858

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Б.М. Головин, Р.Я. Зулькарнеев, В.И. Никаноров, В.И. Сатаров

Р-858

СПИНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ УПРУГОМ НУКЛОН-ДЕЙТРОННОМ РАССЕЯНИИ

Дубна 1961 год

Б.М. Головин, Р.Я. Зулькарнеев, В.И.Никаноров, В.И.Сатаров

Р-858

СПИНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ УПРУГОМ НУКЛОН-ДЕЙТРОННОМ РАССЕЯНИИ

В настоящей работе поляризационные состояния частиц при упругом N-d рассеянии выражены через коэффициенты амплитуды упругого N-d рассеяния в импульсном приближении и указан один из возможных наборов опытов, позволяющих восстановить эту амплитуду.

1. Метод вычислений

Спиновое состояние N-d -системы до соударения может быть описано с помощью матрицы плотности ρ_{in} /1/. Эту матрицу можно разложить по полной системе ортогональных базисных матриц $\Omega_\mu = \omega_i^N \times \omega_k^d$ в объединенном спиновом пространстве частиц:

$$\rho_{in} = \frac{1}{6} \sum_\mu \langle \Omega_\mu \rangle \Omega_\mu \quad . \tag{1.1}$$

Для нуклона в качестве базиса обычно берут единичную матрицу и три матрицы Паули

$$\omega_1^N = 1 \quad , \quad \omega_2^N = \sigma_x \quad , \quad \omega_3^N = \sigma_y \quad , \quad \omega_4^N = \sigma_z \quad . \tag{1.2}$$

Для дейтрона базис можно образовать из операторов проекций моментов количества движения частицы с единичным спином:

$$\begin{aligned}
&\omega_1^d = 1 \ , && \omega_4^d = \sqrt{\tfrac{3}{2}}\, S_y \ , && \omega_7^d = \sqrt{\tfrac{3}{2}}\,(S_x S_z + S_z S_x), \\
&\omega_2^d = \sqrt{\tfrac{3}{2}}\, S_z \ , && \omega_5^d = \sqrt{\tfrac{1}{2}}\,(3S_z^2 - 2), && \omega_8^d = \sqrt{\tfrac{3}{2}}\,(S_z S_y + S_y S_z), \\
&\omega_3^d = \sqrt{\tfrac{3}{2}}\, S_x \ , && \omega_6^d = \sqrt{\tfrac{3}{2}}\,(S_x^2 - S_y^2), && \omega_9^d = \sqrt{\tfrac{3}{2}}\,(S_x S_y + S_y S_x).
\end{aligned} \tag{1.3}$$

Эти операторы удовлетворяют условию ортонормированности:

$$Sp\ \omega_\mu^d\, \omega_\nu^d = 3\,\delta_{\mu\nu} \ .$$

Если спиновые состояния частиц некоррелированы между собой, то матрицу плотности начального состояния можно представить в виде:

$$\rho_{in} = \frac{1}{6}\,(1 + \langle \vec{\sigma} \rangle \vec{\sigma})(1 + \sum_k \langle \omega_k^d \rangle \omega_k^d) \ .$$

Амплитуда упругого N-d -рассеяния, антисимметризованная по состояниям тождественных частиц в импульсном приближении для углов рассеяния θ с.ц.и. $\leqslant 100^\circ - 110^\circ$ может быть записана в виде [2]

$$A_{Nd}^{\text{упр}}(\theta) = \sqrt{\frac{2\pi \rho_E}{\hbar v}} \cdot \frac{4\pi\hbar^2}{m}\left(S(\Delta k)\right)^{1/2} T_{23}(M_{12}+M_{13})T_{23} \quad \cdot \tag{1.5}$$

Здесь

$$M_{ik} = \alpha_{ik} + \beta_{ik}(\vec{\sigma}_i + \vec{\sigma}_k)\vec{n} + \gamma_{ik}\vec{\sigma}_i\vec{n}\cdot\vec{\sigma}_k\vec{n} + \delta_{ik}\vec{\sigma}_i\vec{m}\cdot\vec{\sigma}_k\vec{m} + \varepsilon_{ik}\vec{\sigma}_i\vec{\ell}\,\vec{\sigma}_k\vec{\ell} \ .$$

амплитуды рассеяния свободных нуклонов, причем, индексы 1 и 2 соответствуют тождественным нуклонам; дейтрон образован нуклонами 2,3. T_{23}- триплетный проецирующий оператор, $S(\Delta k)$ - стикинг-фактор дейтрона; ρ_E - энергетическая плотность конечных состояний; v - скорость относительного движения нуклона и дейтрона. Матрицы M_{ik} выражены в системе центра инерции нуклон-нуклон, а $A_{Nd}^{\text{упр}}$ в системе центра инерции нуклон-дейтрон; θ - угол рассеяния в системе центра инерции нуклон-дейтрон.

Несложные преобразования позволяют (1.5) привести к виду:

$$A_{Nd}^{\text{упр}} = S^{\frac{1}{2}}(\Delta k)\left\{A + B\vec{N}(\vec{S}+\vec{\sigma}) + C(\vec{\sigma}\vec{N})(\vec{S}\vec{N}) + D(\vec{\sigma}\vec{m})(\vec{S}\vec{m}) + E(\vec{\sigma}\vec{L})(\vec{S}\vec{L})\right\}, \tag{1.6}$$

где

$$\begin{aligned} A(\theta) &= \tfrac{4}{3}\left[\alpha_{12}(\vartheta) + \alpha_{13}(\vartheta)\right], & C(\theta) &= \tfrac{4}{3}\left[\gamma_{12}(\vartheta) + \gamma_{13}(\vartheta)\right], \\ B(\theta) &= \tfrac{4}{3}\left[\beta_{12}(\vartheta) + \beta_{13}(\vartheta)\right], & D(\theta) &= \tfrac{4}{3}\left[\delta_{12}(\vartheta) + \delta_{13}(\vartheta)\right], \end{aligned} \tag{1.7}$$

$$E(\theta) = \tfrac{4}{3}\left[\varepsilon_{12}(\vartheta) + \varepsilon_{13}(\vartheta)\right].$$

ϑ - угол рассеяния в с.ц.и. нуклон-нуклон. Связь между углами ϑ и θ задается выражением

$$\sin\frac{\vartheta}{2} = \frac{4}{3}\sin\frac{\theta}{2} \ . \tag{1.8}$$

Векторы $\vec{n}$, $\vec{m}$, $\vec{\ell}$ определяются начальным ($\vec{k}$) и конечным ($\vec{k}'$) импульсами нуклона в координатах, связанных с центром инерции системы нуклон-нуклон:

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}\times\vec{k}'}{|\vec{k}\times\vec{k}'|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}-\vec{k}'}{|\vec{k}-\vec{k}'|}, \quad \vec{\ell} = \frac{\vec{k}+\vec{k}'}{|\vec{k}+\vec{k}'|},$$

а тройка векторов $\vec{N}$, $\vec{M}$, $\vec{L}$ задается начальным и конечным импульсами рассеянной частицы в системе центра инерции нуклон-дейтрон. В том случае, когда плоскости рассеяния NN - и Nd - систем совпадают и связь углов рассеяния в этих системах определяется (1.8), что совпадает с требованием одинаковой передачи импульса, тройка ортов $\vec{N}$, $\vec{M}$, $\vec{L}$ будет совпадать с ортами $\vec{n}$, $\vec{m}$, $\vec{\ell}$.

II. Результаты вычислений

Среднее значение спинового оператора F частицы после соударения находилось по известной формуле

$$\langle \hat{F} \rangle = \frac{Sp\, A_{Nd}\, \rho_{in}\, A^{+}_{Nd}\, \hat{F}}{Sp\, A_{Nd}\, \rho_{in}\, A^{+}_{Nd}}. \tag{2.1}$$

Все полученные результаты приводятся в системе координат x, y, z такой, что ось ОУ ее совпадает с нормалью $\vec{N}$ к плоскости рассеяния, а ось OZ направлена по конечному импульсу (с.ц.и. Nd) той частицы, состояние которой мы рассматриваем. Таким образом, например, при упругом dN -рассеянии состояния дейтрона приведены в системе координат с осью OZ, направленной по конечному импульсу дейтрона (рассеянная частица), а состояния нуклона в системе координат с осью с OZ', совпадающей с конечным импульсом нуклона (частица отдачи). Связь этих координатных систем с направлениями $\vec{N}$, $\vec{M}$, $\vec{L}$ определяется формулами:

а) Oz направлена по импульсу рассеянной частицы:

$$(\vec{N}\vec{x})=0\ ,\quad (\vec{N}\vec{y})=1\ ,\quad (\vec{N}\vec{z})=0\ ,$$
$$(\vec{m}\vec{x})=-\cos\frac{\theta}{2}\ ,\quad (\vec{m}\vec{y})=0\ ,\quad (\vec{m}\vec{z})=-\sin\frac{\theta}{2}\ ,\tag{2.2}$$
$$(\vec{L}\vec{x})=-\sin\frac{\theta}{2}\ ,\quad (\vec{L}\vec{y})=0\ ,\quad (\vec{L}\vec{z})=\cos\frac{\theta}{2}\ ;$$

б) Oz' направлена по импульсу частицы отдачи; $\vec{y}\,'$ совпадает с $\vec{y}$

$$(\vec{N}\vec{x}')=0\ ,\quad (\vec{N}\vec{y}')=1\ ,\quad (\vec{N}\vec{z}')=0\ ,$$
$$(\vec{m}\vec{x}')=\cos\frac{\theta}{2}\ ,\quad (\vec{m}\vec{y}')=0\ ,\quad (\vec{m}\vec{z}')=\sin\frac{\theta}{2}\ .\tag{2.3}$$
$$(\vec{L}\vec{x}')=\sin\frac{\theta}{2}\ ,\quad (\vec{L}\vec{y}')=0\ ,\quad (\vec{L}\vec{z}')=-\cos\frac{\theta}{2}\ .$$

1. Упругое Nd -рассеяние. Неполяризованный пучок падает на неполяризованную мишень[x)]

В этом случае матрица плотности принимает вид

$$\rho_{in}=\frac{1}{6}\ .\tag{2.4}$$

Сечение рассеяния вычисляется по формуле

$$I_0=\frac{1}{6}\,Sp\,A_{Nd}A^{+}_{Nd}\ .\tag{2.5}$$

---

x) В рассматриваемом случае выражения типа (2.6) и (2.7) имеют один и тот же вид для Nd и для dN рассеяния; лишь в (2.7) $\vec{x}\,'$, $\vec{y}\,'$, $\vec{z}\,'$ заменяется на $\vec{x}$, $\vec{y}$, $\vec{z}$.

Сечение поляризованных сечений находят с помощью выражения

$$I_0 \langle F \rangle_0 = \frac{1}{6}\, Sp\, A_{Nd} A^{+}_{Nd} \hat{F} \;. \tag{2.5a}$$

а) Спиновые состояния дейтрона

$$
\begin{aligned}
I_0\langle \omega_1 \rangle_0 &= I_0 = |A|^2 + |B|^2 + \frac{2}{3}\left\{ |B|^2 + |C|^2 + |D|^2 + |E|^2 \right\} \\
I_0\langle \omega_2 \rangle_0 &= 0 \\
I_0\langle \omega_3 \rangle_0 &= 0 \\
I_0\langle \omega_4 \rangle_0 &= 2\sqrt{\frac{2}{3}}\, Re\,(A + C) B^* \\
I_0\langle \omega_5 \rangle_0 &= -\frac{1}{3}\sqrt{\frac{1}{2}} \left\{ |B|^2 + |C|^2 + |E|^2 - 2|D|^2 + 3(|D|^2 - |E|^2) \cos\frac{\theta}{2} \right\} \qquad (2.6) \\
I_0\langle \omega_6 \rangle_0 &= -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{2}{3}} \left\{ |B|^2 + |C|^2 - |E|^2 - (|D|^2 - |E|^2) \cos^2\frac{\theta}{2} \right\} \\
I_0\langle \omega_7 \rangle_0 &= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2}{3}} (|D|^2 - |E|^2) \sin\theta \;. \\
I_0\langle \omega_8 \rangle_0 &= 0 \\
I_0\langle \omega_9 \rangle_0 &= 0
\end{aligned}
$$

б) Спиновые состояния нуклона

$$
\begin{aligned}
I_0\langle \sigma x' \rangle_0 &= 0 \\
I_0\langle \sigma y' \rangle_0 &= 2\,Re\,\left(A + \frac{2}{3} C\right) B^* \\
I_0\langle \sigma z' \rangle_0 &= 0 \;.
\end{aligned}
$$

2. Упругое рассеяние поляризованных протонов на неполяризованных дейтронах

Матрица плотности начального состояния принимает вид

$$\rho_{in} = \frac{1}{6}\left(1 + \langle \vec{P} \rangle_{in} \vec{\sigma}\right) . \tag{2.8}$$

Сечение упругого рассеяния вычисляется по формуле

$$I = I_0 + \frac{1}{6}\, Sp\, A_{Nd} \vec{P}_{in} \vec{\sigma} A^{+}_{Nd} . \tag{2.9}$$

Поляризованные сечения определяют с помощью выражения

$$\langle \hat{F} \rangle I = \langle \hat{F} \rangle I_0 + \frac{1}{6}\, Sp\, A_{Nd} \vec{P}_{in} \vec{\sigma} A^{+}_{Nd} \hat{F} \tag{2.9a}$$

а) Спиновые состояния дейтрона

$$I\langle \omega_1 \rangle = I = I_0 + \vec{P}_{in} \cdot \vec{N}\, 2 Re\left(A + \tfrac{2}{3} C\right) B^* ,$$

$$\begin{aligned}
I\langle \omega_2 \rangle = \sqrt{\tfrac{2}{3}} \Big\{ & \vec{P}_{in} \cdot \vec{x} \left[Re\left(AD^* + \tfrac{1}{2} CE^*\right) Sin\,\theta + 2 Jm\, B\left(\tfrac{1}{2} D + E\right)^* Cos^2 \tfrac{\theta}{2} \right] + \\
+ & \vec{P}_{in} \cdot \vec{z} \left[2 Re\left(AD^* + \tfrac{1}{2} CE^*\right) Sin^2 \tfrac{\theta}{2} + Jm\, \tfrac{1}{2} BE^* Sin\,\theta \right] - \\
- & \vec{P}_{in} \cdot \vec{x} \left[Re\left(AE^* + \tfrac{1}{2} CD^*\right) Sin\,\theta - 2 Jm\, B\left(D + \tfrac{1}{2} E\right)^* Sin^2 \tfrac{\theta}{2} \right] + \\
+ & \vec{P}_{in} \cdot \vec{z} \left[2 Re\left(AE^* + \tfrac{1}{2} CD^*\right) Cos^2 \tfrac{\theta}{2} - Jm\, \tfrac{1}{2} BD^* Sin\,\theta \right] \Big\} ,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I\langle \omega_3 \rangle = \sqrt{\tfrac{2}{3}} \Big\{ & \vec{P}_{in} \cdot \vec{x} \left[2 Re\left(AD^* + \tfrac{1}{2} CE^*\right) Cos^2 \tfrac{\theta}{2} - Jm\, B\left(\tfrac{1}{2} D + E\right)^* Sin\,\theta \right] + \\
+ & \vec{P}_{in} \cdot \vec{z} \left[Re\left(AD^* + \tfrac{1}{2} CE^*\right) Sin\,\theta - 2 Jm\, B\left(\tfrac{1}{2} D + E\right)^* Sin^2 \tfrac{\theta}{2} \right] + \\
+ & \vec{P}_{in} \cdot \vec{x} \left[2 Re\left(AE^* + \tfrac{1}{2} CD^*\right) Sin^2 \tfrac{\theta}{2} + Jm\, B\left(D + \tfrac{1}{2} E\right)^* Sin\,\theta \right] - \\
- & \vec{P}_{in} \cdot \vec{z} \left[Re\left(AE^* + \tfrac{1}{2} CD^*\right) Sin\,\theta + 2 Jm\, B\left(D + \tfrac{1}{2} E\right)^* Cos^2 \tfrac{\theta}{2} \right] .
\end{aligned}$$

$$I\langle\omega_4\rangle = I_0\langle\omega_4\rangle_0 + \vec{P}_{in}\cdot\vec{y}\sqrt{\tfrac{2}{3}}\left[2|B|^2 + 2\,\mathrm{Re}\left(AC^* + \tfrac{1}{2}DE^*\right)\right] \quad ,$$

$$I\langle\omega_5\rangle = I_0\langle\omega_5\rangle_0 - \vec{P}_{in}\cdot\vec{y}\sqrt{\tfrac{1}{2}}\left[\tfrac{2}{3}\,\mathrm{Re}\,BC^* + \mathrm{Im}\,DE^*\sin\theta\right] \quad ,$$

$$I\langle\omega_6\rangle = I_0\langle\omega_6\rangle_0 + \vec{P}_{in}\cdot\vec{y}\sqrt{\tfrac{2}{3}}\left[-\mathrm{Re}\,BC^* + \mathrm{Im}\,DE^*\sin\theta\right] \quad ,$$

$$I\langle\omega_7\rangle = I_0\langle\omega_7\rangle_0 - \vec{P}_{in}\cdot\vec{y}\sqrt{\tfrac{2}{3}}\left[(\mathrm{Im}\,DE^*)\cos\theta\right] \quad ,$$

$$\begin{aligned} I\langle\omega_8\rangle = \sqrt{\tfrac{2}{3}}\Big\{ & \vec{P}_{in}\cdot\vec{x}\left[\tfrac{1}{2}\mathrm{Re}\,BD^*\sin\theta + \mathrm{Im}\,CE^*\cos^2\tfrac{\theta}{2}\right] + \\ + & \vec{P}_{in}\cdot\vec{z}\left[\mathrm{Re}\,BD^*\sin^2\tfrac{\theta}{2} + \tfrac{1}{2}\mathrm{Im}\,CE^*\sin\theta\right] - \\ - & \vec{P}_{in}\cdot\vec{x}\left[\tfrac{1}{2}\mathrm{Re}\,BE^*\sin\theta - \mathrm{Im}\,CD^*\sin^2\tfrac{\theta}{2}\right] + \\ + & \vec{P}_{in}\cdot\vec{z}\left[\mathrm{Re}\,BE^*\cos^2\tfrac{\theta}{2} - \tfrac{1}{2}\mathrm{Im}\,CD^*\sin\theta\right]\Big\} \quad . \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I\langle\omega_9\rangle = \sqrt{\tfrac{2}{3}}\Big\{ & \vec{P}_{in}\cdot\vec{x}\left[\mathrm{Re}\,BD^*\cos^2\tfrac{\theta}{2} - \tfrac{1}{2}\mathrm{Im}\,CE^*\sin\theta\right] + \\ + & \vec{P}_{in}\cdot\vec{z}\left[\tfrac{1}{2}\mathrm{Re}\,BD^*\sin\theta - \mathrm{Im}\,CE^*\sin^2\tfrac{\theta}{2}\right] + \\ + & \vec{P}_{in}\cdot\vec{x}\left[\mathrm{Re}\,BE^*\sin^2\tfrac{\theta}{2} + \tfrac{1}{2}\mathrm{Im}\,CD^*\sin\theta\right] - \\ - & \vec{P}_{in}\cdot\vec{z}\left[\tfrac{1}{2}\mathrm{Re}\,BE^*\sin\theta + \mathrm{Im}\,CD^*\cos^2\tfrac{\theta}{2}\right] . \end{aligned}$$

б) Спиновые состояния нуклона

$$I\langle\vec{\sigma}\vec{x}\rangle = \vec{P}_{in}\cdot\vec{x}\left[|A|^2-\frac{1}{3}\left(|B|^2+2|C|^2+2|D|^2+2|E|^2\right)\right]+2\,\mathrm{Im}\left(A-\frac{2}{3}C\right)B^*\,\vec{P}_{in}\cdot\vec{z}\,+$$

$$+\frac{4}{3}\left\{\frac{1}{2}|D|^2 \sin\theta\cdot\vec{P}_{in}\cdot\vec{z}+|D|^2\cos^2\frac{\theta}{2}\cdot\vec{P}_{in}\vec{x}-\frac{1}{2}|E|^2(\sin\theta)\vec{P}_{in}\vec{z}+|E|^2\left(\sin^2\frac{\theta}{2}\right)\vec{P}_{in}\vec{x}\right\}$$

$$I\langle\vec{\sigma}\vec{y}\rangle = I_0\langle\vec{\sigma}\vec{y}\rangle_0+\vec{P}_{in}\cdot\vec{y}\left[|A|^2+|B|^2+\frac{2}{3}\left(|B|^2+|C|^2-|D|^2-|E|^2\right)\right]$$

$$I\langle\vec{\sigma}\vec{z}\rangle = \vec{P}_{in}\cdot\vec{z}\left[|A|^2-\frac{1}{3}|B|^2-\frac{2}{3}\left(|C|^2-|D|^2-|E|^2\right)\right]- \qquad (2.11)$$

$$-\,2\,\mathrm{Im}\left(A-\frac{2}{3}C\right)B^*\cdot\vec{P}_{in}\cdot\vec{x}+\frac{4}{3}\Big[\Big(|D|^2\cdot\sin^2\frac{\theta}{2}\,\vec{P}_{in}\cdot\vec{z}\,+$$

$$+\,\frac{1}{2}|D|^2\sin\theta\cdot\vec{P}_{in}\vec{x}\;-|E|^2\cos^2\frac{\theta}{2}\,\vec{P}_{in}\cdot\vec{z}+\frac{1}{2}|E|^2\sin\theta\,\vec{P}_{in}\vec{x}\Big].$$

3. Рассеяние поляризованных дейтронов на неполяризованных нуклонах

Матрица плотности начального состояния:

$$\rho_{in} = \frac{1}{6}\sum_{K}\langle\omega_K\rangle_{in}\,\omega_K\,. \qquad (2.12)$$

Формула для вычисления сечения упругого рассеяния:

$$I = Sp\,A_{Nd}\,\rho_{in}\,A^+_{Nd} = \frac{1}{6}\,Sp\,A_{Nd}\langle\omega_K\rangle_{in}\,\omega_K\,A^+_{Nd}\,. \qquad (2.13)$$

Формула для вычисления поляризованных сечений:

$$I\langle\hat{F}\rangle = \frac{1}{6}\,Sp\,A_{Nd}\langle\omega_K\rangle_{in}\,\omega_K\,A^+_{Nd}\,\hat{F}\,. \qquad (2.14)$$

а) Спиновые состояния дейтрона.

$$I\langle\omega_1\rangle = I = I_0 + \langle\omega_4\rangle_{in}\langle\omega_4\rangle_0 I_0 + \langle\omega_5\rangle_{in}\langle\omega_5\rangle_0 I_0 + \langle\omega_6\rangle_{in}\langle\omega_6\rangle_0 I +$$
$$+ \langle\omega_7\rangle_{in}\langle\omega_7\rangle_0 I_0 ,$$

$$I\langle\omega_2\rangle = \langle\omega_2\rangle_{in}\left[|A|^2+|B|^2+|E|^2+(|D|^2-|E|^2)\sin^2\frac{\theta}{2}\right]+$$
$$+\langle\omega_3\rangle_{in}\left[\frac{1}{2}(|D|^2-|E|^2)\sin\theta - \mathrm{Im}\,(A-C)B^*\right]+$$
$$+\langle\omega_8\rangle_{in}\left[\mathrm{Re}\,(A+C)B^*\right] ,$$

$$I\langle\omega_3\rangle = \langle\omega_2\rangle_{in}\left[\frac{1}{2}(|D|^2-|E|^2)\sin\theta + \mathrm{Im}\,(A-C)B^*\right]+$$
$$+\langle\omega_3\rangle_{in}\left[|A|^2+|B|^2+|E|^2+(|D|^2-|E|^2)\cos^2\frac{\theta}{2}\right]+$$
$$+\langle\omega_9\rangle_{in}\left[\mathrm{Re}\,(A+C)B^*\right] ,$$

$$I\langle\omega_4\rangle = \langle\omega_4\rangle_0 I_0 + \langle\omega_4\rangle_{in}\left[|A|^2+2|B|^2+|C|^2\right] - \langle\omega_5\rangle_{in}\sqrt{\frac{1}{3}}\left[\mathrm{Re}\,(A+C)B^*\right]-$$
$$-\langle\omega_6\rangle_{in}\left[\mathrm{Re}\,(A+C)B^*\right] ,$$

$$I\langle\omega_5\rangle = \langle\omega_5\rangle_0 I_0 - \frac{1}{2\sqrt{2}}\langle\omega_4\rangle_{in}\langle\omega_4\rangle_0 I_0 + \langle\omega_5\rangle_{in}\left[|A|^2+\frac{1}{3}(|B|^2-2|C|^2-2|D|^2+\right.$$
$$\left.+|E|^2)+(|D|^2-|E|^2)\sin\frac{\theta}{2}\right] + \langle\omega_6\rangle_{in}\left[|B|^2+|C|^2-|E|^2-(|D|^2-|E|^2)\cos^2\frac{\theta}{2}\right]+$$
$$+\langle\omega_7\rangle_{in}\left[\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}(|D|^2-|E|^2)\sin\theta - \sqrt{3}\,\mathrm{Im}\,(A-C)B^*\right] ,$$

$$I\langle\omega_6\rangle = \langle\omega_6\rangle_0 I_0 - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}\langle\omega_4\rangle_{in}\langle\omega_4\rangle_0 I_0 + \frac{1}{\sqrt{3}}\langle\omega_5\rangle_{in}\left[|B|^2+|C|^2-|E|^2-(|D|^2-|E|^2)\cos^2\frac{\theta}{2}\right]+$$
$$+\langle\omega_6\rangle_{in}\left[|A|^2+|B|^2-|E|^2-(|D|^2-|E|^2)\sin^2\frac{\theta}{2}\right]+$$
$$+\langle\omega_7\rangle_{in}\left[\frac{1}{2}(|D|^2-|E|^2)\sin\theta + \mathrm{Im}\,(A-C)B^*\right] ,$$

$$I\langle\omega_7\rangle=\langle\omega_7\rangle_0 I_0+\langle\omega_5\rangle_{in}\left[\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{3}}\left(|D|^2-|E|^2\right)\sin\theta+\sqrt{3}\,\mathrm{Im}(A-C)B^*\right]+$$

$$+\langle\omega_6\rangle_{in}\left[\frac{1}{2}\left(|D|^2-|E|^2\right)\sin\theta-\mathrm{Im}(A-C)B^*\right]+\langle\omega_7\rangle_{in}\left(|A|^2+|C|^2\right),$$

$$I\langle\omega_8\rangle=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}\langle\omega_2\rangle_{in}\langle\omega_4\rangle_0 I_0+\langle\omega_8\rangle_{in}\left[|A|^2+|B|^2-|C|^2-\left(|D|^2-|E|^2\right)\cos^2\frac{\theta}{2}\right]+$$

$$+\langle\omega_9\rangle_{in}\left[\frac{1}{2}\left(|D|^2-|E|^2\right)\sin\theta-\mathrm{Im}(A-C)B^*\right],$$

$$I\langle\omega_9\rangle=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}\langle\omega_8\rangle_{in}\langle\omega_4\rangle_0 I_0+\langle\omega_8\rangle_{in}\left[\frac{1}{2}\left(|D|^2-|E|^2\right)\sin\theta+\mathrm{Im}(A-C)B^*\right]+$$

$$+\langle\omega_9\rangle_{in}\left[|A|^2+|B|^2-|E|^2-\left(|D|^2-|E|^2\right)\sin^2\frac{\theta}{2}\right].$$

б) <u>Спиновые состояния нуклона</u>

$$I\langle\vec{\sigma}\vec{x}\rangle=\sqrt{\frac{1}{6}}\langle\omega_2\rangle_{in}\left[2\sin\theta\,\mathrm{Re}(AD^*-AE^*)+\sin\theta\,\mathrm{Re}(CE^*-CD^*)-\right.$$

$$\left.-2\left(1+\sin^2\frac{\theta}{2}\right)\mathrm{Im}\,BD^*-2\left(1+\cos^2\frac{\theta}{2}\right)\mathrm{Im}\,BE^*\right]+$$

$$+\sqrt{\frac{1}{6}}\langle\omega_3\rangle_{in}\left[4\cos^2\frac{\theta}{2}\mathrm{Re}\,AD^*+2\cos^2\frac{\theta}{2}\mathrm{Re}\,CE^*+4\sin^2\frac{\theta}{2}\mathrm{Re}\,AE^*+\right.$$

$$\left.+2\sin^2\frac{\theta}{2}\mathrm{Re}\,CD^*+\sin\theta\,\mathrm{Im}(BE^*-BD^*)\right]+$$

$$+\sqrt{\frac{1}{6}}\langle\omega_8\rangle_{in}\left[\sin\theta\,\mathrm{Re}(BD^*-BE^*)-2\cos^2\frac{\theta}{2}\mathrm{Im}\,CE^*-\right.$$

$$-2\cos^2\frac{\theta}{2}\,\mathrm{Im}\,CE^* - 2\sin^2\frac{\theta}{2}\,\mathrm{Im}\,CD^*\Big] +$$

$$+\sqrt{\tfrac{1}{6}}\langle\omega_9\rangle_{in}\Big[2\cos^2\frac{\theta}{2}\,\mathrm{Re}\,BD^* + 2\sin^2\frac{\theta}{2}\mathrm{Re}\,EB^* + \sin\theta\,\mathrm{Im}(DC^* - EC^*)\Big],$$

$$I\langle\vec{G}\vec{y}\rangle = \langle\omega_1\rangle_{in}\Big[2\,\mathrm{Re}\,AB^* + \frac{4}{3}\,\mathrm{Re}\,CB^*\Big] +$$

$$+2\sqrt{\tfrac{1}{6}}\langle\omega_4\rangle_{in}\Big[2\,\mathrm{Re}\,AC^* + \mathrm{Re}\,DE^* + 2|B|^2\Big] +$$

$$+\frac{1}{3}\sqrt{\tfrac{1}{2}}\langle\omega_5\rangle_{in}\Big[3\sin\theta\,\mathrm{Im}\,DE^* - 2\,\mathrm{Re}\,BC^*\Big] -$$

$$-\sqrt{\tfrac{1}{6}}\langle\omega_6\rangle_{in}\Big[2\,\mathrm{Re}\,BC^* + \sin\theta\,\mathrm{Im}\,DE^*\Big] +$$

$$+2\sqrt{\tfrac{1}{6}}\langle\omega_7\rangle_{in}\cos\theta\,\mathrm{Im}\,DE^*,$$

$$I\langle\vec{G}\vec{z}\rangle = \sqrt{\tfrac{1}{6}}\langle\omega_2\rangle_{in}\Big[4\sin^2\frac{\theta}{2}\,\mathrm{Re}\,AD^* + 4\cos^2\frac{\theta}{2}\,\mathrm{Re}\,AE^* +$$

$$+2\cos^2\frac{\theta}{2}\,\mathrm{Re}\,CD^* + 2\sin^2\frac{\theta}{2}\,\mathrm{Re}\,CE^* + \sin\theta\,\mathrm{Im}(BD^* - BE^*)\Big] +$$

$$+\sqrt{\tfrac{1}{6}}\langle\omega_3\rangle_{in}\Big[\sin\theta(2\,\mathrm{Re}\,AD^* + \mathrm{Re}\,CE^* - 2\,\mathrm{Re}\,AE^* - \mathrm{Re}\,CD^*) +$$

$$+2\Big(1+\cos^2\frac{\theta}{2}\Big)\mathrm{Im}\,BD^* + 2\Big(1+\sin^2\frac{\theta}{2}\Big)\mathrm{Im}\,BE^* +$$

$$+\sqrt{\tfrac{1}{6}}\langle\omega_8\rangle_{in}\Big[2\sin^2\frac{\theta}{2}\,\mathrm{Re}\,BD^* + 2\cos^2\frac{\theta}{2}\,\mathrm{Re}\,BE^* + \sin\theta\,\mathrm{Im}(CD^* - CE^*)\Big] +$$

$$+\sqrt{\tfrac{1}{6}}\langle\omega_9\rangle_{in}\Big[\sin\theta\,\mathrm{Re}(DB^* - EB^*) - 2\sin^2\frac{\theta}{2}\,\mathrm{Im}\,EC^* -$$

$$-2\cos^2\frac{\theta}{2}\,\mathrm{Im}\,DC^*\Big].$$

III. Набор для восстановления амплитуды упругого Nd -рассеяния

В первом разделе настоящей работы было показано, что амплитуда упругого Nd -рассеяния (1.6) под каждым углом задается 5-ю комплексными величинами $A\sqrt{S(\Delta k)}$, $B\sqrt{S(\Delta k)}$, $C\sqrt{S(\Delta k)}$, $D\sqrt{S(\Delta k)}$, $E\sqrt{S(\Delta k)}$. Для определения этих величин из экспериментальных данных с точностью до общей фазы необходимо использовать 9 линейно независимых уравнений.

Ниже мы формулируем один из возможных наборов опытов, позволяющих восстановить амплитуду (1.6). Во всех случаях мы старались выбрать опыты, легче других осуществимые экспериментально.

Проведение опытов с неполяризованным пучком и неполяризованной мишенью, результаты которых описываются выражениями (2.6 и 2.7), позволяет найти 6 комбинаций коэффициентов амплитуды рассеяния:

$$|A|^2+|B|^2\;;\quad |B|^2+|C|^2\;;\quad |D|^2\;;$$
$$|E|^2\;;\quad \mathrm{Re}\,AB^*\;;\quad \mathrm{Re}\,CB^*. \tag{3.1}$$

Недостающие три уравнения должны быть получены из опытов с поляризованными пучками.

Одним из таких опытов может явиться измерение векторной поляризации $\langle\omega\rangle_4$ дейтронов отдачи при рассеянии поляризованных протонов и позволяет найти значение следующей комбинации коэффициентов амплитуды

$$|B|^2+\tfrac{1}{2}\,\mathrm{Re}\,DE^*.$$

Для восстановления амплитуды теперь недостает двух уравнений, содержащих сдвиги фаз между одним из коэффициентов A, B или C, с одной стороны, и коэффициентами D и E, с другой. Необходимые соотношения нужно получить, измеряя тензорную поляризацию дейтрона отдачи при рассеянии протонов, поляризованных в плоскости рассеяния.

В том случае, когда необходимо раздельно найти значения коэффициентов амплитуды и стикинг-фактора, должен быть выполнен еще один опыт, например, измерение $\langle \omega_4 \rangle$ при рассеянии поляризованных протонов. Однако, более простым может оказаться определение стикинг-фактора по данным об $(IP)_{np}$, $(IP)_{pp}$ и $\langle \omega_4 \rangle_o$, как это было указано в нашей предыдущей работе /3/.

Авторы благодарны В.П. Джелепову за интерес к работе и обсуждение полученных результатов.

Литература

1. А.С.Давыдов. "Теория атомного ядра", 1958 г., Физматгиз.
2. Б.М.Головин. "О рассеянии нуклонов дейтронами", Препринт ОИЯИ, Р-672, 1961 г.
3. Б.М.Головин, Р.Я.Зулькарнеев, В.И.Никаноров, В.И.Сатаров. "Векторная поляризация дейтронов при упругом нуклон-дейтронном рассеянии". Препринт ОИЯИ, Р-551, 1960г.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 декабря 1961 года.