

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

А.Ф.Писарев, Х.Р.Позе

P-477

ТЕНЗОР КОРРЕЛЯЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИЙ
НА ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПУЧКЕ ПРОТОНОВ

Дубна 1980 год

А.Ф. Писарев, Х.Р. Позе

P-477

sp 8/5AS

ТЕНЗОР КОРРЕЛЯЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИЙ
НА ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПУЧКЕ ПРОТОНОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А н н о т а ц и я

Получены выражения для тензора корреляции поляризаций при упругом рассеянии поляризованных протонов на водороде, как функции элементов матрицы рассеяния M . При их выводе учитывались релятивистские поправки, возникающие из-за кинематики реакции и релятивистского поворота спинов частиц. На основании полученных соотношений рассмотрены частные случаи спиновой корреляции для наиболее характерных компонент тензора.

1. Введение

Для восстановления матрицы рассеяния S в системе из двух нуклонов в ряде работ при феноменологическом анализе была намечена определенная программа экспериментов. Это рассмотрение проведено как в предположении действительных фаз рассеяния, так и в более общем случае, когда фазы рассеяния принимались комплексными. При этом, как и следовало ожидать, для восстановления матрицы рассеяния $S_{\alpha\beta}^{\alpha\beta}$ в системе из двух нуклонов для энергии выше порога мезообразования требуется более полная экспериментальная информация, нежели для случая чисто упругого процесса рассеяния. В частности для 650 Мэв р-р-системы было показано /1,2/, что для восстановления матрицы S необходимо совместное использование экспериментальных данных по мезообразованию и упругому рассеянию. В число последних входят как сравнительно простые эксперименты типа измерения сечения рассеяния, так и более сложного характера, требующие наличия в опыте 2,3 и 4 мишеней одновременно.

Авторы ставили своей целью рассмотреть вопрос о дополнительной информации в упругом рассеянии, которую можно получить в эксперименте по измерению спиновой корреляции на поляризованном пучке протонов /опыт с 4 мишенями/ в сравнении с данными, полученными на неполяризованном пучке.

В качестве метода исследования взят метод разложения по парциальным волнам в том виде, в котором он применялся при рассмотрении задачи двойного и тройного рассеяния /2/.

Для преобразования экспериментально наблюдаемых величин из лабораторной системы в систему центра инерции всюду используются формулы релятивистского перехода, учитывающие кинематическое сокращение угла вылета частицы и релятивистский поворот спина.

2. Общие формулы

Наша задача - написать выражение для спиновой корреляции на поляризованном пучке протонов как функцию угла и элементов матрицы рассеяния и затем проанализировать это выражение в направлении выяснения той информации, которую можно будет получить из рассматриваемого здесь опыта. Для решения поставленной задачи наилучшим образом, по нашему мнению, может быть использован аппарат, развитый в работе Оме [3]. Для падающего пучка с начальной поляризацией \vec{P}_0 среднее значение любого оператора Ω в рассеянной волне определяется в следующем виде:

$$\langle \Omega \rangle_{\text{расс.}} = \frac{\text{Sp}(\mathbf{M}\mathbf{M}^+\Omega') + \text{Sp}(\mathbf{M}\vec{P}_0\vec{\sigma}_1\mathbf{M}^+\Omega')}{\text{Sp}(\mathbf{M}\mathbf{M}^+) + \text{Sp}(\mathbf{M}\vec{P}_0\vec{\sigma}_1\mathbf{M}^+)}, \quad /2.1/$$

где \mathbf{M} - матрица амплитуды рассеяния с элементами $M_{m_1 m_2'}$.

Если теперь определить оператор корреляции поляризаций в виде

$$P_{ik}^{(1,2)} = (\vec{\sigma}_1 \vec{n}_i)(\vec{\sigma}_2 \vec{n}_k), \quad [4,5], \quad /2.2/$$

то выражение для его среднего значения в рассеянной волне запишется в следующей форме:

$$\langle P_{ik}^{(1,2)} \rangle_{\text{расс.}} = \frac{P_{ik}^{uu} + \mathcal{D}_{ik}}{1 + P_{uu} P_0}, \quad /2.3/$$

где P_{ik}^{uu} - корреляция поляризаций, возникающая от неполяризованного пучка на мишени 1 /см.рис. 1/, \vec{P}_{uu} - поляризация от неполяризованного пучка той же мишени,

$$\mathcal{D}_{ik}^{(1,2)} = \frac{\text{Sp}(\mathbf{M}\vec{P}_0\vec{\sigma}_1\mathbf{M}^+\hat{P}_{ik}^{(1,2)})}{\text{Sp}(\mathbf{M}\mathbf{M}^+)}. \quad /2.4/$$

Из рассмотрения выражения /2.3/ можно сделать вывод, что дополнительная информация, которая получается в эксперименте по измерению спиновой корреляции на поляризованном пучке в сравнении с опытом на неполяризованном пучке, заключена в члене $\mathcal{P}_{ik}^{(1,2)}$. Так как остальная часть выражения /2.3/ была подробно рассмотрена раньше /2/, то дальнейший анализ здесь будет проводиться только для тензора $\mathcal{P}_{ik}^{(1,2)}$.

Для практических приложений соотношение /2.4/ удобнее записать в лабораторной системе координат K_L , которую построим следующим образом:

$$x \parallel [\vec{n}_1 \vec{k}_1]; \quad y \parallel \vec{n}_1; \quad z \parallel \vec{k}_1, \quad /2.5/$$

где \vec{n}_i и \vec{k}_i - суть единичные векторы, назначение которых хорошо видно из рис. 1.

Учитывая известный факт, что $\vec{P}_0 = P_0 \vec{n}_0$, а также введя обозначение $P_{ik} = (\vec{\sigma}_1 \vec{n}_i)(\vec{\sigma}_2 \vec{n}_k) \equiv (\vec{\sigma}_1 \vec{n}_2)(\vec{\sigma}_2 \vec{n}_3)$, получим новый вид записи выражения /2.4/:

$$\mathcal{P}_{n_2, n_3}^{(1,2)} = \frac{Sp[M \vec{n}_0 \vec{\sigma}_1 M^+ (\vec{\sigma}_2 \vec{n}_2)(\vec{\sigma}_2 \vec{n}_3)] P_0}{Sp(M M^+)}. \quad /2.6/$$

Простым преобразованием можно показать, что в выбранной системе координат единичные векторы $\vec{n}_0, \vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3$ и векторы $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$ будут иметь следующие компоненты:

$$\begin{aligned} \vec{n}_0 & \{ \sin \theta_0 \cos \varphi, \sin \theta_0 \sin \varphi, \cos \theta_0 \}; \\ \vec{n}_1 & \{ 0, 1, 0 \}; \\ \vec{n}_2 & \{ -\cos \theta \sin \varphi_1, \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi_1 \}; \\ \vec{n}_3 & \{ -\cos(\omega - \theta) \sin \varphi_2, \cos \varphi_2, -\sin(\omega - \theta) \sin \varphi_2 \}; \end{aligned} \quad /2.7/$$

$$\vec{\sigma}_1 \{ \sigma_{x1}, \sigma_{y1}, \sigma_{z1} \},$$

$$\vec{\sigma}_2 \{ \sigma_{x2}, \sigma_{y2}, \sigma_{z2} \},$$

где θ_0 и ψ - полярный и азимутальный углы вектора \vec{n}_0 в лабораторной системе координат; ψ_1 - угол между \vec{n}_2 и \vec{n}_1 и ψ_2 - между \vec{n}_3 и \vec{n}_1 .

Рассмотрим теперь все возможные случаи относительного расположения плоскостей рассеяния.

Случай 1. Все четыре рассеяния лежат в одной плоскости, то есть

$$\vec{n}_0 \parallel \vec{n}_1 \parallel \vec{n}_2 \parallel \vec{n}_3, \text{ или } \theta_0 = \psi = \frac{\pi}{2}, \psi_1 \text{ и } \psi_2$$

равны нулю. Тогда использование соотношения /2.6/ и выражений /2.7/ дает

$$\mathcal{D}_{n_2 n_2} \equiv \mathcal{D}_{yy} = \frac{\text{Sp}(\mathbf{M} \sigma_{y1} \mathbf{M}^+ \sigma_{y1} \sigma_{y2}) P_0}{\text{Sp}(\mathbf{M} \mathbf{M}^+)}$$

или

$$\frac{4\sigma(\theta)}{P_0} \mathcal{D}_{\parallel, \parallel}(\theta) = \text{Sp}(\sigma_{y1} \mathbf{M}^+ \sigma_{y1} \sigma_{y2} \mathbf{M}) \equiv T_{yy}, \quad /2.8/$$

где принято во внимание, что дифференциальное сечение рассеяния

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{4} \text{Sp}(\mathbf{M} \mathbf{M}^+).$$

Случай 2. Плоскости O, A и B'' совпадают. Плоскость B' перпендикулярна плоскости основного рассеяния A / см.рис.1/, то есть мы имеем

$$\vec{n}_0 \parallel \vec{n}_1 \parallel \vec{n}_3, \vec{n}_2 \perp \vec{n}_1, \text{ или } \theta_0 = \psi = \psi_1 = \frac{\pi}{2}, \psi_2 = 0.$$

Использование /2.6/ и /2.7/ дает

$$\frac{4\sigma(\theta)}{P_0} \mathcal{D}_{\perp, \parallel}(\theta) = -T_{yx} \cos \theta + T_{zy} \sin \theta. \quad /2.9/$$

Случай 3. Плоскости A, O и B' совпадают, $B'' \perp A$, то есть $\vec{n}_0 \parallel \vec{n}_1 \parallel \vec{n}_2$, $\vec{n}_3 \perp \vec{n}_1$, или $\theta_0 = \varphi = \varphi_2 = \frac{\pi}{2}$, $\varphi_1 = 0$.

В этом случае имеем:

$$\frac{4\sigma(\theta)}{\rho_0} \mathcal{G}_{\parallel, \perp}(\theta) = -T_{yxx} \cos(\omega - \theta) - T_{ygz} \sin(\omega - \theta). \quad /2.10/$$

Здесь уместно отметить тот факт, что если на неполяризованном пучке нуклонов тензор спиновой корреляции во взаимно-перпендикулярных плоскостях $(\parallel, \perp$ и $\perp, \parallel)$ равен нулю, то на поляризованном пучке он отличен от нуля.

Случай 4. Плоскость первого рассеяния O и плоскость основного рассеяния A совпадают, анализирующие плоскости B' и B'' перпендикулярны плоскости A . В этом случае $\vec{n}_0 \parallel \vec{n}_1$, $\vec{n}_2 \perp \vec{n}_1$, $\vec{n}_3 \perp \vec{n}_1$, или $\theta_0 = \varphi = \varphi_1 = \varphi_2 = \frac{\pi}{2}$. Для тензора корреляции поляризаций получаем следующее значение:

$$\begin{aligned} \frac{4\sigma(\theta)}{\rho_0} \mathcal{G}_{\perp, \perp}(\theta) = & T_{yxx} \cos\theta \cos(\omega - \theta) - T_{yzz} \sin\theta \sin(\omega - \theta) + \\ & + T_{yxz} \cos\theta \sin(\omega - \theta) - T_{yzx} \sin\theta \cos(\omega - \theta). \quad /2.11/ \end{aligned}$$

Наконец, можно записать еще 8 аналогичных выражений для тензора корреляции: из них 4 для случая, когда вектор начальной поляризации \vec{P}_0 перпендикулярен движению и параллелен оси x и 4 - для продольной поляризации. Однако эти выражения будут отличаться от приведенных выше только тем, что всюду под знаком \mathcal{S}_P первый сомножитель σ_{y1} заменится на σ_{x1} в первом случае и на σ_{z1} - во втором.

Чтобы использовать выражения /2.8/ - /3.11/, для прикладных расчетов и практического анализа, их необходимо сначала трансформировать в систему центра инерции и затем вычислить \mathcal{S}_P для всех тензоров. Однако систему координат K_C в системе центра масс лучше всего взять совпадающей с лабораторной системой координат K_L , то есть ось z направить по вектору \vec{k}_1 , ось y взять параллельной \vec{n}_1 и $x \parallel [\vec{n}_1, \vec{k}_1]$. Тогда преобразование тензоров сведется к трансформации в их аргументе угла $\theta \rightarrow \vartheta$ и учету релятивистского поворота спинов частиц. При этом связь между углами будет выражаться простым кинематическим соотношением:

$$\operatorname{tg} \theta = (1 - \beta_c^2)^{1/2} \operatorname{tg} \frac{\nu}{2}, \quad /2.12/$$

где θ и ν - полярные углы в лабораторной системе координат и в системе центра масс соответственно, β_c - относительная скорость движения двух систем в единицах скорости света.

Релятивистское преобразование тензоров будет осуществляться по общей формуле преобразования тензоров третьего ранга:

$$T_{ijk}^{(1)} = \sum_{m=1}^3 \sum_{n=1}^3 \sum_{z=1}^3 A_{im}^{(H)} A_{kn}^{(1)} A_{jz}^{(2)} T_{mnz}^{(4)}. \quad /2.13/$$

Здесь $A^{(H)}$, $A^{(1)}$, $A^{(2)}$ - матрицы преобразования для спина налетающей частицы, рассеянной частицы и частицы отдачи, соответственно.

Общее рассмотрение задачи релятивистского поворота спина частиц было проведено в работе Чжоу Гуан-чжао и М.И. Широкова /8/. Конкретное приложение найденных там формул было подробно осуществлено в цитированной выше работе /2/. Поэтому здесь приведем лишь явный вид матриц преобразования. Так как в рассматриваемом случае оси координат K_x и K_y взяты параллельными, то для матриц преобразования будем иметь следующие выражения:

$$A^{(H)} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}; \quad A^{(1)} = \begin{bmatrix} \cos \Omega & 0 & -\sin \Omega \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \Omega & 0 & \cos \Omega \end{bmatrix}; \quad A_2 = \begin{bmatrix} \cos \Omega & 0 & \sin \Omega \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \Omega & 0 & \cos \Omega \end{bmatrix}, \quad /2.14/$$

где Ω - угол релятивистского поворота спина^{x/}.

Если теперь использовать формулу преобразования /2.13/ и матрицы /2.14/, то выражения /2.8-2.11/ можно сразу записать в системе ц.м., и они примут следующий вид:

^{x/} Для энергии налетающего протона 650 Мэв и угла рассеяния 90° с.п.м. угол $\Omega = 9^\circ$.

$$\frac{4\sigma(\vartheta)}{\rho_0} \mathcal{P}_{\parallel,\parallel}(\theta) = T_{iy_y}(\omega); \quad /2.8/$$

$$\frac{4\sigma(\omega)}{\rho_0} \mathcal{P}_{\perp,\parallel}(\theta) = -\cos(\theta+\Omega) T_{ix_y}(\omega) + \sin(\theta+\Omega) T_{iz_y}(\omega); \quad /2.9/$$

$$\frac{4\sigma(\omega)}{\rho_0} \mathcal{P}_{\parallel,\perp}(\theta) = -\cos(\omega-\theta+\Omega) T_{iy_x}(\omega) - \sin(\omega-\theta+\Omega) T_{iy_z}(\omega); \quad /2.10/$$

$$\begin{aligned} \frac{4\sigma(\omega)}{\rho_0} \mathcal{P}_{\perp,\perp}(\theta) = & T_{ix_x}(\omega) \cos(\omega-\theta+\Omega) \cos(\theta+\Omega) - \\ & - T_{iz_z}(\omega) \sin(\omega-\theta+\Omega) \sin(\theta+\Omega) + \\ & + T_{ix_z}(\omega) \sin(\omega-\theta+\Omega) \cos(\theta+\Omega) - \\ & - T_{iz_x}(\omega) \cos(\omega-\theta+\Omega) \sin(\theta+\Omega). \end{aligned} \quad /2.11/$$

В этих выражениях вместо значка \hat{i} всюду следует подставлять y в случае нормальной поляризации падающего пучка ($\vec{P}_0 \parallel y$), x - для поперечной поляризации ($\vec{P}_0 \parallel x$) и z - для продольной поляризации ($\vec{P}_0 \parallel z$).

Для практического приложения найденных соотношений /2.8' - 2.11'/ необходимо проделать еще один шаг - вычислить входящие в них компоненты тензоров. Для этого, естественно, нужно представить операторы $M, M^+, \hat{\sigma}_i$ и $\hat{\sigma}_x \hat{\sigma}_j$ в спиновом пространстве и воспользоваться определением тензора.

$$T_{ikj} = S \rho (\hat{\sigma}_{i1} M^+ \hat{\sigma}_{k1} \hat{\sigma}_{j2} M), \quad /2.15/$$

где i, k, j - суть x, y, z ; $\hat{\sigma}_{i_1}$ - оператор Паули для спина налетающей частицы, $\hat{\sigma}_{k_2}$ - рассеянной частицы и $\hat{\sigma}_{j_2}$ - для частицы отдачи.

3. Вычисления. Выводы

Получение функциональной зависимости для соотношений /2.8'-2.11'/ от элементов матрицы рассеяния M и S не представляет труда. Для этого следует лишь воспользоваться выражением /2.15/ и матрицами /4.8/ работы /2/. Однако общий их вид получается весьма громоздким, и поэтому целесообразнее ограничиться здесь рассмотрением нескольких характерных частных случаев^{x/}.

1. Вектор поляризации падающего пучка перпендикулярен плоскости рассеяния $\mathcal{A}(\vec{p}_0 \parallel y)$.

$$\frac{4b(u)}{p_0} \mathcal{P}_{\parallel, \parallel}^{(y)}(u) = \begin{cases} \neq 0 & \text{для } u \neq 90^\circ \text{ с.ч.и.} \\ = 0 & \text{для } u = 90^\circ; \end{cases}$$

$$\frac{4b(u)}{p_0} \mathcal{P}_{\perp, \parallel}^{(y)} \text{ и } \mathcal{P}_{\parallel, \perp}^{(y)}(u) \equiv 0;$$

$$\frac{4b(u)}{p_0} \mathcal{P}_{\perp, \perp}^{(y)}(u) = \begin{cases} \neq 0 & \text{для } u \neq 90^\circ \\ = 0 & \text{для } u = 90^\circ. \end{cases}$$

2. Вектор поляризации \vec{p}_0 лежит в плоскости \mathcal{A} и параллелен оси x .

$$\frac{4b(u)}{p_0} \mathcal{P}_{\parallel, \parallel}^{(x)}(u) \equiv 0;$$

^{x/} Ниже приведенные выражения могут быть получены также при использовании тензора $T_{ikj}(u)$ в записи Л. Пузикова и др. [8].

$$\frac{4\sigma(90^\circ)}{P_0} \mathcal{P}_{\parallel, \perp \perp, \parallel}^{(x)}(90^\circ) = 2\sqrt{2} \cos(\theta + \Omega) J_m M_{\pm 5} M_{\pm 10}^*$$

$$\frac{4\sigma(\omega)}{P_0} \mathcal{P}_{\perp, \perp}^{(x)}(\omega) \equiv 0.$$

3. Падающий пучок протонов — продольно поляризованный ($\vec{P}_0 \parallel \vec{z}$).

$$\frac{4\sigma(\omega)}{P_0} \mathcal{P}_{\parallel, \parallel}^{(z)}(\omega) \equiv 0;$$

$$\frac{4\sigma(90^\circ)}{P_0} \mathcal{P}_{\parallel, \perp \perp, \parallel}^{(z)}(90^\circ) = -2\sqrt{2} \sin(\theta + \Omega) J_m M_{\pm 5} M_{\pm 1}^*;$$

$$\frac{4\sigma(\omega)}{P_0} \mathcal{P}_{\perp, \perp}^{(z)}(\omega) \equiv 0.$$

Приведенные соотношения позволяют сделать следующий вывод:

1. Если считать, что в упругих /p-p/-соударениях четность сохраняется, то тензоры $\mathcal{P}_{\parallel, \parallel}^{(y)}(90^\circ)$, $\mathcal{P}_{\parallel, \parallel}^{(x \text{ и } z)}(\omega)$, $\mathcal{P}_{\perp, \parallel \text{ и } \parallel, \perp}^{(y)}(\omega)$, $\mathcal{P}_{\perp, \perp}^{(y)}(90^\circ)$ и $\mathcal{P}_{\perp, \perp}^{(x \text{ и } z)}(\omega)$ не дают физической информации из-за их равенства нулю.

2. Особенностью корреляции на поляризованном пучке является неравенство нулю тензора $\mathcal{P}_{\perp, \parallel \text{ и } \parallel, \perp}^{(x \text{ и } z)}(\omega)$ по сравнению с его нулевым значением на неполяризованном пучке.

3. Эксперимент по измерению спиновой корреляции на поляризованном пучке может значительно облегчить проведение фазового анализа, так как некоторые компоненты тензора /например $\mathcal{P}_{\perp, \parallel}$ / выражаются через небольшое число переходов.

Авторы искренне благодарны Л.И.Лapidусу, Р.М.Рындину и Л.М.Сороко за обсуждение и просмотр рукописи данной работы.

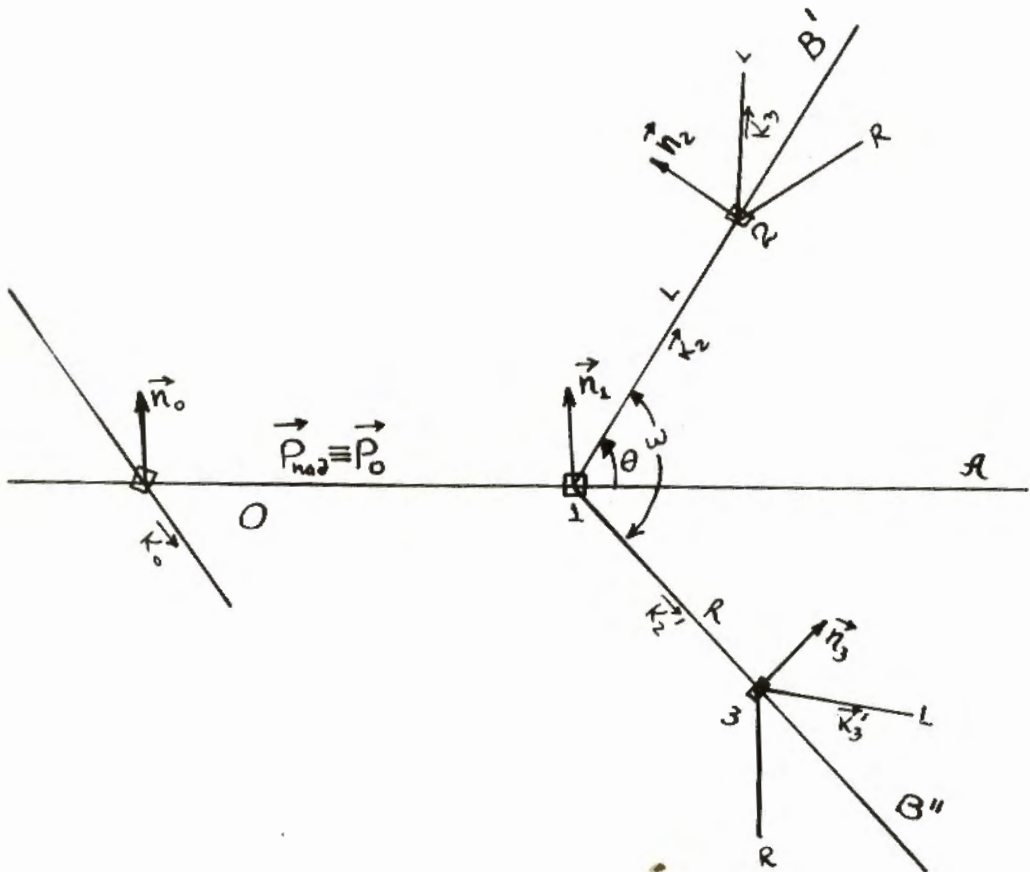


Рис. 1. Схема измерения корреляционной функции $P_{ck} /1,2/$ в лабораторной системе координат K_A . θ - угол рассеяния частицы 1; ω - угол разлета частиц 1 и 2 /для энергии 650 Мэв при симметричном разлете $\omega = 82^\circ/$; A - плоскость основного рассеяния; B' и B'' - анализирующие плоскости; O - плоскость первого рассеяния;

$$\vec{n}_0 = \frac{[\vec{K}_0 \vec{K}_1]}{|\vec{K}_0 \vec{K}_1|}, \quad \vec{n}_1 = \frac{[\vec{K}_1 \vec{K}_2]}{|\vec{K}_1 \vec{K}_2|},$$

$$\vec{n}_2 = \frac{[\vec{K}_2 \vec{K}_3]}{|\vec{K}_2 \vec{K}_3|}, \quad \vec{n}_3 = \frac{[\vec{K}'_2 \vec{K}'_3]}{|\vec{K}'_2 \vec{K}'_3|};$$

\vec{K}_i - волновые векторы.

П р и л о ж е н и е

Ниже приводятся значения всех компонент тензора T_{ikj} , представленные через элементы матрицы амплитуды рассеяния:

8/5/85

- | | | |
|----------------------|-----------------------|-----------------------|
| 1. $T_{xxx}(w) = 0;$ | 6. $T_{yxy}(w) = 0;$ | 11. $T_{zxx}(w) = 0;$ |
| 2. $T_{xxz}(w) = 0;$ | 7. $T_{yux}(w) = 0;$ | 12. $T_{zyy}(w) = 0;$ |
| 3. $T_{xyy}(w) = 0;$ | 8. $T_{yuz}(w) = 0;$ | 13. $T_{zzx}(w) = 0;$ |
| 4. $T_{xzx}(w) = 0;$ | 9. $T_{yzy}(w) = 0;$ | 14. $T_{zzz}(w) = 0;$ |
| 5. $T_{xzz}(w) = 0;$ | 10. $T_{zxx}(w) = 0;$ | |

15. $T_{axy}(w) = -2\sqrt{2} \operatorname{Im} [M_{s-1} M_{01}^* + M_{0-1} M_{11}^* + M_{ss} M_{-10}^*];$
16. $T_{ayx}(w) = -2\sqrt{2} \operatorname{Im} [M_{s-1} M_{01}^* + M_{0-1} M_{11}^* - M_{ss} M_{-10}^*];$
17. $T_{axyz}(w) = -2 \operatorname{Im} [M_{00} M_{11}^* + M_{00} M_{-11}^* + M_{ss} M_{11}^* - M_{ss} M_{-11}^*];$
18. $T_{axzy}(w) = -2 \operatorname{Im} [M_{00} M_{11}^* + M_{00} M_{-11}^* - M_{ss} M_{11}^* + M_{ss} M_{-11}^*];$
19. $T_{yxx}(w) = 2\sqrt{2} \operatorname{Im} [M_{01} M_{1-1}^* - M_{01} M_{11}^* + M_{00} M_{10}^*];$
20. $T_{yxz}(w) = -2 \operatorname{Im} [2M_{10} M_{01}^* - M_{00} M_{11}^* + M_{00} M_{-11}^* - M_{ss} M_{11}^* - M_{ss} M_{-11}^*];$
21. $T_{yzx}(w) = -2 \operatorname{Im} [2M_{10} M_{01}^* - M_{00} M_{11}^* + M_{00} M_{-11}^* + M_{ss} M_{11}^* + M_{ss} M_{-11}^*];$
22. $T_{yzz}(w) = -2\sqrt{2} \operatorname{Im} [M_{11} M_{01}^* + M_{01} M_{-11}^* - M_{10} M_{00}^*];$
23. $T_{zxy}(w) = -4 \operatorname{Im} [M_{s-1} M_{11}^* + M_{ss} M_{00}^*];$
24. $T_{zyx}(w) = -4 \operatorname{Im} [M_{s-1} M_{11}^* - M_{ss} M_{00}^*];$
25. $T_{zyz}(w) = -2\sqrt{2} \operatorname{Im} [M_{10} M_{11}^* - M_{-10} M_{-11}^* - M_{ss} M_{01}^*];$
26. $T_{zzy}(w) = -2\sqrt{2} \operatorname{Im} [M_{10} M_{11}^* - M_{-10} M_{-11}^* + M_{ss} M_{01}^*];$
27. $T_{yuy}(w) = -2\sqrt{2} \operatorname{Im} [-M_{s-1} M_{01}^* + M_{11} M_{01}^* + M_{10} M_{00}^*].$

Л и т е р а т у р а

1. Л.М.Сороко. Обзор ОИЯИ, ЛЯП, 1958; ЖЭТФ, 34, 87, 1958.
Препринт ОИЯИ, 1958г.
2. А.Ф.Писарев. Препринт ОИЯИ, 1959 г.
3. R. Oehme. Phys.Rev., 98, 147, 1955.
4. В.Владимирский, Я.Сморodinский. ДАН СССР, 105, 713, 1955.
5. Л.Пузиков, Р.М.Рыдлин, Я.А.Сморodinский, ЖЭТФ, 32, 592, 1957.
6. Чжоу Гуан-чжао, М.И.Широков. ЖЭТФ, 34, 1230, 1958.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 февраля 1960 года.