«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»,
1978, том 9, вып. 1

УДК 539.121.185: 539.171.018

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СОУДАРЕНИЯХ АДРОНОВ ПРИ МАЛЫХ ПЕРЕДАЧАХ ИМПУЛЬСА

Л. И. Лапидус

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Поляризационные эффекты во взаимодействии адронов рассмотрены при одновременном учете сильных и электромагнитных взаимодействий. Рассмотрены и обсуждены поляризационные эффекты при рассеянии пионов, K-мезонов и барионов протонами, в рассеянии нейтральных и заряженных барионов ядрами и в процессах когерентного рождения резонансов. Показано, что изучение поляризационных эффектов, определяемых интерференцией сильного и электромагнитного взаимодействий, приводит к новой экспериментальной возможности исследования спиновой зависимости амплитуд сильного взаимодействия.

The polarization effects in a interaction of hadrons are considered when electromagnetic interaction is taken into account together with strong one. The polarization phenomena are considered and discussed for elastic scattering of pions, K-mesons and barions on protons, for elastic scattering of neutral and charged barions by nucleus and for coherent production of resonances. It is shown, that the investigation of polarization effects due to the interference of strong and electromagnetic interactions opens up new possibilities for investigation the spin dependence of strong interaction amplitudes.

ВВЕДЕНИЕ

Спиновая зависимость является характерной чертой взаимодействия частиц микромира. Зависимость взаимодействия от спинов приводит к поляризационным явлениям. Благодаря изучению поляризационных эффектов удалось непосредственно экспериментально установить фундаментальный факт нарушения P- и C-инвариантности в слабых взаимодействиях. Надежное определение спинов и четностей резонансов — основа схем симметрии — другой пример, который необходимо отметить. Здесь имеется еще одна не решенная до сих пор важная задача: непосредственно не определены спин и четность Ω-гиперона. Наконец, данные о поляризационных эффектах оказываются решающими в судьбе многих приближенных теоретических построений для физики элементарных частиц и для взаимодействия частиц высоких энергий с атомными ядрами. Не раз в литературе обращалось внимание на то, что различные модели, которые дают близкие результаты для сечений, усредненных по спинам частиц, резко различаются в предсказаниях для поляризационных эффектов.

Чтобы проводить современные исследования, необходимо создавать поляризованные пучки барионов, фотонов и лептонов, использовать технику поляризованных мишеней. Перспективно ускорение поляризованных частиц. Здесь для сильновзаимодействующих частиц имеются интересные возможности и в классических ускорителях, включая накопительные кольца. Совсем новые возможности возникают для ускорения поляризованных частиц высоких энергий при коллективном методе ускорения [1].

При соударении частиц со спинами для взаимодействий произвольной силы увеличивается число независимых амплитуд, описывающих рассеяние или неупругие процессы в состояниях с определенными значениями спинов и их проекций, а также соответственно число независимых измеряемых величин. Наряду с дифференциальным сечением взаимодействия неполяризованных частиц σ_0 для измерений доступны поляризация P_0, корреляции поляризаций, величины, описывающие изменение и передачу поляризации при столкновениях поляризованных частиц, а также дифференциальные сечения взаимодействия поляризованных частиц. Измерение полных сечений взаимодействия поляризованного пучка частиц с поляризованной мишенью дает интересную информацию о полных сечениях взаимодействия в состояниях с различными значениями и ориентациями спинов частиц. Подробное описание теории поляризационных эффектов в сильных взаимодействиях содержится, например, в обзорах [2, 3].

В различных областях энергий частиц поляризационные эксперименты освещают различные вопросы:

при малых энергиях — это выяснение области энергий, где достаточен (и где перестает быть достаточным) учет взаимодействия адронов в состояниях с минимальными значениями моментов. Здесь важны однозначность и значительные уточнения в определении длин рассеяния и эффективных радиусов взаимодействия;

в области энергий нуклонов 100—1000 *Мэв*, где в нуклон-нуклонном рассеянии спиновая зависимость взаимодействия особенно сложна и богата, без изучения поляризационных эффектов невозможен безмодельный и однозначный анализ, приводящий к восстановлению амплитуд рассеяния или взаимодействия. Программа «полного эксперимента» [4] получила здесь наибольшее развитие;

в области энергий частиц 1—10 *Гэв* основной целью проводимых и планируемых поляризационных экспериментов наряду с определением спинов и четностей резонансов является получение сведений об амплитудах рассеяния и взаимодействия, свободных от модельных предположений. В создании поляризованных пучков барионов и при измерениях степени их поляризации могут помочь интерференционные эффекты при совсем малых передачах импульса, которые обсуждаются ниже;

при максимально достижимых энергиях на мощных ускорителях в новой мало изученной области энергий исследования поляризационных эффектов являются наиболее непосредственным и коротким, а может быть, и самым экономным путем для получения новой и однозначной информации об амплитудах, для которых развиваются теоретические модели; позволяют проверить справедливости P- и T-инвариантностей.

Основанные на принципах причинности и унитарности дисперсионные соотношения вызывают особый интерес к амплитудам рассеяния вперед. Именно при определении этих амплитуд значительные упрощения вносит интерференция сильных и электромагнитных взаимодействий в поляризационных явлениях. Помимо области совсем малых передач электромагнитно-адронная интерференция заметна вблизи минимумов дифференциальных сечений, где адронные амплитуды сильно уменьшаются. Электромагнитные эффекты необходимо учитывать при высоких энергиях, когда поляризационные эффекты, обязанные сильным взаимодействиям, при упругом рассеянии заметно уменьшаются.

Обсуждению поляризационных эффектов, возникающих при рассеянии и взаимодействии адронов из-за интерференции электромагнитных и сильных взаимодействий, посвящен настоящий обзор. Обсуждаемые здесь вопросы восходят к работам Швингера [5], А. И. Ахиезера и И. Я. Померанчука [6], Примакова [7], Пиччиони [8], И. Я. Померанчука и И. М. Шмушкевича [9], Гаррена [10], Брайта [11], Бете [12], Л. Д. Соловьева [13], Иенни и Веста [14], Лохера [15]. Основная часть обзора базируется на работах А. П. Ванжи, Б. З. Копелиовича, А. В. Тарасова и автора [16—22].

Отметим, что амплитуду электромагнитного взаимодействия нейтрального бариона с кулоновским полем можно представить в виде

$$M^{em} = \frac{\mathrm{i}}{\theta} \frac{e^2}{M} \mu_n Z (\sigma \mathbf{n}), \tag{1}$$

где θ — угол рассеяния в с. ц. м.; μ_n — магнитный момент нейтрального бариона; M — его масса; Ze — заряд партнера, $\mathbf{n}$ — единичный вектор нормали к плоскости рассеяния.

Формула (1) непосредственно следует из рассмотрения соответствующей однофотонной диаграммы Фейнмана, если ограничиться наиболее сингулярными по переданному 4-импульсу слагаемыми и пренебречь форм-факторами частиц. Пропагатор фотона дает множитель $(-t)^{-1}$. Произведение вершин ядра и нейтрального бариона пропорционально магнитному моменту и множителю $(-t)^{1/2}$. Для рассеяния нейтральных барионов электромагнитную амплитуду (1) можно просто складывать с адронной амплитудой M^h, так что суммарная амплитуда упругого рассеяния, в которой учитываются и сильные и электромагнитные взаимодействия:

$$\left.\begin{aligned} M &= M^h + \frac{i\gamma_n}{\theta}(\sigma\mathbf{n}); \\ \gamma_n &= \mu_n \frac{Ze^2}{M} = -2{,}94Z\cdot 10^{-16}\ \textit{см}, \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

а адронная амплитуда M^h в общем случае имеет сложную спиновую структуру, исследование которой является задачей многих экспериментальных исследований.

Из (2) качественно видны эффекты, к которым приводит учет наряду с сильными электромагнитных взаимодействий адронов. Из-за сингулярности по переданному импульсу вклад M^{em} сравним с вкладом амплитуды M^h при малых углах рассеяния θ_M

$$\theta_M = |\gamma_n|/|M^h|, \quad (3)$$

которому соответствует квадрат переданного импульса $-t_M$. Для $-t_M$ в пренебрежении вкладами действительных частей адронных амплитуд по сравнению с мнимыми можно получить выражение

$$-t_M \approx (Ze^2/M)^2 (4\pi\mu_n/\sigma_{\text{tot}})^2, \quad (4)$$

где σ_{tot} — полное сечение взаимодействия бариона с частицами мишени;

$$-t_M \approx 0{,}5\cdot 10^{-5}\ (\textit{Гэв/c})^2.$$

Даже если адронная амплитуда не зависит от спина,— самое упрощенное предположение, из которого исходят при высоких энергиях,— зависимость M^{em} от спина в (1) приводит к поляризационным эффектам. В результате не только меняются угловые распределения рассеяния неполяризованных частиц под малыми углами, но и возникают (значительные при малых t) поляризационные эффекты, обязанные интерференцией амплитуд M^{em} и M^h.

Для рассеяния заряженных частиц существование сингулярного по переданному импульсу кулоновского (заряд — заряд) взаимодействия вносит свои изменения. В области $-t \approx -t_M$, что значительно меньше $-t = -t_C$, при котором сравниваются в сечении вклады кулоновского и сильного взаимодействия:

$$-t_C \approx 8\pi Ze^2/\sigma_{\text{tot}} \approx 2\cdot 10^{-3}\ (\textit{Гэв/c})^2, \quad (5)$$

в сечении рассеяния заряженных барионов преобладает кулоновское взаимодействие; поляризационные эффекты в этой области сильно уменьшаются по сравнению с процессом рассеяния, в котором один из барионов — нейтральный.

Для рассеяния заряженных адронов друг на друге возникает вопрос об относительной фазе адронной и электромагнитной амплитуд. Это сказывается особенно заметно при интерференции M^{em} с действительной частью M^h.

1. АМПЛИТУДА РАССЕЯНИЯ ПРИ МАЛЫХ ПЕРЕДАЧАХ ИМПУЛЬСА

Рассеяние мезонов протонами и барионов ядрами. Для описания рассеяния бесспиновых мезонов (пионов, K-мезонов) нуклонами, а также рассеяния барионов спина 1/2 бесспиновыми ядрами при произвольных энергиях удобно перейти от обычных инвариантных амплитуд A и B в выражении для матрицы перехода

$$\bar{u}(p')\,Tu(p)=\bar{u}(p')\left[A-\frac{i}{2}B\hat{Q}\right]u(p) \tag{6}$$

к амплитудам B и A', где

$$A=A'-\left(\frac{s-u}{4M}\right)\frac{B}{(1-t/4M^2)}; \tag{7}$$

M — масса нуклона; $Q=q+q'$; q, q' — 4-импульсы бозонов до и после соударения; p, p' — то же для нуклонов; s, t, u — мандельстамовские кинематические переменные.

Для дифференциального сечения рассеяния неполяризованных частиц $d\sigma_0/dt$ и поляризации P_0 имеем известные выражения

$$\frac{d\sigma_0}{dt}=\frac{1}{\pi s}\left(\frac{M}{q_c^4}\right)^2\left[(1-t/4M^2)\,|A'|^2-\frac{t}{4M^2}\,\frac{|B|^2\,(p_L^2+ts/4M^2)}{(1-t/4M^2)}\right] \tag{8}$$

и

$$\frac{d\sigma_0}{dt}P_0=-\sin\theta\,\frac{\mathrm{Im}\,(A'B^*)}{16\pi\sqrt{s}}. \tag{9}$$

Здесь q_c — модуль 3-импульса в с. ц. м.; θ — угол рассеяния в с. ц. м.; $sq_c^2=M^2p_L^2$.

Если ввести электромагнитные форм-факторы бесспинового адрона F, а также магнитный G_M и электрический G_E форм-факторы бариона: $G_M=F_1+F_2$, $G_E=F_1+\frac{t}{4M^2}F_2$, то диаграмма однофотонного обмена даст:

$$\left.\begin{aligned} A^{em}&=\frac{4\pi e^2}{t}\left(\frac{s-u}{2M}\right)F\left(\frac{G_M-G_E}{1-t/4M^2}\right);\\ B^{em}&=-\frac{4\pi e^2}{t}\,2FG_M;\\ A'^{em}&=-\frac{4\pi e^2}{t}\left(\frac{s-u}{2M}\right)FG_E. \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Для мезон-нуклонного рассеяния $(s-u)/4M = \omega_L + t/4M$, где ω_L — полная энергия мезона в системе покоя нуклона до соударения.

Для рассеяния барионов ядрами в системе покоя ядра до соударения $(s-u)/4m = E_L + t/4m$ (m — масса ядра) и

$$\left.\begin{aligned} A'^{em} &= \frac{8\pi Ze^2}{t}\frac{m}{M}(E_L + t/4m)\,FG_E; \\ B^{em} &= 8\pi Ze^2 FG_M/t. \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

При рассмотрении сингулярных по t эффектов важно учесть, что $G_M(0) = \mu$ (где μ — магнитный момент бариона), а $G_E(0) = \pm 1$ для заряженных и $G_E(0) = 0$ для нейтральных барионов.

Если представить амплитуду рассеяния в с. ц. м. в виде

$$\widetilde{M} = M_0 + M_1(\sigma\mathbf{n}), \tag{12}$$

то, переходя к углам рассеяния бариона, для барион-ядерного рассеяния получим

$$M_0^{em} = \frac{Ze^2}{t\sqrt{s}}\,2mE_L F\left(G_E - \frac{t}{4M^2}G_M\right), \tag{13}$$

где удержаны лишь наиболее сингулярные по t члены и

$$M_1^{em} = -\mathrm{i}\,(E-M)\sin\theta\,\frac{Ze^2}{t\sqrt{s}}F\left\{(\sqrt{s}+M)\,G_M + \right.$$
$$\left. + \frac{m}{M}(E_L + t/4m)\frac{G_M - G_E}{1 - t/4M^2}\right\}; \tag{14}$$

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

При малых энергиях, когда $E_L + t/4m \approx M$, $\sqrt{s} + M \approx m$:

$$M_{1NR}^{em} = -\mathrm{i}\,(E-M)\sin\theta\,\frac{2Ze^2}{t}F\left(G_M - \frac{G_E}{2}\right). \tag{15}$$

Для рассеяния заряженных барионов (15) содержит так называемую томасовскую половинку. При высоких энергиях, как следует из (14), $M_{1R}^{em} \sim (\mu - 1)$.

Рассеяние барионов барионами. Спиновая структура амплитуды упругого рассеяния двух частиц спина 1/2, как известно, в с. ц. м. имеет вид

$$T = a + b\,(\sigma_1\mathbf{n})(\sigma_2\mathbf{n}) + c\,[(\sigma_1\mathbf{n}) + (\sigma_2\mathbf{n})] +$$
$$+ d\,[(\sigma_1\mathbf{n}) - (\sigma_2\mathbf{n})] + e\,(\sigma_1\mathbf{l})(\sigma_2\mathbf{l}) + f\,(\sigma_1\mathbf{m})(\sigma_2\mathbf{m}), \tag{16}$$

где единичные векторы $\mathbf{l} \sim \hat{\mathbf{k}}' + \hat{\mathbf{k}}$, $\mathbf{m} \sim \hat{\mathbf{k}}' - \hat{\mathbf{k}}$, $\mathbf{n} = [\mathbf{lm}]$ построены с помощью единичных векторов вдоль направлений импульсов в начальном $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|$ и конечном $\hat{\mathbf{k}}' = \mathbf{p}'/|\mathbf{p}'|$ состояниях.

В результате рассмотрения диаграммы однофотонного обмена можно получить для вклада электромагнитного взаимодействия в амплитуды a, b, c, d, e, f:

$$\left.\begin{aligned}
&a^{em}=e^2G_{1E}G_{2E}\,(s-m_1^2-m_2^2)/t\sqrt{s};\\
&b^{em}\approx 0;\\
&c^{em}+d^{em}=\frac{\mathrm{i}}{\theta}\,\frac{e^2}{m_1^2}\,G_{2E}\left[G_{1M}-G_{1E}\,\frac{s-m_1^2-m_2^2}{2\sqrt{s}\,(E_1+m_1)}\right];\\
&c^{em}-d^{em}=\frac{\mathrm{i}}{\theta}\,\frac{e^2}{m_2^2}\,G_{1E}\left[G_{2M}-G_{2E}\,\frac{s-m_1^2-m_2^2}{2\sqrt{s}\,(E_2+m_2)}\right];\\
&f^{em}\approx 0;\\
&e^{em}\approx 0,
\end{aligned}\right\}\qquad(17)$$

если удержать лишь сингулярные по t слагаемые. Здесь $G_{1E,2E}$ и $G_{1M,2M}$ — форм-факторы фермионов; $E_{1,2}$ — полная энергия каждого из них в с. ц. м.; θ — угол рассеяния в с. ц. м. Знак «≈ 0» означает, что b^{em}, f^{em} и e^{em} обращаются в нуль, если учесть лишь сингулярные по t выражения.

Отметим, что $c^{em}\pm d^{em}$ пропорциональны $(\mu_{1,2}-1/4)$ при малых энергиях [вместо $\mu-1/2$ в (15)] и $(\mu_{1,2}-1)$ при высоких энергиях.

Амплитуды в (17) нормированы таким образом, что для неполяризованных частиц

$$\frac{d\sigma_0}{do}\equiv\sigma_0=|a|^2+|b|^2+|c+d|^2+|c-d|^2+|e|^2+|f|^2. \qquad (18)$$

Выражение (17) справедливо, например, для рассеяния $\Sigma^{\pm}$-гиперонов протонами. Оно упрощается для рассеяния нейтральных барионов заряженными. При этом

$$c^{em}-d^{em}\approx 0;$$

$$c^{em}+d^{em}=\frac{\mathrm{i}}{\theta}\,\frac{e^2}{m_1}\,G_{1M}G_{2E}\approx\frac{\mathrm{i}}{\theta}\,\frac{e^2}{m_1}\,\mu_1, \qquad (19)$$

где μ_1 и m_1 — магнитный момент и масса нейтрального бариона.

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

$$M_1^{em}=\frac{\mathrm{i}}{\theta}\,G_{1M}G_{2E}\,\frac{e^2}{m_1}\,(\sigma_1\mathbf{n}). \qquad (20)$$

Этот результат сохраняется для рассеяния нейтральных барионов ядрами произвольного спина, поскольку взаимодействие магнитного момента нейтрального бариона с магнитным и высшими моментами заряженных частиц не приводит к сингулярному по t вкладу в амплитуду рассеяния.

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

$$M = M^h + M^{em} = M^h + i\gamma_{\text{пр}}(\sigma_1 \mathrm{n})/\theta, \tag{21}$$

где

$$\gamma_{\text{пр}} = e^2\mu_n/M = -2{,}94\cdot 10^{-16}\ \textit{см}.$$

В силу изотопической инвариантности $d^h = 0$ в (16) для $n - p$-рассеяния, как и для рассеяния тождественных барионов.

С учетом (21) в спиновой структуре суммарной амплитуды $n - p$-рассеяния

$$c = c^h + i\gamma_{\text{пр}}/2\theta; \quad d = i\gamma_{\text{пр}}/2\theta. \tag{22}$$

Наличие в (16) отличной от нуля амплитуды d приводит к синглет-триплетным переходам и к связанному с этим отклонению для $n - p$-системы от изотопической инвариантности, к различию поляризаций рассеянных нейтронов и протонов.

Адронную часть амплитуды $p - p$-рассеяния можно представить в виде (16) с $d = 0$. Обращение амплитуды d в нуль для рассеяния тождественных частиц при сохранении четности следует из принципа Паули и приводит к сохранению полного спина при упругом рассеянии тождественных барионов.

Нетрудно убедиться, что в однофотонном приближении

$$\left.\begin{aligned} a^{em} &= -2\alpha E/|t|;\\ b^{em} &\approx 0;\\ c^{em} &\approx \frac{i\alpha}{|t|^{1/2}}\gamma_{PP} = \frac{i\alpha}{|t|^{1/2}}\{E(\mu-1)/M+1\};\\ e^{em} &\approx 0;\\ f^{em} &\approx 0. \end{aligned}\right\} \tag{23}$$

Здесь M — масса; E — энергия одного протона в с. ц. м.

Отметим, что выражение (5) для t_C получается, если учесть, что в области кулоновской интерференции

$$|a^{em}| \sim \operatorname{Im} a^h = E\sigma_{tot}/4\pi.$$

Когерентное рождение резонансов. Наряду с процессами упругого рассеяния существен и интересен вклад однофотонного обмена для ряда неупругих процессов. Ниже обсудим вклад электромагнитного взаимодействия в процессы когерентного рождения нестабильных частиц на бесспиновых ядрах.

При изучении электромагнитного вклада в сечение процессов вида

$$\left.\begin{aligned} &\gamma + Z \to \pi^0,\ \eta^0 + Z; \quad \pi^{\pm}(K^{\pm}) + Z \to \rho^{\pm}(K^{*\pm}) + Z;\\ &N + Z \to N^* + Z; \quad Y + Z \to Y^* + Z \end{aligned}\right\} \tag{24}$$

можно получить данные о ширинах распада

$$\left.\begin{array}{l}\pi^0,\ \eta^0 \to 2\gamma;\ \rho^\pm \to \pi^\pm + \gamma;\ K^{*\pm} \to K^\pm + \gamma;\\ N^* \to N + \gamma;\quad Y^* \to Y + \gamma.\end{array}\right\} \tag{25}$$

Представим общую схему процессов (25) как

$$2 \to 1 + \gamma, \tag{26}$$

а процессов (24) как

$$1 + Z \to 2 + Z. \tag{27}$$

Вклад однофотонного обмена в усредненное по спинам сечение процессов (24) выражается [23] через ширины распадов Γ $(2 \to 1 + \gamma)$:

$$\frac{d\sigma_0^{em}}{dt'} = \frac{2s_2+1}{2s_1+1}\,\frac{Z^2\alpha 8\pi\Gamma\,(2 \to 1+\gamma)}{(m_2^2-m_1^2)^3}\,\frac{|t'|\,m_2^2}{(t'+t_m)^2}, \tag{28}$$

где $-t' = -(t-t_m) = (k\sin\theta)^2$; $-t_m = [(m_2^2-m_1^2/2k)]^2$; k — импульс падающей частицы; $m_{1,2}$ — массы частиц 1 и 2; $s_{1,2}$ — их спины.

Выражение (28) достигает максимума при $-t' = -t_m$. Значение $d\sigma_0/dt'$ в максимуме обратно пропорционально $-t_m$ и растет квадратично с ростом энергии. Полное сечение эффекта Примакова с образованием одного резонанса пропорционально логарифму энергии. При энергиях частиц, достигаемых на современных ускорителях, существен учет электромагнитной и ядерной (адронной) частей амплитуды.

Выражение для электромагнитной части амплитуды процесса (27) с изменением массы бариона при малых передачах с хорошей точностью сводится к зависящему от спина слагаемому вида

$$F_{em}(q) = \frac{i\,(\sigma\,[\mathbf{kq}])}{k\,(\Delta^2+q^2)}\left[\frac{8\pi Z^2\alpha\Gamma\,(2 \to 1+\gamma)\,m_2^2}{(m_2^2-m_1^2)^3}\right]^{1/2} S_{em}(q). \tag{29}$$

Здесь $-q^2 = t$; $-\Delta^2 = t_m$; электромагнитный «форм-фактор» $S_{em}(q)$ в приближении, где эффекты поглощения аппроксимируются абсолютно черным ядром радиуса R, определяется следующим выражением:

$$S_{em}(q) = \frac{\Delta}{q}\,(\Delta^2+q^2)\int\limits_R^\infty b\,db J_1(qb)\,K_1(\Delta b)\exp\,[2iZ\alpha\varepsilon\ln b/R]. \tag{30}$$

В (30) $\varepsilon = 0, \pm 1$ — заряд частиц 1, 2 (в единицах e); $J_1(x)$ и $K_1(x)$ — функции Бесселя.

Для более наглядного понимания структуры выражения (29) отметим, что вершина испускания γ-кванта с барионом массы m_1 и спина 1/2 с переходом его в барион спина 1/2 с массой $m_2 \neq m_1$

$$I_\mu = \bar{u}_2\,[F_1\gamma_\mu + F_2\sigma_{\mu\nu}q_\nu + F_3 q_\mu]\,u_1$$

эффективно отличается от выражения для $\overline{N}\gamma_\mu N$ — упругой вершины испускания γ-кванта без изменения массы барионов.

Условие градиентной инвариантности $\partial_\mu J_\mu = 0$ приводит к тому, что $(m_2 - m_1) F_1 + q^2 F_3 = 0$. Для упругой вершины, когда $m_1 = m_2$, из-за этого обращается в нуль $F_3(t)$ и при малых передачах импульса определяющими являются форм-факторы $F_1(t)$ и $F_2(t)$. Для неупругого процесса $F_1(t)$ пропорционален q^2, так что при учете сингулярных по t членов мы приходим к выражению(29).

2. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ФАЗА АДРОННОЙ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ АМПЛИТУД

При рассмотрении взаимного влияния сильного и электромагнитного взаимодействий на выражение для амплитуды перехода неизбежно возникает вопрос об относительной фазе ядерной (адронной) и электромагнитной амплитуд, поскольку сильное взаимодействие влияет на электромагнитное. Имеется и не сводящееся к относительной фазе электромагнитное влияние на адронную амплитуду. Общее решение задачи о взаимном влиянии сильных и электромагнитных эффектов, насколько известно, при произвольной энергии и переданном импульсе не найдено. Для адрон-адронного взаимодействия при малых энергиях (в S-состояниях) эта задача решена Л. Д. Ландау и Я. А. Смородинским [24], Брайтом с сотр. [25].

В области высоких энергий этот вопрос впервые был рассмотрен в 1945 г. А. И. Ахиезером и И. Я. Померанчуком [6] для дифракции бесспиновых заряженных частиц на черном ядре. Дальнейшие исследования [12—15] показали, что для бесспиновых амплитуд в области высоких энергий, когда t-зависимость адронных амплитуд представима в виде $\exp(At)$, выражение для относительной фазы совпадает с результатом А. И. Ахиезера, И. Я. Померанчука и Бете.

Интересуясь интерференцией сильных и электромагнитных взаимодействий в поляризационных явлениях, ограничимся при рассмотрении вопроса об относительной фазе при наличии спиновой зависимости в M^h большими энергиями и малыми передаваемыми импульсами, когда зависимость амплитуд от t сводится к зависимости от квадрата переданного поперечного импульса q^2. Представим суммарную амплитуду рассеяния в лабораторной системе в виде

$$F_{\text{т}}(\mathbf{q}) = \frac{iq_L}{2\pi} \int \Gamma_{\text{т}}(\mathbf{b}) \exp(i\mathbf{qb})\, d^2\mathbf{b}, \tag{31}$$

а

$$\Gamma_{\text{т}}(\mathbf{b}) = \frac{1}{2\pi i q_L} \int F_{\text{т}}(\mathbf{q}) \exp(-i\mathbf{qb})\, d^2\mathbf{q}. \tag{31a}$$

Вообще,

$$\Gamma_{\text{т}}(\mathbf{b}) = 1 - \exp\left[-\mathrm{i}\int_{-\infty}^{\infty} V_{\text{т}}(\mathbf{b}, z)\,dz\right]. \tag{32}$$

Так как в нашем случае суммарный оператор взаимодействия $V_{\text{т}}$ складывается из адронного V_h и электромагнитного V_{em}:

$$V_{\text{т}} = V_h + V_{em}, \tag{33}$$

то

$$\Gamma_{\text{т}}(\mathbf{b}) = \Gamma_{em}(\mathbf{b}) + \Gamma_h(\mathbf{b}) - \Gamma_{em}(\mathbf{b})\,\Gamma_h(\mathbf{b}). \tag{34}$$

Из-за того что V_{em} действительно,

$$\Gamma_{em}(\mathbf{b}) + \Gamma_{em}^{+}(\mathbf{b}) = \Gamma_{em}(\mathbf{b})\,\Gamma_{em}^{+}(\mathbf{b}). \tag{35}$$

Адронную амплитуду представим в виде

$$F_h(\mathbf{q}) = q_L f_1(\mathbf{q}^2) + \mathrm{i}\,[(\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{q}_L\mathbf{q}])/2M]\,f_2(\mathbf{q}^2), \tag{36}$$

а

$$f_{1,2}(\mathbf{q}^2) = f_{1,2}(0)\exp(-a_{1,2}\mathbf{q}^2/2). \tag{37}$$

Введем конечную массу фотона $\sqrt{\lambda^2}$ и будем рассматривать сингулярные по λ^2 эффекты. В борновском приближении, пренебрегая форм-факторами:

$$F_{em}^{B}(\mathbf{q}) = \frac{2\alpha}{\mathbf{q}^2+\lambda^2}\,[q_L\varepsilon e + \mathrm{i}\mu\,(\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{q}_L\mathbf{q}])/2M], \tag{38}$$

где для рассеяния на нейтроне $\varepsilon = 0$, $\mu = -1{,}79$, а для рассеяния на протоне $\varepsilon = +1$, $\mu = 2{,}79$. Из (31) и (38)

$$\Gamma_{em}^{B}(\mathbf{b}) = \frac{\alpha}{\mathrm{i}}\int\left[\varepsilon e + \mu\frac{(\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{q}_L\mathbf{b}])}{4Mq_L x}\right]\exp(-x\lambda^2 - \mathbf{b}^2/4x)\,dx/x. \tag{39}$$

Из (31), (36) и (37) следует, что

$$\mathrm{i}\Gamma_h(\mathbf{b}) = a_1^{-1} f_1(0)\exp(-\mathbf{b}^2/2a_1) + a_2^{-2}\frac{(\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{q}_L\mathbf{b}])}{2Mq_L}\,f_2(0)\exp(-\mathbf{b}^2/2a_2). \tag{40}$$

С помощью (39) и (40) выражение для $F_{\text{ch}}(q)$ можно представить в виде

$$F_{\text{ch}}(\mathbf{q}) \approx -\frac{\mathrm{i}q_L}{2\pi}\int \Gamma_{em}^{B}(\mathbf{b})\,\Gamma_h(\mathbf{b})\exp(\mathrm{i}\mathbf{q}\mathbf{b})\,d^2\mathbf{b}.$$

Учитывая, что в области интерференции $a_{1,2}\mathbf{q}^2 \ll 1$, получаем

$$F_{\text{ch}}(0) + F_h(0) \approx$$

$$\approx q_L\left[f_1(0) + \frac{\mathrm{i}\alpha\mu}{4M^2a_2}\,f_2(0)\right]\exp\left[-\mathrm{i}\alpha\varepsilon e\ln\left(\frac{a_1\lambda^2}{2} + C\right)\right] +$$

$$+\frac{\mathrm{i}\,(\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{q}_L\mathbf{q}])}{2M}\,[f_2(0) + \mathrm{i}\alpha\mu f_1(0)]\exp\{-\mathrm{i}\alpha\varepsilon e\,[\ln(a_2\lambda^2/2) + C + 1]\}, \tag{41}$$

где C — постоянная Эйлера.

Для определения сингулярной части фазы амплитуды F_{em} воспользуемся представлением (31) и соотношением унитарности (35):

$$F_{em}(\mathbf{q}) - F_{em}^{+}(\mathbf{q}) \approx \frac{iq_L}{2\pi} \int \Gamma_{em}^{B}(\mathbf{b})\, \Gamma_{em}^{B}(\mathbf{b}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{b})\, d^2\mathbf{b}. \qquad (42)$$

Подставляя (39) в (42) и, пренебрегая вкладом, пропорциональным μ^2, после интегрирования по $\mathbf{b}$ будем иметь

$$F_{em}(\mathbf{q}) - F_{em}^{+}(\mathbf{q}) = \frac{iq_L}{2\pi}\, \alpha^2 \int_0^\infty dx\, dy \frac{1}{xy} \frac{4\pi xy}{(x+y)} \left[e^2 + ie\mu \frac{(\sigma [\mathbf{q}_L \mathbf{q}])}{2Mq_L} \right] \times$$
$$\times \exp\left[-(x+y)\lambda^2 - \mathbf{q}^2 \frac{xy}{x+y} \right]. \qquad (43)$$

Вводя новые переменные u и τ по формулам

$$2x = u(1+\tau); \quad 2y = u(1-\tau); \quad 2dx\, dy = u\, du\, d\tau,$$

с учетом (38) получим

$$F_{em}(\mathbf{q}) - F_{em}^{+}(\mathbf{q}) =$$
$$= i\alpha^2 \varepsilon q_L \left\{ e + i\mu \frac{(\sigma[\mathbf{q}_L \mathbf{q}])}{2Mq_L} \right\} \int_0^\infty du \int_{-1}^{1} d\tau \exp\left[-u\lambda^2 - \frac{u\mathbf{q}^2}{4}(1-\tau^2) \right] =$$
$$= 2i\varepsilon\alpha F_{em}^{B}(\mathbf{q}) \ln \mathbf{q}^2/\lambda^2. \qquad (44)$$

Следовательно,

$$F_{em}(\mathbf{q}) = F_{em}^{B}(\mathbf{q}) \exp(i\alpha\varepsilon \ln \mathbf{q}^2/\lambda^2). \qquad (45)$$

Рассматривая область малых $\mathbf{q}^2$ и учитывая (45), (41), (34) и (31), получаем окончательно

$$F_{\text{т}}(\mathbf{q}) = F_{em} + F_h + F_{ch} = \exp\{i\varepsilon\alpha \ln \mathbf{q}^2/\lambda^2\} \left\{ F_{em}^{B}(\mathbf{q}) + \left[q_L f_1(0) + \right.\right.$$
$$\left. + \frac{i\alpha\mu f_2(0)}{4M^2 a_2} \right] \exp\left[-i\varepsilon\alpha \left(\ln \frac{a_1 \mathbf{q}^2}{2} + C \right) \right] +$$
$$\left. + \frac{i(\sigma[\mathbf{q}_L \mathbf{q}])}{2M} [f_2(0) + i\alpha\mu f_1(0)] \exp\left[-i\varepsilon\alpha \left(\ln \frac{a_2 \mathbf{q}^2}{2} + C + 1 \right) \right] \right\}. \qquad (46)$$

Таким образом, при бесспиновой амплитуде приходим к выражению для относительной фазы, совпадающему с ранее полученным в литературе, причем при учете форм-факторов частиц к a_1 добавляется вклад радиусов частиц. Выражение для относительной фазы спин-орбитальной амплитуды отличается численно (вместо

C входит $C+1$ помимо различия a_2 от a_1). Отметим, что относительная фаза обращается в нуль для рассеяния на нейтральном барионе, по крайней мере, в рассмотренном приближении.

Обращение относительной фазы в нуль для рассеяния на нейтральном барионе можно непосредственно продемонстрировать переходом к условию унитарности S-матрицы в парциальных волнах для области малых энергий, когда сильное взаимодействие эффективно лишь в S-состоянии. Это следует из того, что парциальное разложение спин-орбитальной амплитуды начинается с p-волны.

Как следует из (46), электромагнитные эффекты не сводятся к фазовым множителям. К адронным амплитудам из-за электромагнитных эффектов возникают дополнительные поправки порядка $Z\alpha$, что приводит к заметным эффектам при рассеянии заряженных барионов атомными ядрами.

Чтобы получить необходимые выражения для процесса когерентного рождения резонансов, остановимся на выражении (30) для $S_{em}(\mathbf{q})$. Рассмотрим столь высокие энергии, что $\Delta R \ll 1$, и столь малые углы рассеяния, что $\mathbf{q} \approx \mathbf{\Delta}$. Тогда нижний предел интеграла в (30) можно заменить на нуль. Получившееся выражение связано с гипергеометрической функцией $F(2+\mathrm{i}\,Z\alpha\varepsilon,\ 1+\mathrm{i}\,Z\alpha\varepsilon,\ 2,\ -\mathbf{q}^2/\Delta^2)$. Используя свойства симметрии гипергеометрической функции и известное интегральное представление для нее, можно привести (30) к удобному для анализа выражению ($n = Z\alpha$):

$$S_{em}(\mathbf{q}) = \exp\left\{-\mathrm{i}n\varepsilon \ln\frac{(\Delta^2+\mathbf{q}^2)R^2}{4} + 2\operatorname{Arg}\Gamma(1+\mathrm{i}n\varepsilon)\right\}(1+\mathrm{i}\varepsilon n)\int_0^1\left[\frac{u(1+yu)}{1-u}\right]^{\mathrm{i}n\varepsilon}du + O\left(\frac{\Delta^2R^2}{4},\ \frac{\mathbf{q}^2R^2}{4}\right), \tag{47}$$

где $y = \mathbf{q}^2/(\mathbf{q}^2+\Delta^2)$.

В первом приближении по $Z\alpha$ при малых передачах «форм фактор» $S_{em}(\mathbf{q})$ сводится к фазовому множителю

$$S_{em}(\mathbf{q}) = \exp \mathrm{i}\varphi(\mathbf{q},\ Z\alpha\varepsilon) + O(Z^2\alpha^2/2,\ \Delta^2R^2/4,\ \mathbf{q}^2R^2/4), \tag{48}$$

где

$$\varphi(\mathbf{q},\ Z\alpha\varepsilon) = Z\alpha\varepsilon\{-\ln(\Delta^2R^2/4) + 2C + (\Delta^2/\mathbf{q}^2 - 1)\ln[(\mathbf{q}^2+\Delta^2)/\Delta^2]\} \tag{49}$$

Наличие для заряженных барионов отличной от нуля фазы φ в (48) и (49) заметно сказывается на поляризационных эффектах.

3. НАБЛЮДАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ПРИ МАЛЫХ ПЕРЕДАЧАХ ИМПУЛЬСА

Рассеяние нейтронов ядрами. Обсуждение различных проявлений интерференции сильных и электромагнитных взаимодействий в поляризационных явлениях начнем с упругого рассеяния нейтронов на (бесспиновых) ядрах. В этом случае

$$M^h = A^h + c^h (\sigma \mathbf{n}), \tag{50}$$

а дифференциальное сечение рассеяния неполяризованных нейтронов без учета электромагнитного взаимодействия

$$\frac{d\sigma_0^h}{do} = \sigma_0^h = |A^h|^2 + |c^h|^2. \tag{51}$$

Как было обсуждено выше, суммарную амплитуду рассеяния можно представить в виде (2). Тогда для дифференциального сечения σ_0, асимметрии в σ_p-сечении рассеяния поляризованных нейтронов (степень поляризации P_b) ядрами P_0 (величина P_0 в силу P-инвариантности совпадает с поляризацией барионов, возникающей после рассеяния первоначально не поляризованного пучка) и поляризации рассеянного пучка после взаимодействия первоначально поляризованного пучка имеем:

$$\sigma_0 = \sigma_0^h + \gamma_n^2/\theta^2 + (2\gamma_n/\theta)\,\mathrm{Im}\, c^h; \tag{52}$$

$$\sigma_0 \mathbf{P}_0 = \sigma_0 P_0 \mathbf{n} = [\sigma_0^h P_0^h + (2\gamma_n/\theta)\,\mathrm{Im}\, A^h]\,\mathbf{n}; \tag{53}$$

$$\sigma_p = \sigma_0 [1 + P_0 (\mathbf{P}_b \mathbf{n})]; \tag{54}$$

$$\sigma_p \mathbf{P} = \sigma_p^h \mathbf{P}^h + [\gamma_n^2/\theta^2 + (2\gamma_n/\theta)\,\mathrm{Im}\, c^h]\,[2\mathbf{n}(\mathbf{P}_b \mathbf{n}) - \mathbf{P}_b] + {}$$
$$+ (2\gamma_n/\theta)\,\{\mathrm{Im}\, A^h \mathbf{n} - \mathrm{Re}\, A^h [\mathbf{n}\mathbf{P}_b]\}. \tag{55}$$

Из (53) и (55) следует, что упругорассеянные на малые углы нейтроны оказываются сильнополяризованными. Это можно использовать для создания пучков нейтронов высоких энергий с высокой степенью поляризации, если уметь отобрать упругорассеянные нейтроны. Примесь неупругорассеянных нейтронов может уменьшить эффективную поляризацию рассеянных частиц.

Выражение для поляризации

$$P_0 = \frac{\sigma_0^h P_0^h + (2\gamma_n/\theta)\,\mathrm{Im}\, A^h}{\sigma_0^h + \gamma_n^2/\theta^2 + (2\gamma_n/\theta)\,\mathrm{Im}\, c^h} \tag{56}$$

часто обсуждается в случае, когда $P_0^h = 0$ и $c_0^h = 0$. Это соответствует области энергий, где сильное взаимодействие эффективно лишь в s-состоянии, или при упрощенных предположениях области высоких энергий. При этом (56) можно представить в следующем виде:

$$P_0^{\mathrm{int}} = -\frac{\mathrm{Im}\, A^h}{|A^h|}\,\frac{2y}{1+y^2}, \tag{57}$$

если ввести $y = \theta/\theta_M$ [θ_M введено в (3)]. Знак поляризации P_0 при малых углах, где $\operatorname{Im} A^h(t) > 0$, определяется знаком магнитного момента нейтрона. Для нейтральных гиперонов это наблюдение может быть интересно при уточнении сведений о магнитных моментах.

Величина P_0 достигает максимума (по абсолютной величине) при $y = 1$:

$$[P_0^{\text{int}}(\theta_M)]_{\text{макс}} = -\operatorname{Im} A^h/|A^h|. \tag{58}$$

Величина $\operatorname{Im} A^h/|A^h|$ составляет 0,7—0,8 при невысоких энергиях нейтронов [26] и может приближаться к -1 при высоких энергиях, где обычно $\operatorname{Re} A^h \ll \operatorname{Im} A^h$. Малое значение $|t_M|$ значительно затрудняет проведение экспериментов в области передачи импульса, $P_0^{\text{int}} \approx 1$. Но, как видно из (53), (56) и (58), P_0 сравнительно медленно $[(-t)^{-1/2}]$ убывает от $P_0^{\text{макс}}$ с ростом t в области малых углов рассеяния. Таким образом, и при $|t| = 100\,|t_M|$ P_0 достигает 10%, что является заметным значением. Из определения $P_0(\theta_M)$ экспериментально можно найти $|\operatorname{Re} A^h|$.

Электромагнитные эффекты приводят к интересному эффекту во вращении поляризации. Как видно из (55), он чувствителен к $\operatorname{Re} A^h$. Если из измерения σ_0 и P_0 можно получить данные о мнимой части амплитуды рассеяния и о модуле ее действительной части, то результаты измерения вращения поляризации дают возможность определить действительную часть адронной амплитуды рассеяния вместе с ее знаком.

Как видно из (54), немалые значения P_0 при малых углах рассеяния позволяют измерять степень поляризации нейтронов высоких энергий, где трудно найти другие способы анализа поляризации пучка.

Отметим также, что (1)—(4) справедливы для рассеяния нейтронов и нейтральных барионов ядрами произвольного спина, поскольку к (1) сводится выражение для M^{em} при рассеянии на ядре произвольного спина, если в выражении для амплитуды удерживаются сингулярные по переданному импульсу вклады.

Интерференция электромагнитного и сильного взаимодействий в поляризационных явлениях помимо области малых углов рассеяния приводит к заметным эффектам вблизи дифракционных минимумов в сечении, где M^h сильно уменьшается по величине и интерференция становится максимальной.

Рассеяние нейтронов протонами. Адронная амплитуда в этом случае сложно зависит от спинов обеих частиц. Она содержит пять независимых скалярных амплитуд. Однако в силу изотопической инвариантности операторы спинов обеих частиц входят в M^h симметрично, аналогично тому, как это имеет место при столкновениях тождественных частиц. Различие электромагнитных свойств нейтрона и протона нарушает эту симметрию, потому что в приближении, когда учитываются лишь сингулярные по переданному импульсу слагаемые в амплитуде M^{em}, сказывается взаимодействие магнитного момента нейтрона с зарядом протона. Магнитный момент протона не взаимодействует с нейтроном, так как при малых t зарядовый форм-фактор нейтрона обращается в нуль. Таким образом, электромагнитное взаимодействие вносит в амплитуду рассеяния лишь зависимость от спина нейтрона.

Это непосредственно приводит к некоторым интересным эффектам. С помощью (21) получаем следующие выражения:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_0 &= \sigma_0^h + (2\gamma_{np}/\theta)\,\mathrm{Im}\,c^h + \gamma_{np}^2/\theta^2; \\ \sigma_0^h &= |a^h|^2 + |b^h|^2 + 2|c^h|^2 + |e^h|^2 + |f^h|^2 \end{aligned}\right\} \tag{59}$$

для дифференциального сечения рассеяния неполяризованных частиц и

$$\left.\begin{aligned} \sigma_0 P_{0n} &= \sigma_0^h P_0^h + (2\gamma_{np}/\theta)\,\mathrm{Im}\,a^h; \\ \sigma_0 P_{0p} &= \sigma_0^h P_0^h + (2\gamma_{np}/\theta)\,\mathrm{Im}\,b^h \end{aligned}\right\} \tag{60}$$

для поляризаций рассеянного нейтрона P_{0n} и протона отдачи P_{0p}. Так как амплитуда c^h пропорциональна углу рассеяния при малых углах, то второе слагаемое в (59) приводит к слагаемому, которое слабо зависит от угла рассеяния. Как следует из (60), из-за наличия синглет-триплетных переходов полный спин в нейтрон-протонном взаимодействии не сохраняется ($d \neq 0$), поляризации нейтронов и протонов различаются. В силу изотопической инвариантности

$$P_{0n}^h = P_{0p}^h = P_0^h. \tag{61}$$

Электромагнитные эффекты вводят отклонения от (61), значительные при малых углах рассеяния. Как видно из (60):

$$(\sigma_0 P_{0p} - \sigma_0^h P_0^h)/(\sigma_0 P_{0n} - \sigma_0^h P_0^h) = \mathrm{Im}\,b^h/\mathrm{Im}\,a^h.$$

Величина $\mathrm{Im}\,a^h$ под малыми углами определяется полным сечением взаимодействия неполяризованных частиц. Унитарность S-матрицы приводит к тому, что [3]

$$\mathrm{Im}\,b^h(0) = (k/4\pi)(\sigma_0^t - \sigma^s)/4, \tag{62}$$

где σ^s — полное сечение в синглетных состояниях; σ_m^t — то же для начальных триплетных состояний с проекцией $m = 0, \pm 1$ спина системы на направление падающего пучка.

Таким образом, измерение разницы поляризаций нейтрона и протона позволяет непосредственно определить

$$\mathrm{Im}\,[a^h(0) - b^h(0)] = (k/4\pi)(\sigma^s + \sigma_+^t)/2. \tag{63}$$

Это представляет интерес для области энергий нуклонов в несколько сот *Мэв*, где спиновая зависимость амплитуды (46) особенно сложна. Без учета интерференции M^h и M^{em} для этого необходимы эксперименты с поляризованными пучком и мишенью.

В предельном случае, когда M^h не зависит от спина, как следует из (60), нейтроны после $n-p$-рассеяния становятся сильно поляризованными в соответствии с (57), а протоны остаются неполяризованными. С этой точки зрения бо́льшие эффекты будут наблюдаться при рассеянии поляризованных нейтронов неполяризованными протонами, а не при рассеянии неполяризованных нейтронов поляризованными протонами.

Напомним, что P_{0p} (P_{0n}) определяет асимметрию в дифференциальном сечении рассеяния неполяризованных (поляризованных) нейтронов на поляризованных (неполяризованных) протонах. С учетом интерференционных эффектов для дифференциального сечения рассеяния поляризованных нейтронов (с поляризацией $\mathbf{P}_1$) поляризованными протонами (поляризация $\mathbf{P}_2$) получим

$$\sigma_{P_1P_2}=\sigma^h_{P_1P_2}+\frac{2\gamma_{np}}{\theta}[(1+(\mathbf{P}_1\mathbf{n})(\mathbf{P}_2\mathbf{n}))\operatorname{Im}c^h+(\mathbf{P}_1\mathbf{n})\operatorname{Im}a^h+$$
$$+(\mathbf{P}_2\mathbf{n})\operatorname{Im}b^h+(\mathbf{P}_1\mathbf{m})(\mathbf{P}_2\mathbf{l})\operatorname{Re}f^h+(\mathbf{P}_1\mathbf{l})(\mathbf{P}_2\mathbf{m})\operatorname{Re}e^h]+\gamma^2_{np}/\theta^2. \qquad (64)$$

Как следует из (64), при рассеянии поперечно-поляризованного нейтронного пучка на неполяризованной протонной мишени можно определить $\operatorname{Im}c^h+(\mathbf{P}_1\mathbf{n})\operatorname{Im}a^h$, а при рассеянии неполяризованных нейтронов на поляризованной протонной мишени $\operatorname{Im}c^h+(\mathbf{P}_2\mathbf{n})\operatorname{Im}b^h$. Чтобы определить $\operatorname{Re}e^h$ и $\operatorname{Re}f^h$, необходимы эксперименты с поляризованным пучком и поляризованной мишенью, когда и $\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{P}_2$ находятся в плоскости рассеяния.

В работе [19] рассмотрены и другие поляризационные эффекты: вращение поляризации, корреляция поляризаций и т. п. В работе [27] для области энергий в сотни *Мэв* электромагнитный эффект рассматривался в рамках численного решения уравнения Шредингера. Рассмотрение в борновском приближении было подтверждено с хорошей точностью.

Все, что говорилось выше о рассеянии нейтронов протонами, непосредственно переносится на рассеяние нейтральных гиперонов протонами. Поскольку гиперон-нуклонное взаимодействие изучено слабо, то интерес к подобным работам особый. Экспериментальные трудности здесь значительны, но облегчающим проведение экспериментов обстоятельством явится тот факт, что распад гиперонов — хороший естественный анализатор его поляризации.

Рассеяние протонов ядрами. Для амплитуды упругого рассеяния заряженных барионов бесспиновыми ядрами вместо (50) имеем

$$M=A^h\exp(i\varphi_A)+a_c/\theta^2+[c^h\exp(i\varphi_C)+i\gamma_p/\theta](\sigma\mathbf{n}) \qquad (65)$$

(пренебрегая добавками к A^h и c^h, которые не сводятся к фазам). Здесь φ_A и φ_C — относительные фазы, определенные в (46); a_c/θ^2 — кулоновская амплитуда, а множитель

$$\gamma_p = \frac{Ze^2}{Mc^2}\mu(E) = \frac{Ze^2}{Mc^2}\left[\mu - \frac{s-M^2-m^2}{2\sqrt{s}(E+M)}\right], \tag{66}$$

где E — энергия одного нуклона в с. ц. м., сводится к

$$\gamma_p^{NR} \approx \frac{Ze^2}{Mc^2}(\mu - 1/2) = 3{,}5Z\cdot 10^{-16}\ \textit{см}$$

при малых энергиях и к

$$\gamma_p^R \approx \frac{Ze^2}{Mc^2}(\mu - 1) = 2{,}75Z\cdot 10^{-16}\ \textit{см}$$

при высоких энергиях; при этом

$$a_c = -\frac{2}{\beta_L^2}\frac{Ze^2}{Mc^2} = -\frac{Z}{\beta_L^2}3{,}06\cdot 10^{-16}\ \textit{см}.$$

С помощью (65) и (46), учитывая малость фаз φ_A и φ_C, получаем

$$\frac{d\sigma_0}{do} = \sigma_0 \approx \sigma_0^h + (a_c/\theta^2)^2 + (2a_c/\theta)(\operatorname{Re} A^h - \varphi_A \operatorname{Im} A^h) + \\ + \gamma_p^2/\theta^2 + (2\gamma_p/\theta)(\operatorname{Im} C^h + \varphi_C \operatorname{Re} c^h); \tag{67}$$

$$\sigma_0 P_{0p} \approx \sigma_0^h P_{0p}^h - 2(\varphi_C - \varphi_A)\operatorname{Im}(A^{h*}c^h) + \\ + 2[\gamma_p \operatorname{Im} A^h + (a_c/\theta)\operatorname{Re} c^h]/\theta; \tag{68}$$

$$\sigma_0^h = |A^h|^2 + |c^h|^2; \quad \sigma_0^h P_0^h = 2\operatorname{Re}(A^{h*}c^h). \tag{69}$$

Второе слагаемое в (68) мало при малых θ ($c^h(\theta) \sim \theta$), и интерференционный эффект в поляризации пропорционален

$$\frac{2}{\theta}[\gamma_p \operatorname{Im} A^h + \frac{a_c}{\theta}\operatorname{Re} c^h(\theta)], \tag{70}$$

а

$$P_{0p} \approx \left\{\sigma_0^h P_0^h + \frac{2}{\theta}\left[\gamma_p \operatorname{Im} A^h + \frac{a_c}{\theta}\operatorname{Re} c^h\right]\right\} \times \\ \times \left\{\sigma_0^h + \left(\frac{a_c}{\theta_c}\right)^2 + \frac{2a_c(\operatorname{Re} A^h - \varphi_A \operatorname{Im} A^h) + \gamma_p^2}{\theta^2} + \right. \\ \left. + \frac{2\gamma_p}{\theta}(\operatorname{Im} c^h + \varphi_C \operatorname{Re} c^h)\right\}^{-1}. \tag{71}$$

Таким образом, при $-t \approx -t_M \ll -t_c$ из-за доминирующего вклада кулоновского рассеяния

$$P_{0p}(-t \ll -t_c) \approx P_{0p}^h \frac{\sigma_0^h}{(a_c/\theta^2)^2} - \\ - \frac{\theta^3\beta_L^2}{2}\left(\frac{Mc^2}{Ze^2}\right)\left[1 - \frac{2}{\beta_L^2}\frac{\operatorname{Re} c^h}{\theta \operatorname{Im} c^h}\right]\operatorname{Im} A^h; \tag{72}$$

$$|P_{0p}(-t_M)| \ll |P_{0n}(-t_M)|.$$

Однако в области значений $-t$, где вкладом кулоновского взаимодействия можно пренебречь, значения P_{0n} и P_{0p} сопоставимы, отличаясь знаком из-за знаков магнитных моментов нейтрона и протона; различия определяются значениями магнитных моментов и полных сечений взаимодействия. Если пренебречь спиновой зависимостью M^h и вкладом действительной части бесспиновой амплитуды (предположения из области очень высоких энергий), то

$$P_{0p} \approx (2/\theta)\, \gamma_p \operatorname{Im} A^h \, (\sigma_0^h + a_c^2/\theta^4)^{-1} \tag{73}$$

будет иметь максимум при $-t_p = -\sqrt{3}\, t_c$, где $-t_c$ дан в (5), а значение поляризации протонов

$$P_{0p}(t_p) \approx \frac{\sqrt{3}}{4} \frac{\operatorname{Im} A^h}{|A^h|} \mu(E) \frac{\sqrt{-t_p}}{M} = 0{,}045 \frac{\operatorname{Im} A^h}{|A^h|}, \tag{74}$$

если пренебречь слабой зависимостью $-t_p^{pA}$ от Z и A ядра, которую при высоких энергиях можно представить в следующем виде:

$$|t_p^{pA}| \approx \frac{Z\sigma_{\text{tot}}^{pP}}{\sigma_{\text{tot}}^{PA}} |t_p^{Pp}| \approx \frac{Z}{A^{2/3}} |t_p^{PP}|.$$

В целом, из-за кулоновского взаимодействия 100%-ные интерференционные эффекты, которые имеют место для нейтронов, исчезают для протонов, но в области $-t \gtrsim -t_c$ и несколько выше эффекты масштаба 5% остаются. Основной интерес к их экспериментальному изучению — прежний. Исследование поляризационных эффектов при малых углах рассеяния из-за адрон-электромагнитной интерференции позволяет определить спиновую структуру адронной амплитуды более простыми экспериментами, чем при осуществлении программ полного эксперимента.

Рассеяние мезонов протонами. Здесь уместно отметить еще одно проявление существования электромагнитного вклада в спин-орбитальную амплитуду [M_1^{em} в (14), c^{em} и d^{em} в (22), c^{em} в (23)].

В общем случае, когда эта амплитуда содержит как адронный $c^h(t)$, так и электромагнитный $c^{em}(t)$ вклады, поляризация $P_0(t)$ характеризуется своеобразной, медленно спадающей к нулю при уменьшении t-зависимостью.

Поскольку $c^h(t) = \sqrt{-t}\, \varphi(t) \approx \sqrt{-t}\, \varphi(0)$; $\varphi(0) \neq 0$,

а

$$c^{em}(t) \approx c^{em}(0)/\sqrt{-t} = \gamma k/\sqrt{-t},$$

то уменьшение $c^h(t)$ при малых $-t$ можно скомпенсировать увеличением $c^{em}(t)$. Это сказывается в том, что суммарная поляризация (71) в некоторой области небольших $-t \approx 0{,}1$ $(Гэв/c)^2$

при высоких энергиях не уменьшается с падением $-t$. Величина $P_0(t)$ начинает заметно уменьшаться при столь малых $-t < -t_s$, когда при уменьшении $-t$ падение $c^h(t)$ не компенсируется ростом $c^{em}(t)$. Вклады $c^h(t)$ и $c^{em}(t)$ сравниваются при

$$-t_s = \gamma k/\varphi(0). \tag{75}$$

Модельная оценка [17] для $\pi^+ - p$-рассеяния приводит к значению $-t_s^{\pi p} \approx 0{,}01$ $(Гэв/c)^2$. Аналогичный эффект имеет место и в других процессах упругого рассеяния адронов.

Если пренебречь существованием спиновой зависимости в M^h и вкладом $\operatorname{Re} A^h$, для $P_0^{\text{int}}(t)$ в пион-протонном рассеянии получается выражение, совпадающее с (73) и (74) [и (82) ниже]. Для максимального значения $P_0(t_p)$ в области малых t имеем

$$[P_0^{\text{int}}(t_p)]^{\pi\pm p} \approx \pm 5{,}2\% \operatorname{Im} A^h/|A^h|,$$

где $+$ $(-)$ относится к $\pi^+ - p$ $(\pi^- - p)$-рассеянию.

Как видно из (74) и (5), P_0^{int} для Kp-рассеяния связано с P_0^{int} для πp-рассеяния соотношением

$$\sqrt{\sigma_{\text{tot}}^{\pi p}}\, P_0^{\pi p}(t_p^{\pi p}) = \sqrt{\sigma_{\text{tot}}^{Kp}}\, P_0^{Kp}(t_P^{Kp}).$$

Рассеяние протонов протонами. Рассматриваемые электромагнитные эффекты интересны с разных точек зрения в различных областях энергий частиц. Значительное повышение точности изучения протон-протонного рассеяния на протонных пучках мезонных фабрик позволяет исследовать интерференцию сильных и электромагнитных взаимодействий для уточнения сведений о структуре адронной амплитуды. Как показывают оценки, основанные на имеющемся фазовом анализе данных о $p - p$-рассеянии, электромагнитный вклад $c^{em}(t)$ сравнивается с $c^h(t)$ при 500—600 *Мэв* в области углов рассеяния в с. ц. и. меньше $(5 \div 6)°$.

Если для оценки $-t_s^{pp}$ при 6 *Гэв/с* воспользоваться представлением для $c^h(t)$ в виде

$$c^h(t) \approx 2{,}3\sqrt{-t}\exp(6{,}3t)\ (мбарн/Гэв)^{1/2},$$

полученным в работе [28], то $-t_s^{pp} \approx 0{,}01$ $(Гэв/c)^2$. В области $-t < -t_s$ можно ожидать резкого уменьшения значения поляризации по сравнению с областью $-t > -t_s$.

При высоких энергиях (даже в экспериментах на встречных пучках) исследование поляризации P_0 при малых t дает интересную информацию об адронной амплитуде. С учетом (23) и (46) для сечения рассеяния неполяризованных частиц (в отсутствие спиновой зависимости в M^h) имеем

$$\sigma_0 = \sigma_0^h + 4\alpha^2E^2/t^2 - (4\alpha E/|t|)\operatorname{Im} a^h(t) \times$$
$$\times \{\rho\cos\varphi_a + \sin\varphi_a - 2(\mu-1)^2\pi\alpha/M^2\sigma_{\text{tot}}^{pp}\}, \tag{76}$$

где последнее слагаемое учитывает вклад взаимодействия с магнитным моментом, а $\rho = \mathrm{Re}\, a^h(t)/\mathrm{Im}\, a^h(t)$. Из общего выражения для поляризации P_0

$$\sigma_0 P_0 = 2\,\mathrm{Re}\, c^* (a+b) \tag{77}$$

видно, что измерение P_0 в области малых углов позволяет определить мнимую часть амплитуды $(a^h + b^h)$. Действительно, пренебрегая малыми, примерно равными $3\cdot 10^{-3}$, кулоновскими фазами, получим

$$\sigma_0 P_0 = \sigma_0^h P_0^h + [2\gamma_{pp}/|t|^{1/2}]\,\mathrm{Im}\,(a^h + b^h) \tag{78}$$

[γ_{pp} дана в (23)].

Из обобщенной оптической теоремы

$$\mathrm{Im}\,[a^h(0) + b^h(0)] = \frac{k}{4\pi}\,\frac{1}{2}\,(\sigma_0^t + \sigma_+^t) \tag{79}$$

и, следовательно, в pp-рассеянии электромагнитная амплитуда интерферирует с амплитудой, характеризующей взаимодействия в триплетных состояниях. Пренебрегая вкладом $\mathrm{Im}\, b^h$, $\mathrm{Re}\, a^h$, $2\gamma_{pp}\,|t|^{-1/2}$ в (78), имеем

$$P_0^{\mathrm{int}}(t) = 2\gamma_{pp}\,|t|^{3/2}\,\mathrm{Im}\, a^h\,[t^2\,|a^h|^2 + 4\alpha^2 E^2]^{-1}. \tag{80}$$

Таким образом, поляризация P_0 достигает максимума при $-t_p = -\sqrt{3}\, t_c$, причем значение поляризации в максимуме

$$P_0^{\mathrm{int}}(t_p) \approx \frac{\sqrt{3}}{4}\,\frac{\mathrm{Im}\, a^h}{|a^h|}\,(\mu - 1)\,\frac{\sqrt{-t_p}}{M} \approx 4{,}5\%. \tag{81}$$

Отклонение измеренного значения P_0 от предсказываемого в (81) прямо свидетельствовало бы о спиновой зависимости адронной амплитуды, поскольку вклад действительной части бесспиновой амплитуды при высоких энергиях (где $\rho \approx 0{,}1$) мал.

В экспериментах со стационарной мишенью возникает задача определения поляризации протонов отдачи с кинетической энергией около

$$T_p^0 = |t_p|/2M = 1{,}5\ \textit{Мэв}$$

или (что представляется более заманчивым) измерения симметрии в сечении рассеяния на поляризованной мишени при тех же энергиях протонов отдачи.

Если ввести $z = |t|/|t_p| = T_p/T_p^0$, то (80) можно переписать в виде

$$P_0^{\mathrm{int}}(t) = P_0^{\mathrm{int}}(t_p)\, 4z^{3/2}/(1 + 3z^2), \tag{82}$$

откуда видно, что падение $P_0(t)$ с ростом z происходит сравнительно медленно.

Матрица pp-рассеяния, как известно, содержит при $t=0$ три комплексные амплитуды $a^h(0)$, $b^h(0)=e^h(0)$ и $f^h(0)$:

$$M^h(0)=a^h(0)+b^h(0)(\sigma_1\sigma_2)+[f^h(0)-b^h(0)](\sigma_1\hat{\mathbf{k}})(\sigma_2\hat{\mathbf{k}}). \quad (83)$$

Как известно [3], мнимые части амплитуд $b^h(0)$ и $f^h(0)-b^h(0)$ связаны с полными сечениями pp-взаимодействия в чистых спиновых состояниях:

$$\operatorname{Im}[f^h(0)-b^h(0)]=\frac{p_c}{4\pi}\frac{1}{2}(\sigma_+^t-\sigma_0^t). \quad (84)$$

Исследование в области адрон-электромагнитной интерференции более сложных, чем поляризация, спиновых эффектов позволяет получить данные о мнимых и действительных частях амплитуды (83).

При ускорении поляризованных протонов в накопительных кольцах или в экспериментах с поляризованными пучками и мишенями станет возможным изучение корреляции поляризаций под малыми углами. Нетрудно видеть, что

$$\sigma_0^h(0)=|a^h|^2+2|b^h|^2+|f^h|^2. \quad (85)$$

Адронный вклад в параметр C_{nn} при $t=0$ дается выражением

$$\sigma_0^h(0)\,C_{nn}^h(0)=2\operatorname{Re}[b^{h*}(a^h-f^h)]. \quad (86)$$

Если $\operatorname{Re}b^h/\operatorname{Im}b^h\ll 1$, то измерение $C_{nn}^h(0)$ позволит определить $\operatorname{Im}f^h(0)$. Величину $\operatorname{Re}b^h/\operatorname{Im}b^h$ можно найти, измерив вклад интерференции в C_{nn}, так как

$$\sigma_0 C_{nn}^{\text{int}}=\sigma_0(C_{nn}-C_{nn}^h-C_{nn}^{em})=\frac{4\alpha E}{|t|}\operatorname{Re}b^h. \quad (87)$$

Величина C_{nn}^{int} достигает максимума при $-t=-t_c$, а

$$C_{nn}^{\text{int}}(t_c)/C_{nn}^h(0)=\operatorname{Re}b^h/\operatorname{Im}b^h. \quad (88)$$

Аналогично

$$\sigma_0 C_{ll}^{\text{int}}=\frac{4\alpha E}{|t|}\operatorname{Re}f^h \quad (89)$$

и

$$C_{ll}^{\text{int}}(t_c)/C_{ll}^h(0)=\operatorname{Re}f^h/\operatorname{Im}f^h. \quad (90)$$

Так как $C_{lm}^h(0)=0$, то

$$\sigma_0 C_{lm}^{\text{int}}=-\frac{2\gamma_{pp}}{|t|^{1/2}}\operatorname{Re}(b^h-f^h)$$

и

$$\frac{C_{lm}^{\text{int}}(t)}{P_0^{\text{int}}(t)}=-\operatorname{Re}(b^h-f^h)/\operatorname{Im}(a^h+b^h). \quad (91)$$

Когерентное рождение резонансов. Для того чтобы выяснить различные особенности поляризационных явлений при малых t, рассмотрим более подробно процессы

$$N+Z \longrightarrow N(1470)+Z; \tag{92}$$

$$\pi+Z \longrightarrow A_1+Z. \tag{93}$$

Рассмотрим не зависящую от спина ядерную часть амплитуды процесса (92). Она выражается через не зависящую от спина часть амплитуды $f_h(\mathbf{q})$ процесса $N+N \to N^*+N$ следующим образом:

$$M^h(\mathbf{q})=f_h(0)\,S_h(\mathbf{q}). \tag{94}$$

Ядерный форм-фактор $S_h(\mathbf{q})$ имеет вид

$$S_h(\mathbf{q})=4\pi\int b\,db\,J_0(q\mathbf{b})\,[\exp(-\sigma_1 T(\mathbf{b})/2)-$$
$$-\exp(-\sigma_2 T(\mathbf{b})/2)]/(\sigma_1-\sigma_2), \tag{95}$$

где $\sigma_{1,2}$ — полные сечения взаимодействия частиц 1, 2 с нуклонами; $J_0(x)$ — функция Бесселя;

$$T(\mathbf{b})=\int_{-\infty}^{+\infty}\rho(\mathbf{b},z)\,dz \tag{96}$$

при

$$\int T(\mathbf{b})\,d^2\mathbf{b}=A. \tag{97}$$

Перейдем к наблюдаемым величинам. При вычислении поляризации P_0 будем считать M^h чисто мнимой величиной, так как когерентное рождение резонансов является дифракционным процессом. Тогда

$$P_0^{\text{int}}=2\left[\frac{d\sigma^{em}}{dt}\Big/\frac{d\sigma^h}{dt}\right]^{1/2}\left[1+\frac{d\sigma^{em}}{dt}\Big/\frac{d\sigma^h}{dt}\right]^{-1}\cos\varphi, \tag{98}$$

где $d\sigma^{em}/dt$ дано в (28), φ — в (49), а

$$d\sigma^h/dt=|M^h|^2. \tag{99}$$

Как видно из (98) и (99), интерференция сильных и электромагнитных взаимодействий приводит к значительной асимметрии в дифференциальном сечении процесса с поляризованным пучком. Даже если вклад эффекта Примакова в сечение взаимодействия неполяризованных частиц составляет несколько процентов, его вклад в поляризацию может достигать десятков процентов.

Наличие ненулевой фазы φ у электромагнитной амплитуды уменьшает P_0, и иногда заметно. Например, в процессе

$$N+\mathrm{Pb} \longrightarrow N(1470)+\mathrm{Pb}, \tag{100}$$

($R = 6{,}7$ *ферми*, $Z = 82$) при $E_N = 40$ *Гэв*; $\Delta = 1{,}5\cdot10^{-2}$ (*Гэв*/c^2) и $q = \Delta$ фаза $\varphi\,(\Delta = q) = \pi/2$ и P_0 обращается в нуль. Для этой же реакции на ядрах меди ($R = 4{,}5$ *ферми*; $Z = 28$) $\varphi\,(q = \Delta) = 0{,}16$ и

$$P_0 \approx 2\left[\frac{d\sigma^{em}}{dt}\Big/\frac{d\sigma^h}{dt}\right]^{1/2}. \tag{101}$$

Таким образом, максимальное значение P_0 на всех ядрах в процессах вида (92) и

$$Y + Z \to Y^* + Z \tag{102}$$

достигается в экспериментах с нейтронами и нейтральными гиперонами.

В других случаях существование немалой кулоновской фазы приводит к заметным поляризационным эффектам. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим выражение для поляризации барионов в процессах типа (92) и (102) с поляризованным пучком падающих барионов (степень поляризации $\mathbf{P}_b$):

$$\sigma_p\mathbf{P} = [\sigma_0 P_0 + 2(\mathbf{P}_B\cdot\mathbf{n})\,|F^{em}|^2]\,\mathbf{n} + \mathbf{P}_B\,[\,|M^h|^2 - |F^{em}|^2] + \\ + i\,(F^{em}M^{h*} - F^{em*}M^h)\,[\mathbf{n}\mathbf{P}_B]. \tag{103}$$

Здесь

$$\sigma_p = \sigma_0\,(1 + \mathbf{P}_B\mathbf{P}_0). \tag{104}$$

Значение σ_0 дается в (99), P_0 — в (98), F^{em} — в (29).

Если эксперимент проводится с продольно-поляризованным пучком, т. е. если $\mathbf{P}_B = P_B\hat{\mathbf{k}}$, то из (103) следует, что

$$\sigma_0\mathbf{P} = \sigma_0 P_0\mathbf{n} + P_B\hat{\mathbf{k}}_0\,[\,|M^h|^2 - |F^{em}|^2] + i\,(F^{em}M^{h*} - F^{em*}M^h)\,[\mathbf{n}\hat{\mathbf{k}}]. \tag{105}$$

Из (105) видно, что при малых углах рассеяния новая информация связана с возникающей после рассеяния поперечной (в плоскости рассеяния) компонентой поляризации:

$$\sigma_0\mathbf{P} = \mathbf{P}_B\,[\mathbf{n}\hat{\mathbf{k}}]\,2\,\frac{q\sin\theta}{(q^2+\Delta^2)}\left[\frac{2s_2+1}{2s_1+1}\times\right. \\ \left.\times\,\frac{8\pi Z^2\alpha m_2^3\Gamma\,(2\to 1+\gamma)}{(m_2^2-m_1^2)^3}\right]^{1/2}(\operatorname{Im} M^h\sin\varphi - \operatorname{Re} M^h\cos\varphi). \tag{106}$$

Исследование дифракционных процессов образования резонансов при высоких энергиях представляет интерес с точки зрения изучения структуры вакуумной особенности в сильных взаимодействиях. В теории с траекторией Померанчука, когда при $t = 0$ значение траектории померона $\alpha(0) = 1$, полные сечения асимптотически постоянны, сечения когерентного рождения резонансов медленно, как $(R^2 + \alpha' \ln s/s_0)^{-1}$, падают с энергией.

В теории, опирающейся на обмен траекториями Померанчука с $\alpha(0) > 1$, когда полные сечения асимптотически удовлетворяют пределу Фруассара, сечения когерентного рождения резонансов асимптотически растут с энергией пропорционально логарифму энергии [29].

Изучение интерференции сильных и электромагнитных вкладов в сечение рождения резонансов, когда в сильных взаимодействиях разрешен вакуумный обмен, необходимо при различных энергиях. Исследование отмеченной выше интерференции сильного и электромагнитного взаимодействий в поляризационных явлениях позволит получить данные о модулях и фазах амплитуд, обязанных вакуумным обменам.

В процессах, для которых адронная амплитуда определяется векторными обменами, с ростом энергии электромагнитный вклад начнет доминировать. Здесь интересно изучать угловые распределения при малых t'. В этой области, а также вблизи дифракционных минимумов электромагнитный вклад будет заметен.

4. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СИЛЬНОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ НЕМАЛЫХ ПЕРЕДАЧАХ ИМПУЛЬСА

Рассеяние барионов ядрами. Вклад интерференции зависящей от спина амплитуды магнитного взаимодействия с адронной амплитудой ощутим помимо области малых t при бо́льших значениях переданных импульсов, близких к положениям дифракционных минимумов дифференциальных сечений. При сверхвысоких энергиях, когда доминирует обмен померонами, значение зависящей от спина адронной амплитуды барион-нуклонного рассеяния, по-видимому, становится малым *. Поэтому не исключено, что поляризационные явления в барион-ядерном (B — A) рассеянии будут в значительной мере определяться интерференцией M^{em} с не зависящей от спина M^h.

Рассмотрение электромагнитных эффектов для B — A-рассеяния в первом порядке по $Z\alpha$ не совсем корректно. Необходим также учет t-зависимости ядерных амплитуд.

Используем глауберовское представление для амплитуды рассеяния барионов бесспиновым ядром с массовым числом A:

$$F(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{b} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{b}) \left\{ 1 - \left(1 - \frac{1}{A}\Gamma(\mathbf{b})\right)^A \right\} = = \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{b} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{b}) \{1 - \exp[-\Gamma(\mathbf{b})]\} + O(A^{-1}), \quad (107)$$

* Хотя данные о поляризации вплоть до 100 *Гэв/с* свидетельствуют в пользу существования спиновой зависимости M^h_{pp}.

где Г ($\mathbf{b}$) — двумерное фурье-преобразование амплитуды B — A-рассеяния.

Амплитуду BN-рассеяния в л. с., усредненную по спину одного из нуклонов, представим в виде

$$f(\mathbf{q}) = f^h(\mathbf{q}) + f^{em}(\mathbf{q}), \tag{108}$$

где

$$f^h(\mathbf{q}) = \frac{ik}{4\pi}\tilde{\sigma}\,[1 + i(\mathbf{cq})\,\tilde{\nu}]\,G_h(\mathbf{q}); \tag{109}$$

$$f^{em}(\mathbf{q}) = -\frac{2\alpha E}{\mathbf{q}^2}[\varepsilon e + i(\mathbf{cq})\,\tilde{\mu}]\,G_{em}(\mathbf{q}); \tag{110}$$

$$\mathbf{c} = [\sigma\mathbf{k}]/2ME;\quad \tilde{\sigma} = \sigma_{\text{tot}}\,[1 - i\,\mathrm{Re}\,f^h(0)/\mathrm{Im}\,f^h(0)];$$

$$\tilde{\mu} = \mu - \varepsilon E/(E+M);\quad \tilde{\nu} = c^h/a^h;$$

E, k, M — энергия, импульс и масса бариона; $\varepsilon = 0$, ± 1 — его заряд в долях e; μ — магнитный момент бариона; $G_{em}(\mathbf{q})$ — произведение форм-факторов бариона и нуклона;

$$G_h(\mathbf{q}) = \left\{\frac{d\sigma_{BN}(q)}{dt}\Big/\frac{d\sigma_{BN}(0)}{dt}\right\}^{1/2}. \tag{111}$$

Если учесть спин-флиповые амплитуды BN-рассеяния в первом приближении, то из (107) — (110) можно получить для суммарной амплитуды B — A-рассеяния

$$F(\mathbf{q}) = f^h(\mathbf{q})\,G_h^{-1}(\mathbf{q})\,S_h(\mathbf{q}) + f^{em}(\mathbf{q})\,G_{em}(\mathbf{q})\,S_{em}(\mathbf{q}), \tag{112}$$

где

$$S_h(\mathbf{q}) = -2\pi\int\frac{bdb}{\mathbf{q}}J_1(\mathbf{q}b)\frac{dT(b)}{db}\exp\left[-\frac{\tilde{\sigma}}{2}T + i\varepsilon\chi\right]; \tag{113}$$

$$S_{em}(\mathbf{q}) = -\mathbf{q}\int bdbJ_1(\mathbf{q}b)\frac{d\chi}{db}\exp\left[-\frac{\tilde{\sigma}}{2}T + i\varepsilon\chi\right]; \tag{114}$$

$$\left.\begin{aligned} T(b) &= \frac{1}{2\pi}\int S(\mathbf{q})\,G_h(\mathbf{q})\,J_0(qb)\,qdq;\\ \chi(b) &= 2Z\alpha\int\frac{S(q)\,G_{em}(\mathbf{q})}{q^2 + R_{sc}^{-2}}J_0(qb)\,qdq;\\ S(q) &= \int\rho(\mathbf{r})\exp(i\mathbf{qr})\,d\mathbf{r};\quad S(0) = A; \end{aligned}\right\} \tag{115}$$

$J_n(x)$ — функция Бесселя; $\rho(r)$ — плотность материи в ядре; R_{sc} — радиус экранирования кулоновского поля ядра атомными электронами.

Для рассеяния на тяжелых ядрах применимо приближение черной сферы, что эквивалентно следующим приближенным соотношениям:

$$\exp\left[-\frac{\tilde{\sigma}}{2}T(b)\right]\approx\theta(b-\tilde{R});$$

$$-\frac{\tilde{\sigma}}{2}\frac{dT}{db}\exp\left[-\frac{\tilde{\sigma}}{2}T(b)\right]\approx\delta(b-\tilde{R}). \tag{116}$$

Здесь $\tilde{R}$ — радиус непрозрачности ядра, отличающийся от радиуса ядра R на величину порядка l^2/R^2, где l — длина свободного пробега бариона в ядре.

В этом приближении ($n = Z\alpha$)

$$S_h(q)=\frac{4\pi\tilde{R}J_1(q\tilde{R})}{\tilde{\sigma}q}\exp[-2in\varepsilon\ln\tilde{R}/R_{sc}]; \tag{117}$$

$$S_{em}(q)=Zq\int\limits_{\tilde{R}}^{\infty}dbJ_1(qb)\exp[-2in\varepsilon\ln b/R_{sc}]. \tag{118}$$

При $qR \ll 1$ $S_{em}(q)$ превращается в умноженный на Z обычный кулоновский фазовый множитель:

$$Z\exp\left[2in\varepsilon\left(\ln\frac{q^2R_{sc}^2}{2}+C\right)\right]+O(q^2R^2). \tag{119}$$

При $qR \gg 1$

$$S_{em}(q)=Z\left\{J_0(qR)+\frac{2in\varepsilon}{qR}J_1(qR)\right\}\times$$

$$\times\exp[-2in\varepsilon\ln\tilde{R}/R_{sc}]. \tag{120}$$

Для рассеяния ядрами нейтральных барионов

$$S_{em}(q)=ZJ_0(qR). \tag{121}$$

В пренебрежении спиновой зависимостью и действительной частью амплитуды в M^h для суммарной амплитуды рассеяния нейтральных барионов ядрами имеем

$$F^{B^0A}=\frac{ikR}{q}\left[J_1(qR)-\frac{n\tilde{\mu}}{RM}J_0(qR)(\sigma\mathbf{n})\right], \tag{122}$$

где $\mathbf{n}$ — нормаль к плоскости реакции.

Величина $\delta = n\tilde{\mu}/RM \ll 1$ и растет монотонно с увеличением A. Поэтому заметного влияния электромагнитного взаимодействия в B^0 — A-рассеянии можно ожидать лишь в малой окрестности $\Delta q = \delta/R$ вблизи нулей функции Бесселя $J_1(y)$.

При оценке ожидаемого экспериментального эффекта необходимо учесть, что в эксперименте, не различающем отдельно упругое и квазиупругое рассеяния, измеряются не P_0^{el}, A^{el}, R^{el} (общее обозначение в этом разделе P), а

$$P^{\exp}=(P^{el}\sigma_0^{el}+P^{qel}\sigma_0^{qel})/(\sigma_0^{el}+\sigma_0^{qel}). \tag{123}$$

В квазиупругом рассеянии при высоких энергиях и малых переданных импульсах $P_0^{qel} = A^{qel} = 0$, $R^{qel} = 1$. Дифференциальное сечение квазиупругого рассеяния при $q^2 \ll H^{-1}$, где H — параметр наклона амплитуды B — A-рассеяния, равно

$$\sigma_0^{qel} = \left(\frac{k\sigma_{BN}^{\text{tot}}}{4\pi}\right)^2 (1+\beta^2)\, N_1(\sigma_{BN}, A), \tag{124}$$

где

$$\beta = \operatorname{Re} f_{BN}(0)/\operatorname{Im} f_{BN}(0);$$

$$N_1 = \int T(\mathbf{b}) \exp(-\sigma_{BN}) T(\mathbf{b})\, d^2\mathbf{b}$$

— эффективное число нуклонов ядра, участвующих в квазиупругом рассеянии.

Вводя величины

$$x = RMJ_1(qR)/[\tilde{\mu} n J_0(qR)] = J_1(qR)/[\delta J_0(qR)]; \tag{125}$$

$$u = q\sigma M \sqrt{N_1(1+\beta^2)}/[4\pi n\tilde{\mu} J_0(qR)], \tag{126}$$

из (123) получаем, что

$$\left.\begin{aligned} &A = 0;\\ &P_0 = 2x/(1+x^2+u^2);\\ &R = (1-x^2+u^2)/(1+x^2+u^2). \end{aligned}\right\} \tag{127}$$

При $qR \ll 1$

$$x = qR/2\delta; \quad u = \frac{qM\sigma}{4\pi n\tilde{\mu}} \sqrt{N_1(1+\beta^2)}.$$

Вводя

$$q_M = 2\,|\delta|\,(1+a)^{-1/2}/R; \quad a = u^2/x^2 = \sigma^2 N_1(1+\beta^2)/4\pi^2 R^4,$$

получаем

$$\left.\begin{aligned} &P_0 = -2\,(q/q_M)\,(1+a)^{-1/2}\,[1+(q/q_M)^2]^{-1};\\ &R = [(q/q_M)^2 - 1]\,[(q/q_M)^2+1]^{-1}. \end{aligned}\right\} \tag{128}$$

Величина $a \ll 1$ для всех ядерных мишеней. Поэтому пучок нейтральных барионов, рассеянный на угол q_M/k, практически полностью поляризован.

Рассмотрим окрестности области обращения в нуль $J_1(qR)$, т. е. такие $q = q_1 + \Delta$, $q \sim q_1 = y_1/R$, где $J_1(y_1) = 0$ и $\Delta R \ll 1$. В этой области

$$\left.\begin{aligned} &J_0(qR) \approx J_0(q_1R); \quad J_1(qR) \approx J_0(q_1R)\,\Delta R;\\ &x = \Delta R/|\delta|; \quad u = u_0 = q_1 M\sigma \sqrt{N_1(1+\beta^2)}/[4\pi J_0(q_1R)] \end{aligned}\right\} \tag{129}$$

и P_0 обращается в нуль при $q = q_1$, меняет знак выше и ниже

$$P_0(q_1+\Delta) = -P_0(q_1-\Delta), \tag{130}$$

а $|P_0|$ достигает максимума в пренебрежении вкладом действительных частей амплитуд, равного

$$|P_0| = (1+u_0^2)^{-1/2}, \tag{131}$$

при

$$\Delta_M = \frac{|\delta|}{R}(1+u_0^2)^{1/2} \approx \frac{q_M}{2}(1+u_0^2)^{1/2}. \tag{132}$$

Если выделять чисто упругое рассеяние, то $u=0$ и в пренебрежении вкладом действительных частей амплитуд $|P_0(q_1 \pm \pm \Delta_M)| = 1$. Учет вклада квазиупругого рассеяния значительно меняет эту величину. Поскольку $N_1 \sim A^{2/5}$, $R \sim A^{1/3}$, максимальная поляризация достигается на тяжелых ядрах. Для рассеяния нейтронов на ядрах свинца ($A = 208$, $n = 0{,}6$, N_1 ($\sigma = 40$ *мбарн*) $= 9$, $R = 6{,}7$ *ферми*) $u_0 \approx 3$ (в районе первого нуля $J_1 y_1 = 3{,}65$) $|P_0^{n\mathrm{Pb}}(q_1 \pm \Delta_M)| = 0{,}3$. Вблизи второго нуля $y_2 = 7$, $u_0 \approx 7{,}5$ и $|P_0^{n\mathrm{Pb}}(q_2 \pm \Delta_M)| = 0{,}12$.

При рассеянии заряженных барионов ядрами вблизи дифракционных минимумов сечения в пренебрежении вкладом квазиупругого рассеяния максимальные значения $|P_0|$ достигаются при $-t = -t_K \pm \Delta t$; $t_K = (y_k/R)^2$; $\Delta t = 4Z\alpha/R^2$; $J_1(y_k) = 0$; $y_k \neq 0$ и примерно равны

$$|P_0| \approx \frac{y_k|\tilde{\mu}\cos\varphi_{em}(y_k)|}{2MR(1 \pm \varepsilon\sin\varphi_{em}(y_k))}; \tag{133}$$

$$|A| \approx \frac{y_k|\tilde{\mu}\varepsilon\sin\varphi_{em}(y_k)|}{2MR(1 \pm \varepsilon\sin\varphi_{em}(y_k))}. \tag{134}$$

Поскольку $y_k \gg 1$, с помощью (120) можно получить

$$S_{em}(y_k) \approx ZJ_0(y_k)[1 - 4i\varepsilon n(i\varepsilon n - 1)/y_k],$$

откуда приближенно

$$\varphi_{em}(y_k) = \operatorname{arctg}[4n\varepsilon/(y_k + 4n^2)]. \tag{135}$$

Знаки $\pm$ в (133), (134) отвечают конструктивной и деструктивной интерференции M^h и M^{em} в точках $-t = -t_K \pm \Delta t$. Поэтому свойство (130) для рассеяния заряженных барионов не имеет места. Различие значений P_0 в точках $-t_K \pm \Delta t$ максимально для рассеяния на тяжелых ядрах. Для рассеяния на свинце

$$|P_0| = \begin{cases} 0{,}07; \\ 0{,}17; \end{cases} \quad |A| = \begin{cases} 0{,}03, & -t = -t_1 + |\Delta t|; \\ 0{,}08, & -t = -t_1 - |\Delta t|. \end{cases}$$

Значения поляризационных параметров уменьшаются примерно на 25% при учете квазиупругого рассеяния на тяжелых ядрах. Для ядер с $A < 100$ вклад квазиупругого рассеяния превышает вклад упругого рассеяния в минимуме сечения, что сильно уменьшает поляризационные эффекты.

Помимо нулей функции Бесселя $J_1(qR)$ поляризация P_0 обращается в нуль и в нулях $J_0(qR)$, если принять для амплитуды приближение (122). Здесь также справедливо (130) для рассеяния нейтральных барионов, а значение $|P_0|$ достигает максимума

$$|P_0| = (1+v_0^2)^{-1/2}, \tag{136}$$

где

$$v_0 = q_1\sigma\sqrt{N_1(1+\beta^2)}/[4\pi RJ_1(q_1R)]. \tag{137}$$

Поскольку нули $J_0(y)$ и $J_1(y)$ нигде не совпадают, в приближении (122) зависимость $P_0(t)$ будет характеризоваться глубоким минимумом при $-t = -t_M$, а затем спадающими значениями $P_0(t)$ с максимумами (136) и (131) вблизи нулей $J_0(y)$ и $J_1(y)$ соответственно. Так как с ростом q значения v и u растут, значения P_0 в минимумах и максимумах убывают с ростом угла рассеяния. Поляризация $(P_0)_{\text{int}}$ меняет знак вблизи каждого нуля.

Рассеяние мезонов и барионов нуклонами. При высоких энергиях, когда поляризация невелика, интерференция M^h и M^{em} приводит к заметным эффектам в поляризации в соударениях мезонов и нуклонов и при немалых передачах импульса [30]. Если пренебречь относительной фазой адронной и электромагнитной амплитуд, антисимметризацией M^{em}, то в однофотонном приближении для pp-рассеяния

$$(P_0)_{\text{int}}^{pp} = \frac{4\sqrt{\pi}e^2[(\mu-1)/2M]F_{1p}(t)F_{2p}(t)\,\text{Im}\,a^h(t)}{|t|^{1/2}d\sigma_0/dt}, \tag{138}$$

где

$$F_{1p}(t) = [G_E(t) - tG_M(t)/4M^2](1-t/4M^2)^{-1}; \tag{139}$$

$$F_{2p}(t) = [G_M(t) - G_E(t)](\mu-1)^{-1}(1-t/4M^2)^{-1}. \tag{140}$$

Из (138) — (140) видно, что изучение P_0 и вне интерференционной области позволяет определить $\text{Im}\,a^h(t)$ как функцию t вместе с ее знаком. Если пренебречь интерференционным вкладом M^h и M^{em} в выражении для $d\sigma_0/dt$, то в области $|t| > 0{,}01$ $(Гэв/c)^2$ из (138) для поляризации получим

$$(P_0)_{\text{int}}^{pp} = \pm\frac{2\sqrt{\pi}e^2}{M}(\mu-1)F_{1p}F_{2p}/|t|^{1/2}\sqrt{(1+\rho^2)\,d\sigma_0^h/dt}, \tag{141}$$

где $\rho(t) = \text{Re}\,a^h(t)/\text{Im}\,a^h(t)$. Из (141) с помощью экспериментальных данных о $d\sigma_0/dt$ получаем [30], что $(P_0)_{\text{int}}^{pp} \approx 1\%$ в широкой области t при $(100 \div 280)$ *Гэв*.

Отдельного комментария требует поведение $P_0(t)$ вблизи $-t_0 \approx 1{,}5$ $(Гэв/c)^2$, где $d\sigma_0/dt$ имеет минимум, а $\text{Im}\,a^h(t)$, по-видимому, обращается в нуль. Из (138) следует, что вблизи $-t_0$

$$(P_0(t))_{\text{int}}^{pp} = \pm \frac{\sqrt{\pi} e^2 (\mu - 1)}{M \mid t \mid^{1/2}} \frac{F_{1p} F_{2p}}{\mid R \mid} \frac{2w}{1+w^2}, \tag{142}$$

где

$$w = A'(t_0)(t - t_0)/\mid R \mid; \quad A'(t_0) = \frac{d}{dt} \operatorname{Im} a^h (t) \Big|_{t=t_0}; \tag{143}$$

$$\mid R \mid^2 = d\sigma_0(t_0)/dt \tag{144}$$

— значение сечения в минимуме.

Если $\operatorname{Im} a^h(t)$ убывает с ростом t (первый минимум в сечении), то $A' < 0$ и $w \gtrless 0$ при $\mid t \mid \lessgtr \mid t_0 \mid$. Тогда ниже $-t_0$ при $-t_1 = -t_0 - \mid R \mid / \mid A' \mid$ $(P_0)_{\text{int}}^{pp}$ достигает максимума, а выше $-t_0$ при $-t_2 = -t_0 + \mid R \mid / \mid A' \mid$ минимума, причем

$$\mid P_0(t_1) \mid = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{M} (\mu - 1) \frac{F_{1p} F_{2p}}{\sqrt{\mid t_1 \mid d\sigma_0(t_0)/dt}} \approx$$

$$\approx \frac{\mid P_{0\,\text{int}} \mid}{2} \left[\frac{d\sigma_0(t_1)/dt}{d\sigma_0(t_0)/dt} \right]^{1/2}. \tag{145}$$

Для асимметрии в пион (K-мезон)-протонном рассеянии на поляризованной протонной мишени аналогично (141) имеем

$$(P_0(t))_{\text{int}}^{\pi^{\pm}-p} = \pm \frac{2\sqrt{\pi} e^2}{M} \frac{(\mu - 1) F(t) F_{2p}(t)}{[\mid t \mid [1 + \rho^2(t)] \, d\sigma_0/dt]^{1/2}}, \tag{146}$$

где $F(t)$ — форм-фактор бесспинового мезона, а знак интерференции разный для рассеяния положительно и отрицательно заряженных мезонов протонами. Здесь также необходимо дополнительно учитывать изменение знака $\operatorname{Im} a^h(t)$ в минимумах сечений.

Дтя рассеяния нейтронов ядрами в том же приближении при высоких энергиях

$$(P_0(t))_{\text{int}}^{hA} = \frac{2\sqrt{\pi} (Ze^2/M) \mu_n F_A(t) F_{2n}(t) \operatorname{Im} a^h(t)}{\mid t \mid^{1/2} d\sigma_0/dt}, \tag{147}$$

где $F_A(t)$ форм-фактор ядра;

$$F_{2n}(t) = [G_M(t) - G_E(t)] / [\mu_n (1 - t/4M^2)]. \tag{148}$$

Для асимметрии в сечении рассеяния поляризованных нейтронов неполяризованными протонами вместо (138) имеем

$$(P_0(t))_{\text{int}}^{n} = \frac{2\sqrt{\pi} (e^2/M) \mu_n F_{1p} F_{2n} \operatorname{Im} a^h(t)}{\mid t \mid^{1/2} d\sigma_0/dt}. \tag{149}$$

Для асимметрии в сечении рассеяния неполяризованных нейтронов на поляризованной протонной мишени

$$(P_0(t))_{\text{int}}^{p} = \frac{2\sqrt{\pi} (e^2/M)(\mu - 1) F_{1n} F_{2p} \operatorname{Im} a^h(t)}{\mid t \mid^{1/2} d\sigma_0/dt}. \tag{150}$$

Таким образом,

$$(P_\upsilon)^p_{\rm int}/(P_0)^n_{\rm int} = (\mu_p - 1)\, F_{1n}F_{2p}/\mu_n F_{1p} F_{2n} \qquad (151)$$

и, следовательно, $|P_0^p| \ll |P_0^n|$ при малых t, что и отмечалось выше. С ростом t, как и следует из (150), различие в поляризации нейтронов и протонов сохраняется, но становится меньше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видно, изучение электромагнитно-адронной интерференции в поляризационных явлениях представляет собой источник богатой и чрезвычайно труднодостижимой другими методами информации о структуре и свойствах амплитуд, определяемых сильными взаимодействиями. Как и в других своих проявлениях, электромагнитное поле оказывается здесь эффективным «пробным телом», с помощью которого исследуется неизвестное сильное взаимодействие.

Заметные отклонения от полученных для некоторых процессов заключений об интерференционной поляризации в будущих экспериментах позволят получить сведения о спиновой зависимости сильных взаимодействий, а совпадение измеренных величин с предсказанными — об отсутствии спиновой зависимости в M^h при высоких энергиях.

С повышением точности изучения поляризационных явлений с барионами, энергии которых составляют от нескольких сот Мэв до 1 *Гэв*, где спиновая структура M^h особенно богата, и при высоких энергиях, где суммарные поляризационные эффекты невелики, учет электромагнитных эффектов необходим, и он является дополнением к учету независящего от спина кулоновского взаимодействия.

Отметим в заключение некоторые из новых возможностей, которые открываются из-за электромагнитно-адронной интерференции в поляризации:

возникает возможность получения поляризованных пучков барионов и измерения поляризации пучков барионов высоких энергий;

изучение вращения поляризации нейтронов позволяет определить Re $a^h(t)$ вместе со знаком в области малых углов рассеяния;

изучение асимметрии в сечении NN-рассеяния с поляризованным пучком (поляризованной мишенью) и неполяризованной мишенью (неполяризованным пучком), других спиновых эффектов при малых t позволяет определить полные сечения NN-взаимодействия в спиновых состояниях;

предсказывается нарушающее изоспиновую инвариантность различие поляризаций рассеянных нейтронов и протонов в

$n - p$-рассеянии, величина которого определяется отношением $\operatorname{Im} b^h/\operatorname{Im} a^h$;

наличие интерференции M^{em} с M^h в общем случае может заметно изменить угловую зависимость $P_0(t) = P_0^h + P_0^{\text{int}}$ в области $-t < 0{,}1$ $(Гэв/c)^2$;

из-за кулоновского (заряд — заряд) взаимодействия P_0^{int} в $\pi^\pm p$-, $K^\pm p$-, pp-, $\bar{p}p$-, pA-упругих соударениях уменьшается по сравнению с поляризацией нейтронов. Изучение P_0^{int} вблизи $-t_p = -\sqrt{3}\, t_c$, где ожидается максимум, равный примерно (4,5—5)%, позволяет исследовать спиновую зависимость M^h при малых t;

помимо области малых t интерференция M^h и M^{em} оказывается существенной в поляризационных параметрах вблизи нулей бесселевых функций $J_0(qR)$ и $J_1(qR)$ для барион-ядерного рассеяния. P_0^{int} обращается в нуль в нулях бесселевых функций и достигает минимума и максимума вблизи нулей;

изучение P_0^{int} при высоких энергиях, где P_0 мало, позволяет определить $a^h(t)$ в широкой области t;

исследование P_0 в когерентном рождении барионных резонансов позволяет более точно и надежно определить вклад эффекта Примакова и связанную с ней информацию о резонансах.

Автор благодарен А. П. Ванже, Б. З. Копелиовичу, А. В. Тарасову, вместе с которыми получена основная часть оригинальных результатов, Л. Ван Россуму и Бошняковичу, обсуждения с которыми вызвали интерес к интерференционным явлениям в поляризации, а также Бурель и Софферу за присылку сообщения о их работе до опубликования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Лапидус Л. И., Плис Ю. А., Саранцев В. П., Сороко Л. М.** Препринт ОИЯИ Р1-5209, 1970.
2. **Wolfenstein L.** «Ann. Rev. of Nucl. Sci.», 1956, v. 6, p. 43.
3. **Биленький С. М., Лапидус Л. И., Рындин Р. М.** «УФН», 1964, т. 84, с. 243.
4. **Пузиков Л. Д., Рындин Р. М., Смородинский Я. А.** «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 592.
5. **Schwinger J.** «Phys. Rev.», 1948, v. 73, p. 407.
6. **Akhiezer A. I., Pomeranchuk I. Ya.** «J. Phys.», 1945, v. 9, p. 471; **Померанчук И. Я.** Собрание научных трудов. Т. 3. М., «Наука», 1972, с. 141.
7. **Primakoff H.** «Phys. Rev.», 1951, v. 81, p. 899.
8. **Piccioni O.** В кн.: Труды конференции по физике высоких энергий. Киев. 1959.
9. **Pomeranchuk I. Ya., Schumashkevich I. M.** «Nucl. Phys.», 1961, v. 23, p. 452.
10. **Garren A.** «Phys. Rev.», 1954, v. 96, p. 1709; 1956, v. 101, p. 419.
11. **Breit G.** «Phys. Rev.», 1955, v. 99, p. 1581.
12. **Bethe H. A.** «Ann. Phys.», 1958, v. 3, p. 180.
13. **Соловьев Л. Д.** «ЖЭТФ», 1965, т. 49, с. 292.
14. **West G. B., Yennie P. R.** «Phys. Rev.», 1968, v. 172, p. 1413.

15. **Locher N. P.** «Nucl. Phys. B», 1967, v. 2, p. 525.
16. **Лапидус Л. И.** В кн.: Материалы 7-й школы ЛИЯФ. Т. 2, 1972; Препринт Р1, 2-8529, Дубна, 1975, с. 295.
17. **Ванжа А. П., Лапидус Л. И., Тарасов А. В.** «Ядерная физика», 1972, т. 16, с. 1023.
18. **Лапидус Л. И.** «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 592.
19. **Копелиович Б. З., Лапидус Л. И.** «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 218.
20. **Копелиович Б. З., Лапидус Л. И.** «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 340.
21. **Ванжа А. П., Лапидус Л. И., Тарасов А. В.** «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 416.
22. **Ванжа А. П., Лапидус Л. И., Тарасов А. В.** Препринт ОИЯИ Р2-8623, Дубна, 1975.
23. **Halprin A., Andersen C. M., Primakoff H.** «Phys. Rev.», 1966, v. 152, p. 1295.
24. **Ландау Л. Д., Смородинский Я. А.** «ЖЭТФ», 1944, т. 14, с. 269; «J. Phys. USSR», 1944, v. 8, p. 154; **Ландау Л. Д.** Собрание трудов. Т. 1. М., «Наука», 1969, с. 467.
25. **Breit G., Condon E. V., Present R. D.** «Phys. Rev.», 1936, v. 50, p. 825.
26. **Горлов Г. В., Лебедева Н. С., Морозов В. М.** «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 1086; **Kuchnir F. T.** e.a. «Phys. Rev.», 1968, v. 176, p. 1405.
27. **Hogan W. S., Seylor R. G.** «Phys. Rev.», 1970, v. 1, p. 17.
28. **Rust D. R.** e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 58, p. 114.
29. **Копелиович Б. З., Лапидус Л. И.** «ЖЭТФ», 1976, т. 71, с. 61; **Дубовиков М. С., Тер-Мартиросян К. А.** Препринт ИТЭФ-37, Москва, 1976; **Дубовиков М. С. и др.** Препринт ОИЯИ Д2-9789, 1976; «Nucl. Phys. B», 1977, v. 123, p. 147.
30. **Bourrely C., Soffer J.** Note on the Size of the Coulomb-Nuclear Interference Polarization in Hadronic Reactions at High Energy and Large Momentum Transter. — Препринт Центра теоретической физики в Марселе. CNSR, 77/P. 899, январь 1977.