствуют несохранению четности, их вклад во взаимодействие адронов, по современным оценкам [36, 37], составляет 10^{-7} . Что касается нейтральных токов, наличие которых подтверждено в недавних экспериментах с нейтрино высоких энергий, их трансформационные свойства не известны, а предположения различных авторов по этому вопросу весьма отличаются между собой. Среди прочих существует мнение, что нейтральные токи могут на порядок и более усиливать несохраняющее четность взаимодействие адронов для изовекторных процессов $\Delta t = 1$ (t — изоспин).

Впервые несохранение четности для неслабых распадов наблюдалось Ю. Г. Абовым и др. при γ -распаде ^{113}Cd в процессе $^{112}\text{Cd}(\vec{n}, \gamma)^{113}\text{Cd}$ с тепловыми нейтронами [38]. Наибольшее число экспериментов по исследованию P -инвариантности выполнено при изучении γ -распадов: наблюдение запрещенных по четности переходов, измерение круговой поляризации γ -квантов, измерение вклада от нечетных I в угловые распределения $W_{\gamma}(\theta_{\gamma})$ [см.

* В экспериментах такого типа ΔS есть вероятность того, что спины s_a , s_B параллельны (антипараллельны) при $\pi_a \pi_A \pi_b \pi_B > 0$ (< 0).

(73)]. Такого рода исследования подробно рассмотрены в обзорах [39, 40]. При изучении распадов эффекты несохранения четности, и без того не имеющие исчерпывающего теоретического объяснения, могут маскироваться к тому же многообразными другими эффектами [36, 39], связанными со структурой систем, состоящих из большого числа нуклонов. Поэтому следует отдать предпочтение простейшим системам и процессам.

Впервые один из таких процессов — измерение круговой поляризации γ -квантов (псевдоскаляр типа $s_\gamma k_\gamma$) из радиационного захвата $\vec{n} + p \rightarrow d + \vec{\gamma}$ с тепловыми нейтронами — изучался в работе В. М. Лобашова и др. [41]. Результат этой работы $p_3 = -(1,3 \pm 0,45) \cdot 10^{-6}$, что примерно на два порядка превышает оценки, основанные на теории Кабиббо. Хотя указанный процесс идет со значительным вкладом $\Delta t = 2$, по современным теоретическим представлениям изотензорное усиление эффекта не может быть столь сильным.

Мерой несохранения четности непосредственно в нуклон-нуклонном рассеянии может служить значение продольной компоненты A_z анализирующей способности (псевдоскаляр типа ks) с продольно поляризованными нуклонами. Для тождественных нуклонов при низких энергиях возможны только состояния 1S_0 и 3P_0 . Если четность не сохраняется, то появляется возможность переходов $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$, и ожидаемый эффект отличия A_z от нуля (с максимумом при энергии 50—60 МэВ) определяется интерференцией амплитуды этого перехода с сохраняющими четность амплитудами. Эксперимент по обнаружению эффекта в pp -рассеянии при энергии 15 МэВ был поставлен в Лос-Аламосе [42]. Измерялась усредненная по углу анализирующая способность $\bar{A}_z = (1/p_z) [(\sigma_+ - \sigma_-)/(\sigma_+ + \sigma_-)]$, где σ_+ , σ_- — полные сечения, измеряемые для направлений спина налетающего протона вдоль и против его импульса соответственно. Получено значение $\bar{A}_z = (-1,8 \pm 2) \cdot 10^{-7}$.

Обращает на себя внимание значительное расхождение этого значения с результатом В. М. Лобашова и др. [41]. Поскольку в оба рассмотренных процесса дают вклад изоскалярные и изотензорные переходы, теория не в состоянии объяснить это расхождение и желателен повторение экспериментов.

Чисто изовекторным переходом является реакция $\vec{n} + p \rightarrow d + \gamma$ с тепловыми нейтронами; она интересна с точки зрения информации о нейтральных токах. Для этой реакции в Гренобле измерялась анизотропия β углового распределения γ -квантов ($W_\gamma = 1 + \beta p_n k_\gamma$); получено $\beta = (1,37 \pm 0,35) \cdot 10^{-7}$ [40].

Т-инвариантность. В отличие от P -инвариантности T -инвариантность не приводит к явным правилам отбора (исключением является запрет на существование дипольных и других нечетных

электрических моментов), и ее проверка требует сравнения результатов измерений в различных процессах.

Согласно теоретическим представлениям, нарушение T -инвариантности в процессах с сохранением пространственной четности возможно за счет электромагнитного и миллионного (слабее сильного примерно в 10^3 раз) взаимодействий между нуклонами [37]. Из явлений ядерной физики, которые могли бы претендовать на обнаружение эффектов, связанных с этими типами взаимодействий, обычно рассматриваются: детальное равновесие, угловые корреляции в γ -распадах и равенство поляризация — асимметрии для упругого рассеяния [см. (31a)].

Рассеяние нуклонов на ядрах с нулевым спином, как следует из (60), не подходит для обнаружения нарушения T -инвариантности. Простейшая спиновая структура процесса, который можно было бы использовать, $-1/2 + 1/2 \rightarrow 1/2 + 1/2$. Для обнаружения эффекта требуется выполнить два различных измерения — для A_y и P_y . Измерения P_y с высокой точностью трудны, они требуют двойного рассеяния, больших телесных углов и толстых мишеней. Нарушение T -инвариантности означает, что в парциальной M^J -матрице недиагональные элементы со значениями $L_i s_i'$, $L_j s_j$ и $L_j s_j'$, $L_i s_i$ не равны между собой. Для NN -рассеяния нижайшие из недиагональных переходов ${}^1P_1 \leftrightarrow {}^3P_1$, ${}^3S_1 \leftrightarrow {}^3D_1$, ${}^3P_2 \leftrightarrow {}^3F_2$, ${}^1D_2 \leftrightarrow {}^3D_2$, и вследствие принципа Паули остается только ${}^3P_2 \leftrightarrow {}^3F_2$, откуда следует, что поиски эффекта в pp -рассеянии целесообразны лишь при энергиях в несколько сотен мегаэлектронвольт, когда вклад P - и F -волн является существенным. Однако в этой области энергий возможны эффекты, не связанные с упомянутыми типами взаимодействий. Согласно модели Сударшана для сильного взаимодействия, основанной на обмене A_1 -мезонами [43], T -инвариантная и T -неинвариантная части сильного взаимодействия примерно одинаковы по величине. Из-за короткодействующего характера взаимодействия Сударшана эффект от T -неинвариантной части должен проявляться заметно лишь при энергиях в сотни мегаэлектронвольт, но зато, например, для рассеяния неждественных нуклонов некоторые оценки [44] дают вполне измеримые значения величины $|A_y - P_y| \approx \approx 0,2 - 0,3$ при $E = 400 - 600$ МэВ. По-видимому, экспериментальные исследования именно в этом аспекте представляют наибольший интерес.

Изоспин и поляризационные явления [37]. Как сохранение изоспина, так и зарядовая симметрия (предполагающая равенство np - и pp -взаимодействия) нарушаются электромагнитными силами и различием масс нейтрона и протона. Поэтому требование зарядовой симметрии обычно формулируется как равенство взаимодействий между тождественными нуклонами с точностью до кулоновской поправки. Тогда следует ожидать, что наблюдаемые

величины в процессах, различающихся лишь заменой протонов нейтронами, и наоборот, могут отличаться не более чем на кулоновскую поправку. Отметим, однако, что для строгого вычисления кулоновской поправки нужно знать детали сильного взаимодействия на малых расстояниях (см., например, [45]), которые вообще-то неизвестны.

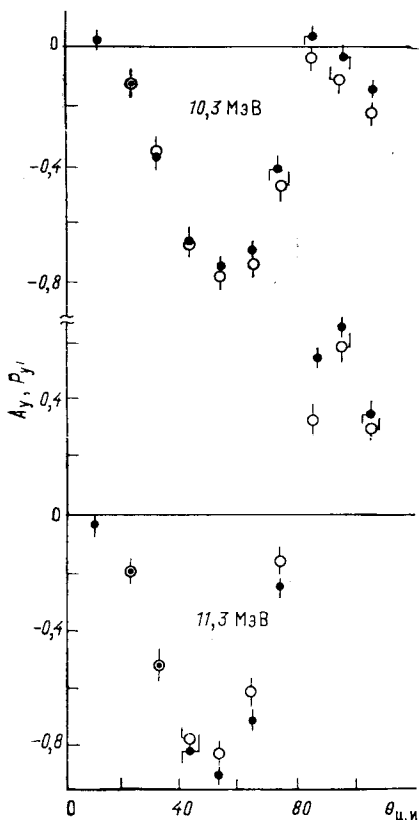


Рис. 6. Сравнение поляризации (○) и анализирующей способности (●) в реакции $^{15}\text{N}(p, n)^{15}\text{O}$ [47]

туре соответствующих ядер. Из измерений различия $P_{y'} - A_y$ в реакциях $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$, $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$, $^{15}\text{N}(p, n)^{15}\text{O}$ [46, 47] следует, что оно невелико (см. рис. 6) и, по-видимому, может быть учтено кулоновской поправкой, за исключением той области энергий, где возбуждаются смешанные по изоспину промежуточные состояния.

Теорема Баршая — Теммера [48] [см. (40) и (41)], справедливая для реакций, в которых частицы a и A или b и B принадлежат

Упругое рассеяние является простейшим примером процесса, в котором сохраняются квантовые числа спина и изоспина: $\{s_a, t_a, s_A, t_A\} = \{s_b, t_b, s_B, t_B\}$. Другой пример — реакция (p, n) с переходом в основное состояние конечного ядра (переходы между членами одного изомультплетта), которые отличаются от упругого рассеяния тем, что в них изменяется проекция изоспина, причем таким образом, что $t_3^B = t_3^A \pm 1$, $t_3^b = t_3^a \mp 1$. В таких реакциях, называемых иногда квазиупругими [46], при сохранении зарядовой четности (т. е. в случае зарядовой симметрии) должны выполняться те же соотношения между наблюдаемыми, которые имеют место для упругого рассеяния, например $P_{y'} = A_y$, с точностью до поправки на различие в электромагнитном взаимодействии обмениваемых нуклонов с остальной частью ядра. Поэтому можно ожидать, что эксперименты такого рода окажутся полезными и для получения информации о волновых функциях и структуре соответствующих ядер.

Упругое рассеяние является простейшим примером процесса, в котором сохраняются квантовые числа спина и изоспина: $\{s_a, t_a, s_A, t_A\} = \{s_b, t_b, s_B, t_B\}$. Другой пример — реакция (p, n) с переходом в основное состояние конечного ядра (переходы между членами одного изомультплетта), которые отличаются от упругого рассеяния тем, что в них изменяется проекция изоспина, причем таким образом, что $t_3^B = t_3^A \pm 1$, $t_3^b = t_3^a \mp 1$. В таких реакциях, называемых иногда квазиупругими [46], при сохранении зарядовой четности (т. е. в случае зарядовой симметрии) должны выполняться те же соотношения между наблюдаемыми, которые имеют место для упругого рассеяния, например $P_{y'} = A_y$, с точностью до поправки на различие в электромагнитном взаимодействии обмениваемых нуклонов с остальной частью ядра. Поэтому можно ожидать, что эксперименты такого рода окажутся полезными и для получения информации о волновых функциях и структуре соответствующих ядер.

Из измерений различия $P_{y'} - A_y$ в реакциях $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$, $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$, $^{15}\text{N}(p, n)^{15}\text{O}$ [46, 47] следует, что оно невелико (см. рис. 6) и, по-видимому, может быть учтено кулоновской поправкой, за исключением той области энергий, где возбуждаются смешанные по изоспину промежуточные состояния.

Теорема Баршая — Теммера [48] [см. (40) и (41)], справедливая для реакций, в которых частицы a и A или b и B принадлежат

к одному изомультиплету, а полный изоспин начального или конечного состояния есть хорошее квантовое число, наиболее полно экспериментально проверялась в реакции ${}^4\text{He}(\vec{d}, {}^3\text{H}){}^3\text{He}$ и обратной ${}^3\text{He}({}^3\text{H}, d){}^4\text{He}$. На рис. 7 показаны результаты измерения анализирующей способности реакции ${}^4\text{He}(\vec{d}, {}^3\text{H}){}^3\text{He}$ при двух энергиях [49]. Угловая зависимость анализирующей способности зависит от того, регистрируется ${}^3\text{H}$ или ${}^3\text{He}$, причем отличия

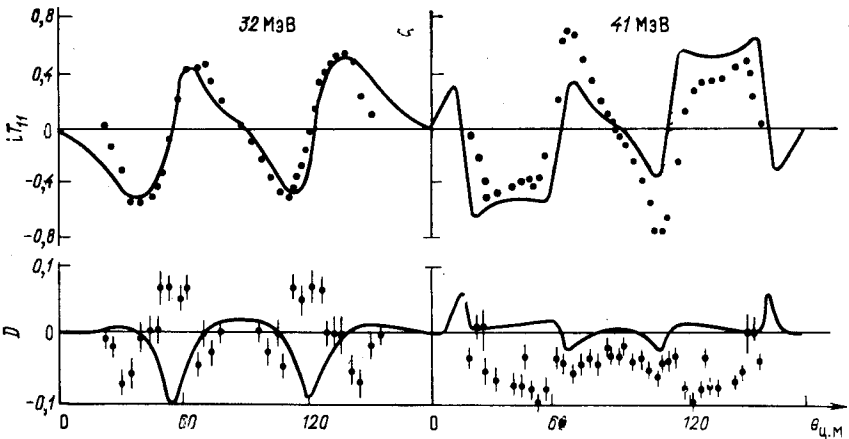


Рис. 7. К проверке теоремы Баршая — Теммера в реакции ${}^4\text{He}(\vec{d}, {}^3\text{H}){}^3\text{He}$. $D = (A_{T1} - A_{T2})$ — разность значений анализирующих способностей, соответствующих регистрации ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$. Кривые — расчет МИВ [49]

довольно велики. Нарушения теоремы наблюдаются и при других энергиях в измерениях дифференциального сечения $\sigma_0(\theta)$ [50]. Пока эти экспериментальные данные не находят количественного объяснения; предполагается влияние смешанных по изоспину состояний ${}^6\text{Li}$, различие кулоновского взаимодействия для ${}^3\text{H}$ и для ${}^3\text{He}$ в выходном канале. Пример попытки учесть последний из упомянутых эффектов в рамках метода искаженных волн приведен на рис. 7. В работе [51] при энергии тритонов 17 МэВ изучались аналогичные вопросы для реакции ${}^9\text{Be}(\vec{t}, {}^6\text{Li}){}^4\text{He}$ при этом для анализирующей способности также обнаружены отклонения от теоремы Баршая — Теммера.

Малонуклонные системы вообще наиболее подходят для изучения вопросов зарядовой симметрии: роль кулоновских поправок должна быть не столь существенной, как для более тяжелых ядер. Однако результаты исследований противоречивы. Например, было показано [52], что векторные анализирующие способности реакций ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$ и ${}^2\text{H}(\vec{d}, n){}^3\text{He}$ при одинаковых E_d не отли-

чаются в пределах экспериментальных ошибок. В то же время поляризация нуклонов в этих зеркальных реакциях, измеренная при одинаковых энергиях входного канала, различна [53]. Это различие приписывалось неодинаковым значениям Q реакций, и было предложено сравнивать P_p и P_n при различных энергиях дейтронов так, чтобы энергии вылетающих нуклонов были одина-

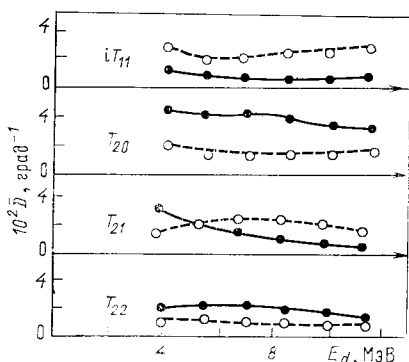


Рис. 8. Различие в компонентах анализирующей способности реакций ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$ и ${}^2\text{H}(\vec{d}, n){}^3\text{He}$.

● — при одинаковых энергиях дейтронов,
○ — энергия в канале (d, n) уменьшена на 1,5 МэВ [54]

углов задней полусферой, где роль кулоновских поправок считается еще менее значительной. На рис. 8 показаны результаты сравнения зеркальных реакций. Приводится величина

$$\bar{D}_{IM} = \int_{\theta_1}^{\theta_2} D_{IM}(\theta) d\theta \quad (\theta_2 - \theta_1), \quad \theta_1 = 100^\circ, \quad \theta_2 = 160^\circ,$$

где $D_{IM} = |T_{IM}(d, p) - T_{IM}(d, n)|$.

Как видно из рис. 8, изменение E_d^n для реакции (d, n) примерно на 1,5 МэВ не устраняет различия наблюдаемых величин в двух зеркальных реакциях, и вопрос зарядовой симметрии остается открытым до тех пор, пока не будет показано, что учет кулоновской поправки к зарядово-симметричным ядерным силам объясняет экспериментальные данные.

Перестановочная симметрия наблюдаемых и ее связь с механизмом ядерной реакции. Для реакций с тождественными частицами во входном канале согласно (36) имеет место антисимметрия поляризации продуктов относительно $\theta = 90^\circ$, однако для компонент анализирующей способности подобных соотношений, вообще

ковы для обоих зеркальных каналов, т. е. энергии дейтронов в реакции ${}^2\text{H}(\vec{d}, \vec{n}){}^3\text{He}$ должна быть примерно на 1,5 МэВ ниже, чем в реакции ${}^2\text{H}(\vec{d}, \vec{p}){}^3\text{H}$.

Для прояснения этого вопроса в одном эксперименте одновременно для обоих зеркальных каналов были измерены [54] все компоненты анализирующей способности при $E_d = 2,5 \div 11,5$ МэВ, причем для устранения эффектов, связанных с меньшей точностью нейтронных измерений, в канале (d, n) регистрировались ядра отдачи ${}^3\text{He}$. Такая постановка эксперимента, кроме того, ограничивает область доступных измерению

говоря, нет. Но иногда соотношения вида (36) могут выполняться и для анализирующей способности; например, для реакции ${}^2\text{H}(d, N)$ показано [55] путем анализа выражений (48)–(52), что если она протекает через перекрывающиеся уровни промежуточной структуры с одинаковой четностью, то это приводит к симметрии относительно $\theta = 90^\circ$ и для анализирующей способности.

В работе [56] утверждается, что подобное соотношение для векторной анализирующей способности выполняется и в случае, когда реакция с тождественными частицами во входном канале осуществляется чисто прямым механизмом. Такое ограничение означало бы согласно строгим выражениям (52), что в реакции при достаточно высоких энергиях, когда должен доминировать прямой механизм, исчезает интерференция матричных элементов противоположной четности. Это представляется чересчур сильным требованием, для которого следовало бы найти глубокие причины, если будет обнаружено его экспериментальное подтверждение. Приводимый в работе [56] пример реакции ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$ при энергии 30 МэВ таким подтверждением не является, т. е. равенства $iT_{11}(\theta) = -iT_{11}(\pi - \theta)$ нет (см. рис. 20, в).

2.2. Прямые реакции. Простейшими являются одноступенчатые процессы $A(a, b)B$, когда от частицы $a = b + c$ ядру A передается нуклон или кластер c , так что $B = A + c$ (реакции срыва), либо когда от ядра A частице a передается нуклон или кластер c , так что $b = a + c$, $B = A - c$ (реакции подхвата). В этом случае перераспределению частиц, которое осуществляется за счет взаимодействия V_{bc} соответствует полный момент $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$, уносимый частицей c . Для реакций срыва

$$\mathbf{j} = \mathbf{s}_B - \mathbf{s}_A; \quad \mathbf{s} = \mathbf{s}_a - \mathbf{s}_b; \quad \mathbf{l} = \mathbf{j} - \mathbf{s}. \quad (77)$$

Квантовые числа j, l, s связаны со структурой соответствующих ядер и спиновой зависимостью взаимодействия, поэтому точную амплитуду (II.23) удобно записать в эквивалентном виде [57]:

$$\mathcal{M}_{\mu_b \mu_B, \mu_a \mu_A}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \sum_{jls} (-)^{l-s+j+s_a-\mu_a+s_A+\mu_A} \hat{l} \hat{s} \hat{j} \hat{s}_B \begin{pmatrix} s_A & j & s_B \\ \mu_A & \mu & -\mu_B \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} l & s & j \\ m & \mu_a - \mu_b & \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_a & s_b & s \\ \mu_a & -\mu_b & \mu_b - \mu_a \end{pmatrix} B_{sj}^{lm}(s_a, s_A, s_b, s_B; \mathbf{k}', \mathbf{k}), \quad (78)$$

где

$$B_{sj}^{lm} = \sum_{\substack{\mu_a \mu_A \\ \mu_b \mu_B}} (-)^{l-j+s+s_a-\mu_a+s_A+\mu_A} \hat{s}_B^{-1} \hat{l} \hat{j} \begin{pmatrix} s_A & j & s_B \\ \mu_A & \mu_B - \mu_A & -\mu_B \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} s_a & s_b & s \\ \mu_a & -\mu_b & \mu_b - \mu_a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & s & j \\ m & \mu_a - \mu_b & \mu_A - \mu_B \end{pmatrix} \langle \mathbf{k}', s_b \mu_b s_B \mu_B | \mathcal{M} | \mathbf{k}, s_a \mu_a s_A \mu_A \rangle \quad (79)$$

— приведенная амплитуда прямой реакции. В представлении (78) для наблюдаемых величин получается (система координат $x_a y_a z_a$) [8,58]:

$$\begin{aligned} \check{F}_{I_a M_a, I_B M_B}^{I_b M_b, I_B M_B} &= \hat{s}_a^{-1} \hat{s}_A^{-1} \hat{s}_b \hat{s}_B [\sigma_0(\theta)]^{-1} \times \\ \times \sum_{II' I'' j' s s'} (-)^{s-s'} (-)^{I_b+I_B+I'-I''-I+M+M'+M''} &\hat{I}_a \hat{I}_A \hat{I}_b \hat{I}_B \hat{I}^2 \hat{I}'^2 \hat{I}''^2 \hat{s} \hat{j} \hat{j}' \times \\ \times \begin{pmatrix} I_b & I_a & I' \\ M_b & M_a & -M' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_B & I_A & I'' \\ M_B & M_A & -M'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I' & I'' & I \\ M' & M'' & -M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_A & s_A & I_A \\ s_B & s_B & I_B \\ j & j' & I'' \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} s_a & s_a & I_a \\ s_b & s_b & I_b \\ s & s' & I' \end{pmatrix} \sum_{lm'l'm'} (-)^{l+m'} \hat{l} \hat{l}' \begin{pmatrix} l & I & l' \\ m & M & -m' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j & j' & I'' \\ s & s' & I' \\ l & l' & I \end{pmatrix} B_{sj}^{lm} B_{s'j'}^{l'm'*}. \quad (80) \end{aligned}$$

Если (77) допускает несколько значений j, l, s , то, как правило, переход с одним из наборов этих квантовых чисел доминирует, а остальным наборам j', l', s' отвечает более слабые переходы, роль которых заметнее всего проявляется в интерференционных эффектах. Поскольку «слабые компоненты» могут нести важную дополнительную информацию о механизме реакции или структуре ядер, их выявление, возможное благодаря интерференции, представляет значительный интерес. Эти эффекты, согласно (80), свойственны именно поляризационным наблюдаемым, тогда как дифференциальное сечение $\sigma_0(\theta)$ пропорционально некогерентной сумме квадратов модулей амплитуд B_{sj}^{lm} .

Метод искаженных волн (МИВ). В приближении слабой связи (доминирует упругое рассеяние, а ответственное за реакцию взаимодействие V_{bc} рассматривается как возмущение) обычным упрощением для оценки амплитуды прямой реакции является МИВ. Формализм МИВ, учитывающий спин-орбитальное взаимодействие $I_c s_c$ для передаваемой частицы и спин-орбитальное взаимодействие в каналах реакции $L s_a, L' s_b$ (зависимость от s_A, s_B не учитывается) и являющийся основой всех современных программ для ЭВМ, подробно изложен в работе Сэтчлера [57]. В рамках МИВ амплитуда

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_{\mu_b \mu_B, \mu_a \mu_A}^{\text{МИВ}}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) &= \\ = \hat{J} \sum_{\mu'_a \mu'_b} \int d\mathbf{r}_a \int d\mathbf{r}_b \chi_{\mu'_b \mu'_b}^{(-)}(\mathbf{k}', \mathbf{r}_b) &\langle \mu_B \mu'_B | V | \mu_A \mu'_A \rangle \chi_{\mu'_a \mu'_a}^{(+)}(\mathbf{k}, \mathbf{r}_a), \quad (81) \end{aligned}$$

где \hat{J} — якобиан перехода от координат $\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b$ к координатам $\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b$, представляющим собой расстояния между частицами a и A, b и B ; $\chi_{\mu'_b \mu'_b}^{(-)}(\mathbf{k}', \mathbf{r}_b)$ и $\chi_{\mu'_a \mu'_a}^{(+)}(\mathbf{k}, \mathbf{r}_a)$ — решения уравнений Шредингера с оптическими потенциалами для выходного (рас-

ходящиеся сферические волны) и входного (сходящиеся сферические волны) каналов.

Сомножитель под интегралом в (81)

$$g(\mathbf{r}_b, \mathbf{r}_a) = \hat{J} \langle \mu_B \mu_b | V | \mu_A \mu_a \rangle \equiv \int \psi_B^* \psi_b^* V \psi_a \psi_A^* d\xi, \quad (82)$$

где ξ — внутренние координаты ядер a, A, b, B , играет роль эффективного взаимодействия, вызывающего переход между состояниями входного χ_a и выходного χ_b каналов. В этом множителе содержится главная физическая информация, относящаяся к данной реакции: ее тип и механизм (срыв, подхват, выбивание, неупругое рассеяние и пр.); предположения о структуре ядер a, A, b, B ; правила отбора по угловому моменту. Выражение (82) можно записать в виде разложения, соответствующего связи моментов (77) [57]:

$$\begin{aligned} \langle \mu_B \mu_b | V | \mu_A \mu_a \rangle &= \hat{J}^{-1} \sum_{l_c s_c j_c} i^{-l_c} G_{l_c s_c j_c, m}(\mathbf{r}_b, \mathbf{r}_a) \hat{s}_c \hat{s}_B \hat{j}_c \times \\ &\times (-)^{l_c - s_c - j_c + s_a - \mu_a + s_A + \mu_A} \begin{pmatrix} s_A & j_c & s_B \\ \mu_A & \mu_B - \mu_A & -\mu_B \end{pmatrix} \times \\ &\times \begin{pmatrix} s_a & s_b & s_c \\ \mu_a & -\mu_b & \mu_b - \mu_a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_c & s_c & j_c \\ m & \mu_a - \mu_b & \mu_a - \mu_B \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (83)$$

Следует подчеркнуть существенное различие между квантовыми числами в точных выражениях (79), (80) и квантовыми числами j_c, l_c, s_c в амплитуде МИВ: квантовые числа j, l, s описывают такое изменение соответствующих угловых моментов в процессе реакции, которое может определяться совокупностью изменений угловых моментов при рассеянии в каналах, плюс угловые моменты, уносимые передаваемой частицей c ; в выражении (83) j_c, l_c, s_c относятся *только* к частице c . Смысл этих квантовых чисел совпадает лишь в случае такой спиновой зависимости оптических потенциалов в каналах, при которой в процессах рассеяния невозможно изменение орбитального момента и спина канала, либо когда спиновая зависимость отсутствует вовсе*.

Амплитуда (81) есть 6-мерный интеграл по $\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b$, если считать, что столкновение ядер $a + A$ и вылет продуктов $b + B$ происходят в разных точках пространства. Для облегчения численной оценки амплитуды МИВ обычно используется приближение нулевого радиуса, основанное главным образом на короткодействующем характере взаимодействия V_{bc} . Это приближение означает, что точка встречи ядер a, A и точка вылета частицы b

* Отметим, что $j = j_c$, если оптические потенциалы в каналах не зависят от s_A, s_B , как это обычно принято во всех расчетах, выполненных к настоящему времени. В случае сильной связи с каналом неупругого рассеяния, когда возможна передача ядру углового момента Δj , предшествующая акту реакции $j \neq j_c$.

совпадают, так что \mathbf{r}_a и \mathbf{r}_b связаны лишь кинематическим коэффициентом, $\mathbf{r}_b = (A/B) \mathbf{r}_a$, и интеграл переходит в трехмерный. Вследствие этого, например, для реакций срыва волновая функция системы $a = b + c$ аппроксимируется константой, тогда как волновая функция системы $B = A + c$ включается с возможной точностью. Ниже обсуждаются недостатки приближения нулевого радиуса наряду с другими дефектами МИВ.

j-Зависимость наблюдаемых величин. Из (80) видно, что все наблюдаемые зависят от квантовых чисел j, l, s . Но $\sigma_0(\theta)$ представляет собой некогерентную сумму. Согласно условиям существования коэффициентов векторного сложения в (80) при $I_A = I_B = 0$ реакция идет с единственным значением j_c , но различными s_c ; эксперименты такого типа: $A(\vec{a}, b)B$, $A(a, \vec{b})B$ и $A(\vec{a}, \vec{b})B$. При $I_a = I_b = 0$ возможно единственное значение s_c (в случае одноуклонной передачи s_c всегда единственно и равно $1/2$), но различные j_c , т. е. интерференционные эффекты от вклада различных j_c должны наиболее проявляться в реакциях типа $\vec{A}(a, b)B$ и $A(a, b)\vec{B}$. Такие эксперименты, кроме того, чувствительны к взаимодействиям в каналах, зависящим от ε_A и ε_B [58].

Эффекты, связанные с полным моментом передаваемой частицы j_c , проявляются в виде характерной угловой зависимости наблюдаемых. Отвлекаясь от спиновой зависимости оптических потенциалов, которая не изменяет конечный результат, и полагая единственные значения l_{bc} и l_{ac} (орбитальных моментов частицы c в ядрах B и a), можно получить правило знаков для векторной анализирующей способности:

$$(l_{bc} + 1) iT_{11}(l_{bc} + 1/2) + l_{bc} iT_{11}(l_{bc} - 1/2) = 0, \quad (84)$$

т. е. знаки различны для переходов с $j_c = l_c \pm 1/2$. Общего правила, устанавливающего однозначное соответствие между j_c и знаком iT_{11} , не существует, поэтому j_c определяют из сравнений экспериментальных значений iT_{11} с расчетами в рамках МИВ. Как видно из рис. 9, возможно вполне однозначное определение j_c в большинстве реакций дейтонного срыва и подхвата.

Компоненты тензорной анализирующей способности в реакциях срыва в рамках МИВ определяются D -примесью к внутренней волновой функции дейтона, и простых правил для T_{2M} нет.

Однако в других реакциях, например (\vec{d}, α) , в которой для дейтонного кластера в α -частице $l_{ac} = 0$ единственное, можно получить соотношение, аналогичное (85), для *всех* компонент анализирующей способности [58] при отсутствии зависящих от спина искажений в каналах:

$$(2l_{bc} - 1) T_{1M}(l_{bc} - 1) + (2l_{bc} + 1) T_{1M}(l_{bc}) + \\ + (2l_{bc} + 3) T_{1M}(l_{bc} + 1) = 0.$$

Как показывают исследования для конкретных реакций [64], выраженная j -зависимость для всех компонент анализирующей способности остается во всей области углов даже при включении зависящих от спина искажений (рис. 10).

Критические оценки метода искаженных волн. При вычислении амплитуды МИВ проводится интегрирование и по внутренней области ядра, вклад от которой может существенно влиять

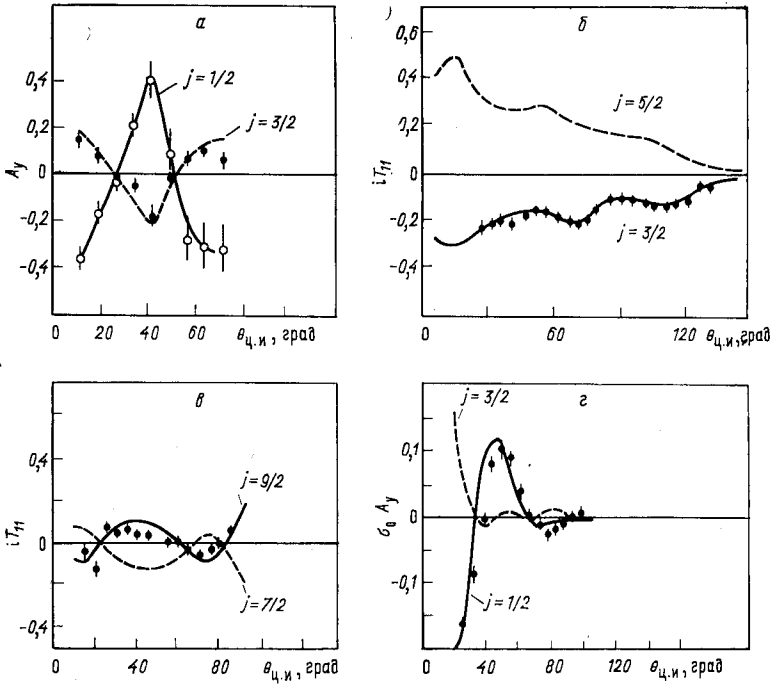


Рис. 9. Зависимость векторной анализирующей способности от полного момента j_c :

a — $^{40}\text{Ca}(\vec{d}, p)^{41}\text{Ca}$, $E = 7$ МэВ, $l_n = 1$ [59]; $б$ — $^{118}\text{Sn}(\vec{d}, t)^{117}\text{Sn}$, $E = 12$ МэВ, $l_n = 2$ [60]; $в$ — $^{82}\text{Cr}(\vec{d}, p)^{83}\text{Cr}$, $E = 10$ МэВ, $l_n = 4$ [61]; $г$ — $^{14}\text{N}(\vec{d}, t)^{13}\text{N}$, $E = 15$ МэВ, $l_n = 1$ [62]

на значение амплитуды. Использование оптических волновых функций во внутренней области вряд ли можно считать обоснованным: описание упругого рассеяния с помощью оптической модели в лучшем случае дает асимптотическое поведение волновой функции.

Остаются также неопределенности в параметрах оптического потенциала, найденных из анализа упругого рассеяния. В частности, для составных частиц (дейтоны, тритоны, α -частицы и т. д.)

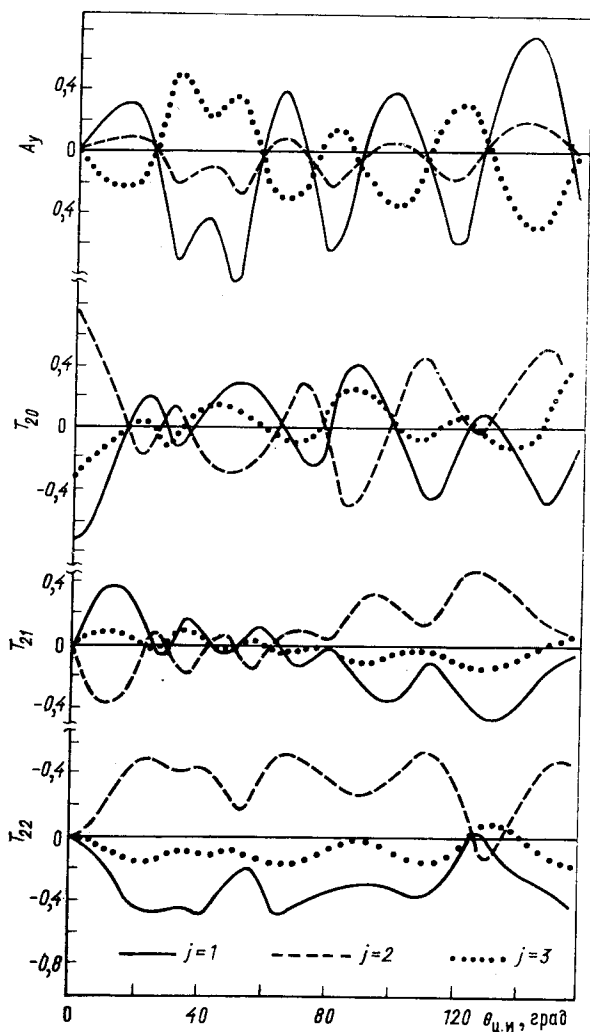


Рис. 10. Зависимость компонент анализирующей способности реакции $^{27}\text{Al}(\vec{d}, \alpha)$ от полного момента j_c передаваемого квазидейтона с $s_c = 1$ [64]

возможна дискретная многозначность оптических потенциалов, которой соответствует различное число узлов оптических волновых функций во внутренней области.

Феноменологическая оптическая модель оперирует локальными потенциалами. Кроме того, в приближении нулевого радиуса

не учитывается структура одной из сталкивающихся частиц, в частности, D -состояние дейтона.

Наконец, существуют реакции, для которых одноступенчатый механизм неадекватен. Это реакции с возбуждением остова, предшествующим процессу передачи нуклона или кластера, а также с «поляризацией», т. е. виртуальной диссоциацией или возбуждением составных налетающих частиц.

Рассмотрим эти вопросы подробнее.

Как показано в работах [63, 64], на примере реакций (d, p) , (d, α) , (α, p) поляризационные наблюдаемые слабо чувствительны к дискретной многозначности оптических потенциалов для семейств потенциалов с глубинами вещественной части $V \geq nV_N$ (n — число нуклонов в данной составной частице, V_N — глубина вещественной части нуклон-ядерного потенциала). По-видимому, это объясняется сравнительно малым вкладом в интеграл перекрытия от внутренней (осциллирующей) части оптических волновых функций.

Учет нелокальности оптического потенциала ведет к дальнейшему уменьшению вклада от внутренней области. Поправка на нелокальность вида $U_{\text{нел}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = V(|\mathbf{r} + \mathbf{r}'|)H(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$ [65] достаточно точно учитывается в так называемом локальном энергетическом приближении (ЛЭП):

$$\psi_{\text{нел}}(\mathbf{r}) = \psi_{\text{лок}}(\mathbf{r}) f(\mathbf{r}); \quad f(\mathbf{r}) = [1 - (1/2)U(\mathbf{r})(\mu\beta^2/\hbar^2)],$$

где μ — приведенная масса частицы; $U(\mathbf{r})$ — эквивалентный локальный потенциал; β — «радиус нелокальности» (для нуклонов $\beta_N \approx 0,85$ фм, для дейтонов $\beta_d \approx 0,55$ фм, для тритонов и гелионов $\beta_s \approx 0,25$ фм). Нелокальности другого вида могут приводить к еще большему подавлению вклада от внутренней области. Подобные эффекты не исключены и для (оболочечного) потенциала связанного состояния. Указанное подавление амплитуды реакции во внутренней области, возможно, объясняет, почему довольно часто в расчетах МИВ получается хорошее согласие с экспериментом, если интегрирование проводить не с $r \rightarrow 0$, а с некоторой точки $r_{\text{обр}}$ (радиус обрезания радиальных интегралов): такая процедура имитирует учет нелокальности.

Использование ЛЭП для внутренней волновой функции частицы $a = b + c$ или $b = a + c$ (срыв и подхват) позволяет избежать громоздких и требующих больших затрат времени на ЭВМ расчетов с конечным радиусом r_{bc} [66]. Наибольшая чувствительность к D -примеси свойственна компонентам тензорной анализирующей способности, особенно T_{21} ; это связано с тем, что вклад D -состояния в наблюдаемые более высоких рангов когерентен с s -состоянием, тогда как для величин нижайших рангов (σ_0, iT_{11}) S - и D -вклады некогерентны. В реакциях типа (d, t) и (d, τ) тензорная анализирующая способность более чувствитель-

на к деталям внутренних волновых функций тритона и гелиона, чем дейтона (в этих реакциях дейтон выступает как целое в роли спектатора). На рис. 11 показано влияние D -состояния на величины T_{2M} . Из сравнения расчетов в рамках ЛЭП и полных расчетов с конечным радиусом видно, что ЛЭП достаточно хорошо учитывает эффекты конечного радиуса, по крайней мере, для

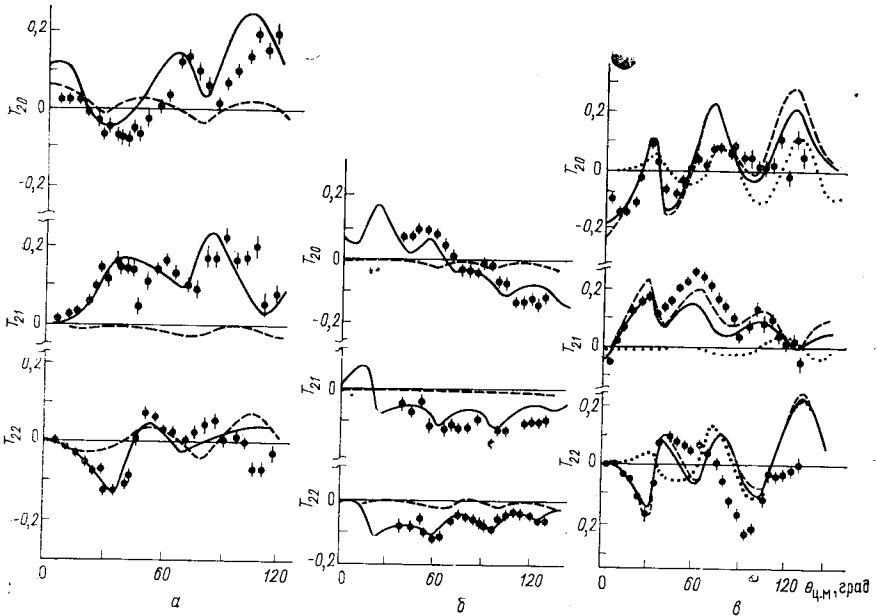


Рис. 11. Анализирующая способность второго ранга T_{2M} :

a — $^{90}\text{Zr}(\vec{d}, p) ^{91}\text{Zr}_0$, $j_n = 1/2^+$, $E = 10$ МэВ [67]; b — $^{118}\text{Sn}(\vec{d}, t) ^{117}\text{Sn}_0$, $j_n = 1/2^+$, $E = 12$ МэВ [68] (— — — — расчет без учета D -состояния дейтона и тритона); c — $^{82}\text{Cr}(\vec{d}, p) ^{83}\text{Cr}_0$, $j_n = 3/2^-$, $E = 10$ МэВ [67] (— — — — точные расчеты с конечным радиусом, . . . — без учета D -состояния, — — — — ЛЭП)

реакций однонуклонной передачи. Такие исследования позволяют оценить примесь D -состояния в волновых функциях дейтона и трехнуклонных ядер. Например, для тритона из анализа реакций (d, t) получается величина D -примеси $w_D^t = 0,08 - 0,09$.

В процессах передачи поляризации (\vec{d}, \vec{p}) , (\vec{d}, \vec{n}) поляризация вылетающего нуклона в основном максимуме углового распределения определяется его поляризацией внутри налетающего дейтона. Простые оценки показывают [69], что в случае чистого дейтонного срыва с $l_c = 0$ $p_y(0^0) = 1 - (3/2)w_D$, т. е. D -примесь приводит к частичной деполяризации вылетающего нуклона. Однако при использовании этого равенства для оценки w_D

следует проявлять осторожность, так как даже незначительный вклад от процессов, протекающих с образованием составного ядра, сильно изменяет величину p_y . Особенно это относится к реакциям с $s_A \neq 0$, когда после пребывания в составной системе нуклон полностью забывает то спиновое состояние, которое он имел в дейтоне.

Резюмируя, можно утверждать, что МИВ хорошо «работает», если выполнены начальные посылки, т. е. в случае чистых одноступенчатых переходов с передачей частицы в хорошо определенное одночастичное состояние, и сравнение теории с экспериментом позволяет определить полный момент j_c и, следовательно, определить спин конечного ядра или, по крайней мере, указать для него пределы. Такие исследования дают ценную информацию о структуре конечных ядер $B = A \pm c$. К настоящему времени число изученных переходов только в реакциях с дейтонами составляет несколько сотен. Характерным примером использования поляризационных опытов являются измерения анализирующей способности в реакциях $^{158, 160}\text{Gd}(\vec{t}, \alpha)^{157, 159}\text{Eu}$ и $^{168, 170}\text{Er}(\vec{t}, \alpha)^{167, 169}\text{Ho}$ [70], выполненные при $E_t = 17$ МэВ с применением магнитного спектрографа; эти эксперименты и их анализ в рамках МИВ позволили установить или скорректировать и дополнить энергии, J^π , схемы распада для большого числа уровней, установить наличие ранее не известных ротационных полос.

Подбарьерные реакции (d, p) дополнительно иллюстрируют реалистичность теоретических представлений. Для этих реакций практически можно исключить из рассмотрения ядерное взаимодействие, по крайней мере в системе $d + A$, в частности, спиновые эффекты определяются исключительно D -состоянием дейтона. Качественная картина этих реакций дана в работе [71], а характер согласия теории с экспериментом и роль D -состояния показаны на рис. 12

Диаграммная техника в применении к поляризационным явлениям рассмотрена в работах [72]. Для полюсных диаграмм с учетом рассеяния в каналах результаты, по существу, не отличаются от МИВ. Интересны некоторые качественные выводы для треугольных диаграмм; например, идущая в четырехлучевой вершине

(рис. 13) реакция $c(a, \vec{b})d$ должна в основных чертах определять поляризацию в реакции $A(a, \vec{b})B$. Для полюсных диаграмм трехчастичных реакций (квасисвободное рассеяние, или «прямое выбивание», см. рис. 13, б) получены выражения, позволяющие извлекать квантовые характеристики ядер и информацию о кластерной структуре $A = B + c$. Однако благоприятные для полюсного механизма кинематические условия (передаваемый импульс

$q \rightarrow 0$) не исключают вклада от более сложных диаграмм, и тогда эти выражения теряют силу. Вопрос идентификации полюсного механизма в таких реакциях дискутируется давно. Критерий Треймана — Янга [73], экспериментальная проверка которого довольно сложна, дает только необходимое, но не достаточное

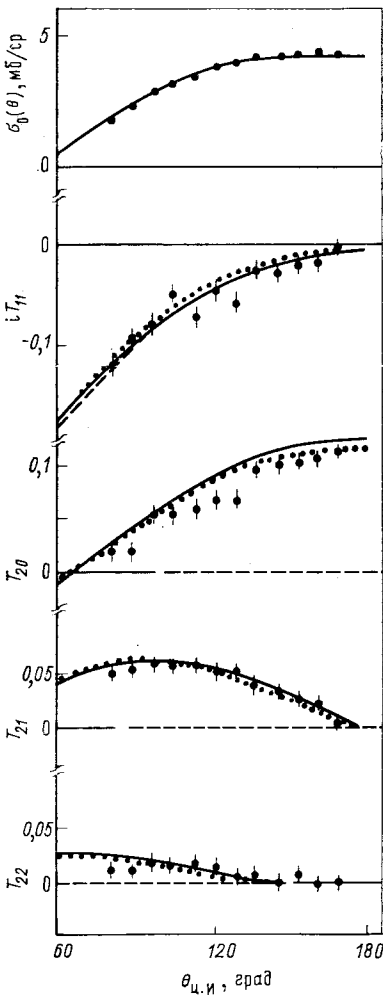


Рис. 12. Подбарьерный срыв $^{208}\text{Pb}(d, p)^{209}\text{Pb}$.
 $E = 9$ МэВ; — — — расчет без учета D-состояния; — без учета ядерного взаимодействия [во входном канале [71]

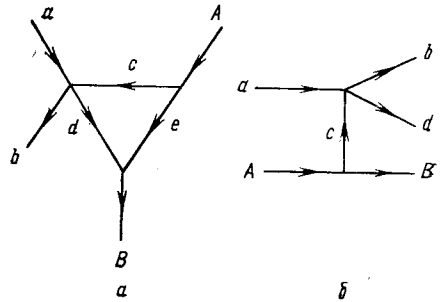


Рис. 13.

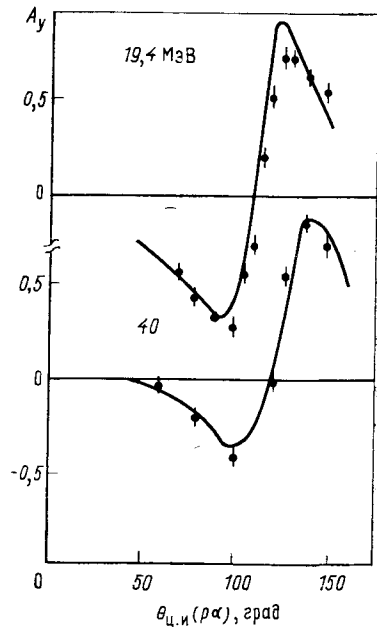


Рис. 14. Анализирующая способность реакции ${}^6\text{Li}(\vec{p}, \alpha p){}^2\text{H}$ (●) и свободного $\rho\alpha$ -рассеяния [74]

условие полюсности механизма. Для этих целей могут быть полезными поляризационные измерения: в случае квазисвободного рассеяния анализирующие способности реакции $\vec{a} + c \rightarrow b + d$ и свободной реакции $A + \vec{a} \rightarrow b + d + B$ должны совпадать, а отличия этих величин должны указывать на вклад перерасеяния. На рис. 14 показаны результаты измерений в реакции ${}^6\text{Li}(\vec{p}, p\alpha){}^2\text{H}$ в экспериментальных условиях, соответствующих $q \rightarrow 0$ [74]. По мнению авторов работы [74], отличие анализирующих способностей, которое наблюдается при 19,4 МэВ, явно свидетельствует о вкладе других механизмов. Этот результат тем более важен, что проверка критерия Треймана — Янга при энергии 19 МэВ указывает на чистое квазисвободное рассеяние вплоть до значений $q \simeq 40$ МэВ/с.

Многоступенчатые механизмы. Для целого ряда реакций с помощью МИВ не удастся удовлетворительно описать экспериментальные данные даже для переходов с однонуклонной передачей типа (d, p) , (d, t) . Обычно это связано с тем, что механизм реакции не соответствует предпосылкам МИВ: имеет место вклад процессов с образованием составного ядра либо многоступенчатых процессов [75]. Например, в реакции ${}^{18}\text{O}(\vec{d}, p){}^{19}\text{O}$ при $E_d = 10$ МэВ анализирующая способность iT_{11} расчетами в рамках МИВ не воспроизводится. Проверка вклада компаунд-процессов сравнением данных при энергии 10 МэВ и усредненных данных в диапазоне 8—12 МэВ исключает роль этих процессов. Применение метода связанных каналов (возбуждение состояния 2_1^+ ядра ${}^{18}\text{O}$ с последующей передачей нейтрона с $j = 5/2^+$) свидетельствует в пользу двухступенчатого механизма [76] (рис. 15). Тем самым обнаруживается полезная сторона поляризационных измерений для выяснения вопросов такого рода, поскольку дифференциальное сечение слабо чувствительно к предположениям о двухступенчатости механизма. Из таких расчетов можно получать информацию и об отдельных компонентах волновой функции конечного ядра, в рассмотренном примере это основное состояние ${}^{19}\text{O} | 5/2^+ \rangle = k_1 | n_{5/2} \otimes 0^+ \rangle + k_2 | n_{3/2} \otimes 2^+ \rangle + k_3 | n_{1/2} \otimes 2^+ \rangle$.

Неупругое рассеяние как прямая реакция описывается в рамках представленной коллективной модели, согласно которым основное и несколько нижних возбужденных состояний ядра мишени соответствуют деформированному потенциалу. Полное решение задачи рассеяния на таком потенциале дает метод связанных каналов. В упрощенном варианте (МИВ) матричный элемент перехода вычисляется на деформированной части потенциала. Как $\sigma_0(\theta)$, так и анализирующая способность чувствительны к деформации не только центральной, но и спин-орбитальной части потенциала томасовского вида $\frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) 2\text{Ls}(f(r))$ повто-

ряет анизотропную форму центрального потенциала). Точная полная томасовская форма с учетом деформаций достаточно сложна, поэтому в расчетах используются различные аппроксимации для $f(r)$, например, феноменологическая деформация спин-орбитального члена $\frac{1}{2} \beta_i^{sor} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{\partial U_0}{\partial r}$, где \hat{r} характеризует направление внутренних осей ядра, $i = 2, 4, \dots$ соответствует

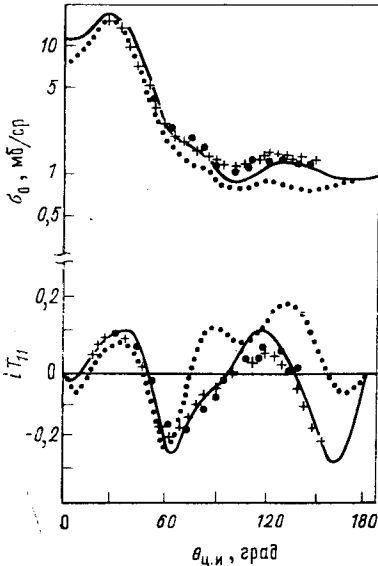


Рис. 15. Реакция $^{18}\text{O}(d, p)^{19}\text{O}_{\text{осн}}$.
 — метод связанных каналов;
 . . . — МИВ [75, 76]

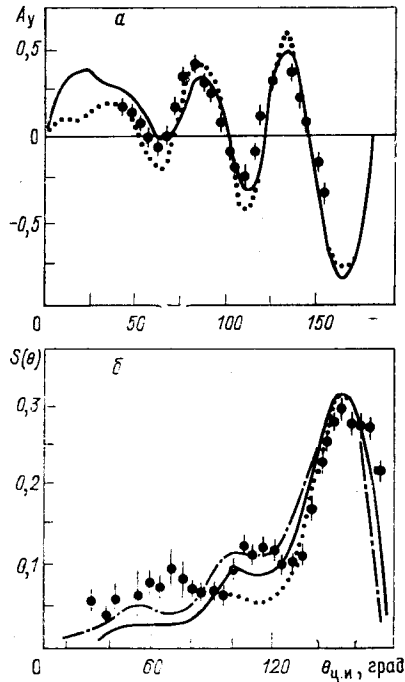


Рис. 16. Реакция $^{90}\text{Zr}(p, p')^{90}\text{Zr}_{2,33}^*$ (3^-) при $E_p = 20,3$ МэВ [78] (а) и вероятность спин-флипа для неупругого рассеяния $^{28}\text{Si}(p, p')^{28}\text{Si}_{1,78}(2^+)$ при $E_p = 29,7$ МэВ; [79] (б)
 а — деформированная спин-орбита; . . . — полный томасовский член; б — — — полный томасовский член; — — — $\beta_2^{so} = 1,5$; . . . — без деформации спин-орбиты

квадрупольным, гексадекупольным и т. д. деформациям, $U_0(r)$ — оптический потенциал, получаемый из данных по упругому рассеянию. При этом результаты близки к тем, которые получаются с полной томасовской формой [77], если деформация спин-орбиты β_i^{so} превышает деформацию β_i центрального потенциала (рис. 16).

Когда состояния, возбуждаемые в неупругом рассеянии, являются смесью различных конфигураций, требуется привлечение связи каналов [80, 81], причем учет связи каналов, как пра-

вило, проявляется сильнее именно для анализирующей способности, мало затрагивая величину и форму дифференциального сечения $\sigma_0(\theta)$. Главный интерес представляет дальнейшее усовершенствование микроскопического подхода к неупругому рассеянию. Этот подход включает в рассмотрение обменные эффекты, поляризацию остова, спиновую зависимость NV -потенциала, использование сложных точных волновых функций ядерных состояний [80, 82]. Пока на этом пути встречаются трудности.

Реакции передачи с тяжелыми ионами. В предельно классическом варианте процесс взаимодействия тяжелых ионов рассматривается как касательное соударение, которому соответствуют характеристические орбитальные моменты входного и выходного каналов L_0, L'_0 и прицельный параметр $R_0 = 1/k$.

Макроскопическая фрикционная модель [83] объясняет поляризацию приходящих в контакт ядер их «закручиванием» под действием тангенциальной составляющей сил трения. В результате некоторая часть начального (орбитального) углового момента переходит в собственные спиновые моменты участвующих в реакции ядер или, в грубой классической аналогии, приводит к их вращению. При этом (рис. 17) знак поляризации* обоих фрагментов

одинаков и определяется направлением $\mathbf{k}' \times \mathbf{k}$ эффективного орбитального момента входного канала. В отталкивающем и притягивающем потенциалах возникает поляризация противоположных знаков. Так как в реакциях с тяжелыми ионами очень велика роль кулоновского взаимодействия, обычно «рассеяние на отрицательные углы» в притягивающем потенциале (см. рис. 17, б) связывается с глубоконеупругими процессами. Таким

* В отличие от работы [83] и некоторых других работ по поляризации тяжелых ионов, будем считать, как обычно, положительным направление векторной поляризации вдоль $\mathbf{k} \times \mathbf{k}'$.

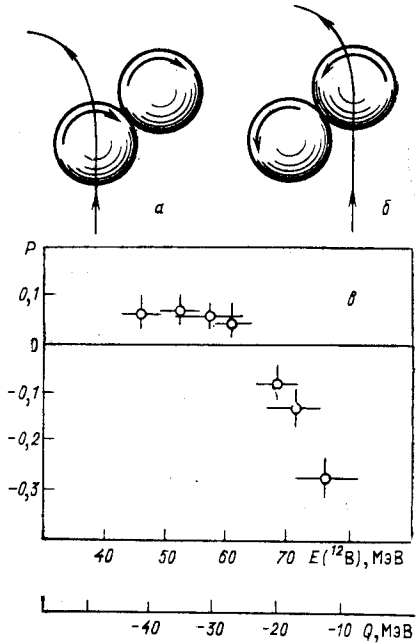


Рис. 17. Поляризация во фрикционной модели при рассеянии на положительные (а) и отрицательные углы (б) и поляризация ^{12}B в реакции $^{100}\text{Mo}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{B})^{102}\text{Ru}$ (в) ($y \parallel \mathbf{k}' \times \mathbf{k}$) [88]

образом, фрикционная модель предсказывает различные знаки поляризации для квазиупругих и глубоконеупругих процессов, при этом поляризация обоих продуктов имеет одинаковый знак. Такая простая модель дает качественное согласие с экспериментом при небольших отрицательных Q , например, в случае кулоновского возбуждения, предсказывая поляризацию неизменного знака, которая при небольших изменениях Q может лишь меняться по величине («рассеяние на положительные углы» в отталкивающем потенциале).

В другом (не столь грубо классическом) подходе [84] нормальный к плоскости реакции угловой момент $\lambda\hbar$, который уносится передаваемым от налетающего ядра a фрагментом c , связывается с Q реакции соотношением $Q \approx (\lambda/R_a)\hbar v - (1/2)mv^2 + \Delta V_{\text{кул}}$, где v — скорость налетающего ядра; R_a — его радиус; m — масса передаваемого фрагмента; $\Delta V_{\text{кул}}$ — различие в кулоновских барьерах входного и выходного каналов. Поскольку продукт b после передачи фрагмента c остается в «дырочном» состоянии, знак поляризации P_b должен быть противоположен знаку $\lambda\hbar$, и наоборот, знак P_B будет совпадать со знаком $\lambda\hbar$. При $Q_0 \approx \approx -(1/2)mv^2 + \Delta V_{\text{кул}}$, т. е. при $\lambda = 0$, поляризация обоих продуктов обращается в нуль. Так как при переходе Q через значение Q_0 знак λ изменяется, то $P_b > 0$, $P_B < 0$ при $Q < Q_0$; $P_b < 0$, $P_B > 0$ при $Q > Q_0$.

В работах [85, 86] квазиупругие и глубоконеупругие реакции передачи рассмотрены в рамках МИВ. В случае реакций с тяжелыми ионами сильное поглощение и форм-фактор ядерного матричного элемента (83) ограничивают эффективные парциальные волны L, L' входного и выходного каналов небольшим разбросом вокруг значений L_0, L'_0 . Согласно [85, 86] поляризация продуктов не подчиняется каким-то особым ограничениям, вытекающим из упомянутых выше качественных оценок, но может принимать различные значения в зависимости от квантовых характеристик состояний участников реакции.

Надежды на систематическое изучение реакций с тяжелыми ионами связываются с возможностью получения поляризованных пучков тяжелых ионов щелочных элементов [87]. Пока имеются считанные экспериментальные данные. Для обнаружения и измерения поляризации нестабильных продуктов реакций используются процессы распада. В целях изучения поляризации нечетного ранга можно использовать измерения круговой поляризации γ -квантов либо углового распределения β -распада, которое вследствие несохранения четности зависит от нечетных полиномов Лежандра и имеет вид $W(\theta) \sim 1 - P \cos \theta$, где θ — угол вылета β -электрона по отношению к вектору поляризации ядер P . Типичным примером сложности таких экспериментов является оценка поляризации в реакции $^{100}\text{Mo} (^{14}\text{N}, ^{12}\text{B}_0)^{102}\text{Ru}$ при энергии ^{14}N 95 Мэв [88];

обнаружена значительная поляризация при небольших отрицательных Q , причем ее знак в зависимости от Q не совпадает с предсказаниями фрикционной модели (рис. 18).

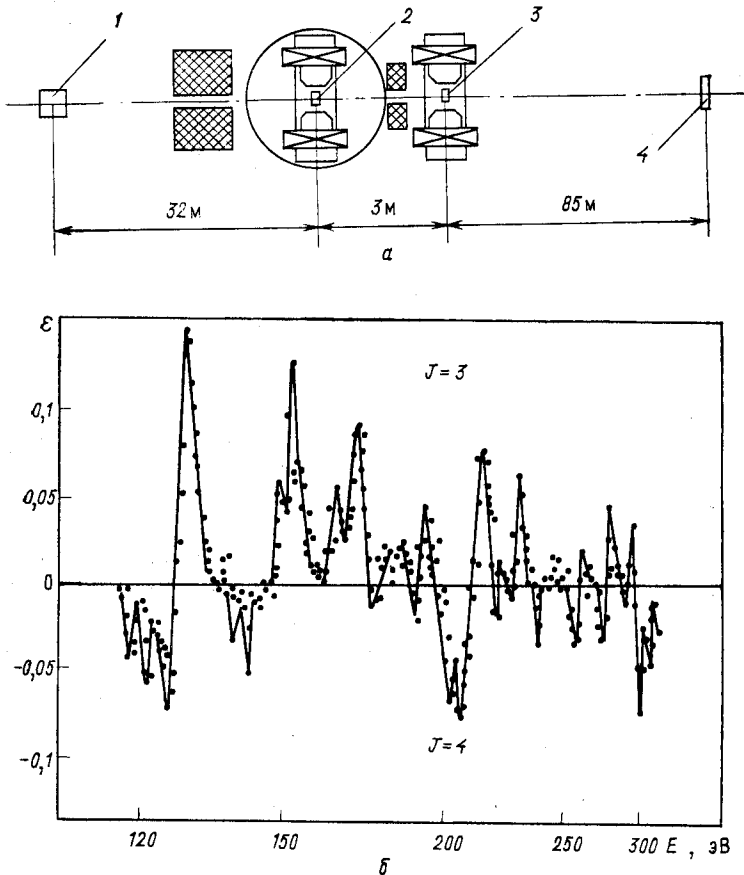


Рис. 18. Схема установки ОИЯИ для изучения пропускания поляризованных нейтронов поляризованными ядрами (а) и эффект пропускания для нейтронных резонансов ^{195}No (б):

1 — источник нейтронов ИБР; 2 — поляризованная протонная мишень, поляризатор нейтронов; 3 — исследуемая поляризованная мишень; 4 — детектор нейтронов

2.3. Резонансные реакции. Согласно правилам отбора, вытекающим из (48), в случае изолированного резонанса наблюдаемые нечетного ранга обращаются в нуль. Это справедливо независимо от природы резонанса, который может представлять собой сравнительно долгоживущее стационарное состояние составного ядра либо несвязанный уровень, нестабильный по отношению к ну-

лонному или другому одночастичному распаду. Однако поляризация нечетного ранга в реакции $A(\vec{a}, \vec{b})B$ может отличаться от нуля при $I_a + I_b$ четном.

Когда условия эксперимента таковы, что образуются только компаунд-состояния, и в интервале ΔE , соответствующем энергетическому разрешению, укладывается много уровней составного ядра, рассмотренные соображения, справедливые для каждого n -го уровня, могут оставаться в силе и для всего интервала ΔE . Если различные матричные элементы $\mathcal{M}_{L_n s_n}^{J_n}$, $L_n s_n$ некоррелированы, то их билинейные комбинации из (48), усредненные по интервалу ΔE , сводятся к виду

$$\overline{\mathcal{M}_m^{J_m} \mathcal{M}_n^{J_n*}} = \delta_{s_m s_n} \delta_{L_m L_n} \delta_{L'_m L'_n} \overline{|\mathcal{M}_{L'_n s'_n}^{J_n} / L_n s_n|^2}, \quad (85)$$

поэтому наблюдаемые нечетного ранга, пропорциональные $\text{Im}(\mathcal{M}_m \mathcal{M}_n^*)$, обращаются в нуль. Условие (85) выражает приближение статистической модели. Однако при наличии перекрывающихся резонансов, удовлетворяющих упомянутым правилам отбора, и $\Delta E < \Gamma_{\text{рез}}$ наблюдаемые нечетного ранга отличны от нуля; A_y достигает максимума в области энергий между резонансами.

Статистическое приближение распространяют и на более сложные и более отвечающие реальности случаи, когда резонансы типа входных или аналоговых состояний образуются при существенной роли потенциального рассеяния (для протонов это соответствует энергиям выше (p, n) -порога) и рассеяния через составное ядро. Тогда $S_{cc'}$ разделяется на усредненную по энергии $S_{cc'}^D$ (отвечающую «прямым» процессам) и флуктуирующую (отвечающую компаунд-процессам) [89—91]:

$$S_{cc'}^{\text{фл}} \equiv S_{cc'} - \bar{S}_{cc'}, \quad \overline{S_{cc'}^{\text{фл}}} = 0; \quad S_{cc'}^D \equiv \bar{S}_{cc'}, \quad S_{cc'}^{CN} \equiv S_{cc'}^{\text{фл}},$$

а усредненное по энергии дифференциальное сечение содержит два члена

$$\left. \begin{aligned} \sigma_0(\theta) &= \sigma_0^D(\theta) + \overline{\sigma_0^{CN}(\theta)}, \quad \sigma_0^D(\theta) \sim \sum_{c'} |\bar{S}_{cc'}|^2, \\ \sigma_0^{CN}(\theta) &\sim \sum_{c'c''} \overline{S_{cc'}^{\text{фл}} S_{cc''}^{\text{фл}*}} \sim \sum_{c'} |S_{cc'}^{\text{фл}}|^2, \end{aligned} \right\} \quad (86)$$

где $S_{cc'}$ и $S_{cc''}$ соответствуют различным каналам распада компаунд-состояний. Нижняя строка в (86) справедлива при отсутствии межканальных корреляций, когда

$$\overline{S_{cc'}^{\text{фл}} S_{cc''}^{\text{фл}*}} = \overline{S_{cc'}^{\text{фл}}} \overline{S_{cc''}^{\text{фл}*}} = 0, \quad c' \neq c''.$$

В таком случае

$$\overline{[\sigma_0(\theta) A_y(\theta)]^{CN}}, \overline{[\sigma_0(\theta) P_{y'}(\theta)]^{CN}} \sim \sum_{c' \neq c''} \text{Im} (\overline{S_{cc'}^{\text{фл}} S_{cc''}^{\text{фл}*}}) = 0,$$

и остается

$$\overline{\sigma_0(\theta) A_y(\theta)} = \sigma_0^D A_y^D(\theta).$$

Это правило справедливо для частиц с любым спином s для наблюдаемых любого нечетного ранга. При $s_b = s_B$ возможен дополнительный критерий справедливости статистических предположений [92]: в реакциях с $s > 1/2$

$$t'^{I_b M_b}(\theta) = t'^{I_B M_B}(\theta),$$

если $s'_m - s'_n$ является четным, что автоматически выполняется в статистической теории [см. (85)]. Таким образом, поскольку близость к нулю наблюдаемых нечетного ранга может иметь место и по причинам, вовсе не имеющим отношения к статистическим предположениям, при $s_b = s_B$ сочетание условий: $t'^{I_b M_b} = t'^{I_B M_B}$, если I_b, I_B четные, и $t'^{I_b M_b} = t'^{I_B M_B} = 0$, если I_b, I_B нечетные, может служить дополнительной проверкой статистических предположений.

При $s_A = 0$ для упругого рассеяния S -матрица обычно представляется в виде

$$S_{LJ} = \exp(2i\delta_{LJ}) \left[\eta_{LJ} - i \sum_R \frac{\exp(2i\varphi_R) \Gamma_{pR}}{E - E_R + (i/2) \Gamma_R} \right], \quad (87)$$

где Γ_{pR}, Γ_R — парциальная одночастичная и полная ширины резонансов (предполагается, что Γ_R много меньше расстояний между резонансами); E_R — резонансные энергии; $\eta_{LJ} \exp(2i\delta_{LJ})$ — потенциальная часть S -матрицы. При энергиях выше порогов неупругих каналов используются фазы из фазового анализа или оптические фазы, которые получаются из подгонки $\sigma_0(\theta)$ вне резонанса. При подпороговых энергиях $\eta_L = 0$, $\delta_L = -\text{arctg } F_L/G_L$, где F_L и G_L — регулярная и нерегулярная кулоновские функции.

Вопросы получения информации об ИАР и обычных резонансах на основе концепции, заключенной в выражениях (85) — (87), достаточно подробно рассмотрены в [1]. Подчеркнем лишь роль поляризационных измерений: знак A_y зависит от полного момента резонанса, тогда как $\sigma_0(\theta)$ обычно слабо зависит от J ; при измерении $\sigma_0 A_y$ в случае ИАР исключается влияние связи с уровнями $t_<$ из компаунд-фона, имеющими $J^\pi = J_{\text{рез}}^\pi$; при значительном вкладе компаунд-процессов путем измерения A_y иногда обнаруживаются резонансы, которые в $\sigma_0(\theta)$ вообще не проявляются. В сложных случаях перекрывающихся резонансов удается

найти их параметры, недоступные измерению другими способами. Так, с применением пучка высокой монохроматичности показано [93], что поведение A_y в реакции $^{26}\text{Mg}(\vec{p}, p')^{26}\text{Mg}$ при $E = 1,8 - 2,2$ МэВ определяется двумя перекрывающимися резонансами на фоне нескольких узких.

Векторная анализирующая способность дает информацию в случае интерференции по крайней мере двух каналов — входных состояний с потенциальным рассеянием либо перекрывающихся резонансов. При использовании поляризованных дейтронов возможно получение информации, даже относящейся к изолированным резонансам (в том числе компаунд-резонансам).

Пропускание поляризованных нейтронов через поляризованные мишени позволяет определять спины нейтронных резонансов. В случае s -нейтронов возможно образование резонансов со спинами $J_{\pm} = s_A \pm 1/2$, при этом полные сечения σ_+ , σ_- , соответствующие параллельной и антипараллельной ориентации s_n и s_A , даются выражением $\sigma_{\pm} = \sigma_0 (1 \pm \alpha p_A)$, где $\alpha = s_A / (s_A + 1)$ и $\alpha = -1$ для J_+ и J_- соответственно. Предполагая, что в процессе образования резонанса нет переворачивания спинов, можно записать для эффекта, связанного с наличием поляризации:

$$\varepsilon = (T_+ - T_-) / (T_+ + T_-) = -p_n \text{th}(N\sigma_0 t \alpha p_A),$$

где T_+ , T_- — значения пропусканий с параллельными и антипараллельными спинами; N — концентрация ядер A в мишени; t — ее толщина. Таким образом, знак ε определяет спин резонанса: $J = J_-$ при $\varepsilon > 0$ и $J = J_+$ при $\varepsilon < 0$. С помощью такого метода на установке, схема которой показана на рис. 18, были определены спины 55 резонансов ядра ^{166}Ho и 66 резонансов ядра ^{160}Tb [94].

Определение спинов нейтронных резонансов, которое важно также для многоуровневого анализа экспериментальных данных и нахождения спинов дочерних ядер после распада резонансов, было использовано для изучения спиновой зависимости нейтронной s -волновой силовой функции $S^0 = \bar{\Gamma}^0 / D$ ($\bar{\Gamma}^0$ — средняя ширина нейтронных s -волновых резонансов; D — среднее расстояние между ними), которая может отличаться для резонансов с J_{\pm} [95]. Согласно оптико-модельным оценкам при глубине спин-спинового потенциала 0,3 МэВ $(S_+^0 - S_-^0) / S^0 = 0,02$. Из экспериментальных данных для мишени ^{165}Ho найдено значение $(S_+^0 - S_-^0) / S^0 = 0,05$ — наиболее точная к настоящему времени оценка спиновой зависимости нейтронной s -волновой силовой функции.

Процессы деления. Изучение деления с поляризованными ядрами обычно связывается с надеждой на получение сведений о структуре барьера деления (наличие второго максимума), зависимости

углового распределения осколков от квантовых чисел делящегося ядра, вкладе различных парциальных волн (например, в случае реакций $A(n, f)$ полные сечения одинаковы с поляризованными и неполяризованными ядрами A только для s -нейтронов, поэтому изменение полных сечений при $t_{00, 1M} \neq 0$ является прямым указанием на вклад более высоких парциальных волн).

Эксперименты по делению поляризованных ядер характеризуются повышенной сложностью, поэтому работ в этой области сравнительно немного. В [96] изучалась реакция $^{235}\text{U}(n, f)$ при энергиях нейтронов 10—150 кэВ. Ядра ^{235}U в кристалле уран-рубидиевого нитрата (УРН) ориентировались в магнитном поле 11 кЭ при температуре 0,2 К, которая достигалась адиабатическим размагничиванием парамагнитной соли. Регистрировалось количество осколков в направлениях 0 и 90° по отношению к кристаллографической оси УРН. Величина $\epsilon = [\sigma_f(0)/\sigma_f(90^\circ) - 1]$ характеризует анизотропию углового распределения, для неполяризованных ядер $\epsilon < 0$. С поляризованными ядрами в работе [96] получено значение $\epsilon = + (0,2 - 0,3)$. Теоретические оценки с двугорбым барьером деления дают правильный знак и порядок анизотропии ($\epsilon = +0,46$). Отсутствие количественного согласия с экспериментальным значением ϵ авторы [96] объясняют недостаточностью сведений о коэффициентах делимости ^{235}U в различных состояниях.

2.4. Поляризованные угловые корреляции в коллинеарной геометрии (ПК). Изучение процессов $A(\vec{a}, b) B(c) D$ представляет интерес главным образом потому, что они дают спектроскопическую информацию, не зависящую от предположений о механизме первой ступени $A(a, b) B$. При $\theta = 0$ или 180° ($\mathbf{k}' \parallel \mathbf{k}$) плоскость реакции $A(a, b) B$ не определена, поэтому неполяризованная корреляция азимутально изотропна. Если пучок поляризован, то в системе $z \parallel \mathbf{k}$ при $s_a = 1$ отличаются от нуля только it_{11} , t_{20} , t_{22} . Из (48) и (69) следует, что коэффициенты передачи поляризации $F_{I_a M_a}^{00, I_B M_B} \neq 0$ только при $M_B = M_a$, и так как угловая корреляция зависит лишь от четных I_B , получим ($I \equiv I_B$):

$$\beta t_{11}^{00, I1} = -i F_{11}^{00, I1} t_{11}; \quad \beta t_{20}^{00, I0} = t_{20}^{00, I0} - F_{20}^{00, I0} t_{20}; \quad \beta t_{22}^{00, I2} = F_{22}^{00, I2} t_{22},$$

где β дается выражением (70а). Тогда (71) принимает вид

$$\begin{aligned} \vec{W}(\theta_j, \varphi_j) &= \beta^{-1} \{ \overline{W}(\theta_j) + W_{11}(\theta_j, \varphi_j) + W_{22}(\theta_j, \varphi_j) \} = \\ &= \beta^{-1} \{ \overline{W}(\theta_j) - it_{11} \cos \varphi \sum_{I \geq 2} \sqrt{4\pi/(2I+1)} i F_{11}^{00, I1} A_I P_I^1(\cos \theta_j) + \\ &\quad + t_{22} \cos 2\varphi \sum_{I \geq 2} \sqrt{4\pi/(2I+1)} F_{22}^{00, I2} A_I P_I^2(\cos \theta_j) \}. \end{aligned} \quad (88)$$

Усредненную по φ_j азимутально-изотропную часть иногда записывают в виде [31]

$$\begin{aligned} \bar{W}(\theta_j) \equiv & \sum_{I=0}^{\infty} \sqrt{4\pi/(2I+1)} t^{00, I0} A_I P_I(\cos \theta_j) + \\ & + \sum_{I=0}^{\infty} \sqrt{4\pi/(2I+1)} t_{20} F_{20}^{00, I0} A_I P_I(\cos^2 \theta_j) = W_0(\theta_j) (1 - ft_{20}) + \\ & + t_{20} \sum_{I=0}^{\infty} \sqrt{4\pi/(2I+1)} (F_{20}^{00, I0} + ft^{00, I0}) A_I P_I(\cos \theta_j). \quad (89) \end{aligned}$$

Коэффициенты передачи поляризации из этих выражений пропорциональны [31] $3j$ -коэффициентам, содержащим s_B , I и λ [см. (69)], что позволяет оценивать A_I . К настоящему времени ПК изучались только для реакций $A(a, b) B \xrightarrow{\gamma} D$. При измерении лево-правой асимметрии функции корреляции $U(\theta_\gamma) = W(\theta_\gamma, 0) - W(\theta_\gamma, \pi)$ (с помощью симметричной пары γ -детекторов или путем реверсирования поляризации пучка) будет давать вклад только векторная поляризация пучка. В работе [97] было обнаружено для реакции $^{24}\text{Mg}(p, p')^{24}\text{Mg}_{3^+} \xrightarrow{\gamma} ^{24}\text{Mg}_{2^+}$, что функция $U(\theta_\gamma)$ весьма чувствительна к слабым смесям по мультипольностям δ в γ -переходах. Такие эксперименты позволяют определять малые значения δ при $s_a = 1/2, 1, 3/2$, но мультипольности исследуемых переходов и спины s_B при $\lambda = 1$ ограничены значениями $L_{\text{макс}}$; $s_B \geq 2$.

Если использовать поляризованный пучок дейтонов с осью ориентации спинов $Z \parallel \mathbf{k}$, то $t_{11} = t_{22} = 0$, и в (88) остается только член $W(\theta_\gamma)$. Измерение «асимметрии» $U(\theta_\gamma) = W_\alpha(\theta_\gamma) - W_\beta(\theta_\gamma) (1 - ft_{20}^\alpha)/(1 + ft_{20}^\beta)$, соответствующей двум значениям поляризации пучка t_{20}^α и t_{20}^β , позволяет использовать реакции с $s_B \geq 1$; при $s_B = 1, 3/2$ измерение $U(\theta_\gamma)$ является единственной возможностью изучения A_I . Для реакций $(\vec{d}, p\gamma)$, в которых пока проводились измерения $U(\theta_\gamma)$, также обнаружена высокая чувствительность к величине δ [98].

Измерения ПК наиболее целесообразны, когда определение характеристик γ -переходов и получение информации о волновых функциях соответствующих состояний другими методами затруднительны или вообще невозможны, как, например, для перехода $3/2^+ \rightarrow 3/2^+$ в ядре ^{31}Si между уровнем 2,32 МэВ и основным состоянием в реакции $^{30}\text{Si}(d, p\gamma)^{31}\text{Si}$ [98]. Обычно такого рода измерения дают два резко различающихся значения δ , выбор между которыми при отсутствии аргументов, связанных со структурой изучаемых ядер, может потребовать дополнительных данных по линейной поляризации γ -излучения.

2.5. Малонуклонные системы (МНС). В поляризационных исследованиях МНС всегда уделялось большое внимание, и это

принесло множество полезных результатов в чисто практическом аспекте: благодаря изучению реакций на легчайших ядрах получены превосходные анализаторы (абсолютные или калиброванные с высокой точностью) поляризации частиц различного сорта (n , p , d , t , τ , ${}^6\text{Li}$) в широком диапазоне энергий. Кроме того, интерес к МНС связан с тем, что их сравнительная простота и ограниченное число возможных каналов позволяют надеяться на достаточно строгое или даже точное описание.

Для реакций в МНС характерно сочетание потенциальных процессов с резонансными явлениями, так как при взаимодействии легчайших ядер возможно возбуждение изолированных или ограниченного числа перекрывающихся резонансов вплоть до энергий возбуждения 30—40 МэВ. Значительные ширины этих резонансов, нестабильных по отношению к распаду с вылетом нуклона или более тяжелой частицы, определяют плавный характер энергетических аномалий в МНС.

Методы анализа экспериментальных данных в МНС довольно разнообразны. Исследование энергетической зависимости полиномиальных коэффициентов в $C_k(IM)$ из выражений (49) основано на том, что выраженному резонансу, т. е. единственному или доминирующему матричному элементу (МЭ) \mathcal{M}_i , отвечает наибольший вклад в величины четного ранга, пропорциональные $|\mathcal{M}_i|^2$. В работе [14] предложено анализировать параметры $d_{IM}(k) \equiv C_k(IM)/C_0(00)$, где $C_0(00)$ — полное сечение: параметры $d_{IM}(k)$ не зависят от величины МЭ и определяются исключительно его спиновой структурой, так что резонансу с квантовыми числами $JLsL's'$ отвечает конкретное число $d_{IM}(k)$. Естественно, в случае единственного МЭ все $d_{IM}(k)$ связаны линейной зависимостью. Соотношения между $d_{IM}(k)$ для различных частных случаев и примеры использования этих соотношений в целях идентификации резонанса и определения его квантовых характеристик для целого ряда реакций в МНС можно найти в [14].

Рассмотрение аналитических свойств амплитуды реакции как функции E (или k) и θ в последнее время широко применяется в области легчайших ядер для получения сведений о связанных состояниях непосредственно из экспериментальных данных, без привлечения микроскопических теорий ядерных реакций. Без поляризационных исследований знания об амплитудах недостаточны для такого анализа, который позволяет определять константы связи (ЯВК [99]) малонуклонных ядер, согласующиеся с лучшими теоретическими моделями. Из анализа дисперсионных соотношений для скалярной амплитуды $b(\theta)$ [см. (61)] в случае рассеяния $p - {}^4\text{He}$ следует, что волновая функция основного состояния ${}^4\text{He}$ содержит заметную D -примесь [100].

Уравнения для трех тел Фаддеева [101] и для N тел Якубовского [102] позволяют провести точное рассмотрение конкретных физических задач (даже на основе упрощенных вариантов, разработанных в соответствии с применяемой математической техникой). Остаются лишь допущения, связанные с используемым NN -взаимодействием, которое выбирается в той или иной форме либо из физических соображений (учет высших парциальных волн, учет тензорного взаимодействия различного типа, свойства на энергетической поверхности и вне ее и т. д.), либо из соображений, связанных с математическими упрощениями (сепарабельные нелокальные потенциалы) [103]. Существенной трудностью теории является невозможность точного учета кулоновского взаимодействия.

Метод резонирующих групп [104] позволяет рассчитывать наблюдаемые величины с антисимметризованными кластерными волновыми функциями взаимодействующих составных частиц, исходя из NN -потенциалов, хорошо описывающих NN -рассеяние при низких энергиях и содержащих обменный член. Если открыт только упругий канал, то лучшие варианты расчетов по методу резонирующих групп практически не содержат параметров — единственным свободным параметром остается вклад обменного NN -взаимодействия. Принципиальный недостаток расчетов — весьма приблизительный учет неупругих каналов путем добавления некоторого мнимого потенциала, глубина которого выбирается из наилучшего согласия с экспериментом для упругого канала.

Уточненная кластерная модель [105] не имеет этого недостатка: учитываются если не все, то многие бинарные каналы, часть из которых соответствует последовательному развалу ($\alpha + p$, $\alpha^* + p$, $d + {}^3\text{He}$ — для пяти нуклонов; $n + {}^5\text{Li}$, $n + {}^5\text{Li}^*$, ${}^3\text{H} + {}^3\text{He}$, $\alpha + d$ — для шести нуклонов). Для осуществимости расчетов делается ряд упрощающих допущений об NN -потенциале (который описывает NN -фазы только для низших энергий и только для четных L) и о структуре волновой функции системы, которая для данной фрагментации системы $I + II$ при данном J^π записывается в виде

$$\Psi_{J^\pi} = \{(\Psi_I \Psi_{II})_{\text{сим}} r^L Y_L(\Omega)\}_{J^\pi} \chi_i^L(r),$$

где $(\Psi_I \Psi_{II})_{\text{сим}}$ — симметризованная суперпозиция Ψ_I и Ψ_{II} . Функции Ψ_I , Ψ_{II} выбираются в квадратично-интегрируемом виде; $\chi(r)$ — волновая функция относительного движения фрагментов. Решения Ψ_I , Ψ_{II} , все наблюдаемые и параметры S -матрицы находятся в этой модели, как и в методе резонирующих групп, вариационным методом.

Кроме рассмотренных методов, из которых два первые можно считать безмодельными, существуют и феноменологические методы анализа.

Потенциальная модель (типа распространенной в области более тяжелых ядер оптической модели) используется для анализа экспериментов в МНС сравнительно реже: существуют мнения, что оптическая модель в этой области массовых чисел вообще лишена смысла. На наш взгляд, однако, она лишена смысла не более, чем в остальной области массовых чисел, и если существует NV -потенциал (комплексный выше пионного порога), то расчеты типа метода резонирующих групп и особенно — уточненной кластерной модели дают микроскопическое обоснование некоторого среднего потенциала [106].

Как обычно, следует ожидать, что описание с помощью потенциала применимо вне изолированных резонансов. Однако в случае широких резонансов с большими одночастичными ширинами, характерными для малонуклонных систем, не исключено адекватное описание в рамках потенциальной модели (если приведенная ширина близка к вигнеровскому пределу $3\pi\hbar^2/2ma$ для пары частиц с приведенной массой m и радиусом взаимодействия a , это означает, что в данном канале поведение в резонансе примерно соответствует упругому рассеянию на потенциале радиусом a).

Фазовый анализ для тех МНС, которые имеют простую спиновую структуру, является практичным при низких и средних энергиях, когда число парциальных волн сравнительно невелико. Конечной целью фазового анализа является информация об энергиях, квантовых характеристиках и ширинах резонансов, поэтому, как правило, энергетическая зависимость фазовых сдвигов затем анализируется с помощью R -матричной теории. Возможна, впрочем, непосредственная R -матричная параметризация экспериментальных данных [107].

Три нуклона. Процессы рассеяния и развала в системе из трех нуклонов имеют первостепенное значение с точки зрения критической проверки основных физических принципов теории МНС. Существуют различные теоретические подходы, которые могут воспроизвести экспериментальные данные с большим или меньшим успехом, однако все они отходят на второй план по сравнению с возможностью получить единственное и точное решение нерелятивистской задачи трех тел на основе уравнений Фаддеева.

Ситуация последних лет в этой области изложена, например, в обзоре [103]. Расчеты поляризационных наблюдаемых несравненно чувствительнее к математическим и физическим приближениям, чем расчеты $\sigma_0(\theta)$. Из-за невозможности точного учета кулоновского взаимодействия в большинстве работ проводилось сравнение с экспериментальными данными для рассеяния $n - {}^2\text{H}$, которые менее точны, чем данные, получаемые в рассеянии $p - {}^2\text{H}$,

и, кроме того, в экспериментах с нейтронами измерению доступно меньшее число наблюдаемых величин, поскольку для $p - {}^2\text{H}$ возможно использование и поляризованных протонов, и поляризованных дейтронов. Предполагая зарядовую симметрию (отклонения от которой если и есть, то они невелики), можно сравнить расчеты для $n - {}^2\text{H}$ с экспериментом $p - {}^2\text{H}$. На рис. 19 показаны результаты такого сравнения [108]. В расчетах (без свободных параметров) использовался сепарабельный NN -потенциал, хорошо описывающий все NN -фазы, кроме ϵ^1 , вплоть до энергий

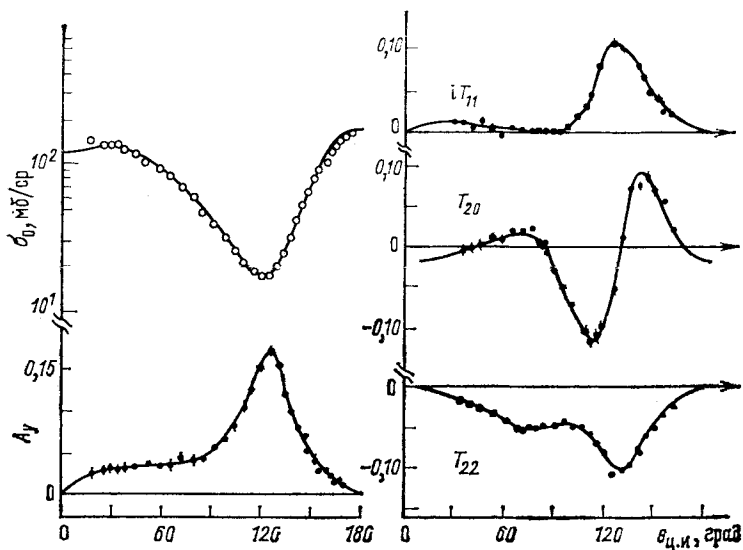


Рис. 19. Расчет наблюдаемых для реакции ${}^2\text{H}(p, p){}^2\text{H}$ на основе уравнений Фаддеева [108]

100 МэВ. Для всех наблюдаемых получено хорошее согласие с экспериментом, кроме T_{21} , угловая зависимость которой расчетами воспроизводится, но величина примерно в два раза ниже экспериментальной. С появлением новых точных данных, включая F_{IM}^{IM} и $F_{IM,IM}$, можно исследовать в широкой области энергий детали NN -взаимодействия и вопрос о наличии трехчастичных сил. Важным результатом, полученным уже сейчас благодаря поляризационным измерениям, является вывод о необходимости учета, даже при низких энергиях, NN -взаимодействия в состояниях с $L > 0$ и тензорного NN -взаимодействия.

Для реакций развала ${}^2\text{H} + p \rightarrow n + p + p$ практически все расчеты проводились пока лишь с упрощенной зависимостью от

спинов при $L = 0$. Такие расчеты предсказывают нулевые значения A_y в реакциях ${}^2\text{H}(\vec{p}, pn)p$ и ${}^2\vec{\text{H}}(p, pn)p$, хотя эксперимент [109] обнаруживает достаточно большие значения A_y .

$A = 4$ и 5. Со времени обнаружения первого возбужденного состояния ${}^4\text{He}$ при энергии ~ 20 МэВ [110] одним из главных мотивов поляризационных измерений в $4N$ -системе является исследование уровней ${}^4\text{He}$. Именно в этом аспекте мы рассмотрим реакции ${}^2\text{H}(d, N)$. Более точные и подробные результаты получены для канала (d, p) . Исследования в канале (d, n) связаны с вопросами зарядовой симметрии (см. разд. 2.1) и с получением поляризованных нейтронов в реакциях (d, \vec{n}) и (\vec{d}, \vec{n}) [111].

Компоненты анализирующей способности реакции ${}^2\text{H}(\vec{d}, p){}^3\text{H}$ имеют сложную энергетическую зависимость [55, 112—114], к тому же ее анализ, направленный на выявление резонансов ${}^4\text{He}$, крайне затруднен из-за большого числа комбинаций матричных элементов даже при $L \leq 2$ [18]. Поскольку наличие перекрывающихся резонансов ${}^4\text{He}$ в области возбуждений ~ 30 МэВ [115] затрудняет либо делает неинформативным анализ компонент анализирующей способности четного ранга, в работах [8, 55] подробно рассмотрены величины первого ранга — векторная анализирующая способность и поляризация протонов.

Характерной чертой энергетической зависимости этих величин является значительное уменьшение A_y при $E_d = 10$ —12 МэВ, тогда как P_y достигает максимальных значений (рис. 20). Если бы доминировал единственный матричный элемент, то следовало бы ожидать близких к нулю значений и для P_y . Проведенный в работах [8, 55] анализ этих данных, а также анализирующей способности упругого dd -рассеяния указывает на возможное существование перекрывающихся квазистационарных состояний 1^- и 2^+ в ${}^4\text{He}$ при энергиях возбуждения около 30 МэВ.

Следует думать, что главным направлением теоретического исследования и для $4N$ -системы станет в ближайшем будущем подход, основанный на применении интегральных уравнений Фаддеева — Якубовского. Результаты первых расчетов такого рода, проведенных с сепарабельными s -волновыми NN -потенциалами, обнаруживают чувствительность положения уровней ${}^4\text{He}$, а также длин рассеяния нейтронов на ядрах ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ к спиновой зависимости NN -взаимодействия и подчеркивают роль поляризационных исследований для более основательных теоретических выводов [116].

В системе из пяти нуклонов наиболее полно исследована реакция ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ (см. библиографию в [117]). Это объясняется тем, что в канале $d + {}^3\text{He}$ доступны поляризованный пучок и поляризованная мишень, а канал $p + {}^4\text{He}$ имеет простейшую спиновую структуру $0 + 1/2$.

Нединамический анализ этой реакции проведен в работах [22, 23]; в [23] получены линейные и квадратичные соотношения, которые помогают найти наборы независимых наблюдаемых для восстановления матрицы реакции.

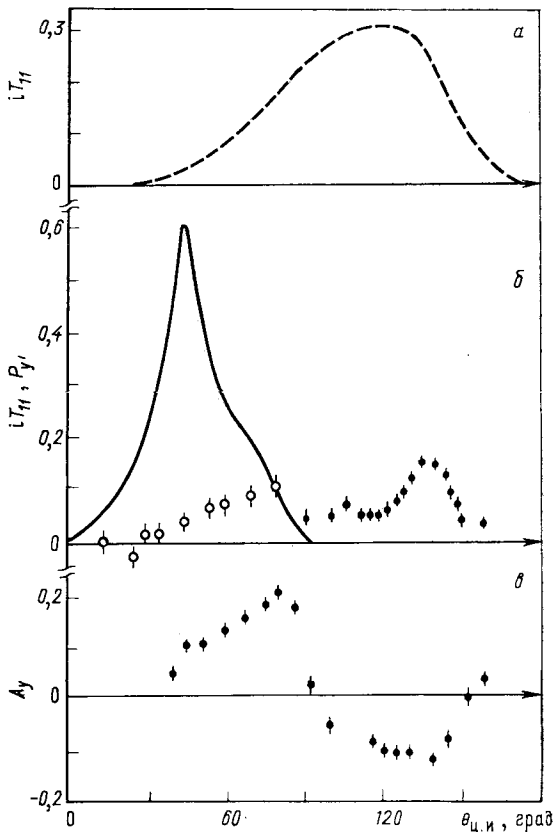


Рис. 20. Векторная анализирующая способность реакции ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$:
 а — $E = 500$ КэВ; б — $E = 11,5$ МэВ (●) и $12,3$ МэВ (○); в — $E = 30$ МэВ. Данные из работ [52, 112, 113, 114]; — — поляризация $P_{y'}$ при энергии $12,3$ МэВ [118]

Наибольший интерес для многочисленных теоретических исследований динамических аспектов этой реакции представляют соотношения, обнаруженные в первых экспериментах по измерению поляризации протонов $P_{y'}$ [118], векторной анализирующей способности с поляризованным пучком A_y^a [119] и с поляризованной мишенью A_y^t [120]: в пределах экспериментальных ошибок при

$E_d \approx 10$ МэВ (рис. 21)

$$A_y^a(\theta) = A_y^t(\theta); \quad A_y^a(\theta), A_y^t(\theta) \approx -P_{y'}(\theta).$$

Безмодельный анализ [15] реакции ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$, основанный на выражениях (48) — (53), показал, что указанные экспериментальные соотношения между величинами первого ранга могут иметь место только в том случае, если в реакцию дают вклад

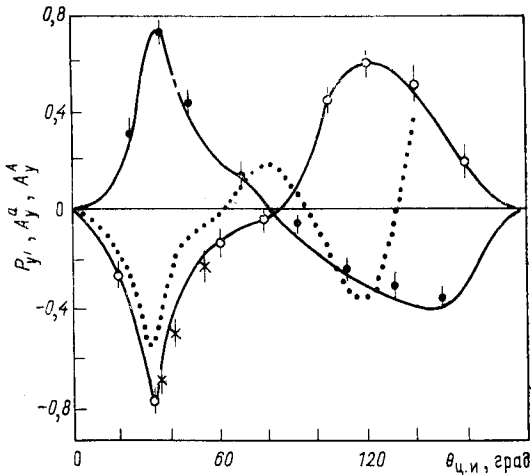


Рис. 21. Экспериментальные данные для реакции ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$:

○ — A_y^a при энергии 13 МэВ [124]; × — A_y^t при 12,9 МэВ [123]; • — $P_{y'}$ при 12,3 МэВ [118]; — — разложение по полиномам Лежандра; — расчет МИВ для $A_y^{a, t}$

матричные элементы типа $\langle (1/2) L + 2 J | \mathcal{M} | (3/2) L J \rangle$ (недиагональные по орбитальному моменту, $L' = L + 2$), которые отличны от нуля только при наличии тензорного взаимодействия, связывающего каналы $d + {}^3\text{He}$ и $p + {}^4\text{He}$. Этот общий вывод подтверждается и результатами исследований компонент анализирующей способности второго ранга [14], предпринятыми в целях выявления возможного резонансно-подобного поведения*. В свете этих результатов нетрудно понять, почему расчеты в рамках стандартной процедуры МИВ с учетом только спин-орбитального взаимодействия в обоих каналах не в состоянии описать экспериментальные данные [122]: если ограничиться только Ls -взаимодействием, то будут потеряны переходы из состояний $J = L + s_+$.

* Первоначальные выводы об обязательности некоторого тензорного взаимодействия, сделанные в работе [121] в результате анализа (без проведения численных расчетов) в рамках МИВ одного лишь равенства $A_y^t = -P_{y'}$, нельзя считать обоснованными: такое равенство вовсе не требует привлечения тензорного взаимодействия [72].

при $L > s_+ = 3/2$, т. е. многие существенные матричные элементы не будут учтены. Следует отметить, что вывод о необходимости учета межканального взаимодействия тензорного типа является, по-видимому, общим для всех реакций передачи; просто в реакции ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$ при рассматриваемых энергиях он проявляется наиболее ярко из-за особенностей ее спиновой структуры и небольшого числа эффективных парциальных волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тема настоящего обзора ограничена реакциями с перераспределением частиц, поэтому за пределами рассмотрения оказался ряд важных сведений, полученных при изучении упругого рассеяния, относящихся, в частности, к исследованию спиновой зависимости взаимодействия.

Поляризационные исследования вскрывают сложность изучаемых явлений, зачастую остающуюся невидимой в более простых опытах. Повышение точности поляризационных экспериментов принесло множество полезных результатов для различных проблем ядерной физики. Можно не сомневаться, что новые экспериментальные возможности, связанные с появлением интенсивных источников пучков поляризованных частиц, в том числе тяжелых ионов, позволят еще глубже изучить различные тонкие черты ядерных реакций и структуры.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

1. МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ И СПИН-ТЕНЗОРЫ

Ансамблю из N частиц, находящихся в независимых и необязательно ортонормированных состояниях (т. е. представляющему собой некогерентную смесь чистых состояний $\chi(\sigma)$ со статистическими весами ω_σ), не может быть поставлена в соответствие волновая функция. В этом случае особенно удобным является использование матрицы плотности.

Когда состояния $\chi(\sigma)$ образуют полную ортонормированную систему, т. е. являются собственными состояниями $\chi_{s\mu}$ оператора s_z , матрица плотности ансамбля имеет вид

$$\rho = \begin{pmatrix} w_s & 0 & \dots & 0 \\ 0 & w_{s-1} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & w_{-s} \end{pmatrix} = \frac{1}{N} \begin{pmatrix} n_s & 0 & \dots & 0 \\ 0 & n_{s-1} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & n_{-s} \end{pmatrix}, \quad N = \sum_{\mu} n_{\mu},$$

и собственные значения матрицы ρ являются статистическими весами w_{μ} и представляют собой населенности n_{μ} каждого состояния с определенной проекцией спина μ . Число независимых параметров матрицы плотности в этом случае равно $2s$.

Если же чистые состояния неортонормированы, то они записываются в виде разложения по базисным спинорам

$$\chi(\sigma) = \sum_{\mu} a_{\mu}(\sigma) \chi_{s\mu},$$

и тогда матрица плотности смешанного состояния определяется как

$$\rho_{\mu\mu'} = \sum_{\sigma} w_{\sigma} a_{\mu}(\sigma) a_{\mu'}^*(\sigma); \quad (\text{П.1})$$

среднее по ансамблю значение физической величины $\langle \hat{O} \rangle$ равно

$$\text{Tr}(\rho \hat{O}) / \text{Tr} \rho = \langle \hat{O} \rangle. \quad (\text{П.2})$$

Обычно матрица плотности нормируется на единицу, $\text{Tr} \rho = 1$. При такой нормировке матрица плотности ρ_0 неполяризованного смешанного состояния равна (при любой другой нормировке — кратна) единичной $s^2 \times s^2$ -матрице, $\rho_0 = 1$. Вследствие условия нормировки число независимых вещественных параметров, определяющих матрицу плотности, уменьшается на единицу, т. е. становится равным $4s(s+1) = s^2 - 1$.

При переходе от системы координат $x_1 y_1 z_1$ к системе $x_2 y_2 z_2$ путем вращения на углы Эйлера $(\alpha\beta\gamma)$ матрица плотности преобразуется по правилу [6]:

$$\rho^{(2)} = \mathcal{Z}^{\dagger} \rho^{(1)} \mathcal{Z}, \quad (\text{П.3})$$

где матрица вращения $\mathcal{Z}_{\mu\mu'}^s = \exp(-i\alpha\mu) d_{\mu\mu'}^s(\beta) \exp(-i\gamma\mu')$, соответствующая повороту системы координат, определена как в работе [7].

Более простыми ротационными свойствами обладают сферические спин-тензоры, представляющие собой набор матриц:

$$(\tau_{IM})_{\mu\mu'} = (-)^{s-\mu'} \hat{I}^2 \hat{s}^2 \begin{pmatrix} s & s & I \\ \mu & -\mu' & -M \end{pmatrix}, \quad I=0, 1, \dots, 2s, \quad -I \leq M \leq I, \quad (\text{П.4})$$

образующих полную систему с условием нормировки

$$\text{Tr} \tau_{IM} \tau_{I'M'}^{\dagger} = \hat{s}^2 \delta_{IM, I'M'}.$$

Операторы τ_{IM} обладают следующим свойством по отношению к эрмитовскому сопряжению:

$$\tau_{IM}^{\dagger} = (-)^M \tau_{I-M}, \quad (\tau_{IM}^{\dagger})_{\mu\mu'} = (-)^M (\tau_{I-M})_{\mu\mu'} = (\tau_{IM})_{\mu'\mu}. \quad (\text{П.5})$$

Параметры поляризации в формализме сферических спин-тензоров, определяемые как математические ожидания операторов τ_{IM} , равны

$$\begin{aligned} t_{IM} &= \langle \tau_{IM} \rangle = \text{Tr}(\tau_{IM} \rho) = \sum_{\mu\mu'} (\tau_{IM})_{\mu'\mu} \rho_{\mu\mu'} = \\ &= \hat{s}^2 \hat{I}^2 \sum_{\mu\mu'} (-)^{s-\mu'} \begin{pmatrix} s & s & I \\ \mu' & -\mu & -M \end{pmatrix} \rho_{\mu\mu'}, \end{aligned} \quad (\text{П.6})$$

и благодаря эрмитовости матрицы плотности $t_{IM}^* = (-)^M t_{I-M}$.

Обращая равенство (П. 6) с учетом (П. 5), получим

$$\rho_{\mu\mu'} = \hat{s}^{-2} \sum_{IM} t_{IM} (\tau_{IM}^{\dagger})_{\mu\mu'}. \quad (\text{П.7})$$

или в операторной форме

$$\rho = \hat{s}^{-2} \sum_{IM} t_{IM} \tau_{IM}^{\dagger}, \quad (\text{П.7а})$$

что дает разложение матрицы плотности по полному набору матриц τ_{IM} . Явный вид матриц τ и их выражения через операторы s_x, s_y, s_z для $s = 1/2, 1, 3/2$ можно найти, например, в работе [8].

При переходе путем вращения на углы Эйлера $(\alpha\beta\gamma)$ от координатной системы (1) к системе (2) параметры поляризации $t_{IM}^{(1)}$ станут равными $t_{IM'}^{(2)}$; эти величины связаны преобразованиями:

$$t_{IM'}^{(2)} = \sum_M \mathcal{D}_{MM'}^I(\alpha\beta\gamma) t_{IM}^{(1)}; \quad t_{IM}^{(1)} = \sum_{M'} \mathcal{D}_{MM'}^{I*} t_{IM'}^{(2)}. \quad (\text{П.8})$$

Декартовы спин-тензоры \mathcal{P}_λ ($\lambda = k, kl, \dots, kl \dots n; k, l, \dots, n = x, y, z$) конструируются из операторов s_x, s_y, s_z с помощью процедуры симметризации и «зачуления» следа, подробно рассмотренной в [10, 11]. Компоненты векторной поляризации (первого ранга) определяются следующим образом:

$$\mathbf{p} = \langle \mathcal{P} \rangle = \langle s \rangle / s; \quad p_k = \langle \mathcal{P}_k \rangle = s_k / s, \quad k = x, y, z, \quad (\text{П.9})$$

а компоненты более высоких рангов $p_{kl}, p_{klm}, \dots, p_{klm \dots n}$ — как математические ожидания следующих операторов:

для $s = 1$

$$\mathcal{P}_{kl} = (3/2) (s_k s_l + s_l s_k) - 2 \cdot 1 \delta_{kl}, \quad k, l = x, y, z, \quad (\text{П.10})$$

где $\mathbf{1}$ — единичная 3×3 -матрица;

для $s = 3/2$

$$\mathcal{P}_{kl} = (1/2) (s_k s_l + s_l s_k) - 5/4 \cdot 1 \delta_{kl};$$

$$\mathcal{P}_{klm} = (5/9) \{ (s_k s_l s_m + s_m s_l s_k) -$$

$$- [(7/10) 1 \delta_{km} + (34/10) 1 \delta_{ml} \delta_{kl}] s_l \}, \quad k, l, m = x, y, z, \quad (\text{П.11})$$

где $\mathbf{1}$ — единичная 4×4 -матрица.

Из выражений (П. 9)–(П. 11) следует, что декартовы операторы переопределяют спиновое состояние системы. Так, при $s = 1$ имеется десять параметров вместо минимально необходимых девяти, т. е. не все параметры независимы, а именно

$$\mathcal{P}_{xx} + \mathcal{P}_{yy} + \mathcal{P}_{zz} = 0; \quad (\text{П.12})$$

при $s = 3/2$ имеется двадцать параметров вместо минимально необходимых шестнадцати со следующими условиями связи:

$$\mathcal{P}_{xyz} = \mathcal{P}_{zxy} = \mathcal{P}_{yzx};$$

$$\mathcal{P}_{xx} + \mathcal{P}_{yy} + \mathcal{P}_{zz} = 0; \quad \mathcal{P}_{xkx} + \mathcal{P}_{yky} + \mathcal{P}_{zkhz} = 0, \quad k = x, y, z. \quad (\text{П.13})$$

Спин-тензоры первого ранга преобразуются при вращениях системы координат как декартовы компоненты вектора:

$$\mathcal{P}' = U_R \mathcal{P} \quad \text{или} \quad \mathcal{P}'_{k'} = \sum_k U_{kk'} \mathcal{P}_k, \quad (\text{П.14})$$

а спин-тензоры второго ранга — по правилу

$$[\text{ss}]' = U_R [\text{ss}] \tilde{U}_R, \quad (\text{П.15})$$

т. е. не проще матрицы плотности [ср. с (П. 3)] и сложнее, чем сферические спин-тензоры*.

Поляризация γ -излучения. Хотя внутренний момент фотона $s_\gamma = 1$, вследствие поперечности электромагнитных волн возможны лишь два значения $\mu_\gamma = \pm 1$ (ось z направлена вдоль импульса фотона). Это указывает на известную аналогию с частицами со спином $s = 1/2$, для которых также имеется два базисных состояния. Продолжая аналогию, состоящую поляризации γ -излучения можно сопоставить вектор \mathbf{p} , $|\mathbf{p}| = 1$. В случае γ -излучения этот вектор принято определять в пространстве Пуанкаре, т. е. на следующей системе неортогональных базисных векторов: \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 отвечают двум

* Явный вид матрицы U_R см. в [7].

направлениям линейной поляризации с плоскостями поляризации, повернутыми на 45° друг к другу, а орт \mathbf{n}_3 — левой круговой поляризации γ -излучения (направление \mathbf{n}_3 совпадает с импульсом фотона \mathbf{k}_γ).

По определению

$$\mathbf{p} = -p_1 \mathbf{n}_1 + p_2 \mathbf{n}_2 + p_3 \mathbf{n}_3, \quad (\text{П.16})$$

где p_1 и p_2 пропорциональны разности чисел фотонов N_{\parallel} и N_{\perp} с плоскостями поляризации соответственно в направлениях \mathbf{n}_1 , \mathbf{n}_2 и в направлениях, перпендикулярных к ним, а p_3 пропорционально разности чисел фотонов, поляризованных по левому и правому кругу (поляризованным по правому кругу считается фотон с $\mu_\gamma = +1$). Одинаково часто употребляются величины

$$p_i = (N_{\parallel}^i - N_{\perp}^i) / (N_{\parallel}^i + N_{\perp}^i), \quad p_i = N_{\parallel}^i - N_{\perp}^i, \quad p_i = N_{\parallel}^i / N_{\perp}^i, \quad i = 1, 2, 3, \quad (\text{П.17})$$

где при $i = 3$ подразумевается $N_{\parallel} - N_{\perp}$.

Если изучаются γ -распады ориентированных ядер, орт \mathbf{n}_1 выбирается таким образом, чтобы он лежал в плоскости, образованной осью квантования родительских ядер и направлением распространения γ -кванта, поэтому часто используется обозначение, $\mathbf{n}_1 = \mathbf{n}_{\parallel}$; в этом случае $p_2 = 0$.

2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ СПИРАЛЬНОСТЕЙ И ПРЕДСТАВЛЕНИЕ СПИНА КАНАЛА

В реакции со спиновой структурой $s_A + s_a \rightarrow s_B + s_b$ частицы входного канала описываются спиновыми функциями $\chi_{s_a \mu_a}$ и $\chi_{s_A \mu_A}$, частицы выходного канала — спиновыми функциями $\chi_{s_b \mu_b}$ и $\chi_{s_B \mu_B}$. Состояние входного канала должно представлять собой вектор-столбец из $\hat{s}_a^2 \hat{s}_A^2$ компонент, состояние выходного канала — вектор-столбец из $\hat{s}_b^2 \hat{s}_B^2$ компонент.

В представлении спиральностей [125] состояния входного и выходного каналов записываются в виде

$$\chi = \sum_{i=1}^{\kappa} a_i \chi_i, \quad \kappa = \hat{s}_a^2 \hat{s}_A^2$$

и

$$\chi' = \sum_{i'=1}^{\kappa'} a_{i'} \chi_{i'}, \quad \kappa' = \hat{s}_b^2 \hat{s}_B^2,$$

где базис представления имеет вид

$$\chi_i = \chi_{s_a \mu_a}^{(i)} \chi_{s_A \mu_A}^{(i)}, \quad \chi_{i'} = \chi_{s_b \mu_b}^{(i')} \chi_{s_B \mu_B}^{(i')}. \quad (\text{П.18})$$

Каждому значению i (i') отвечает определенная пара значений $\mu_a \mu_A$ ($\mu_b \mu_B$). В системах координат с осью $z_i \parallel \mathbf{k}_i$ величины μ_i представляют собой проекции спинов на направление движения (спиральности). Амплитуда реакции в представлении спиральностей определяется формулой (8).

В представлении спина канала амплитуда $\mathcal{M}_{s' \mu', s \mu}$ связывает состояния $|J \zeta L m s \mu\rangle$ и $|J \zeta' L' m' s' \mu'\rangle$ с одинаковым полным угловым моментом [126]:

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{s} = \mathbf{L}' + \mathbf{s}', \quad (\text{П.19})$$

где \mathbf{L} , \mathbf{L}' — орбитальные моменты входного и выходного каналов с проекциями m , m' ; \mathbf{s} , \mathbf{s}' — спины входного и выходного каналов с проекциями

μ, μ' , определяемые следующим образом:

$$s = s_a + s_A; \quad s' = s_b + s_B. \quad (\text{П.20})$$

Состояния входного и выходного каналов записываются в виде

$$\chi = \sum_{i=1}^{\kappa} b_i \chi_{s_i \mu_i}; \quad \chi' = \sum_{i'=1}^{\kappa'} b_{i'} \chi'_{s_{i'} \mu_{i'}}$$

с базисом представления:

$$\chi_{s\mu} = \sum_{\mu_a \mu_A} (s_a \mu_a s_A \mu_A | s \mu) \chi_{s_a \mu_a s_A \mu_A}; \quad (\text{П.21})$$

$$\chi'_{s' \mu'} = \sum_{\mu_b \mu_B} (s_b \mu_b s_B \mu_B | s' \mu') \chi_{s_b \mu_b s_B \mu_B}. \quad (\text{П.22})$$

Разложение амплитуды по парциальным волнам в представлении спиральностей:

$$\begin{aligned} & \frac{k}{2\pi i} M_{\mu_b \mu_B, \mu_a \mu_A}(\theta, \varphi) = \\ & = \sum_J \frac{2J+1}{4\pi} M_{\mu_b \mu_B, \mu_a \mu_A}^J d_{\mu_a - \mu_A, \mu_b - \mu_B}^J(\theta) \exp [i(\mu_a + \mu_A - \mu_b - \mu_B) \varphi], \end{aligned} \quad (\text{П.23})$$

а в представлении спина канала:

$$\begin{aligned} M_{s' \mu', s \mu}(\theta, \varphi) &= \frac{i}{2k} \sum_{J L L' m'} \hat{L} \hat{L}' \hat{J}^2 \left[\frac{(L' - |m'|)!}{(L' + |m'|)!} \right]^{1/2} (-)^{s-s'} \times \\ & \times \begin{pmatrix} L & s & J \\ 0 & \mu & -\zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L' & s' & J \\ \mu - \mu' & \mu' & -\zeta \end{pmatrix} M_{L' s', L s}^J P_{L'}^{m'}(\cos \theta) \exp [i(\mu - \mu') \varphi], \end{aligned} \quad (\text{П.24})$$

где

$$M_{\mu_b \mu_B, \mu_a \mu_A}^J = \delta_{c'c} - \delta_{\zeta' \zeta} \langle J \zeta' | S | J \zeta; \mu_a \mu_A \rangle \quad (\text{П.23a})$$

и

$$M_{L' s', L s}^J = \delta_{s' s} \delta_{L' L} \delta_{c'c} - \delta_{\zeta' \zeta} \langle J \zeta' L' m' s' \mu' | S | J \zeta L m s \mu \rangle. \quad (\text{П.24a})$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барит И. Я. и др. — ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 6, с. 1290.
2. De Boer W. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 558.
3. Parker E. E. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1975, v. 22, 1466.
4. Ландус Л. И. — ЭЧАЯ, 1978, т. 9, вып. 1, с. 84.
5. The Madison Convention. In: Polarization Phenomena in Nucl. Reactions. Madison, Wisconsin Univ. Press, 1971, p. XXV.
6. Simonius M. — Lecture Notes in Physics, 1974, v. 30, p. 38.
7. Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента. Л., Наука, 1975.
8. Немец О. Ф., Ясногородский А. М. Поляризационные исследования в ядерной физике. Киев, Наукова думка, 1980.
9. Немец О. Ф., Чеснокова В. Д., Ясногородский А. М. — Укр. физ. журн., 1979, т. 24, с. 545.

10. Ohlsen G. G.— Rep. Progr. Phys., 1972, N 7, p. 717.
11. Keaton P. W., Gammel J. L., Ohlsen G. G.— Ann. Phys., 1974, v. 85, p. 152.
12. Немец О. Ф., Чеснокова В. Д., Ясногородский А. М. Препринт КИЯИ-78-22, 1978.
13. Wolfenstein L.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1956, v. 6, p. 43.
14. Seiler F.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 187, p. 379; 1975, v. 244, p. 236.
15. Yasnogorodsky A. M.— Phys. Lett. B, 1975, v. 58, p. 139; Ясногородский А. М. Препринт КИЯИ-75-20, 1975.
16. Simon A., Welton T.— Phys. Rev., 1953, v. 90, p. 1036.
17. Simon A.— Ibid., 1953, v. 92, p. 1050.
18. Немец О. Ф., Ясногородский А. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, с. 741.
19. Simonius M.— Phys. Lett., 1967, v. 19, p. 279.
20. Blatt J. M., Biedenharn L. C.— Rev. Mod. Phys., 1952, v. 24, p. 258.
21. Stapp H. P., Ypsilantis T. Y., Metropolis N.— Phys. Rev., 1957, v. 205, p. 302.
22. Czonka P. L., Moravcsik M. J., Scadron M. D.— Ann., Phys., 1966, v. 40, p. 100.
23. Ohlsen G. G., Gammel J. L., Keaton P. W.— Phys. Rev. C, 1972, v. 5, p. 1205.
24. Moravcsik M. J.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 160, p. 569.
25. Goldstein G. R., Moravcsik M. J.— Ann. Phys., 1976, v. 98, p. 128.
26. Knutson L. D.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 198, p. 439.
27. Rybicki F., Tamura T., Satchler G. R.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 146, p. 659.
28. Assimakopoulos P. A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 144, p. 272; Rausch T. e.a.— Ibid., 1974, v. 222, p. 429.
29. Lambert J. M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 820; Treado P. A. e.a.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 198, p. 21.
30. Балдин А. М. и др. Кинематика ядерных реакций. М., Атомиздат, 1968.
31. McCullen J. D., Seyler R. G.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 139, p. 203.
32. Rose H. T., Brink D. M.— Rev. Mod. Phys., 1967, v. 39, p. 306.
33. Steeland M. T., Tolhoek H. A.— Progr. Low. Temp. Phys., 1957, v. 2, p. 292; Huiskamp W. T., Tolhoek H. A.— Ibid., 1961, v. 3, p. 333.
34. Litherland A. E., Ewan G. T., Lam S. T.— Can. J. Phys., 1970, v. 48, p. 2320.
35. Cabibbo N.— Phys. Rev. Lett., 1963, v. 10, p. 531.
36. Шапиро И. С.— Успехи физ. наук, 1968, т. 95, с. 647.
37. Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. М., Мир, 1976; Simonius M. In: [46], p. 38.
38. Abov Yu. G., Krupchitsky P. A., Oratovsky Yu. A.— Phys. Lett. B, 1964, v. 12, p. 25.
39. Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А.— Успехи физ. наук, 1976, т. 118, с. 141.
40. Абов Ю. Г. В кн.: Нейтронная физика. Материалы 4-й Всесоюз. конференции по нейтронной физике. Киев, 1977. М., ЦНИИАтоминформ, 1977, с. 304.
41. Lobashov V. M., Kaminker D. M., Kharkevich G. I.— Nucl. Phys. A, 1972, v. 197, p. 241.
42. Potter J. M. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 33, p. 1307.
43. Sudarshan E. C. G.— Proc. Roy. Soc. A, 1968, v. 305, p. 319.
44. Bryan R., Gersten A.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 1000; Beinstock J., Bryan R., Gersten A.— Phys. Lett. B, 1974, v. 48, p. 77.
45. Sauer P. U.— Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 1786.
46. Arnold L. G. In: Proc. of the 4th Intern. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions. Basel — Stuttgart, Birkhäuser Verlag, 1976, p. 503.

47. Byrd R. C. e.a. In: [46], p. 501.
48. Barshay S., Temmer S. M.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 728.
49. Dahme U. In: [46], p. 487.
50. Nocken U. e.a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 213, p. 97.
51. Flynn E. R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 312, p. 61.
52. Заика Н. И. и др.— Укр. физ. журн., 1974, т. 19, с. 926; Gruebler W. e.a.— Phys. Lett. B, 1971, v. 36, p. 337.
53. Hardekopf R. A., Walter P. L., Clegg T. B.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 760.
54. König V. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 72, p. 436.
55. Ясногородский А. М. В кн.: Тезисы докладов XXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., Наука, 1973, с. 262; Немец О. Ф., Рудчик А. Т., Ясногородский А. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, с. 746.
56. Conzett H. E. In: [46], p. 105.
57. Satchler G. R.— Nucl. Phys., 1964, v. 55, p. 1.
58. Santos F. D.— Nucl. Phys. A, 1974, v. 236, p. 90.
59. Yule T. J., Haerberli W.— Ibid., 1968, v. 117, p. 1.
60. Vigdor S. E., Haerberli W.— Ibid., 1975, v. 253, p. 55.
61. Kocher D., Haerberli W.— Ibid., 1972, v. 196, p. 225.
62. Ludwig E. J. e.a.— Ibid., 1974, v. 230, p. 271.
63. Немец О. Ф. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975, т. 39, с. 1709.
64. Немец О. Ф., Стрюк Ю. С., Ясногородский А. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1976, т. 40, с. 167.
65. Phillpot R. T., Pinkston W. T., Satchler G. R.— Nucl. Phys. A, 1968, v. 119, p. 241.
66. Johnson R. C., Santos F. D.— Particles and Nuclei, 1971, v. 2, p. 285.
67. Rohrig N., Haerberli W.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 206, p. 225.
68. Knutson L. D., Hichwa B. P. In: [46], p. 683.
69. Simmons J. E. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 113.
70. Burke D. G. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 318, p. 77; Lovhoiden G. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 315, p. 90.
71. Knutson L. D.— Ann. Phys., 1977, v. 106, p. 1.
72. Хангулян В. А., Кольбасов В. М.— Ядерная физика, 1970, т. 12, с. 732; Кольбасов В. М. Общие свойства матрицы реакции и поляризационные эффекты в прямых ядерных реакциях. М., Изд-во МИФИ, 1971.
73. Treiman S. B., Yang C. N.— Phys. Rev. Lett., 1962, v. 8, p. 140.
74. Durand J. L. e.a.— Phys. Lett. B, 1974, v. 53, p. 57.
75. Darden S. E., Haerberli W. In: [46], p. 229.
76. Steffenson E. T., Hichwa B., Hutton J. D.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1975, v. 20, p. 597.
77. Sherif H., Blair J. S.— Phys. Lett. B, 1968, v. 26, p. 489.
78. Glasshausser C. e.a.— Phys. Rev., 1969, v. 184, p. 1217.
79. Ginaven R. O. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 21, p. 552.
80. Raynal J. In: [46], p. 271.
81. De Swinarski R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 1139.
82. Love W. G., Satchler G. R.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 159, p. 1.
83. Wilczynski J.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 484.
84. Brink D. M.— Phys. Lett. B, 1972, v. 40, p. 37.
85. Kahana S., Bond P. D., Chasman C.— Ibid., 1974, v. 50, p. 199.
86. Bond P. D.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 501.
87. Steffens E. e.a.— Nucl. Instrum. and Methods, 1975, v. 124, p. 601; Fick D. In: [46], p. 357.
88. Sugimoto K. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 323.
89. Moldauer P. A.— Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 426.
90. Moldauer P. A.— Ibid., 1975, v. 12, p. 744.
91. Hofmann H. M. e.a.— Ann. Phys., 1975, v. 90, p. 403.

92. Goldfarb L. J. B., Seyler R. G.—Nucl. Phys. A, 1971, v. 160, p. 109.
93. Ключарев А. П., Слабоспицкий Р. П.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 35, с. 71.
94. Алфименков В. П. и др.—Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 930; Акопян Г. Г. и др.—Там же, 1977, т. 26, с. 942.
95. Пикельнер Л. Б.—ЭЧАЯ, 1972, т. 3, вып. 5, с. 917.
96. Говин Н. Н. и др.—Ядерная физика, 1975, т. 22, с. 692.
97. Glavish H. F. e.a.—Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 391.
98. Gould C. R., Nelson R. O., Williams J. R.—Ibid., 1973, v. 30, p. 298.
99. Блохинцев Л. Д., Борбей И., Долинский Э. И.—ЭЧАЯ, 1977, т. 8, вып. 6, с. 1189.
100. Plattner G. R., Viollier R. D., Alder K.—Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 830.
101. Фаддеев Л. Д.—Журн. эксперим. и теорет. физ., 1960, т. 39, с. 1459.
102. Якубовский О. А.—Ядерная физика, 1967, т. 5, с. 1312.
103. Doleschall P. In: [46], p. 51.
104. Schwieroth F. S. e.a.—Phys. Rev. C, 1973, v. 8, p. 938.
105. Heiss P., Hackenbroich H. H.—Nucl. Phys. A, 1971, v. 162, p. 530.
106. Hackenbroich H. H. In: [46], p. 133.
107. Dodder D. C. In: [46], p. 167.
108. Grüebler W. e.a.—Phys. Lett. B, 1978, v. 74, p. 173.
109. Arvieux J. e.a.—Nucl. Phys. A, 1970, v. 150, p. 75; Rad F. N. e.a. In: [46], p. 487.
110. Балашко Ю. Г. и др.—Журн. эксперим. и теорет. физ., 1964, т. 46, с. 1903.
111. Simmons J. E. e.a.—Nucl. Instrum. and Methods, 1973, v. 106, p. 477.
112. Адыяевич Б. П., Полунин Ю. П., Фоменко Д. Б.—Ядерная физика, 1967, т. 5, с. 713.
113. Grüebler W. e.a.—Nucl. Phys. A, 1972, v. 193, p. 129.
114. Conzett H. E. e.a.—In: [46], p. 524.
115. Fairman S., Meyerhof W. E.—Nucl. Phys. A, 1972, v. 206, p. 1.
116. Харченко В. Ф., Левашев В. П. Препринт ИТФ-77-85Р. Киев, 1977.
117. Немец О. Ф., Ясногородский А. М. Препринт КИЯИ-75-11. Киев, 1975.
118. Brown R., Haerberli W.—Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 1163; Porter L. E., Haerberli W.—Ibid., 1967, v. 164, p. 1229.
119. Заяка Н. И. и др.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1968, т. 32, с. 257.
120. Baker S. D. e.a.—Phys. Rev. Lett., 1965, v. 15, p. 115.
121. Tanifuji M.—Ibid., 1965, v. 15, p. 113.
122. Немец О. Ф., Стрюк Ю. С., Ясногородский А. М.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975, т. 39, с. 2066.
123. Заяка Н. И. и др.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1972, т. 36, с. 155.
124. Klinger W., Dusch F., Fleischmann R.—Nucl. Phys. A, 1971, v. 166, p. 253.
125. Jacob M., Wick G. C.—Ann. Phys., 1959, v. 7, p. 404.
126. Lane A. M., Thomas R. G.—Rev. Mod. Phys., 1958, v. 30, p. 257.