

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  $\Lambda^0$  ГИПЕРОНОВ ПРОТОНАМИ

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P2 - 7235

Б.З.Копелиович, Л.И.Липидус

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛЯРИЗАЦИИ  
ПРИ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ  
И  $\Lambda^0$  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 ( $n$ - $p$ ,  $\Lambda$ - $p$ ) 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  $\Lambda$  parameter also at low energy/ at small  $\theta$ /. The measurements of depolarisation tensor and of transfer polarisation tensor according to (18)-(43) or polarised-polarised cross-sections according to (46) at small  $\theta$  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  $\Lambda$ - $p$  scattering. In this case the decay of  $\Lambda^0$  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<sup>/3/</sup>, а для нуклон-нуклонного рассеяния - Гарреном<sup>/4/</sup> и Брайтом с сотрудниками<sup>/5/</sup>.

Недавно было вновь обращено внимание<sup>/6/</sup> на плодотворность исследования поляризационных явлений при малых  $t$  для пион-нуклонного / $K$ -мезон - нуклонного/ рассеяния при различных энергиях<sup>/7/</sup> и на возможность понять с этой точки зрения данные эксперимента ЦЕРНа<sup>/8/</sup> при малых  $t$ . Были также рассмотрены<sup>/9/</sup> 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<sup>/10/</sup>. Позже аналогичный результат был получен Бете в модели с оптическим потенциалом<sup>/2/</sup>. В релятивистской теории этот вопрос рассматривался Соловьевым<sup>/11/</sup>, Лохером<sup>/12/</sup>, Вестом и Йенни<sup>/12/</sup>. Обобщение для амплитуды, зависящей от спина, получено в<sup>/7/</sup>. 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  $\epsilon^2$ -приближении в упругом рассеянии двух барнионов со спинами  $1/2$ . В этой и последующих работах рассмотрены также эффекты для барнион-барнионного / $n-p$ ,  $\lambda^0-p$ ,  $p-p$ / 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  $\Lambda^0$ -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  $\mu_1$  - 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 $\Lambda^0$ -гиперонов протонами

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

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

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

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  $\gamma_{np}$ . 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/

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

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  $\sigma_0$  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  $P_2$ :

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

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  $\theta$  и  $\theta^2$ .

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

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

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

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

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

и измерять углы рассеяния  $\theta$  в долях  $\theta_M$ , т.е. ввести  $\gamma = \theta/\theta_M$ . Для нейтронов с энергиями 1 и 5 Мэв значение  $\theta_M$  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/

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

Для нейтронов с энергиями 40-100-500 Мэв  $\theta_M$  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  $\gamma_{np}/\theta$  сравнивается с  $lmc^h$  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  $\theta_M$  удобно ввести  $t_M$ .

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

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

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  $\Lambda^0$ -гиперонов протонами. В рассеянии  $\Lambda^0$ -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  $\Lambda^0$ -частиц на поляризованной протонной мишени/. Поляризация  $\Lambda^0$ -гиперонов отрицательна и велика при малых углах рассеяния. Для нее справедливо выражение /50/, так что и при  $t$ , несколько больших  $t_M^{(\Lambda)}$ ,  $\Lambda^0$ -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  $\Lambda^0$ -рассеянии при малых энергиях не исключают равенства  $a_1 = a_2$ , соответствующего требованиям  $SU(4)$ -симметрии /15/, но трудно согласуется с результатами анализа  $\Lambda^0$ -ядер. Для взаимодействия в  $S$ -волновых состояниях с  $a_1 = a_2$  параметр  $P_{0p} = 0$ , а для поляризации  $\Lambda^0$ -частиц справедливо /37/

Постановка экспериментов по проверке этих утверждений в рассеянии на малые углы представляется интересной для надежного определения синглетной и триплетной длин  $\Lambda^0$ -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.