

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С323.2
К-658

P2 - 7235

3544/2-73

Б.З.Копелювич, Л.И.Липидус

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛЯРИЗАЦИИ
ПРИ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ
И Λ^0 ГИПЕРОНОВ ПРОТОНАМИ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P2 - 7235

Б.З.Копелиович, Л.И.Липидус

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛЯРИЗАЦИИ
ПРИ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ
И Λ^0 ГИПЕРОНОВ ПРОТОНАМИ

Направлено в ЯФ

Summary

Different polarisation effects due to interference between strong and electromagnetic interactions in elastic scattering of two spin $1/2$ baryons (n - p , Λ - p) are under consideration in this paper. The contribution of electromagnetic interaction to the scattering amplitude of general structure (1) in e^2 -approximation is given in (2) for general case of particles of different masses. When one considers only singular in t terms, expression (2) reduces to (4) and (5). The total scattering amplitude (6) and (7) includes hadronic amplitude M^h of structure (1). In n - p scattering spin-dependent electromagnetic interaction gives rise to isospin violating singlet-triplet transitions. With the help of (6), (8) and (9) we obtain expressions (10)-(12), (14)-(17), (20)-(27) for cross section of unpolarised particles, for polarisation of neutrons and protons, for depolarisation tensors $D_{ik}^{(1)}$ and $D_{ik}^{(2)}$ and for transfer polarisation tensors $K_{ik}^{(1)}$ and $K_{ik}^{(2)}$ which both became respectively different when singlet-triplet transitions appear, for correlation of polarisation and for cross-section of polarised beam on polarised target. The experimental investigation of polarisation effects at small t due to interference of strong and electromagnetic amplitudes permits direct determination of spin dependence of forward hadronic amplitude. According to (12) and (13) the investigation of asymmetry in the cross-section on polarised proton target at small t gives directly conclusions about the difference $(\sigma_p^+ - \sigma_p^-)$.

Low energy region, when (10) is valid for M^h , and high energy region when presumably M^h reduces to spin independent term z^h in (1) are under discussion. In the first region (14), (16), (17) and (17) are valid for polarisation of neutrons and protons, respectively. The maximum of neutron polarisation at $\theta = \theta_0$ varies from -64% to -97% when neutron energy varies from 1 to 20 MeV according to existing data about n - p scattering lengths. The polarisation of protons is proportional to $|a_3|^2 - |a_2|^2$ and is about $+70\%$ at 1 MeV, comes to zero near 8 MeV and later changes the sign. Electromagnetic contribution is essential for Λ parameter also at low energy/ at small θ /. The measurements of depolarisation tensor and of transfer polarisation tensor according to (18)-(43) or polarised-polarised cross-sections according to (46) at small θ gives possibilities for direct determination of scattering length. In general case of 100-400 MeV electromagnetic contribution is essential for $\theta \leq 6^\circ$. At high energy at $10^{-3} \leq -t \leq 0.4 \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^2$ neutrons became strongly polarised according to (47), but $P_{op} \rightarrow 0$ and asymmetry in cross-section on polarised target vanishes. The same is valid for Λ - p scattering. In this case the decay of Λ^0 particles works as polarimeter. The polarisation of protons is proportional to $\sigma_p^+ - \sigma_p^-$ difference.

1. Введение

Электромагнитные эффекты в упругом рассеянии адронов друг на друге помимо общезвестных проявлений, связанных с сингулярным по квадрату переданного импульса t - кулоновским взаимодействием двух зарядов, приводят при интерференции с сильными взаимодействиями к заметному влиянию на поляризационные явления при малых переданных импульсах.

Учет наряду с сильными взаимодействиями также зависящих от спина адронов электромагнитных эффектов сильно меняет поведение наблюдаемой "суммарной" поляризации $P_0(t)$ при малых t .

Наличие электромагнитных эффектов в поляризационных явлениях при малых t сильно облегчает задачу прямого восстановления по экспериментальным данным амплитуд сильных взаимодействий при малых t аналогично тому, как изучение кулоновской интерференции в сечении рассеяния неполяризованных адронов друг на друге помогает определить не зависящую от спина "адронную" /ядерную/ часть амплитуды рассеяния.

Знак поляризации при малых t и положение максимума поляризации в этой области t определяются также магнитными моментами частиц, что открывает возможность определения магнитных моментов нестабильных частиц. Теоретически электромагнитные эффекты в поляризации при упругом рассеянии адронов рассматривались впервые Швингером /1/ для случая рассеяния медленных нейтронов бесспиновыми ядрами и Бете /2/ для рассеяния нерелятивистских протонов бесспиновыми ядрами.

Зависящие от спина электромагнитные эффекты в амплитуде были отмечены для пион-нуклонного рассеяния при малых энергиях Ван Ховом^{/3/}, а для нуклон-нуклонного рассеяния - Гарреном^{/4/} и Брайтом с сотрудниками^{/5/}.

Недавно было вновь обращено внимание^{/6/} на плодотворность исследования поляризационных явлений при малых t для пион-нуклонного / K -мезон - нуклонного/ рассеяния при различных энергиях^{/7/} и на возможность понять с этой точки зрения данные эксперимента ЦЕРНа^{/8/} при малых t . Были также рассмотрены^{/9/} новые возможности, которые возникают при учете взаимодействия магнитного момента адрона с зарядом при рассеянии бесспиновыми ядрами нейтральных и заряженных барнионов /гиперонов/ высоких энергий.

Вопрос об относительной фазе электромагнитной и связанной сильным взаимодействиями /"адронной"/ амплитуд был впервые рассмотрен Ахнечером и Померанчуком в модели дифракционного рассеяния на черном шарике^{/10/}. Позже аналогичный результат был получен Бете в модели с оптическим потенциалом^{/2/}. В релятивистской теории этот вопрос рассматривался Соловьевым^{/11/}, Лохером^{/12/}, Вестом и Йенни^{/12/}. Обобщение для амплитуды, зависящей от спина, получено в^{/7/}. Для рассеяния нейтральных барнионов заряженными частицами амплитуды электромагнитного и сильного взаимодействия в сингулярном приближении можно просто складывать.

В настоящей работе рассматриваются различные проявления электромагнитных взаимодействий в ϵ^2 -приближении в упругом рассеянии двух барнионов со спинами $1/2$. В этой и последующих работах рассмотрены также эффекты для барнион-барнионного / $n-p$, λ^0-p , $p-p$ / рассеяния, а также для рассеяния нейтральных и заряженных барнионов спина $1/2$ атомными ядрами спина $1/2$.

2. Амплитуда электромагнитного взаимодействия

Спиновая структура амплитуды упругого рассеяния двух частиц спина 1/2, как известно, имеет /в системе центра инерции/ вид

$$T = w_2^* w_1^* \{ a + b(\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}) + c[(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) + (\vec{\sigma}_2 \vec{n})] + \quad /1/ \\ + d[(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) - (\vec{\sigma}_2 \vec{n})] + e(\vec{\sigma}_1 \vec{\ell})(\vec{\sigma}_2 \vec{\ell}) + f(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) \} w_1 w_2,$$

где w - двухкомпонентные спиноры, а единичные векторы $\vec{l} = \vec{k} + \vec{k}'$, $\vec{m} = \vec{k}' - \vec{k}$ и $\vec{n} = [\vec{l}, \vec{m}]$ построены с помощью единичных векторов вдоль направлений импульсов в начальном ($\vec{k} = \vec{p}/|\vec{p}|$) и конечном ($\vec{k}' = \vec{p}'/|\vec{p}'|$) состояниях.

Рассмотрение диаграммы однофотонного обмена приводит для упругого рассеяния налетающего бариона 1 спина 1/2 с массой m_1 , электромагнитными формфакторами G_{1E} и G_{1M} на фермионе 2 спина 1/2 с массой m_2 и электромагнитными формфакторами G_{2E} и G_{2M} к следующим выражениям для вклада электромагнитного взаимодействия в амплитуды a, b, c, d, e, f в /1/

$$a^{em} = e^2 \frac{s - m_1^2 - m_2^2}{t \sqrt{s}} G_{1E} G_{2E}$$

$$b^{em} = 0$$

$$c^{em} + d^{em} = \frac{i}{\theta} \frac{e^2}{m_1} G_{2E} \left[G_{1M} - G_{1E} \frac{(s - m_1^2 - m_2^2)}{2\sqrt{s}(E_1 + m_1)} \right]$$

$$c^{em} - d^{em} = \frac{i}{\theta} \frac{e^2}{m_2} G_{1E} \left[G_{2M} - G_{2E} \frac{(s - m_1^2 - m_2^2)}{2\sqrt{s}(E_2 + m_2)} \right]$$

$$e^{em} = 0. \quad /2/$$

$$f^{em} = 0.$$

Здесь \sqrt{s} - полная энергия системы, $E_{1,2}$ - полная энергия частиц 1 и 2 в системе центра инерции, а амплитуды нормированы так, что дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных частиц в интервал телесного угла в с.ц.и. равно

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \sigma_0 = |a|^2 + |b|^2 + |c+d|^2 + |c-d|^2 + |e|^2 + |f|^2. \quad /3/$$

В /2/ знак \approx означает, что в соответствующем выражении удержаны лишь сингулярные по t слагаемые.

Простые формулы получаются для рассеяния нейтральных барионов заряженными /рассеяние протонами и ядрами спина 1/2 нейтронов и Λ^0 -гиперонов/. При ограничении лишь сингулярными по t слагаемыми, учитывая, что для нейтральных барионов

$$G_{1E} = \frac{1}{6} t R_{1E}^2,$$

из /2/ имеем

$$\begin{aligned} c^{em} - d^{em} &\approx 0 \\ c^{em} + d^{em} &= \frac{i}{\theta} \frac{e^2}{m_1} G_{1M} G_{2E} = \frac{i}{\theta} \frac{e^2}{m_1} \mu_1. \end{aligned} \quad /4/$$

Здесь μ_1 - магнитный момент нейтрального бариона, а m_1 - его масса.

Таким образом для рассеяния нейтронов и нейтральных гиперонов произвольных энергий /в области применимости борновского приближения/ частицами и ядрами спина 1/2 электромагнитный вклад в амплитуду сводится к

$$M^{em} = \frac{i}{\theta} \frac{e^2}{m_1} G_{1M} G_{2E} (\vec{\sigma}_1 \vec{n}), \quad /5/$$

совпадающим с результатом Швингера /1/ для рассеяния медленных нейтронов бесспиновыми ядрами.

Этот результат сохраняется для рассеяния нейтральных барзионов спина $1/2$ частицами и ядрами произвольного спина, поскольку взаимодействие магнитного момента нейтрального барзиона с магнитными и высшими моментами заряженных частиц не приводит к сингулярному по t вкладу в амплитуду рассеяния. В иной форме для n - p -рассеяния выражение, эквивалентное /5/, было получено Гарреном, который, однако, не рассматривал интересные следствия, вытекающие из /5/ для экспериментов.

3. Рассеяние нейтронов и Λ^0 -гиперонов протонами

1. Полная амплитуда n - p -рассеяния с учетом электромагнитных эффектов сводится к выражению

$$M = M^h + M^{em} = M^h + \frac{i\gamma_{np}}{\theta} (\vec{\sigma}_1 \vec{n}); \quad /6/$$

$$\gamma_{np} = \frac{e^2}{m_n} \mu_n = -2,9 \cdot 10^{-16} \text{ см},$$

а "адронная" часть амплитуды M^h имеет спиновую структуру /1/ с $d^h = 0$. С учетом /6/ в спиновой структуре суммарной амплитуды

$$c = c^h + \frac{i\gamma_{np}}{2\theta}; \quad d = \frac{i\gamma_{np}}{2\theta}. \quad /7/$$

Наличие в /1/ отличной от нуля амплитуды d^{em} приводит к возникновению синглет-триплетных переходов и к связанному с этим отклонению от инвариантности.

Адронная амплитуда c^h пропорциональна $\sin \theta$. Как отмечалось ранее /см., например, /7//, электронное экранирование изменяет сингулярный характер c^h при совсем малых углах рассеяния ($\theta \ll \theta_M$).

Так как нас интересуют изменения в выражениях для различных наблюдаемых величин из-за возникновения синглет-триплетных переходов, заметим вначале, что

если воспользоваться /6/, то для выражения наиболее общего вида

$$\frac{1}{4} \text{Sp } AMBM^+,$$

где в рассматриваемой задаче операторы A и B содержат произведения спиновых операторов обеих частиц

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \text{Sp } AMBM^+ = & \frac{1}{4} \text{Sp } AM^h BM^{h+} + \frac{i\gamma_{np}}{\theta} \frac{1}{4} \text{Sp } [A \sigma_{1n} BM^{h+} - \\ & - AM^h B \sigma_{1n}] + \frac{\gamma^2}{\theta^2} \frac{1}{4} \text{Sp } A \sigma_{1n} B \sigma_{1n}. \end{aligned} \quad /8/$$

Для среднего значения произвольного спинового оператора A имеем

$$\begin{aligned} \langle A \rangle = & \frac{1}{4} \text{Sp } AMM^+ = \langle A \rangle_h + \frac{i\gamma_{np}}{\theta} \frac{1}{4} (\sigma_{1n} M^{h+} - M^h \sigma_{1n}) + \\ & + \frac{\gamma_{np}^2}{\theta^2} \frac{1}{4} \text{Sp } A. \end{aligned} \quad /9/$$

Выражение для дифференциального сечения рассеяния неполяризованных частиц получаем из /9/, заменив A на единичный оператор

$$\sigma_0 = \sigma_0^h + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \text{Im } c^h + \frac{\gamma_{np}^2}{\theta^2}. \quad /10/$$

Оно содержит, кроме вклада, обязанного сильному взаимодействию, также вклад электромагнитного взаимодействия и вклад интерференции не зависящих от угла рассеяния /при малых углах/ c^h с γ_{np} . В общем случае аналогичный интерференционный член имеется, конечно, и для рассеяния нейтронов /и нейтральных гиперонов/ атомными ядрами, причем его вклад пропорционален заряду ядра Z .

Подстановка в /9/ $A = \sigma_{1n}$ и $A = \sigma_{2n}$ приводит к вы-

ражениям для поляризации нейтронов и протонов после рассеяния

$$\sigma_0 P_{0n} = \sigma_0^h P_{0n}^h + \frac{i\gamma_{np}}{\theta} \frac{l}{4} \text{Sp}(M^{h+} - I^h) = \sigma_0^h P_0^h + 2 \frac{\gamma_{np}}{\theta} \text{Im} a^h \quad /11/$$

$$\sigma_0 P_{0p} = \sigma_0^h P_{0p}^h + \frac{i\gamma_{np}}{\theta} \frac{l}{4} \text{Sp}(M^{h+} - M^h) \sigma_{1n} \sigma_{2n} = \sigma_0^h P_0^h + 2 \frac{\gamma_{np}}{\theta} \text{Im} b^h. \quad /12/$$

Величины P_{0n} и P_{0p} дают также лево-правую асимметрию в дифференциальных сечениях рассеяния, соответственно, поляризованного /неполяризованного/ пучка на неполяризованной /поляризованной/ мишени. В /11/ и /12/ учтено, что для $n-p$ рассеяния в силу инвариантности

$$P_{0n}^h = P_{0p}^h = P_0^h.$$

Как видно из /11/ и /12/, экспериментальное исследование P_{0n} и P_{0p} при малых углах рассеяния позволяет непосредственно определить мнимые части амплитуд a^h и b^h . Отметим, что в общем случае /13/

$$\text{Im} b^h(0) = \frac{k}{4\pi} \frac{l}{t} (\sigma_0^r - \sigma^r). \quad /13/$$

Электромагнитные эффекты сказываются, конечно, и в поляризационных тензорах второго ранга. Начнем с тензоров деполяризации и передачи поляризации /13/. При $d \neq 0$ параметры деполяризации $D_{m\ell}$ и передачи поляризации $K_{m\ell}$ различаются для нейтронов / $D_{m\ell}^{(1)}$, $K_{m\ell}^{(1)}$ / и протонов / $D_{m\ell}^{(2)}$, $K_{m\ell}^{(2)}$ /.

$$\sigma_0 D_{m\ell}^{(1)} = \frac{l}{4} \text{Sp} \sigma_{1m} M_{1\ell} M^{\dagger} \sigma_0^h D_{m\ell}^{(1)} + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \text{Re} a^h. \quad /14/$$

$$\sigma_0 D_{m\ell}^{(2)} \equiv \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{2m} M \sigma_{2\ell} M^+ = \sigma_0^\lambda D_{m\ell}^{(\lambda)} + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \text{Re} e^{\lambda} \quad /15/$$

аналогично

$$\sigma_0 K_{m\ell}^{(1)} \equiv \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{2m} M \sigma_{1\ell} M^+ = -\sigma_0 K_{\ell m}^{(1)} = \sigma_0^\lambda K_{m\ell}^{(\lambda)} + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \text{Re} e^{\lambda} \quad /16/$$

$$\sigma_0 K_{m\ell}^{(2)} \equiv \frac{1}{4} \text{Sp} \sigma_{1m} M \sigma_{2\ell} M^+ = -\sigma_0 K_{\ell m}^{(1)} = \sigma_0^\lambda K_{m\ell}^{(\lambda)} + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \text{Re} f^{\lambda} \quad /17/$$

а

$$K_{m\ell}^{(2)} \neq -K_{\ell m}^{(1)}.$$

Как показано в [11], даже при наличии синглет-триплетных переходов требование P -инвариантности n - p взаимодействия, которое может быть представлено в виде

$$\sigma_{1n} \sigma_{2n} M \sigma_{1n} \sigma_{2n} = M, \quad /18/$$

приводит к тому, что

$$D_{nn}^{(1)} = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp} \sigma_{1n} M \sigma_{1n} M^+ = \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp} \sigma_{2n} M \sigma_{2n} M^+ = D_{nn}^{(2)} = D_{nn}. \quad /19/$$

Подстановка в /8/ $A=B=\sigma_{1n}$ дает

$$\sigma_0 D_{nn} = \sigma_0^\lambda D_{nn}^{(\lambda)} + \frac{\gamma_{np}^2}{\theta^2} + 2 \frac{\gamma_{np}}{\theta} \text{Im} c^{\lambda}, \quad /20/$$

а при $A = \sigma_{1n}$, $B = \sigma_{2n}$

$$\sigma_0 K_{nn} = \sigma_0^\lambda K_{nn}^{(\lambda)} + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} 2 \text{Im} c^{\lambda}. \quad /21/$$

Как видно из /8/, электромагнитные эффекты приводят к одинаковым изменениям в $\sigma_0 D_{\ell\ell}$ и $\sigma_0 D_{mm}$, так что, например,

$$\sigma_0 D_{\ell\ell} - \sigma_0^h D_{\ell\ell}^h = - \left[\frac{\gamma_{np}^2}{\theta^2} + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \text{Im} c^h \right] = - (\sigma_0 D_{nn} - \sigma_0^h D_{nn}^h). \quad /22/$$

Электромагнитные эффекты сводятся к эффектам в сечении σ_0 для таких величин, как $K_{\ell\ell}$ и K_{mm} . Это нетрудно увидеть, если учесть, что при $I = \sigma_1 \ell$ и $B = \sigma_2 \ell$ в /8/ третье слагаемое справа обращается в нуль, а второе слагаемое можно привести к виду

$$\begin{aligned} & \frac{1}{f} \frac{i\gamma_{np}}{\theta} \text{Sp} [\sigma_1 \ell \sigma_{1n} \sigma_2 \ell^h - \sigma_1 \ell M^h \sigma_2 \ell \sigma_{1n}] = \\ & = \frac{\gamma_{np}}{\theta} \frac{1}{f} \text{Sp} \sigma_1 \ell \sigma_2 \ell (M^h + M^h) \sigma_{1n}. \end{aligned}$$

Обращение в нуль последнего следа матрицы вытекает из спиновой структуры матрицы M^h . Таким образом, например

$$K_{\ell\ell} = \frac{K_{\ell\ell}^h \sigma_0^h}{\sigma_0^h + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \text{Im} c^h + \frac{\gamma_{np}^2}{\theta^2}}. \quad /23/$$

Чтобы закончить обсуждение электромагнитных эффектов в поляризационных тензорах второго ранга, рассмотрим тензоры корреляции поляризации

$$\begin{aligned} P_{ik} &= \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp} M \sigma_{1i} \sigma_{2k} M^+, \\ C_{ik} &= \frac{1}{4\sigma_0} \text{Sp} \sigma_{1i} \sigma_{2k} M M^+. \end{aligned}$$

Для P_{nn} имеем /последнее слагаемое в /8/ и /9/ обращается в нуль /

$$\sigma_0 C_{nl} = \sigma_0 P_{nl} = \sigma_0^h P_{nl}^h + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \text{Im } c^h. \quad /24/$$

Электромагнитные эффекты в параметрах $C_{\ell\ell}$ ($P_{\ell\ell}$), C_{mm} (P_{mm}) даются выражениями /23/.

Соотношение $P_{m\ell} = -C_{m\ell}$, следующее из требований T -инвариантности, остается справедливым и при учете электромагнитных эффектов. Однако $P_{\ell m} \neq P_{m\ell}$, причем

$$\sigma_0 P_{\ell m} = \sigma_0^h P_{\ell m}^h + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \text{Re } e^h, \quad /25/$$

$$\sigma_0 P_{m\ell} = \sigma_0^h P_{m\ell}^h + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \text{Re } f^h. \quad /26/$$

С помощью /10/, /11/, /12/, /23/, /24/, /25/ и /26/ можно получить выражение для дифференциального сечения рассеяния поляризованного пучка нейтронов с поляризацией P_1 на поляризованной протонной мишени с поляризацией P_2 :

$$\sigma_{P_1 P_2} = \sigma_{P_1 P_2}^h + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \{ (1 + P_{1n} P_{2n}) \text{Im } c^h + P_{1n} \text{Im } a^h + P_{2n} \text{Im } b^h + P_{1m} P_{2\ell} \text{Re } f^h + P_{1\ell} P_{2m} \text{Re } e^h \} + \frac{\gamma_{np}^2}{\theta^2}. \quad /27/$$

Поскольку амплитуда c^h пропорциональна углу рассеяния, то первый член в квадратной скобке в /27/ дает слабо зависящий от угла вклад в сечение. Остальные члены приводят к вкладам, обратным пропорциональным θ и θ^2 .

Для рассеяния неполяризованных частиц /27/ сводится к /10/. При рассеянии поперечно-поляризованного нейтронного пучка на неполяризованной протонной мишени в квадратной скобке в /27/ остается выражение

$$Im c^h + P_{1n} Im a^h. \quad /28/$$

Для рассеяния неполяризованного пучка на поляризованной мишени

$$Im c^h + P_{2h} Im b^h. \quad /29/$$

Изучение сечения рассеяния поляризованного пучка на поляризованной мишени, когда векторы поляризации пучка и мишени находятся в плоскости рассеяния, а углы рассеяния малы, позволяет определить $Re e^h$ и $Re f^h$ при малых углах рассеяния.

2. Рассмотрим к чему приводит учет рассмотренных выше электромагнитных эффектов при различных энергиях сталкивающихся частиц. Разделим всю область энергий на малые, где $n-p$ - взаимодействие имеет место лишь в 1S_0 и 3S_1 - состояниях, область промежуточно высоких энергий /100-1000 Мэв/, где не малы никакие из адронных амплитуд в /1/ и на область предельно высоких энергий, где спиновая структура адронной части амплитуды известна плохо, и обычно предполагается, что M сводится к не зависящей от спина амплитуде в /1/, причем действительная часть амплитуды заметно меньше мнимой ее части.

Возможные новые эксперименты в области малых углов рассеяния представляют интерес с различных точек зрения. В области малых энергий новые эксперименты должны помочь уточнить значения параметров теории эффективной длины и непосредственно определить границы той области энергий, где с достижимой точностью применима эта теория.

В области промежуточно высоких энергий учет рассчитываемых электромагнитных эффектов, без сомнения, должен улучшить "качество" статистической обработки данных о нуклон-нуклонном рассеянии, особенно для описания данных о поляризации, параметре Вольфенштейна A при малых углах рассеяния $\theta \leq 6^\circ$ в с.п.и.

В области предельно высоких энергий эксперименталь-

ное изучение поляризационных эффектов при малых углах рассеяния позволит лучше понять зависимость от z - и t - поляризации P_0 , а также непосредственно проверить теоретические предположения о ненулевых значениях амплитуд b^h, d^h, e^h, f^h . Предположение о сводимости M^h при предельно высоких энергиях к бесспиновой амплитуде a^h приводит к определенным выводам, которые могут быть проведены экспериментально.

Начнем с области малых энергий, где адронная часть амплитуды n -р рассеяния имеет вид

$$M^h = \frac{3a_t + a_s}{4} + \frac{1}{4}(a_t - a_s)(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2). \quad /30/$$

Здесь a_s и a_t - амплитуды рассеяния в 1S_0 - и 3S_1 -состояниях, нормированные так, что

$$\begin{aligned} \text{Im } a_t &= \frac{k}{4\pi} \sigma_{tot}^t = k |a_t|^2, \\ \text{Im } a_s &= \frac{k}{4\pi} \sigma_{tot}^s = k |a_s|^2. \end{aligned} \quad /31/$$

При справедливости /30/ выражение /10/ сводится к

$$\sigma_0 = \sigma_0^h + \frac{y_{np}^2}{\theta^2},$$

$$\sigma_0^h = \frac{3}{4} |a_t|^2 + \frac{1}{4} |a_s|^2. \quad /33/$$

Удобно ввести значение угла рассеяния $\theta = \theta_M$

$$\theta_M = \frac{|y_{np}|}{\sqrt{\sigma_0^h}}$$

и измерять углы рассеяния θ в долях θ_M , т.е. ввести $y = \theta/\theta_M$. Для нейтронов с энергиями 1 и 5 Мэв значение θ_M составляет, соответственно, 0,01 и 0,04°.

Однако часть эффектов, особенно сильных при $\theta = \theta_M$, остается заметной и при больших значениях углов рассеяния.

Обратимся к поляризации нуклонов после рассеяния. При справедливости /30/ $P_0^h = 0$ и для поляризации нейтронов и протонов при малых углах рассеяния нейтронов из /11/ и /12/ имеем

$$P_{0n} = -k \sqrt{\frac{\sigma_0^h}{\sigma_0}} \frac{2y}{1+y^2} \quad /34/$$

и

$$P_{0p} = \frac{k}{4} \frac{(|a_s|^2 - |a_t|^2)}{\sqrt{\frac{\sigma_0^h}{\sigma_0}}} \frac{2y}{1+y^2} \quad /35/$$

Угловые зависимости P_{0n} и P_{0p} одинаковы, но величина и знак поляризации различны. Поляризация нейтронов велика и достигает максимального значения, равного

$$P_{0n}^{\max} = -k \sqrt{\frac{\sigma_0^h}{\sigma_0}} \quad /36/$$

при $\theta = \theta_M$. Это значение поляризации меняется от -64 до -97,5% при изменении энергии нейтронов от 1 до 20 Мэв, если воспользоваться известными значениями дифференциальных сечений. В зависимости от угла рассеяния величина поляризации нейтронов резко убывает в соответствии с /34/ при больших значениях /малых/ углов рассеяния, так что, например, $P_{0n}(1,6^\circ) = -5\%$, что возможно измерить.

Поляризация протонов P_{0p} , в соответствии с общепринятыми значениями параметров теории эффективной длины составляет при $\theta = \theta_M \approx +20\%$ при энергии нейтронов 1 Мэв, обращается в нуль вблизи 8 Мэв и остается $\approx -3,5-4,4\%$ в интервале энергий налетающих нейтронов 10-20 Мэв. Вообще в области справедливости /30/

$$\frac{P_{0p}}{P_{0n}} = \frac{|a_t|^2 - |a_s|^2}{3|a_t|^2 + |a_s|^2}, \quad /37/$$

что совпадает со значением адронной части параметра

$$C_{nn}^h = P_{nn}^h.$$

И в области малых энергий представляет интерес изучение других поляризационных параметров, в особенности параметра Вольфенштейна A и сечения рассеяния поляризованного пучка на поляризованной мишени, когда поляризации пучка и мишени, будучи перпендикулярными друг к другу, лежат в плоскости рассеяния частиц. При справедливости /30/ и /5/ тензор деполаризации принимает вид

$$D_{ik}^{(1,2)} = D_{nn} \delta_{ik} + D_{m\ell}^{(1,2)} (m_i \ell_k - \ell_i m_k), \quad /38/$$

где

$$\sigma_0 D_{nn} = \frac{1}{2} [|a_i|^2 + \text{Re}(a_i^* a_s)] + \frac{\gamma_{np}^3}{\theta^2} \quad /39/$$

$$\sigma_0 D_{m\ell}^{(1)} = \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \frac{1}{4} \text{Re}(3a_i + a_s), \quad /40/$$

$$\sigma_0 D_{m\ell}^{(2)} = \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \frac{1}{4} \text{Re}(a_t - a_s) = \sigma_0 K_{n\ell}^{(1)} = \sigma_0 K_{m\ell}^{(2)}. \quad /41/$$

Для тензора передачи поляризации имеем

$$K_{ik} = K_{nn} \delta_{ik} + K_{m\ell} (m_i \ell_k - \ell_i m_k), \quad /42/$$

где

$$\sigma_0 K_{nn} = \frac{1}{2} [|a_i|^2 - \text{Re}(a_i^* a_s)]. \quad /43/$$

Так как

$$C_{nn} = C_{nn}^h \sigma_0^h / (\sigma_0^h + \gamma_{np}^2 / \theta^2) \quad /44/$$

и

$$P_{\ell m} = P_{m\ell} - K_{m\ell}^{(1)}. \quad /45/$$

для дифференциального сечения рассеяния поляризованного пучка /поляризация P_1 / поляризованной мишенью /поляризация P_2 / имеем из /27/ и /30/

$$\sigma_{P_1 P_2} = \sigma_0 + \frac{1}{4}(a_i^2 - a_s^2)(\vec{P}_1 \vec{P}_2) + \frac{2\gamma_{np}}{\theta} \frac{1}{4} [k|a_i|^2(3P_{1n} + P_{2n}) + k|a_s|^2(P_{1n} - P_{2n}) + (P_{1m}P_{2l} + P_{1l}P_{2m})Re(a_i - a_s)]. \quad /46/$$

Для нейтронов с энергиями 40-100-500 Мэв θ_M составляет 0,1 - 0,2-1,3°. Как показывают результаты фазового анализа /14/, адронная часть спин-орбитальной амплитуды c^h в n -р рассеянии достигает $3 \cdot 10^{-15}$ см при $\theta \approx 1/10$. Так как вклад γ_{np}/θ сравнивается с $Im c^h$ при таких же углах рассеяния, исследование поляризационных эффектов в n -р рассеянии при $\theta \leq 6^\circ$ представляется весьма интересным в области энергий нейтронов 300-500-700 Мэв.

При совсем высоких энергиях, когда M^h можно считать не зависящей, в основном, от спина и чисто мнимой, вместо θ_M удобно ввести t_M .

Протоны отдачи остаются неполяризованными после рассеяния, а для поляризации рассеянных нейтронов имеем

$$P_{0n} = - \frac{Im a^h}{|a^h|} \frac{2\gamma}{(1 + \gamma^2)}, \quad /47/$$

так что нейтроны должны быть поляризованы практически до -100% при $t = t_M$. При увеличении t значение P_{0n} убывает от максимального значения как $t^{-1/2}$.

Экспериментальное исследование обсуждаемых здесь эффектов требует постановки опытов по рассеянию на малые углы поляризованных пучков нейтронов высоких энергий. Ввиду того, что $P_{0p} = 0$, асимметрия в сечении рассеяния неполяризованного нейтронного пучка на поляризованной протонной мишени не должна наблюдаться. Возможным способом получения поляризованного пучка нейтронов высоких энергий может быть развал поляризо-

ванных дейтронов высоких энергий или рассеяние нейтронов на малые углы атомными ядрами /9/.

Знак поляризации P_{0p} меняется на положительный для рассеяния на протонах антинейтронов высоких энергий.

Как видно из /18/, для прямого восстановления $Re a^h$ полезно измерить $D_m^{(1)}$ в области малых углов рассеяния. Для определения других амплитуд, как видно из /31/-/33/, интересно измерить дифференциальные сечения рассеяния поляризованного нейтронного пучка на поляризованной протонной мишени.

Отметим некоторые особенности поляризационных явлений при рассеянии на малые углы Λ^0 -гиперонов протонами. В рассеянии Λ^0 -гиперонов, в силу сказанного выше для рассеяния нейтронов, при высоких энергиях, когда адронная часть амплитуды не зависит от спинов, протоны отдачи оказываются неполяризованными /отсутствует асимметрия в дифференциальном сечении рассеяния Λ^0 -частиц на поляризованной протонной мишени/. Поляризация Λ^0 -гиперонов отрицательна и велика при малых углах рассеяния. Для нее справедливо выражение /50/, так что и при t , несколько больших $t_M^{(\Lambda)}$, Λ^0 -гипероны будут заметно поляризованными. Измерение этой поляризации несколько облегчается тем, что распад гиперонов является хорошим анализатором их поляризации по величине и знаку.

Изменяющиеся экспериментальные данные о Λ^0 -рассеянии при малых энергиях не исключают равенства $a_1 = a_2$, соответствующего требованиям $SU(4)$ -симметрии /15/, но трудно согласуется с результатами анализа Λ -ядер. Для взаимодействия в S -волновых состояниях с $a_1 = a_2$ параметр $P_{0p} = 0$, а для поляризации Λ^0 -частиц справедливо /37/

Постановка экспериментов по проверке этих утверждений в рассеянии на малые углы представляется интересной для надежного определения синглетной и триплетной длин Λp -рассеяния при небольших энергиях.

Литература

1. J.Schwinger. *Phys.Rev.*, 73, 407, 1948.
2. H.A.Bethe. *Ann.Phys.*, 3, 190, 1958.
3. L. van Hove. *Phys.Rev.*, 88, 1358, 1952.
4. A.Garren. *Phys.Rev.*, 96, 1709, 1954, 101, 419, 1956.
5. G.Breit. *Phys.Rev.*, 99, 1581, 1955.
M.E.Ebel, M.H.Hull, Jr., *Phys.Rev.*, 99, 1596, 1955.
6. Л.И.Липидус. *ЖЭТФ*, 34, 1148, 1958.
Л.И.Липидус. *Материалы УИИ школы физики ЛИЯФ*, ч. 2, 1972.
7. А.П.Ванжа, Л.И.Липидус, А.В.Тарасов. *ЯФ* 16, 1023, 1972.
8. L. van Rossum. "Review of New Results on Polarization in High Energy Hadron Scattering".
Труды международного семинара "Бинарные реакции адронов при высоких энергиях". Дубна, 137, 1972.
9. Л.И.Липидус. *ЯФ* 17, 592, 1973.
10. A.I.Akhiezer, I.Ya.Pomeranchuk. *J.Phys.*, 9, 471, 1945.
И.Я.Померанч. к. *Собрание научных трудов*, т. 3, стр. 141, М., "Наука", 1972.
11. Л.Д.Соловьев. *ЖЭТФ* 49, 292, 1965.
12. N.P.Locher. *Nucl.Phys.*, B2, 525, 1967.
G.V.West, Yennie. *Phys.Rev.*, 172 1413.
13. С.М.Биленький, Л.И.Липидус, Р.М.Рыноин. *УФН* 84, 243, 1964.
14. Б.М.Головин, А.М.Розанова. *Препринт ОИЯИ Р-2861*, Дубна, 1966.
Yu.M.Kazarinov. *Rev.Mod.Phys.*, 39, 706, 1967.
M.H.MacGregor, R.A. Art, R.M.Wright. *Phys.Rev.*, 160, 1128, 1968; 169, 1149, 1968; 173, 1272, 1968; 182, 1714, 1969.
Л.Н.Глонпи, Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, И.Н.Силин. *Сообщение ОИЯИ*, Р1-6387, Дубна, 1972.
15. С.М.Биленький, Ю.М.Казаринов, Л.И.Липидус, Р.М.Рыноин. *ЯФ* 2, 762, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июня 1973 года.