ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 5433

Доан Нхыонг

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕКОТОРЫХ ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ АДРОНОВ

Специальность 041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена в Объединенном институте ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук С.М. Биленький

кандидат физико-математических наук В.А. Матвеев

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Объединенный институт ядерных исследований.

Автореферат разослан " " 1970 года

Защита диссертации состоится " " 1970 года на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А. Асанов

2 - 5433

Доан Нхы онг

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕКОТОРЫХ ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ АДРОНОВ

Специальность 041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Исследования поляризационных эффектов в физике элементарных частиц имеют большое значение для понимания динамики процессов и проверки справедливости теоретических моделей, а также для экспериментального определения таких характеристик частиц, как аномальный магнитный момент, квадрупольный электрический момент и т.д. Например, можно определить поляризацию частиц с помощью измерения лево-правой асимметрии в рассеянии поляризованной частицы неполяризованной мишенью /1/. Удачное построение поляризованной протонной мишени /2/ расширяет возможности исследований в физике элементарных частиц. На основе опытов с поляризованной протонной мишенью можно однозначно восстановить амплитуды NN- , πN- рассеяния, фоторождения (с точностью до общей фазы) /3,4/, проверить справедливость основных законов сохранения T - , C - , P - , CT - и TCP -инвариантностей, а также определить четность гиперонов и K -мезонов. Кроме того, из общих соображений теории поля можно доказать /5/, что при больших энергиях поляризация протонов отдачи в процессах упругого рассеяния π^+ и π^- -мезонов на протонах одинакова по величине и противоположна по знаку. На основе этих измерений поляризации можно прямо проверить справедливость основных гипотез теории поля.

В последнее время интенсивно изучается кинематическая проблема в процессах рассеяния. В работе /6/ было доказано, что в нуклон -нуклонном и нуклон-антинуклонном рассеяниях для устранения кинематических особенностей при $t = 0$ (t -квадрат передаваемого импульса), возникающих при вычислении вкладов от отдельных полюсов Редже в амплитуды, необходимо потребовать наличия простых соотношений между положениями и вычетами полюсов Редже, принадлежащих к различным траекториям. Тогда полная амплитуда будет аналитичной. Фактически аналитичность амплитуд процессов, в которых принимают участие частицы со спином и с неравными массами, требует соотношений между спиральными амплитудами не только при $t=0$ (конспирационные соотношения), но и при $t=(m_i \pm m_j)^2$ (на порогах и псевдопорогах). Такие соотношения называются кинематическими ограничениями /7/. Эти соотношения, а также ограничения на них играют важную роль в анализе экспериментальных данных при больших энергиях. В частности, Джонсом /8/ было найдено, что в рождении векторного мезона π -мезоном при $t=0$, π -траектория дает главный вклад, несмотря на ее более нижнее пересечение по сравнению с пересечением других траекторий $(A_2, \omega, \ldots)$ на картине Чу-Фраучи.

До сих пор было известно, что во всех процессах, в амплитуды которых дает вклад π -полюс, он дает преимущественный вклад при $t=0$ по сравнению с вкладами других полюсов с высшими пересечениями на картине Чу-Фраучи. На основе конспирационных соотношений Фраучи и Джонсу /8/ удалось успешно объяснить появление наблюдаемого на опыте пика вперед в фоторождении π -мезона.

В настоящей диссертации рассматриваются поляризационные эффекты в некоторых процессах, в которых можно определить аномальный магнитный и квадрупольный электрический момент W -мезона. Рассмотрены также возможности определения электромагнитных формфакторов векторного мезона, включая и формфактор, описывающий нарушение T -инвариантности в электромагнитном взаимодействии, в разных физических областях передаваемого импульса.

Изучены возможности восстановления амплитуд реакций с частицами более высших спинов, а именно: упругого рассеяния π -мезона на дейтроне, фоторождения π -мезона при любом

(включая нулевой) угле, рождения векторного мезона с помощью π -мезона. Рассмотрены также рождения изобаров в схеме реджистики с учетом кинематических особенностей амплитуд. Найдены конспирационные соотношения и кинематические ограничения на порогах и псевдопорогах, которым должны удовлетворять спиральные амплитуды ряда процессов.

Диссертация состоит из пяти глав. Материалы, входящие в ее основу, были опубликованы в работах /9-16/. В <u>первой</u> главе /9,10/ рассматривается рождение W -мезона при аннигиляции порялизованных протонов и антипротонов $p+\bar{p} \to W^+ + W^-$. При отсутствии квадрупольного момента дифференциальное сечение этого процесса имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \beta_w^3}{2^4 E|\vec{p}_p|}\, \delta^2 \Big[A + \frac{6-\delta^2}{\delta^2} B + 2\mu_w A + \mu_w^2 \Big(A + \frac{\delta^2-2}{2} B\Big)\Big], \quad (1)$$

где μ_w -аномальный магнитный момент W -мезона. E, β_w - энергия и скорость мезона в с.ц.м. A, B -функции энергии, угла рассеяния в с.ц.м. и электромагнитных формфакторов F_1 - и F_2 - нуклонов, $\delta = E/m_w$. В случае аннигиляции неполяризованного антипротона и поляризованного протона имеем x/

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \Big(\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big)_{\text{непол.}} - \frac{\gamma^2-4}{4\gamma}\, \mathrm{Im}\, F_1 F_2^* \cos\theta\; \vec{\eta}\,'\vec{n}\,. \qquad (2)$$

Здесь $\Big(\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big)_{\text{непол.}}$ - сечение аннигиляции неполяризованных протона и антипротона, $\vec{\eta}\,'$ - вектор поляризации протона, $\vec{n}$ - нормаль к плоскости реакции. Как видно из (2), аннигиляция неполяризованного и поляризованного протонов позволяет получить некоторые сведения о мнимой части комплексных формфакторов протона. Интегрируя (1) по направлению импульса мезона, получим следующее выражение для полного сечения аннигиляции

x/ $\gamma = E/M$, M - масса протона.

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_1 (\vec{\eta}\,\vec{\eta}\,') + \sigma_2 (\vec{\eta}\;\vec{p}^{\,0}_{\bar{p}})(\vec{\eta}\,'\vec{p}^{\,0}_{\bar{p}}) \,, \qquad (3)$$

где $\vec{\eta}$ – вектор поляризации антипротона, $\vec{p}^{\,0}_{\bar{p}}$ – единичный вектор, направленный по импульсу антипротона; σ_0, σ_1, σ_2 – функции энергии и формфакторов F_1, F_2; кроме того, $\sigma_2 \approx \mathrm{Re}\, F_1 \, F_2^*$. Отсюда следует, что в отличие от лептонной аннигиляции протона и антипротона /17/, изучение полного сечения мезонной аннигиляции позволяет получить сведения о действительной части формфакторов протона. Рассмотрим актуальный случай поперечной антипараллельной поляризации начальных частиц, когда $(\vec{\eta}\;\vec{p}^{\,0}_{\bar{p}}) = (\vec{\eta}\,'\vec{p}^{\,0}_{\bar{p}}) = 0$. Тогда

$$\sigma = \sigma_0' + \sigma_1 (1 - |\vec{\eta}\,|\,|\vec{\eta}\,'|) \,, \qquad (4)$$

где $\sigma_0' \approx |F_1 + F_2|^2$. В случае стопроцентной поляризации $|\vec{\eta}\,| = |\vec{\eta}\,'| = 1$ имеем $\sigma = \sigma_0'$, что дает возможность определить магнитный формфактор $|F_1 + F_2|^2$. Если формфакторы F_1 и F_2 протона были известны из лептонной аннигиляции /17/, то мезонная аннигиляция поляризованных протона и антипротона $p + \bar{p} \to W^+ + W^-$ дает возможность определить формфакторы W -мезона.

В общем случае электромагнитная вершина W -мезона имеет вид

$$J_\mu = \frac{\xi^*_\sigma}{\sqrt{2E_+}} \Big[G_1 \delta_{\sigma\rho} P_\mu + G (q_\rho \delta_{\sigma\mu} - q_\sigma \delta_{\rho\mu}) + G_3 m_W^{-2} (q_\rho q_\sigma - \tfrac{1}{2} q^2 \delta_{\rho\sigma}) P_\mu \Big] \frac{\xi_\rho}{\sqrt{2E_-}} \,, \qquad (5)$$

где

$G = G_1 + G_2 + G_3$; $P = p_- - p_+$, $q = p_- + p_+$; p_-, p_+

4-импульсы, ξ^*_σ, ξ_ρ -спироны $W^\pm$ -мезонов соответственно.

Так как W -мезон не принимает участия в сильном взаимодействии, то формфакторы G_1, G_2, G_3 могут считаться постоянными. Они равны зарядовому магнитному моменту и квадрупольному электрическому моменту W -мезона. В диссертации приведены выражения дифференциального сечения $d\sigma$ для случая, когда протон и антипротон поляризованы, дифференциального сечения $d\sigma_{\vec{\eta}\,'=0}$, когда протон поляризован, а антипротон неполяризован, и аналогичное выражение $d\sigma_{\vec{\eta}=0}$, когда антипротон поляризован и протон не поляризован, а также $d\sigma_0 (\vec{\eta} = \vec{\eta}\,' = 0)$ при аннигиляции неполяризованных протона и антипротона. Эти измерения $d\sigma$, $d\sigma_0 (\vec{\eta} = \vec{\eta}\,' = 0)$, $d\sigma_{\vec{\eta}=0}$ (или $d\sigma_{\vec{\eta}\,'=0}$) дают возможность определить неизвестные формфакторы G_1, G_2, G_3, т.е. определить аномальный момент W -мезона.

Приведено также интегральное сечение при аннигиляции поляризованных протонов и антипротонов. Наши формулы после замены $\vec{\eta} = \vec{\eta}\,' = 0$ сводятся к результату работы /20/, в которой рассматривается аннигиляция неполяризованных протона и антипротона.

Во <u>второй</u> главе /11/ предложен полный опыт для определения электромагнитных формфакторов частицы со спином 1 в различных физических областях передаваемого импульса. В связи с наблюдением распада $K_2^0 \to \pi^+\pi^-$ Бернстайном, Файнбергом и Ли была выдвинута гипотеза о нарушении T -инвариантности в электромагнитных взаимодействиях адронов. При таком рассмотрении в электромагнитную вершину (5) частицы со спином 1 входит и четвертый формфактор G_4, описывающий нарушение T -инвариантности вида

$$i G_4 m_W^{-2} \{ \ell_\mu \ell_\sigma \ell_\rho - \frac{\ell^2}{2} (\ell_\rho \delta_{\sigma\rho} + \ell_\sigma \delta_{\rho\mu}) \},$$

где ℓ – передаваемый импульс. Для определения этих формфакторов (включая и G_4) в области пространственноподобных передач импульса рассматривается рассеяние электрона на дейтроне [a] в области времениподобных передач импульса – аннигиляции пары электрон-позитрон в пару $\rho^+\rho^-$. Показано, что в случае рассеяния электрона на дейтроне (G_1 , G_2 , G_3 , G_4 – вещественные) можно определить эти формфакторы, измеряя $d\sigma_0/d\Omega$ (дифференциальное сечение в л.с. при неполяризованной дейтронной мишени), асимметрию A и поляризационные параметры выстроенности дейтрона в рассеянии электрона на неполяризованном дейтроне. Отметим, что асимметрия $A \approx G_4$, так что при T-инвариантности $A = 0$. Тем самым, измеряя асимметрию A , получаем простой способ проверки нарушения T-инвариантности в электромагнитных взаимодействиях. При аннигиляции пары электрон-позитрон в пару $\rho^+\rho^-$ нам нужно также измерить поляризацию векторных мезонов. Эти мезоны являются нестабильными частицами, их поляризационные параметры определяются из углового распределения продуктов распада, в этом случае – распада $\rho \to \pi\pi$ (см. формулу (10) ниже).

В <u>третьей</u> главе /12-14/ рассмотрено восстановление амплитуд реакций: рождения векторного мезона $\pi + N \to \omega(\rho) + N$, упругого рассеяния $\pi + d \to \pi + d$, фоторождения $\gamma + N \to \pi + N$ при любом и при нулевом углах. В случае рождения векторного мезона $\pi + N \to \omega(\rho) + N$ матрица реакции содержит шесть комплексных неизвестных функций от энергии и угла рассеяния.

$$M^\lambda = ia(\vec\epsilon^{\,\lambda}\vec n) + b(\vec\epsilon^{\,\lambda}\vec n)\vec\sigma\vec n + c(\vec\epsilon^{\,\lambda}\vec s)(\vec\sigma\vec s) + \tag{6}$$
$$+ d(\vec\epsilon^{\,\lambda}\vec q)(\vec\sigma\vec q) + e(\vec\epsilon^{\,\lambda}\vec s)(\vec\sigma\vec q) + f(\vec\epsilon^{\,\lambda}\vec q)(\vec\sigma\vec s).$$

Здесь $\vec q$ – единичный вектор в направлении импульса векторного мезона в с.ц.м., $\vec n$ – по нормали к плоскости реакции; $\vec s = [\vec q\,\vec n]$; $\vec\epsilon^{\,\lambda}$ – вектор поляризации векторного мезона. Измеряемые величины (дифференциальное сечение реакции при неполяризованной мишени, лево-правая асимметрия, поляризация нуклона отдачи при неполяризованной мишени, компоненты тензора деполяризации) выражаются через эти функции. Например,

поляризация $\vec P^{\,0}$ нуклона отдачи при неполяризованной мишени равна

$$\sigma_0(\vec P^{\,0}\vec n) = \frac{1}{2}\,\mathrm{Sp}\,\vec\sigma\vec n MM^+ = 2\,\mathrm{Im}(ab - ce^* - fd^*) \tag{7}$$

или компонента D_{nn} тензора деполяризации имеет вид

$$\sigma_0 D_{nn} = a^2 + |b|^2 - |c|^2 - |d|^2 - |e|^2 - |f|^2 , \tag{8}$$

где σ_0 – дифференциальное сечение при неполяризованной мишени. Поляризация векторного мезона при неполяризованной и поляризованной (перпендикулярной к плоскости реакции) мишенях дает четыре независимые наблюдаемые величины. Например, две из них имеют вид

$$\sigma_0 d_3^0 = |d|^2 + |f|^2 ,$$
$$(\sigma_0 d_6^0 - \sigma\, d_6^n)/P = \mathrm{Im}(cf^* + ed^*) , \tag{9}$$

где d_i – параметры, определяемые из углового распределения распада ω и ρ -мезонов (см. (10) ниже). Индексы 0 и n указывают на состояние поляризации мишени. Доказано, что из этих измерений можно однозначно восстановить (с точностью до общей фазы) амплитуды этой реакции, т.е. определить функции a, b, c, d, e, f , их модули и фазы.

В диссертации приведено также выражение вероятности распада поляризованного ρ -мезона на два π :

$$W = \frac{\beta^2 k^2}{2\pi^2 m_\rho^2}\int [\sin^2\theta_\pi + d_3(2 - 3\sin^2\theta_\pi) + (d_5\cos\phi_\pi + d_6\sin\phi_\pi)\times \tag{10}$$
$$\times \sin 2\theta_\pi + (d_1 - d_2)\sin^2\theta_\pi\cos 2\phi_\pi + d_4\sin^2\theta_\pi\sin 2\phi_\pi]\,d\Omega ,$$

где k, θ_π, ϕ_π – соответственно импульс, полярный и азимутальный углы π – мезона в системе покоя ρ –мезона, β –безразмерная величина. В случае упругого рассеяния $\pi + d \to \pi + d$ матрица реакции имеет вид

$$M = A + B\vec{S}.\vec{n} + C(\vec{S}.\vec{n})^2 + \frac{1}{2} D \{\vec{S}.\vec{k}^0 \vec{S}.\vec{k} + \vec{S}.\vec{k}\ \vec{S}.\vec{k}^0\}, \tag{11}$$

где $\vec{n} = [\vec{k}^0 \vec{k}]/\sin\theta$, $\vec{k}^0$, $\vec{k}$ – единичные векторы на направлениях импульсов дейтрона в с.ц.м. до и после рассеяния, $\vec{S}$ – оператор спина дейтрона, A, B, C, D – функции энергии и угла рассеяния. Здесь наблюдаемыми величинами являются дифференциальное сечение при рассеянии на неполяризованной мишени I_0, лево-правая асимметрия и поляризационные параметры дейтрона отдачи при поляризационной и неполяризационной мишени. Например,

$$\begin{gathered} -2\sqrt{3}\, I_0 < T^0_{2+2} > = |B|^2 + |C|^2 + \frac{1}{4}\sin^2\theta |D|^2 + \\ +2\,\mathrm{Re}\, C(A + D\cos\theta)^* + \sin\theta\, \mathrm{Im}\, D B^*, \end{gathered} \tag{12}$$

здесь индекс 0 в $< T_{2+2} >$ указывает на то, что мишень неполяризована. В диссертации приведены наблюдаемые величины, выражающие через функции A, B, C, D необходимые для однозначного восстановления амплитуды этого процесса. Восстановление амплитуд имеет большое значение для понимания динамики взаимодействий адронов и проверки конкретных теоретических моделей. Недавно Фраучи и Джонсу /8/ удалось объяснить появление пика вперед в фоторождении $\gamma + N \to \pi + N$ на основе так называемого соотношения конспирации. Однако разные решения этого соотношения (полюс-конспиратор или разрез-конспиратор) дают одинаковое поведение дифференциального сечения вперед, хотя самые амплитуды имеют разное поведение при $\theta = 0^\circ$.

Чтобы ответить на вопрос, какое решение на самом деле справедливо, рассмотрим возможность восстановления амплитуды фоторождения при любом (включая нулевой) угле. Матрица фоторождения при произвольном угле имеет вид

$$M(\vec{k}, \vec{q}) = i\,\vec{\sigma}\cdot\vec{\epsilon}\, F_1 + \vec{\sigma}.\vec{q}\,\vec{\sigma}.[\vec{k}\,\vec{\epsilon}]\, F_2 + i\,\vec{\sigma}.\vec{k}\,\vec{q}.\vec{\epsilon}\, F_3 + i\,\vec{\sigma}.\vec{q}\,\vec{q}\cdot\vec{\epsilon}\, F_4, \tag{13}$$

здесь $\vec{k}$, $\vec{q}$ – единичные векторы в направлениях импульсов фотона и π –мезона в с.ц.м., $\vec{\epsilon}$ –вектор поляризации фотона, F_i $(i = 1, 2, 3, 4)$ – комплексные функции полной энергии и угла рассеяния θ в с.ц.м. В направлении вперед

$$M(\theta = 0) = i\,\vec{\sigma}\cdot\vec{\epsilon}\, F = i\,\vec{\sigma}\cdot\vec{\epsilon}\,(F_1 - F_2).$$

Доказано, что для однозначного восстановления амплитуды фоторождения нам нужны не только измерения с поляризованной мишенью компоненты тензора деполяризации, но и соответствующие поляризационные параметры с поляризованным фотоном. Без последних измерений нельзя отдельно определить фазы функции A, B, C, D. В случае фоторождения учитываем и релятивистский поворот спина нуклонов, связывающий измеряемые величины в л.с. с компонентами тензоров поляризации P_i, асимметрии A_i и деполяризации T_{ij} в с.ц.м. Иначе говоря, рассмотрим релятивистское восстановление амплитуды фоторождения при любом угле. Например, компоненты тензора поляризации выражаются через проекции поляризации нуклона отдачи в фоторождении неполяризованной мишенью следующим образом:

$$\begin{aligned} P_n &= P^0_{\vec{n}}, \\ P_q &= \cos\alpha\, P^0_{\vec{p}} + \sin\alpha\, P^0_{\vec{r}}, \\ P_q &= \sin\alpha\, P^0_{\vec{p}} - \cos\alpha\, P^0_{\vec{r}}, \end{aligned} \tag{14}$$

где $\alpha = \theta + \phi_\ell - \Omega$, ϕ_ℓ – угол отдачи в л.с. и

$$\sin\Omega = \frac{\lambda \sin\theta\,(\chi + \lambda\cos\theta)}{\chi\,[4M^2 s + (s+M^2)(s+M^2-\mu^2) + \lambda\cos\theta\,]},$$

$$\lambda = (s-M^2)\sqrt{[s-(M+\mu)^2][s-(M-\mu)^2]}\,, \tag{15}$$

$$\chi = (\sqrt{s}+M)^2\,(s+M^2+2M\sqrt{s}-\mu^2)\,;$$

M, μ – масса протона и π -мезона. $\vec{p}$ – единичный вектор в направлении импульса нуклона отдачи в л.с. $\vec{r} = [\vec{n},\vec{p}\,]$, $\vec{n}$ – нормаль к плоскости реакции. Когда фотон неполяризован, то только $P^0_{\vec{n}}$ отлично от нуля. Имеем аналогичные соотношения для компонент тензора деполяризации и асимметрии.

В четвертой главе /15/ обсуждается фоторождение изобары $\Delta(1236)$ и π -конспирации. Рассмотрены процессы $\gamma+p\to\pi(V)+\Delta$, где Δ – (3,3) изобары и V -векторный мезон. Найдены конспирационные соотношения и кинематические ограничения на порогах и псевдопорогах x/. Получены следующие конспирационные соотношения:

i) Для процесса $\gamma + p \to \pi + \Delta$

$$t\,(\bar{f}^{\,t}_{01;\frac12-\frac12} + \bar{f}^{\,t}_{0-1;\frac12-\frac12}) = t\,(\bar{f}^{\,t}_{01;\frac12-\frac12} - \bar{f}^{\,t}_{0-1;\frac12-\frac12}), \tag{16}$$

$$t\,(\bar{f}_{01;\frac32\frac12} + \bar{f}_{0-1;\frac32\frac12}) = t\,(\bar{f}_{01;\frac32\frac12} - \bar{f}_{0-1;\frac32\frac12}), \tag{17}$$

$$t^{\frac32}\,(\bar{f}^{\,t}_{01;\frac32-\frac12} + \bar{f}_{0-1;\frac32-\frac12}) = t^{\frac32}\,(\bar{f}^{\,t}_{01;\frac32-\frac12} - \bar{f}^{\,t}_{0-1;\frac32-\frac12}), \tag{18}$$

ii) Для процесса $\gamma + p \to V + \Delta$ (их всего 6)

x/ Здесь приведены только некоторые из них.

$$t\,(\bar{f}^{\,t}_{01;\frac32\frac12} + \bar{f}^{\,t}_{0-1;\frac32\frac12}) = t\,(\bar{f}^{\,t}_{01;\frac32\frac12} - \bar{f}^{\,t}_{0-1;\frac32\frac12}), \tag{19}$$

$$t^2\,(\bar{f}^{\,t}_{-11;\frac32-\frac12} + \bar{f}^{\,t}_{1-1;\frac32-\frac12}) = t^2\,(\bar{f}^{\,t}_{-11;\frac32-\frac12} - \bar{f}^{\,t}_{1-1;\frac32-\frac12}). \tag{20}$$

Все эти соотношения принадлежат к третьему классу по теоретико-групповой классификации. Они могут удовлетворяться двумя способами: либо все вычеты амплитуды в (16)–(20) принимают дополнительный кинематический фактор t ("неуловимое решение"), либо каждая амплитуда $\bar{f}$ сохраняет свое сингулярное поведение при $t=0$, но обе стороны в (16)–(20) должны иметь одинаковый предел (конспирационное решение). В этом случае каждая траектория будет иметь соответствующую себе конспирационную траекторию (конспиратор) с противоположной четностью. Кинематические ограничения имеют вид:

для процесса $\gamma + p \to \pi + \Delta$ при $t = \mu^2$ (их всего 4)

$$\phi_2\ \{F^t_{(5,6)} + \sqrt{3}\,F^t_{(3,4)} - i\,yF^t_{(7,8)} + i\sqrt{3}\,y\,F^t_2\,\} \cong \phi_2^3 \tag{21}$$

при $t = (M-m)^2$ (их всего 5)

$$\psi^2\,[F^t_{(6,5)} - \sqrt{3}\,F^t_{(4,3)} + iy\,(F^t_{(8,7)} + \sqrt{3}\,F^t_1\,)] \cong \psi^4 \tag{22}$$

и 15 аналогичных соотношений для процесса $\gamma + p \to V + \Delta$, где

$F^t_{(i,j)} = F^t_i - x\,F^t_j$, $x = \cos\theta_t$, $y = \sin\theta_t$, θ_t –угол рассеяния в с.ц.м. t -канала $F^t_1 = \frac12\,\bar{f}^{\,t+}_{01;\frac12\frac12}$,

$$F^t_2 = \frac12\,\bar{f}^{\,t-}_{01;\frac12\frac12}\,, \qquad F^t_8 = \frac12\,\bar{f}^{\,t-}_{01;\frac12-\frac12}\,,$$

$$F_4^t=\frac{1}{2}\bar f^{\,t+}_{01;\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}\,,\qquad F_5^t=\frac{1}{2}\bar f^{\,t-}_{01;\frac{3}{2}\frac{1}{2}}\,,$$

$$F_6^t=\frac{1}{2}\bar f^{\,t+}_{01;\frac{3}{2}\frac{1}{2}}\,,\qquad F_7^t=\frac{1}{2}\bar f^{\,t-}_{01;\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}\,,$$

$F_8^t=\frac{1}{2}\bar f^{\,t+}_{01;\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}$ – спиральные амплитуды,

$\phi_2=t-\mu^2$, $\psi=[t-(M-m)^2]^{1/2}$, t – квадрат передаваемого импульса, M, m – масса изобары и нуклона соответственно.

Рассматривая динамику этих процессов в рамках теории Редже, имеем следующие реджионные выражения для спиральных амплитуд

$$F_j^t(H_k^t)=\sum_i\frac{g(\alpha_i)}{\Gamma(\alpha_i+1)}\,h^{\pm}_{cA;Db}(\alpha_i)\,\tilde{\tilde K}{}^{\pm}_{cA;Db}(t)\times$$

$$\times\,\gamma^{\pm}_{cA;Db}(t)\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i-M}, \tag{23}$$

$j=1,2,\dots,8$, $k=1,2,\dots,24$, H_k^t – амплитуды для процесса $\gamma+p\to V+\Delta$

$$g(\alpha_i)=\frac{1+r_i\exp(-i\pi\alpha_i)}{2\sin\pi\alpha_i}$$

r_i – сигнатура полюса Редже, α_i – траектория полюса. $\tilde{\tilde K}{}^{\pm}_{cA;Db}(t)$ – известные функции, которые содержат все кинематические сингулярности по t ; $h^{\pm}_{cA;Db}(\alpha_i)$ – функции, зависящие от траекторий α_i , вид которых можно найти ($\tilde{\tilde K}$ и h – функции даются в виде таблиц в диссертации). $\gamma^{\pm}_{cA;Db}(t)$ – динамическая часть вычета, $M=\max\{|\lambda'|,|\mu'|\}$, $\lambda'=D-b$, $\mu'=c-A$; c, A, D, b – спиральности частиц c, A, D, b . Факторизация дает некоторую информацию, помогающую выбрать решение конспирационных соотношений. В наших обозначениях она имеет вид

$$[\gamma_2^{\pm}(t)\,\tilde{\tilde K}{}_2^{\pm}(t)(p_{cA}\,p_{Db})^{\alpha-M_2}]^2=$$

$$=[\gamma_1^{\pm}(t)\tilde{\tilde K}{}_1^{\pm}(t)(p_{Db})^{2(\alpha-M_1)}][\gamma_3^{\pm}(t)\tilde{\tilde K}{}_3^{\pm}(t)(p_{cA})^{2(\alpha-M_3)}], \tag{24}$$

где индекс 1 соответствует процессу $D+b\to D+b$, индекс 2 – $D+b\to c+A$ и индекс 3 – $c+A\to c+A$. Выписывая подробно это равенство для рассмотренных процессов и решая их, получим следующее решение для процесса $\gamma+p\to\pi+\Delta$: все вычеты $\gamma^{\pm}_{cA;Db}$ стремятся к постоянной при $t=0$, а для процесса $\gamma+p\to V+\Delta$: $\gamma^{\pm}_{11;\frac{1}{2}\frac{1}{2}}\approx t$, $\gamma^{\pm}_{-11;\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}\approx t$ остальные вычеты стремятся к постоянной при $t=0$. Отсюда видно, что конспирационное соотношение (20) имеет "неуловимое решение", другие соотношения имеют конспирационные решения. Дифференциальное сечение для процесса $\gamma+p\to\pi+\Delta$ имеет вид

$$6\pi s\,p^2_{N\gamma}\frac{d\sigma}{dt}=y^2(|F_1|^2+|F_2|^2)+$$

$$+(1+x^2)[\sum_{i=3,4,5,6}|F_i|^2+y^2(|F_7|^2+|F_8|^2)] \tag{25}$$

$$-4x\,\mathrm{Re}(F_3F_4^*+F_5F_6^*+y^2F_7F_8^*)$$

и аналогичное выражение для процесса $\gamma+p\to V+\Delta$. С помощью (23) можем выразить $d\sigma/dt$ через реджионные параметры α_i и $\gamma^{\pm}_{cA;Db}$. Матрица плотности изобары Δ в системе Джексона равна

$$\rho_{mm'}=\sum_{c,A,b}f^{t*}_{cA;m'b}\,f^t_{cA;mb}\Big/\Big|\sum_{c,A,D,b}|f^t_{cA;Db}(s,t)|^2. \tag{26}$$

Она может быть выражена через реджионные параметры с помощью (23).

Анализируя экспериментальные данные по процессу фоторождения Δ-изобары, Адлер и Капдевиль /18/ нашли, что в этом случае "неуловимое" решение конспирационных соотношений не дает согласия между теорией и опытом, а конспирационное решение при подходящем выборе реджионных параметров дает хорошее согласие. Однако недавние данные, представленные на Венской конференции /19/ по фоторождению Δ-изобары, указывают, что если считать траекторию Редже линейной или использовать модель только с линейными конспирационными траекториями, то результаты измерений не могут быть объяснены. Тогда, с одной стороны, нам нужно учитывать вклад разрезов или дополнительные эффекты (абсорбтивные поправки, например), с другой стороны – нужны более точные данные о фоторождении Δ-изобары в направлении вперед.

В пятой главе /16/ рассматривается кинематика и реджединамика квазидвухчастичных процессов при столкновении нуклона с нуклоном. В этой главе мы применили технику вычислений, изложенную в четвертой главе, к рассмотрению процессов

$$N+N \to N+\Delta\left(\frac{3}{2}^{+}\right), \quad N+N \to N+N^{*}\left(\frac{3}{2}^{-}\right),$$

$N+N \to N+N'\left(\frac{1}{2}^{+}\right)$ и нашли соответствующие результаты. Из сохранения изоспина и инвариантности P-, P_J, G-четностей найдены вклады конкретных полюсов Редже в определенную спиральную амплитуду. Мы также выразили наблюдаемые величины через реджионные параметры. Если энергия достаточно высока, то предполагается, что только полюс с наивысшим пересечением на картине Чу-Фраучи дает вклад. Возьмем вклад только от ρ-полюса в реакции $N+N \to N+\Delta(1236)$ и полюса Померанчука в реакциях $N+N \to N+N^{*}(1518)$ и $N+N \to N+N'(1470)$. Тогда следует, что для процессов $N+N \to N+\Delta\left(\frac{3}{2}^{+}\right)$ и $N+N \to N+N^{*}\left(\frac{3}{2}^{-}\right)$ матричные элементы матрицы плотности имеют вид

$$\rho_{33} = \mathrm{Re}\,\rho_{31} = \mathrm{Re}\,\rho_{3-1} = 0.$$

Отсюда в системе Джексона угловое распределение продуктов распада изобары будет иметь вид

$$W_{\Delta,\, N^{*}\left(\frac{3}{2}^{-}\right)}(\theta,\phi) \cong \mathrm{const}\,.\,\cos\theta\,. \qquad (27)$$

Для процесса $N+N \to N+N'\left(\frac{1}{2}^{+}\right)$ матрица плотности может быть представлена в виде

$$\rho = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}+\rho_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} & \rho_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} \\ \rho^{*}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} & \frac{1}{2}-\rho_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} \end{pmatrix}.$$

Известно, что только параметр $\rho_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}$ может быть измерен на эксперименте. Тогда с принятыми выше предложениями получим

$$\rho_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\,. \qquad (28)$$

Выражения (27) и (28) являются простыми следствиями этого приближения. Конечно, нужно в дальнейшем изучить эти процессы в некоторых других приближениях (более сложных), учитывая вклад π-траектории и его конспиратора, например.

Литература

1. L.Wolfenstein, J.Ashkin, Phys. Rev., 85, 947 (1952).
2. A.Abragam, M.Borghini, P.Catillon, J.Coustlian, P.Roubeau, J.Thirion. Phys. Lett., 2, 310 (1962).
3. C.R.Schumacher, H.A.Bethe. Phys. Rev., 121, 1534 (1961).
4. С.М. Биленький, Л.И. Лапидус, Р.И. Рындин. УФН, 84,243(1964).
5. С.М. Биленький, Нгуен Ван Хьеу, Р.М. Рындин. ЖЭТФ 46, 1098 (1964).

6. Л.В. Волков, В.Н. Грибов. ЖЭТФ 44, 1068 (1963).
7. G. Cohen - Tannoudji, A. Morel and H.V. Navelet. Ann. Phys., 46, 239 (1968).
8. L. Jones. Phys. Rev., 163, 1523 (1967).
S. Frautschi, L. Jones. Phys. Rev., 163, 1820 (1967).
9. Доан-Нхыонг, Ф.С. Садыхов. ЯФ 2, 940 (1965).
10. Доан Нхыонг. ЯФ 4, 123 (1966).
11. Доан Нхыонг. ЯФ 6, 1258 (1967).
12. Доан Нхыонг. ЯФ 4, 636 (1966).
13. Доан Нхыонг. ЯФ 8, 914 (1968).
14. Доан Нхыонг. Препринт. Институт физики Ханой-Вьетнам, 1970.
15. Doan Nhuong, R.M. Muradyan. Preprint JINR, Dubna, E2-4180, 1968.
16. Doan Nhuong, R M. Muradyan, Preprint JINR, Dubna, E2-4288, 1969.
17. С.М. Биленький, Р.М. Рындин. ЯФ 1, 84 (1965).
18. J.P. Adler and M. Capdeville. π -Conspiracy and Factorization in Vector Mesons and Δ (1236) Isobar Photoproduction. Preprint PTB, 31 (1969).
19. Richter at al., 14-th International Conference on High Energy Physics., Vienna, 1968.
20. A. Zichichi, S.M. Berman, N. Cabibbo, R. Gatto. Nuovo Cimento. 24, 170 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 октября 1970 года.