

Л-241

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

4354/2-72

P2 - 6683



Л.И.Липидус

ПОЛЯРИЗАЦИЯ БАРИОНОВ
ПРИ РАССЕЯНИИ ИХ ЯДРАМИ НА МАЛЫЕ УГЛЫ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1972

1. Введение

При повышении точности экспериментальных исследований поляризационных явлений и распространении их в область малых углов рассеяния (малых значений квадрата переданного импульса - t) становится существенным влияние, наряду с сильными, также и электромагнитных взаимодействий. Само исследование поляризационных явлений при малых t является чувствительным методом определения амплитуд сильных взаимодействий ("адронных амплитуд") при малых t , а также пригодно для извлечения информации о взаимодействиях, содержащейся в диаграммах однопионного (однобозонного) и однофотонного обмена.

Для рассеяния медленных (≈ 1 Мэв) нейтронов бесспиновыми ядрами электромагнитные эффекты в поляризации были впервые рассмотрены в 1948 году Швингером /1/. Как было показано недавно /2/, (см. также /3/) при обобщении этого рассмотрения для рассеяния бесспиновых мезонов нуклонами учет, наряду с адронными, вклада однофотонной диаграммы приводит к заметным эффектам, которые необходимо учитывать при статистической обработке результатов уже проведенных экспериментов при высоких энергиях.

В настоящей работе рассматривается влияние электромагнитных взаимодействий на поляризационные эффекты при упругом рассеянии нуклонов и гиперонов бесспиновыми ядрами. Обсуждается возможность измерения параметров поворота спина при рассеянии на малые углы нейтронов с энергиями около 1 Мэв и определения действительной части адронной амплитуды вперед, создания поляризованных пучков нейтронов высоких энергий и определения магнитных моментов гиперонов. Кратко обсуждается влияние кулоновского взаимодействия, которое для рассеяния медленных заряженных барионов сильно уменьшает влияние спиново-зависящего электромагнитного взаимодействия на поляризационные явления при малых углах рассеяния.

2. Амплитуда электромагнитного взаимодействия с учетом спина бариона

Рассмотрение вклада однофотонной диаграммы в инвариантные амплитуды было проведено в /2,3/. (Ссылки на /2/ даются далее как на работу /1/). Здесь достаточно записать амплитуду и выражения для наблюдаемых величин в системе покоя бесспинового ядра.

Если обозначить через M и m массы бариона и ядра, через k - 3-импульс в с.ц.м., через p_L (q_L) - 3-импульс в системе покоя ядра (бариона), через T_L - кинетическую, а через E_L полную энергии бариона в системе покоя ядра, то легко убедиться в том, что (θ - угол рассеяния в с.ц.м.)

$$\begin{aligned}
 s &= (M + m)^2 + 2m T_L, & -t/4M^2 &= \frac{m^2 p_L^2}{M^2 s} \sin^2 \theta / 2, \\
 sk^2 &= m^2 p_L^2 = M^2 q_L^2, & (s-u)/4m &= E_L + t/4m. \\
 k^2/p_L^2 &= \left[\left(1 + \frac{M}{m}\right) + 2 \frac{T_L}{m} \right]^{-1}, & &
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Из (1) и формул работы 1 (15,1) и (16,1) имеем

$$\frac{d\sigma_0}{dt} = \frac{l}{16\pi} \frac{M^2}{m^2 p_L^2} \left[\left(1 + \frac{m^2}{M^2} \frac{p^2}{s} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) |A'|^2 + \right. \\ \left. + \frac{m^4 p_L^4}{4M^4 s} \frac{|B|^2 \sin^2 \theta}{\left(1 + \frac{m^2 p_L^2}{M^2 s} \sin^2 \theta/2 \right)} \right] \quad (2)$$

для дифференциального сечения рассеяния неполяризованных барионов

и

$$P_0 \frac{d\sigma_0}{dt} = - \frac{\sin \theta \operatorname{Im}(A'B^*)}{16\pi \sqrt{s}} \quad (3)$$

для поляризации, возникающей при рассеянии неполяризованного пучка барионов (или для вклада в лево-правую асимметрию сечения рассеяния поляризованного пучка барионов).

Как следует из (1) и (21,1), инвариантная амплитуда A' , определенная в (14,1), нормирована условием

$$\operatorname{Im} A'(0) = \frac{k\sqrt{s}}{M} \sigma_{tot} = \frac{mP_L}{M} \sigma_{tot} \quad (4)$$

Вклад однофотонного обмена в инвариантные амплитуды A'_{em} и B_{em} для упругого рассеяния положительно-заряженного фермиона с формфакторами G_E и G_M в кулоновском поле Ze/r бесспинового ядра с формфактором F , как следует из (29,1) и (28,1), можно представить в виде

$$A'_{em} = \frac{4\pi Ze^2}{t} F \frac{s-u}{2M} G_E = \frac{8\pi Ze^2}{t} F G_E \frac{m}{M} (E_L + t/4m)$$

$$B_{em} = \frac{8\pi Ze^2}{t} F G_M \quad (5)$$

$$G_E = F_1 + \frac{t}{4M^2} F_2; \quad G_M = F_1 + F_2.$$

Если представить амплитуду рассеяния в с.ц.м. \tilde{M} в виде

$$w'^* \tilde{M} w = w'^* [M_0 + M_1 (\vec{\sigma} \vec{n})] w, \quad (6)$$

где $w = w_p$ и $w' = w_{p'}$ — двухкомпонентные спиноры барионов до и после рассеяния, то для спин-орбитальной амплитуды (переходя в 1 к углам рассеяния бариона)

$$M_1 = -i f_2 \sin \theta \quad (7)$$

из (5) имеем

$$M_1^{em} = -i \sin \theta \frac{Ze^2}{\sqrt{s} t} F \left\{ \frac{m}{M} (E_L + t/4m) \frac{(G_M - G_E)}{(1 - t/4M^2)} + (\sqrt{s} + M) G_M \right\} (E - M), \quad (7a)$$

где E — полная энергия бариона в с.ц.м.

В пределе малых энергий, когда $E_L + t/4m \cong M$, $\sqrt{s} + M \cong m$, из (7а) получим

$$M_1^{em} = -i \sin \theta (E - M) \frac{2Ze^2}{t} F(G_M - \frac{1}{2} G_E). \quad (7в)$$

Для рассеяния заряженных фермионов (7в) содержит томассовскую половинку.

С помощью (5) для вклада однофотонной диаграммы в амплитуду M_0 имеем

$$M_0^{em} = + \frac{Ze^2}{t\sqrt{s}} F 2m E_L (G_E - \frac{t}{4M^2} G_M), \quad (8)$$

где удержаны лишь самые сингулярные по t члены.

Представив при малых t формфакторы барионов в виде

$$G_{En} \cong \frac{1}{6} t R_{En}^2 \cong \frac{1}{6} t (R_{1n}^2 + \frac{3}{2} \frac{\mu_n}{M^2})$$

$$G_{Mn} / \mu_n \cong 1 + \frac{1}{6} t R_{Mn}^2 \cong 1 + \frac{1}{6} t (R_{2n}^2 + \frac{R_{1n}^2}{\mu_n}) \quad (9)$$

для нейтральных и в виде

$$G_{Ep} \cong 1 + \frac{t}{6} R_{Ep}^2 \cong 1 + \frac{t}{6} (R_{1p}^2 + \frac{3}{2} \frac{\mu'_p}{M^2}) \quad (10)$$

$$G_{Mp} / M_p \cong 1 + \frac{t}{6} R_{Mp}^2 \cong 1 + \frac{t}{6\mu_p} (R_{1p}^2 + \mu'_p R_{2p}^2)$$

для заряженных частиц, получим из (7а) и (8)

$$M_{on}^{em} = \frac{Ze^2}{\sqrt{s}} F 2m E_L \left(\frac{1}{6} R_{En}^2 - \frac{\mu_n}{M^2} \right)$$

$$M_{1n}^{em} = i \sin \theta (E - M) \frac{2Ze^2}{t} F \mu_n \left[1 + \frac{t}{6} \left(\mu_n R_{Mn}^2 - \frac{1}{2} R_{En}^2 \right) \right] \quad (11)$$

для электромагнитного вклада в амплитуды рассеяния нейтральных, и

$$M_{op}^{em} = \frac{2Ze^2 E_L}{t} F + 2F Ze^2 E_L \left(\frac{1}{6} R_{Ep}^2 - \frac{\mu_p}{4M^2} \right)$$

$$M_{ip}^{em} = -i \sin \theta (E - M) \frac{2Ze^2}{t} F \left[\mu_p - 1/2 + \frac{t}{6} \left(\mu_p R_{\mu p}^2 - \frac{1}{2} R_{Ep}^2 \right) \right] \quad (12)$$

для амплитуд рассеяния заряженных барионов.

3. Рассеяние нейтронов и нейтральных гиперонов

Обсудим вначале рассеяние нейтронов и нейтральных гиперонов. В (2) и (3) под A' и B надо понимать суммарную амплитуду. Относительные фазы адронных A'_b и B_b и электромагнитных амплитуд A'_{em} и B_{em} в том приближении, в котором они рассмотрены в ^{4,5,2/}, обращаются в нуль. Поэтому для рассеяния нейтральных адронов суммарные амплитуды можно представить в виде

$$A' = A'_b + A'_{em}, \quad B = B_b + B_{em}, \quad (13)$$

где A'_{em} и B_{em} даются в (5).

Так как вопрос об относительной фазе адронной и электромагнитной амплитуд связан непосредственно точностью, с которой можно определить действительные части адронных амплитуд, отметим, что возможность простого сложения амплитуд в случае, когда сильное взаимодействие не зависит от спина и эффективно лишь в s - состоянии, может быть продемонстрирована переходом к условию унитарности S - матрицы в парциальных волнах.

Взаимодействие магнитного момента бариона с кулоновским полем бесспинового ядра дает вклад в спиново-орбитальную амплитуду M_1 , парциальное разложение которой начинается с p - волны ($l \geq 1$). Следовательно, условие унитарности S - матрицы в s - состоянии (в состояниях с $l \geq 1$) включает лишь адронную (электромагнитную) амплитуду. Таким образом, в этом случае сильные и зависящие от спина электромагнитные взаимодействия оказываются эффективными в состояниях в различными l , и фаза амплитуды электромагнитного взаимодействия не искажается эффектом сильных взаимодействий.

Если ограничиться рассеянием нейтронов и нейтральных гиперонов тяжелыми ядрами с ядерной амплитудой F_0 , не зависящей от спина и опустить в (11) и (12) несингулярные при $t \rightarrow 0$ слагаемые, то суммарную амплитуду рассеяния можно представить в виде

$$\tilde{M} = F_0 + \frac{i \gamma_n}{\theta} (\vec{\sigma} \vec{n}), \quad (14)$$

$$\gamma_n = \frac{Ze^2}{M} \mu_n. \quad (14a)$$

Появление в суммарной амплитуде спиновой зависимости, обусловленной электромагнитным взаимодействием, приводит к поляризации нейтронов

$$P_0(\theta) = - \frac{Im F_{0n}}{|F_{0n}|} \cdot \frac{2\gamma}{1 + \gamma^2}, \quad (15)$$

где $\gamma = \theta/\theta_M^n$,

а

$$\theta_M^n = |\gamma_n| / |F_{on}| - \quad (16)$$

угол рассеяния нейтронов, при котором их поляризация после рассеяния первоначально неполяризованного пучка максимальна и равна

$$P_0^{max} = -Im F_{on} / |F_{on}|.$$

Для нейтральных гиперонов формулы (14)–(16) остаются справедливыми при замене магнитного момента нейтрона на магнитный момент нейтрального гиперона μ_Y .

4. Поворот спина при рассеянии поляризованных нейтронов и действительная часть ядерной амплитуды

Поскольку недавно поляризация рядом ядер нейтронов с энергиями 0,6 – 1,6 Мэв при их рассеянии на малые углы 1,75–15° была изучена экспериментально /6/, представляется своевременным обратить внимание на возможности, связанные с изучением электромагнитных эффектов в параметрах поворота спина A и R . Как показано ниже (см. также /3/), экспериментальное определение параметра Вольфенштейна A при малых углах рассеяния, наряду с P_0 , позволит определить действительную часть амплитуды F_{on} по величине и знаку. Электромагнитные эффекты в параметре R малы.

Если на бесспиновые ядра падает пучок нейтронов с поляризацией \vec{P}_b , то после рассеяния, амплитуда которого дана в (14), поляризация пучка, рассеянного на угол θ , равна /1/

$$\frac{d\sigma}{d\omega} \vec{P} = |F_{on}|^2 \vec{P}_b + \frac{\gamma_n^2}{\theta^2} [2\vec{n}(\vec{P}_b \vec{n}) - \vec{P}_b] +$$

$$+ 2\vec{n} \gamma_n \operatorname{Im} F_{on} / \theta - \frac{2\gamma_n}{\theta} \operatorname{Re} F_{on} [\vec{n} \vec{P}_b], \quad (17)$$

где

$$\vec{n} = [\vec{k} \vec{k}'] / |[\vec{k} \vec{k}']|,$$

а

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{d\sigma_0}{d\omega} (1 + \vec{P}_b \vec{P}_0), \quad \text{и} \quad \frac{d\sigma_0}{d\omega} = |F_{on}|^2 + \gamma_n^2 / \theta^2.$$

Для параметров Вольфенштейна A и R (определение см. в /7/ или в /8/) имеем

$$\frac{d\sigma_0}{d\omega} A = \left[2 \frac{\operatorname{Re} F_{on}}{|F_{on}|} y \cos \theta - (y^2 - 1) \sin \theta \right] (1 + y^2)^{-1} \quad (18)$$

и

$$\frac{d\sigma_0}{d\omega} R = \left[2 \frac{\operatorname{Re} F_{on}}{|F_{on}|} y \sin \theta + (y^2 - 1) \cos \theta \right] (1 + y^2)^{-1}. \quad (19)$$

При $\theta = \theta_M$

$$A(\theta_M) = \frac{Re F_{on}}{|F_{on}|} \left(1 - \frac{\theta_M^2}{2}\right), \quad R(\theta_M) = \theta_M \frac{Re F_{on}}{|F_{on}|},$$

так что изучение параметра A представляется предпочтительным. Для определения $Re F_{on}$ можно измерить вверх-вниз асимметрию сечения рассеяния нейтронов на дополнительной мишени с высокой поляризующей способностью, если при первом рассеянии начальный пучок был продольно поляризованным.

Если $\vec{P}_b = P_b \vec{k}_0$ (\vec{k}_0 - совпадает с направлением падающего пучка), то, как следует из (16), компонента поляризации \vec{P} после первого рассеяния по направлению вектора $\vec{s} = [\vec{n} \vec{k}_0]$ пропорциональна $Re F_{on}$

$$(\vec{P} \cdot \vec{s})_{k_0} = - \frac{2\gamma_n \theta P_b Re F_{on}}{|F_{on}|^2 \theta^2 + \gamma_n^2} = \frac{Re F_{on}}{|F_{on}|} \frac{2\gamma}{(1 + \gamma^2)}. \quad (20)$$

Угловая зависимость в (20) совпадает с угловой зависимостью (15) для P_0 . Левая часть (20) дается комбинацией $A \cos \theta + R \sin \theta$. Из (15) и (20) следует соотношение

$$- \frac{Im F_{on}}{Re F_{on}} = \frac{P_{on}}{A \cos \theta + R \sin \theta}, \quad (21)$$

которое имеет место при справедливости (14) для амплитуды рассеяния.

В условиях эксперимента Кушнира и др. /6/ модуль $Re F_{on}$ оказывается сопоставимым с $Im F_{on}$. Для ядра урана $|Re F_{on}| / |F_{on}|$ меняется от 0,6 до 0,4 при изменении энергии нейтронов от 0,6 до 1,6 Мэв. Для ядра Pb $|Re F_{on}| / |F_{on}| = 0,67$ при энергии нейт-

ронов 0,84 Мэв. Следовательно, в области энергий нейтронов 0,5 - 1,5 Мэв следует ожидать значительного эффекта для параметра A . Измерение знака A при малых углах рассеяния позволит определить знак $Re F_{on}$.

Изучение наряду с $d\sigma_0/d\sigma$, P_0 и параметров Вольфенштейна позволит подойти экспериментально к определению вкладов различных взаимодействий в амплитуду F_{on} .

5. Малые энергии и атомное экранирование

При уменьшении энергии нейтронов ниже 0,5 Мэв мнимая часть амплитуды F_{on} уменьшается, амплитуда F_{on} становится, в основном, действительной. При этом поляризация P_0 уменьшается с уменьшением энергии, а значение параметра A стремится к единице.

При уменьшении энергии нейтронов становится заметным и существенным эффект экранирования кулоновского поля ядра атомными электронами.

В пренебрежении эффектами экранирования спин-орбитальная амплитуда M_1 в (7 а, в) не обращается в нуль при $\theta \rightarrow 0$.

Если аппроксимировать эффект экранирования заменой кулоновского потенциала ядра Ze/r на $Ze/r e^{-\kappa r}$, это приводит к замене $1/q^2$ в пропагаторе фотона на $1/(q^2 + \kappa^2)$. В амплитуде (14) γ_n/θ заменяется на

$$\gamma_n \theta / (\theta^2 + \kappa^2 / p_L^2). \quad (22)$$

Амплитуда (22) обращается в нуль при $\theta \rightarrow 0$.

Если для тяжелых ядер принять радиус электронного экранирования равным

$$a = \frac{1}{\kappa} = 0,53 \cdot 10^{-8} Z^{-1/3} \text{ см},$$

то эффектами экранирования можно пренебречь ^{1/} при $\theta \gg \theta = 1/\kappa a$, что дает для рассеяния медленных нейтронов ядрами Pb

$$\theta_{\text{э}} = 4 \cdot 10^{-4} / \sqrt{T_L},$$

где T_L - в Мэв.

С учетом электронного экранирования для амплитуды рассеяния нейтронов вместо (14) получим

$$\tilde{M} = F_{on} + \frac{i \gamma_n \theta}{(\theta^2 + \theta_{\text{э}}^2)} (\vec{\sigma} \vec{n}). \quad (23)$$

При энергиях нейтронов ≈ 1 Мэв малые $\theta \approx 4 \cdot 10^{-2}$ значительно превышают $\theta_{\text{э}} = 4 \cdot 10^{-4}$ (электромагнитное взаимодействие сингулярно) и имеет место картина швингеровского рассеяния.

При энергиях нейтронов 1 эв и меньше в области малых углов рассеяния $\theta_{\text{э}}^2 \gg \theta^2$.

$$\gamma/\theta \Rightarrow \gamma \theta / \theta_{\text{э}}^2 = \frac{\gamma}{\theta} \left(\frac{\theta}{\theta_{\text{э}}} \right)^2 \ll \gamma/\theta$$

и электромагнитное взаимодействие перестает быть сингулярным. В этой области энергий

$$\tilde{M} = F_{on} + i \frac{\gamma_n}{\theta} \left(\frac{\theta}{\theta_{\text{э}}} \right)^2 (\vec{\sigma} \vec{n})$$

и

$$\frac{d\sigma_0}{d\omega} = |F_{on}|^2 + \frac{\gamma_n^2}{\theta^2} \left(\frac{\theta}{\theta_{\text{э}}} \right)^4$$

$$\frac{d\sigma_0}{d\omega} P_0 = \frac{\gamma_n}{\theta} \left(\frac{\theta}{\theta_{\text{э}}} \right)^2 2 \operatorname{Im} F_{on}$$

$$\frac{d\sigma_0}{d\sigma} (A \cos \theta + R \sin \theta) = - \frac{\gamma_n}{\theta} \left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^2 2 \operatorname{Re} F_{on} . \quad (25)$$

Поскольку при малых энергиях нейтронов $\operatorname{Im} F_{on} \ll \operatorname{Re} F_{on}$, электромагнитные эффекты при измерении поворота спина более заметны, чем при измерении P_0 . Соотношение (21) остается справедливым и при учете экранирования в виде (23).

Определение $\operatorname{Re} F_{on}$ при проведении поляризационных экспериментов позволит по-новому подойти к исследованию нейтрон-электронного взаимодействия. При этом требуется тщательный анализ атомного экранирования.

6. Поляризация нейтронов высоких энергий

При рассеянии на малые углы тяжелыми ядрами нейтронов высоких энергий наличие взаимодействия магнитного момента нейтрона с кулоновским полем ядра приводит к возможности создания поляризованных пучков нейтронов.

При энергиях частиц выше 1-2 Гэв можно предположить, что ядерная амплитуда F_{on} не зависит от спина (но зависит дифракционно подобным образом от угла рассеяния) и при малых t

$$\operatorname{Re} F_{on} \ll \operatorname{Im} F_{on} .$$

В этих условиях для квадрата переданного импульса t_M , при котором сравниваются в сечении вклады сильных и электромагнитных взаимодействий, а поляризация P_0 достигает максимума, даваемого (15), получаем оценку

$$\frac{|t_M|}{M^2} \approx \left(\frac{4\pi e^2 Z^2 / Mc^2 h/Mc}{\sigma_{tot}} \right)^2 \quad (26)$$

Если принять, что

$$\sigma_{tot} = \sigma_0 A^{2/3}, \quad (27)$$

то

$$\frac{|t_M|}{M^2} \approx \frac{Z^2}{A^{4/3}} \left(\frac{4\pi e^2 / Mc^2 h/Mc}{\sigma_0} \right)^2 \quad (28)$$

Так, для нейтронов с $p_L = 5$ Гэв $\sigma_0 \approx 40$ мб и для ядра Pb

$$\frac{|t_M|}{M} \approx 4,55 \cdot 10^{-3}, \quad \theta_M^{Pb} \approx 0,8610^{-3} \approx 3.$$

Атомное экранирование становится существенным при $|t| \lesssim |t_\ominus|$, где

$$\frac{|t_\ominus|^{1/2}}{M} = \frac{h/Mc}{a} = 4Z^{1/3} \cdot 10^{-6}, \quad (29)$$

что для ядра Pb составляет $\sqrt{|t_\ominus|}/M = 1,7 \cdot 10^{-5}$ и для нейтронов с $p_L = 5$ Гэв/с $\theta_\ominus \approx 3 \cdot 10^{-7}$. Так как $Re F_{on} \ll Im F_{on}$, исследование параметров Вольфенштейна затруднено.

Так как швингеровское рассеяние приводит к сильной поляризации нейтронов при рассеянии на малые углы, учет этого эффекта необходим при анализе разного рода "ложных асимметрий", особенно когда с пучками нейтронов проводятся эксперименты по проверке P - и T -инвариантностей.

7. Рассеяние нейтральных гиперонов и возможность

определения их магнитных моментов

Почти все общие заключения, относящиеся к рассеянию нейтронов, остаются справедливыми для упругого рассеяния нейтральных гиперонов. В силу электромагнитных эффектов, обсуждавшихся выше, при рассеянии на рассматриваемые здесь малые углы Λ^0 -, Σ^0 - и Ξ^0 -частицы будут поляризованными. Как известно, хорошим анализатором поляризации гиперонов является их распад. Поэтому при наличии неполяризованных пучков гиперонов не понадобится проводить второе рассеяние. Достаточно наблюдать асимметрию продуктов распада гиперонов.

Поскольку значение угла рассеяния гиперонов θ_M^Y в (16), при котором поляризация P_0 нейтральных барионов достигает максимума, зависит как от адронной амплитуды F_{0Y} , так и от магнитного момента гиперона μ_Y

$$\theta_M^Y = \frac{|\mu_Y| Z e^2 / M}{|F_{0Y}|},$$

то определение θ_M^Y при статистической обработке данных о сечении рассеяния нейтральных гиперонов и их поляризации позволяет получить данные о магнитном моменте. Отметим, что знак P_0 в области $\theta \approx \theta_M^Y$ определяется знаком магнитного момента, так что оказывается возможным определить и знак магнитного момента гиперонов.

В области высоких энергий гиперонов, где $Re F_{0Y} \ll Im F_{0Y}$

$$\theta_M^Y = \frac{4\pi |\mu_Y| Z e^2 / M}{P_L \sigma_{tot}}, \quad (30)$$

и ошибка в μ_Y определяется помимо ошибки в θ_M точностью σ_{tot} , а также точностью определения импульса гиперона P_L . В уже проведенных экспериментах с гиперонами высоких энергий было достигнуто

$\Delta\rho/\rho \approx 5\%$ и $\Delta\sigma/\sigma \approx 1-3\%$, так что для определения магнитных моментов гиперонов, скажем, с 10% точностью достаточны эксперименты, которые позволили определить θ_M с процентной точностью.

Для Λ^0 -гиперонов магнитный момент равен по результатам измерений двух групп /10/ $\mu_{\Lambda^0} = 0,67 \pm 0,06$ и $-0,73 \pm 0,18$ ядерных магнетонов, а $\sigma_{tot}^{\Lambda} \approx \sigma_{tot}^{\pi}$, так что θ_M^{Λ} в 3 раза меньше θ_M^{π} ,

$$P_0^{\Lambda} (\theta_M^{\Lambda} \approx \theta_M^{\pi}) < 0.$$

Если ориентироваться на указания SU_3 -симметрии, то поляризация Ξ^0 -гиперонов должна быть отрицательной, а поляризация Σ^0 -гиперонов - положительной при $\theta = \theta_M^{\Xi}$ и $\theta = \theta_M^{\Sigma}$ соответственно.

Возможность определить величину и знак магнитных моментов при изучении поляризации (и сечений рассеяния) в упругом рассеянии барионов ядрами на малые углы $\approx \theta_M$ представляется особенно заманчивой для антинейтронов и антигиперонов, пучки которых могут быть созданы на современных ускорителях.

Если при распространении метода "меченых нейтронов" /11/ на антинейтроны точность определения импульса антибариона останется $\approx (0,5 - 0,7)\%$, то при изучении поляризации под малыми углами можно достичь точности в несколько процентов для величины магнитного момента антинейтрона $\mu_{\bar{n}} = -\mu_n$. Связанное с изменением знака магнитного момента (по сравнению с нейтроном) изменение знака $P_0^{\bar{n}}$ установить экспериментально, по-видимому, проще.

8. Рассеяние протонов и заряженных гиперонов

При рассмотрении рассеяния заряженных барионов необходимо учесть влияние не зависящего от спина сингулярного по передаваемому импульсу кулоновского (заряд-заряд) взаимодействия. Если учесть (5), (7) и (8) и пренебречь эффектом относительной фазы адронных и электромагнитных амплитуд, то для амплитуды рассеяния протонов ядрами на малые углы получим (см. также /4/)

$$M_p^{(0)} = F_{op} + \frac{a_c}{\theta} + i \frac{\gamma_p}{\theta} (\vec{\sigma} \vec{n}), \quad (31)$$

где F_{op} - ядерная амплитуда рассеяния протонов ядрами

$$a_c = - \frac{2}{\beta_L^2} \frac{Ze^2}{Mc^2}, \quad (31a)$$

а

$$\gamma_p = \frac{Ze^2}{Mc^2} (\mu_p - 1/2) = Z \cdot 3,5 \cdot 10^{-16} \text{ см.} \quad (31b)$$

Учет относительной фазы адронной и электромагнитной амплитуд ясен из работы Бете /4/ и из (60.1).

С помощью (31) для сечения рассеяния неполяризованных протонов $d\sigma_0/d\sigma$ поляризации P_0 и параметров Вольфенштейна A и R имеем

$$\frac{d\sigma_0}{d\sigma} = |F_{op}|^2 + \frac{a_c^2}{\theta^4} + \frac{\gamma_p^2 + 2a_c \text{Re} F_{op}}{\theta^2} \quad (32)$$

$$\frac{d\sigma_0}{d\sigma} P_0 = 2 \frac{\gamma_p}{\theta} \text{Im} F_{op} \quad (33)$$

$$\frac{d\sigma_0}{d\sigma} A = - (|F_{op} + \frac{a_c}{\theta^2}|^2 - \gamma_p^2/\theta^2) \sin \theta - \quad (34)$$

$$- \frac{2\gamma_p}{\theta} (Re F_{op} + a_c/\theta^2) \cos \theta$$

$$\frac{d\sigma_0}{d\sigma} R = (|F_{op} + \frac{a_c}{\theta^2}|^2 - \gamma_p^2/\theta^2) \cos \theta - \frac{2\gamma_p}{\theta} (Re F_{op} + \frac{a_c}{\theta^2}) \sin \theta, (35)$$

а

$$\frac{d\sigma_0}{d\sigma} (A \cos \theta + R \sin \theta) = - \frac{2\gamma_p}{\theta} (Re F_{op} + a_c/\theta^2). \quad (36)$$

В правой части (33) отсутствует интерференция между a_c и γ_p из-за того, что фазы этих величин совпадают. По сравнению с рассеянием нейтронов меняется знак поляризации при малых углах рассеяния ($P_{op} > 0$), а ее величина сильно уменьшается из-за большого вклада в (32) кулоновского взаимодействия при малых углах рассеяния.

Введем угол рассеяния θ_M^P , при котором в (32) сравниваются вклады $|F_{op}|$ и слагаемого, обратно пропорционального θ^2

$$\theta_M^P = \frac{(\gamma_p^2 + 2a_c Re F_{op})^{1/2}}{|F_{op}|}, \quad (37)$$

а также "кулоновский" угол рассеяния

$$\theta_c^P = \sqrt{\frac{|a_c|}{|F_{op}|}}. \quad (38)$$

Для рассеяния протонов с энергией ≈ 1 Мэв на ядре Pb при

$$d\sigma_0/d\sigma \approx a_c^2/\theta^4$$

поляризация

$$P_{op} \approx \frac{\beta_1^4}{2} (\mu_p - 1/2) \frac{Im F_{op}}{(Ze^2/Mc^2)} \theta^3 \quad (39)$$

обратно пропорциональна заряду ядра Z . При малых энергиях

$$P_{op} \approx 2(\mu_p - 1/2) \left(\frac{T_L}{Mc^2}\right)^2 \frac{Im F_{op}}{(Ze^2/Mc^2)} \theta^3. \quad (40)$$

Множитель перед θ масштаба $5 \cdot 10^{-4}$ при $T/Mc^2 \approx 10^{-3}$. Таким образом, при малых энергиях взаимодействие магнитного момента протона с кулоновским полем ядра приводит к весьма малой поляризации. В связи с этим становится, по-видимому, понятным результат эксперимента /12/.

При возрастании энергии протонов поляризация P_{op} увеличивается, так что при $\beta_L^2 = 0,5$, $Z = 80$, $\theta = 0,1$ и $Im F_{op} \approx 10^{-12}$ см $P_{op} \approx 1\%$. При больших углах рассеяния сказываются эффекты формфакторов.

При дальнейшем росте энергий роль кулоновского взаимодействия уменьшается ($a_c \approx 1/\beta_L^2$) и появляется область малых θ , когда формфакторы еще не сказываются, но при

$$l \gg \theta \gg \theta_c$$

можно пренебречь вкладом a_c/θ^2 в (31). В этой области углов

$$P_{op} \approx \frac{Im F_{op}}{|F_{op}|} \frac{2\theta^0}{\theta}. \quad (41)$$

Отметим то интересное обстоятельство, что значения P_0 для рассеяния нейтронов и протонов на одном и том же бесспиновом ядре с ну-

левым изоспином (когда $F_{on} = F_{op}$) заметно отличаются из-за малых электромагнитных эффектов в области малых углов рассеяния. Это приводит к заметному кажущемуся "нарушению" следствий изотопической инвариантности для поляризации P_0 при малых углах рассеяния. Аналогичное утверждение относится к сопоставлению поляризации нуклонов и гиперонов в рамках SU_3 -симметрии.

В связи с (34) и (35) отметим, что измерение $A \cos \theta + R \sin \theta$ в обсуждающихся условиях позволяет определить $Re F_{op} + a_c / \theta^2$, т.е. действительную часть суммарной амплитуды рассеяния (как из-за сильных, так и из-за электромагнитных взаимодействий).

При высоких энергиях протонов и заряженных гиперонов, когда в (32) можно пренебречь вкладом a_c^2 / θ^4 , поляризация P_{op} при $\theta = \theta_M$

$$P_{op}(\theta_M) \frac{Im F_{op}}{|F_{op}|} \left[1 + \frac{2 a_c Re F_{op}}{y^2} \right]^{-1/2} \quad (42)$$

положительна, а дополнительный (по сравнению с нейтронами) множитель в (42) близок к единице при

$$|Re F_{op}| \ll Ze^2 / Mc^2.$$

Таким образом, исследование поляризации в рассеянии релятивистских заряженных барионов ядрами на малые углы также содержит информацию и о ядерных амплитудах и о магнитных моментах заряженных гиперонов, но требуется тщательный учет кулоновского взаимодействия, поиск условий, в которых его вклад невелик при заданной точности величин, а также учет эффекта относительной фазы адронной и электромагнитной амплитуд /2/.

Отметим, что для пион-протонного рассеяния при высоких энергиях аналогичные электромагнитные эффекты привели /2/ к значительному возрастанию поляризации в π^+P рассеянии при малых t и даже к возникновению максимума в $P_0(\pi^-P)$ при $-t \approx 2 \cdot 10^{-3}$ (Гэв/с)².

Автор благодарен Ю.А. Александрову, С.М. Биленькому, С.С. Герштейну, В.Н. Грибову, В.Л. Любошицу, М.И. Подгорецкому, Л.А. Сливу за полезные обсуждения.

Литература

1. J.Schwinger. *Phis.Rev.* 73, 407, 1948.
2. Л.И. Лapidус. "Электромагнитные эффекты в поляризации барионов". Материалы VII школы физики ЛИЯФ, т. 11, 1972.
3. А.П. Ванжа, Л.И. Лapidус, А.В. Тарасов. Препринт ОИЯИ, P2-6438, Дубна, 1972.
4. H.A.Bethe. *Annals of Physics* 3, 190, 1958.
5. M.P.Locher. *Nucl.Phys.*, B2, 525, 1967.
G.V.West, D.R.Yennie. *Phys.Rev.*, 172, 1413, 1968.
6. F.T.Kuchnir, A.J.Elwin, S.E.Monahan, A.Langsdorf, Jr; and F.P.Moorring. *Phys.Rev.* 176, 1405, 1968.
7. L.Wolfenstein. *Phys.Rev.* 96, 1654, 1954.
8. С.М. Биленький, Л.И. Лapidус, Р.М. Рындин. УФН, 84, 243, 1964.
9. Л.И. Лapidус. ЖЭТФ, 34, 1148, 1958.
10. E.Dahl-Jensen, N.Doble, D.Evans, A.J.Herz, U.Liebermeister, Ph.Rosselet, C.Busi et al. *Nuovo Cimento* 3A, 1, 1971.
D.A.Hill, K.K.Li, E.W.Jenkins, T.F.Kycia, H.Ruderman. *Phys.Rev.*, D4, 1979, 1971.
11. C.W.Leeman, W.A.Mehlhop, H.A.Grundar, O.Piccioni, P.H.Bowles, R.H.Thomas, D.S.Scipione, R.W.Carland. *CERN Courier* 5, 173, 1972.

12. G.Roy, H.Sherif, G.A.Moss. Proc. of the Third Intern. Symp. "Polarization Phenomena in Nuclear Reactions", p. 653, ed. by H.H.Barshall and W.Haeberli. The University of Wisconsin Press Madison, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 августа 1972 года.

P2 - 6683

Л.И.Лapidус

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ БАРИОНОВ
ПРИ РАССЕЯНИИ ИХ ЯДРАМИ НА МАЛЫЕ УГЛЫ**

Направлено в ЯФ

