

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



4/11.74

P2 - 7578

B-171

793/2-74

А.П.Ванжа, Л.И.Липидус, А.В.Тарасов

ЭФФЕКТ ПРИМАКОВА
И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
В КОГЕРЕНТНОМ РОЖДЕНИИ
НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

1973

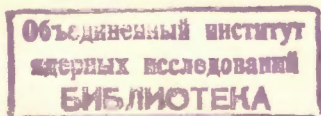
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P2 - 7578

А.П.Ванжа, Л.И.Липидус, А.В.Тарасов

ЭФФЕКТ ПРИМАКОВА
И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
В КОГЕРЕНТНОМ РОЖДЕНИИ
НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в ЯФ



S u m m a r y

Polarization effects due to the interference between hadronic and spin dependent Primakoff amplitudes are under consideration for the coherent production of unstable particles like (5) hadronic part of the amplitude of which have Pomernanchuk pole contribution. For another group of processes like (4), where contribution of the ρ -pole is important at high energy, polarization effects are absent.

Two processes: $N + Z \rightarrow N(14+70) + Z$ (A) and $\pi + Z \rightarrow \pi_1 + Z$ (B), where Z is the spinless nucleus, are under more detailed consideration here. The hadronic part of the amplitude for (A) is given in (6), where the nuclear form factor $S_h(q)$ is given in (7). Here

$\sigma_{1,2}$ are the total cross sections of particles 1,2 in the process $1 + Z \rightarrow 2 + Z$. For $f_h(q)$ and $F_h(q)$ conditions (8) and (9) are valid. For the electromagnetic part of the amplitude for (A) we have (10). For the electromagnetic formfactor we have (11). At high energy and small q it is possible to express (11) with the help of hypergeometrical function $F(2+iZ\alpha\xi, 1+iZ\alpha\xi, 2, -q^2/\Delta^2)$ and then reduce it to (12). In the first approximation in $Z\alpha$ at small q (12) is reduced to the phase in (13). Due to the spin-dependence of (10) baryons produced in (A) at small q are strongly polarized like in elastic scattering at small angles. When the hadronic part of the amplitude is pure imaginary we have (14) for the polarization P_0 . Because of the phase $\varphi(q)$ the maximal value of P_0 is higher for processes like (A) with neutral baryons.

For hadronic and electromagnetic parts of amplitudes for (B) we have (15) and (16). Because of vacuum trajectory exchange A_1 mesons are produced in states with zero helicity. Due to the electromagnetic contribution A_1 are produced with $\lambda = \pm 1$. With the help of (15) and (16) we have (17) for the helicity amplitudes F_λ . For the unpolarized cross section and the density matrix elements $\rho_{\lambda\lambda'}$ we have (18)-(22). The main electromagnetic interference contribution is seen in the angular distribution of decay pions according to (23) and (24). It is interesting that (24) vanishes when the phase $\varphi(q) = 0$.

1. В связи с задачей непосредственного измерения ширины электромагнитных распадов нестабильных частиц (мезонов, нуклонных (N^*) и гиперонных (Y^*) резонансов), т.е. процессов вида

$$\pi^0, \eta^0 \rightarrow 2\gamma, \quad \rho^\mp \rightarrow \pi^\mp \gamma, \quad K^* \bar{p} \rightarrow K \bar{p} \gamma, \\ N^* \rightarrow N \gamma, \quad Y^* \rightarrow Y \gamma \quad (1)$$

Примаковым^{/1/}, Померанчуком и Шмушкевичем^{/2/} и другими авторами (см. литературу, например, в^{/3/}) было предложено изучать электромагнитные (обязанные однофотонному обмену) вклады в сечения процессов вида

$$\gamma + Z \rightarrow \pi^0, \eta^0 + Z, \quad \pi^\mp (K^\mp) + Z \rightarrow \rho^\mp (K^\mp) + Z, \\ N + Z \rightarrow N^* + Z, \quad Y + Z \rightarrow Y^* + Z \quad (2)$$

(в общем случае $1 + Z \rightarrow 2 + Z$), которые непосредственно выражаются^{/4/} через ширины распадов (1)

$$\frac{d\sigma}{dt'} = \frac{2s_2 + 1}{2s_1 + 1} \frac{Z^2 a 8\pi \Gamma(2 \rightarrow 1\gamma)}{(m_2^2 - m_1^2)^3} \frac{|t'|}{(t' + t_m)^2} \quad (3)$$

Здесь $-t' = (k \sin \theta)^2$, $-t_m = \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{2k} \right)^2$, k - импульс налетающей частицы, $m_{1,2}$ - массы частиц 1 и 2, $s_{1,2}$ - их спины, θ - угол рассеяния в лабораторной системе.

Дифференциальное сечение (3) в максимуме (при $-t' = -t_m$) обратно пропорционально t_m и растет квадратично с ростом энергии. Полное сечение эффекта Примакова с образованием резонанса растет, как логарифм энергии.

Поскольку обязанная сильным взаимодействиям адронная часть сечения с теми же частицами в начальном и конечном состояниях по крайней мере не растет с энергией, при достаточно высоких энергиях эффект Примакова под малыми углами становится доминирующим /1,2,5/. Измерение дифференциальных сечений соответствующих процессов (2) позволяет определить величины ширины $\Gamma (2 \rightarrow 1\gamma)$ для процессов (1).

При энергиях частиц, достижимых на ускорителях высоких энергий, существенной оказывается интерференция электромагнитной и ядерной частей амплитуды. В зависимости от роли этой интерференции процессы типа (2) можно разбить на две группы. Для процессов типа (ядра Z - бесспиновые)

$$\begin{aligned} \gamma + Z \rightarrow \pi^0, \quad \eta^0 + Z, \quad \pi^+ (K^+) + Z \rightarrow \rho^+ (K^{*+}) + Z, \\ N + Z \rightarrow \Delta + Z, \quad \Lambda^0 + Z \rightarrow \Sigma^0 + Z, \end{aligned} \quad (4)$$

в которых запрещен обмен полюсом Померанчука, основной вклад в адронную часть амплитуды дает (при высоких энергиях) ω -полюс, спин и четность которого те же, что и у фотона. Поэтому для процессов (4) спиновые структуры электромагнитной и адронной частей амплитуд совпадают и их интерференция должна проявляться в изменении t' -зависимости диф-

ференциального сечения рассматриваемых процессов с неполяризованными частицами под малыми углами*.

По-иному проявляется интерференция адронной и электромагнитной частей амплитуд для дифракционных процессов, идущих в основном через обмен полюсом Померанчука, например, для процессов

$$\begin{aligned} \pi + Z \rightarrow A_1, \quad A_3 + Z, \quad K + Z \rightarrow Q, \quad L + Z, \\ N + Z \rightarrow N(1470) + Z, \quad Y + Z \rightarrow Y^* + Z \end{aligned} \quad (5)$$

(Y^* - гиперонные резонансы с квантовыми числами начального гиперона).

Для процессов этой группы адронная амплитуда не убывает с ростом энергии. Кроме того, спиновые структуры адронной и электромагнитной частей амплитуды различаются. Поэтому в выражении для дифференциального сечения с неполяризованными частицами интерференционные слагаемые отсутствуют, что сильно затрудняет выделение вклада эффекта Примакова**.

* Как было отмечено в /6/, изучение эффекта Примакова с поляризованными частицами может помочь в более надежном отделении некогерентного фона.

** Как следует из формул, приведенных ниже, электромагнитный вклад в дифференциальное сечение процесса $\pi P_b \rightarrow A_1 P_b$ при $E_\pi = 40$ ГэВ в максимуме, т.е. при $-t' = -t_m \approx 10^{-4} (\text{ГэВ}/c)^2$, составляет одну десятую от ядерного сечения, если $\Gamma(A_1 \pi \gamma) \approx 100$ кэВ. Реальные трудности еще больше, поскольку обычно измеряется сечение, проинтегрированное по некоторому интервалу t' , определяемому разрешением аппаратуры, а для менее тяжелых, чем P_b , ядер относительная роль эффекта Примакова еще меньше.

Различие в спиновой структуре электромагнитной и адронной частей амплитуд процессов типа (5) может привести к интересным интерференционным эффектам порядка $2\sqrt{\frac{d\sigma^{em}}{dt} / \frac{d\sigma^h}{dt}}$ в поляризационных эффектах соответствующих процессов. Основной целью настоящей работы является рассмотрение тех возможностей, которые дают эти интерференционные эффекты в поляризационных явлениях для изучения процессов когерентного рождения частиц типа (5). Ниже рассмотрены два процесса: $N + Z \rightarrow N(1470) + Z$ и $\pi + Z \rightarrow A_1 + Z$.

2. Ядерная часть амплитуды процесса $N + Z \rightarrow N(1470) + Z$ при малых передачах в основном не зависит от спина (зависящая от спина часть амплитуды пропорциональна $\sin \theta$ и пренебрежимо мала в области, где существенна интерференция адронной и электромагнитной амплитуд) и выражается через не зависящую от спина часть амплитуды $f_h(q)$ процесса $N + N \rightarrow N^* + N$ следующим образом:

$$F_h(q) = f_h(0) S_h(q). \quad (6)$$

Ядерный формфактор $S_h(q)$ для всех процессов рассматриваемого типа имеет структуру /7/

$$S_h(q) = 2\pi \int b db J_0(qb) \frac{e^{-\frac{\sigma_1}{2} T(b)} - e^{-\frac{\sigma_2}{2} T(b)}}{\frac{\sigma_2}{2} - \frac{\sigma_1}{2}}, \quad (7)$$

где $\sigma_{1,2}$ - полные сечения взаимодействия частиц 1,2 с нуклонами, $T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz$, $\int T(b) d^2b = A$, ρ - плотность ядра. В выражении (7) опущены малые при высоких энергиях отношения $\text{Re } f(0) / \text{Im } f(0)$. Амплитуды F_h и f_h нормированы соотношениями

$$|f_h(q)|^2 = \frac{d\sigma}{dt} (NN \rightarrow NN^*), \quad (8)$$

$$|F_h(q)|^2 = \frac{d\sigma}{dt} (NZ \rightarrow N^*Z). \quad (9)$$

Электромагнитная часть амплитуды процесса $N + Z \rightarrow N^* + Z$ при малых передачах в пренебрежении малыми членами сводится к зависящему от спина слагаемому вида

$$F_{em}(q) = \frac{i[\vec{\sigma} \times \vec{k}] \vec{q}}{k(q^2 + \Delta^2)} Z \sqrt{\left(\frac{2S_2 + 1}{2S_1 + 1}\right) \frac{8\pi a \Gamma(2 + i\gamma) m_2^3}{(m_2^2 - m_1^2)^3}} S_{em}(q). \quad (10)$$

Здесь $-q^2 = t$, $-\Delta^2 = t_m$, а электромагнитный "формфактор" $S_{em}(q)$ также имеет одинаковую структуру для всех процессов и в приближении, когда эффекты поглощения аппроксимируются абсолютно черным ядром радиуса R , дается выражением /8/

$$S_{em}(q) = \frac{\Delta}{q} (q^2 + \Delta^2) \int_R^\infty b db J_1(qb) K_1(\Delta b) \times \exp(2iZa\epsilon \ln b/R), \quad (11)$$

где $\epsilon = 0, \pm 1$ - заряд частиц 1,2 (в долях), а $J_1(x)$ и $K_1(x)$ - функции Бесселя.

При столь высоких энергиях, что $\Delta R \ll 1$, и столь малых углах рассеяния, что $q \sim \Delta$, нижний предел интеграла в (11) можно заменить на ноль. Получившееся выражение записывается известным образом через гипергеометрическую функцию $F(2 + iZa\epsilon, 1 + iZa\epsilon,$

2, $-q^2/\Delta^2$). Используя свойства симметрии гипергеометрической функции и известное интегральное представление для нее, выражение для (11) можно привести к удобному для дальнейшего виду:

$$S_{em}(q) = \exp \left\{ -iZ\alpha\epsilon \ln \frac{(q^2 + \Delta^2) R^2}{4} + \right. \\ \left. + 2 \operatorname{Arg} \Gamma(i + iZ\alpha\epsilon) \right\} (1 + iZ\alpha\epsilon) \int_0^1 \frac{u(1-ux)}{1-u} iZ\alpha\epsilon du + \\ + 0 \left(\frac{\Delta^2 R^2}{4}, \frac{q^2 R^2}{4} \right), \quad (12)$$

где $x = q^2 / (\Delta^2 + q^2)$,

В первом приближении по $Z\alpha$ при малых передачах "формфактор" $S_{em}(q)$ сводится к фазовому множителю

$$S_{em}(q) \approx \\ = \exp iZ\alpha\epsilon \left(-\ln \frac{\Delta^2 R^2}{4} + 2C + \left(\frac{\Delta^2}{q^2} - 1 \right) \ln \frac{q^2 + \Delta^2}{\Delta^2} \right) \\ + 0 \left(\frac{(Z\alpha)^2}{2}, \frac{\Delta^2 R^2}{4}, \frac{q^2 R^2}{4} \right) = \exp i\phi(q, Z\alpha\epsilon). \quad (13)$$

Спиновая зависимость электромагнитной амплитуды (10) приводит при малых передачах $q \sim \Delta$ к значительной поляризации рождающихся барионов. Если аппроксимировать адронную амплитуду чисто мнимым выражением, для поляризации P_0 получаем

$$P_0 = 2 \sqrt{\frac{d\sigma^{em}}{dt} / \frac{d\sigma^h}{dt}} \cos \phi \left[1 + \frac{d\sigma^{em}}{dt} / \frac{d\sigma^h}{dt} \right]^{-1}. \quad (14)$$

Как видно из (14), даже если вклад эффекта Примакова в сечение взаимодействия неполяризованных частиц составляет несколько процентов, его вклад в поляризацию может достигать десятков процентов. Этот результат представляет интерес в связи с тем, что становится доступным получение поляризованных пучков барионов высоких энергий. Заметное значение P_0 приведет к значительной асимметрии в дифференциальном сечении процесса на поляризованном пучке.

Наличие ненулевой фазы $\phi(q)$ у электромагнитной амплитуды для процессов с заряженными частицами несколько уменьшает поляризационный эффект. Например, в случае реакции $N + Pb \rightarrow N(1470) + Pb$ ($R=6,7\phi, Z=82$) при $E_N = 40$ ГэВ, $\Delta = 1,5 \cdot 10^{-2}$ (ГэВ/с) и $q = \Delta$ фаза $\phi(q = \Delta)$ достигает $\approx \pi/2$ и поляризация P_0 обращается в нуль. Для той же реакции на ядрах меди ($R = 4,5\phi$) ($Z=28$) фаза $\phi(q = \Delta) = 0,16$ и $P_0 \approx 2 \sqrt{\frac{d\sigma^{em}}{dt} / \frac{d\sigma^h}{dt}}$.

Таким образом, максимальная величина поляризационного эффекта на всех ядрах в процессах вида $N + Z \rightarrow N^*Z$, $Y + Z \rightarrow Y^* + Z$ достигается в экспериментах с нейтральными барионами (нейтроны, нейтральные гипероны). Для заряженных частиц (протоны, антипротоны, заряженные гипероны) эффект может заметно ослабляться из-за кулоновской фазы ϕ .

3. В другом случае, рассматриваемом ниже, существование немалой кулоновской фазы приводит к заметному поляризационному эффекту.

В процессе $\pi Z \rightarrow A_1 Z$ обмен вакуумной траекторией приводит к тому, что A_1 -мезоны, образующиеся под углами, близкими к нулевому, оказываются продольно-поляризованными (A_1 -мезоны образуются в состояниях с нулевой спиральностью). С другой стороны, эффект Примакова приводит к рождению A_1 -мезонов со спиральностями $\lambda = \pm 1$.

Адронная и электромагнитная амплитуды рассматриваемого сейчас процесса имеют соответственно структуру

$$F_h = \frac{\vec{\epsilon} \vec{k}}{k} f_{\pi N \rightarrow A_1 N} (0) S_h(q) \quad (15)$$

и

$$F_{em} = Z \frac{\vec{\epsilon} \vec{q}}{q^2 + \Delta^2} \sqrt{\frac{2s_2 + 1}{2s_1 + 1}} \frac{8\pi a \Gamma(A_1 \pi \gamma) m_{A_1}^3}{(m_{A_1}^2 - m_\pi^2)^2} S_{em}. \quad (16)$$

Здесь \vec{k} - импульс пиона, \vec{q} - передача импульса, $\vec{q} \vec{k} = 0$, $\vec{\epsilon}$ - вектор поляризации A_1 -мезона в его системе покоя; величины $S_h(q)$ и $S_{em}(q)$ определены в (7) и (11).

Спиральные амплитуды F_λ можно выразить через дифференциальные сечения ядерного и электромагнитного рождения и введенную выше кулоновскую фазу $\phi(q)$ следующим образом:

$$F_0 = i \sqrt{\frac{d\sigma^h}{dt}}, \quad (17)$$

$$F_1 = F_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\phi(q)} \sqrt{\frac{d\sigma_{em}}{dt}}.$$

Дифференциальное сечение для неполяризованных частиц $d\sigma_0/dt$ и элементы матрицы плотности $\rho_{\lambda\lambda'}$ даются выражениями

$$\frac{d\sigma_0}{dt} = \sum_{\lambda} |F_\lambda|^2 = \frac{d\sigma^{em}}{dt} + \frac{d\sigma^h}{dt}, \quad (18)$$

$$\rho_{\lambda\lambda'} = F_\lambda F_{\lambda'}^* / d\sigma_0/dt. \quad (19)$$

Отсюда

$$\rho_{00} = \left(1 + \frac{d\sigma^{em}}{dt} / \frac{d\sigma^h}{dt}\right)^{-1}, \quad (20)$$

$$\rho_{11} = \rho_{-1,-1} = \rho_{1,-1} = \rho_{-1,1} = \frac{d\sigma^{em}}{dt} \left(\frac{d\sigma^h}{dt} + \frac{d\sigma^{em}}{dt}\right)^{-1} \quad (21)$$

и

$$\rho_{01} = \rho_{0,-1} = \rho_{10}^* = \rho_{-10}^* = \frac{i}{\sqrt{2}} e^{-i\phi(q)} \sqrt{\frac{d\sigma^{em}}{dt} / \frac{d\sigma^h}{dt}} \left(1 + \frac{d\sigma^{em}}{dt} / \frac{d\sigma^h}{dt}\right)^{-1}. \quad (22)$$

Если A_1 -мезон распадается в основном на ρ - π систему в s -состоянии, то в дифференциальное сечение, просуммированное по всем состояниям поляризации ρ -мезона (проинтегрированное по всем углам вылета двух пионов, на которые распадается ρ -мезон), линейные по амплитуде Примакова эффекты (величины $\rho_{0,\pm 1}$) войдут с множителем $v_\rho^2 \approx 0,1$ (v_ρ - скорость ρ -мезона в системе покоя A_1 -мезона) и их обнаружение будет затруднено. Линейные по электромагнитной амплитуде слагаемые проявятся в угловом распределении пионов от распада ρ -мезона, изучение которого эквивалентно измерению матрицы плотности ρ -мезона.

В пренебрежении эффектами порядка v_ρ^2 угловое распределение по относительному импульсу l двух пионов от распада ρ -мезона дается выражением

$$W(\vartheta, \psi) = \frac{3}{2\pi} [\rho_{00} \cos^2 \vartheta + \rho_{11} \sin^2 \vartheta + \sqrt{2} \operatorname{Re}(\rho_{01}) \sin 2\vartheta \cos \psi + \rho_{1,-1} \sin^2 \vartheta \cos 2\psi] \quad (23)$$

где

$$\cos \vartheta = (kl/k_l), \quad \sin \vartheta \cos \psi = (gl/g_l).$$

Линейные по амплитуде F_{em} слагаемые входят в (23) в виде

$$\sqrt{2} \operatorname{Re}(\rho_{01}) = \sqrt{\frac{d\sigma^{em}}{dt} / \frac{d\sigma^h}{dt}} \sin \phi(q). \quad (24)$$

Выражение (24) обращается в нуль при $\phi(q)=0$, и весь эффект обусловлен отличием кулоновской фазы от нуля. Следовательно, для экспериментального исследования этого эффекта желательно изучение азимутальной асимметрии распадов $A_1 \rightarrow \pi + \rho_{\pm 2\pi}$ в реакциях когерентного рождения A_1 -мезонов на тяжелых ядрах.

Авторы благодарят О.А.Займидорогу, Б.З.Копелиовича, В.Л.Коротких, А.С.Пака за полезные замечания.

Литература

1. H. Primakoff. Phys. Rev., 81, 899 (1951).
2. И.Я.Померанчук, И.М.Шмушкевич. Nucl. Phys., 23, 452 (1961).
3. Б.З.Копелиович, Л.И.Лapidус. Препринт ОИЯИ, P2-7482, Дубна, 1973.
4. A. Halprin, C.M. Andersen, H. Primakoff. Phys. Rev., 152, 1295 (1966).
5. G. Berlad et al. Ann. of Phys., 75, 461 (1973); A. Dar. High Energy Phenomenology, ed. by Tran Than Van. Proc. 8th Rencontre de Moriond, Meribel-les-Alues, France, March 7-9.

6. Л.И.Лapidус, М.М.Мусаханов. ЯФ, т. 8, вып. 4, 793 (1968).
7. В.Л.Коротких. Рождение резонансов на ядрах пионами высоких энергий. (Конспект лекций). Изд-во МГУ, Москва, 1973.
8. G. Faldt et al. Nucl. Phys., B41, 125 (1972).
9. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблицы интегралов, сумм и произведений. Наука, Москва, 1973, стр. 707.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 ноября 1973 года.