ЯФ, 1966, т. 4, №2,
с. 636-640.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2380

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Доан-Нхыонг

О ВОССТАНОВЛЕНИИ АМПЛИТУДЫ РЕАКЦИЙ РОЖДЕНИЯ ВЕКТОРНОГО МЕЗОНА

$$\pi + N \to N + \omega\ (\rho)$$

1965

P - 2380

3676/2 ир

Доан-Нхыонг

О ВОССТАНОВЛЕНИИ АМПЛИТУДЫ РЕАКЦИЙ РОЖДЕНИЯ ВЕКТОРНОГО МЕЗОНА

$\pi + N \to N + \omega\ (\rho\ )$

Направлено в ЯФ

1. Введение

В последние годы[1] на эксперименте успешно наблюдаются векторные мезоны ω, ρ в резонансных состояниях при рассеянии π -мезона на нуклоне. В связи с получением поляризованной протонной мишени[2] возникает возможность рассмотреть восстановление амплитуды реакции $\pi + N \to N + \omega(\rho)$ [x]. Речь идет о полном наборе экспериментов, необходимых для прямого восстановления амплитуды реакции. В данной работе указывается, что для этого нужно измерить дифференциальное сечение и поляризацию нуклона отдачи при неполяризованной мишени, асимммetрию при поляризованной мишени, тензор деполяризации[3], поляризацию векторного мезона при неполяризованной и поляризованной мишенях.

Из соображений инвариантности относительно вращений и отражений[3] общее выражение для матрицы этой реакции можно записать в следующем виде:

$$M^{\lambda} = ia(\vec{\epsilon}^{\,\lambda}\vec{n}) + b(\vec{\epsilon}^{\,\lambda}\vec{n})(\vec{\sigma}\vec{n}) + c(\vec{\epsilon}^{\,\lambda}\vec{s})(\vec{\sigma}\vec{s}) + d(\vec{\epsilon}^{\,\lambda}\vec{q})(\vec{\sigma}\vec{q}) + e(\vec{\epsilon}^{\,\lambda}\vec{s})(\vec{\sigma}\vec{q}) + f(\vec{\epsilon}^{\,\lambda}\vec{q})(\vec{\sigma}\vec{s}). \qquad (3)$$

Здесь $\vec{q}$ -единичный вектор в направлени импульса векторного мезона в системе ц.м., $\vec{n}$ - по нормали к плоскости реакции, $\vec{s} = [\vec{q}\,\vec{n}]$; $\vec{\epsilon}^{\,\lambda}$ -вектор поляризации векторного мезона. a, b, c, d, e, f -функции от энергии и угла рассеяния в системе ц.м.

2. Измеряемые величины

Так как все измеряемые величины квадратичны по M, то общая фаза функций a, b, ... не восстанавливается, поэтому в (1) a считается вещест-

[x] Подобный эффект, но в другой реакции рассматривается в[8].

венным. Тогда дифференциальное сечение реакции равно при неполяризованной мишени:

$$\sigma_0 = \tfrac{1}{2} Sp MM^+ = a^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 + |e|^2 + |f|^2 , \qquad (2)$$

при поляризованной мишени:

$$\sigma = \tfrac{1}{2} Sp M(1 + \vec{\sigma}\vec{P}) M^+ = \sigma_0 (1 + \vec{P}\vec{A}) ,$$

где $\sigma_0 \vec{A} = \tfrac{1}{2} Sp M \vec{\sigma} M^+$. Лево-правая асимметрия равна:

$$e^{LR} = \frac{\sigma^L - \sigma^R}{\sigma^L + \sigma^R} = P\lambda_1 ,$$

где

$$\sigma_0 \lambda_1 = \tfrac{1}{2} Sp M \vec{\sigma}\vec{n} M^+ = 2\mathrm{Im}(ab + ce^* + fd^*). \qquad (3)$$

Поляризация $\vec{P}^0$ нуклона отдачи при неполяризованной мишени равна:

$$\sigma_0 (\vec{P}^0 \vec{n}) = \sigma_0 \lambda_2 = \tfrac{1}{2} Sp \vec{\sigma}\vec{n} MM^+ = 2\mathrm{Im}(ab - ce^* - fd^*). \qquad (4)$$

Поляризация P_i нуклона отдачи при поляризованной мишени определяется так называемым[3] тензором деполяризации D_{ik} :

$$P_i = \frac{\sigma_0 (P_i^0 + D_{ik} P_k)}{\sigma} ,$$

где

$$\sigma_0 D_{ik} = \tfrac{1}{2} Sp \sigma_i M \sigma_k M^+ ,$$

и P_i^0 –поляризация нуклона отдачи при неполяризованной мишени (выр. (4)). Тензор D_{ik} , определяющий влияние компоненты k поляризации мишени на компоненту i поляризации нуклона отдачи, имеет в этом случае пять независимых компонент. В ортогональном базисе $\vec{q}$, $\vec{n}$, $\vec{s}$ они равны:

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

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

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

$$\sigma_0 D_{qs} = 2\mathrm{Re}(ab^* + ce^* + df^*), \tag{5}$$

$$\sigma_0 D_{sq} = 2\mathrm{Re}(-ab^* + ce^* + df^*) .$$

Поляризация векторного мезона определяется матрицей плотности ρ. В трехмерной записи[4] матрица плотности имеет вид:

$$\rho_{\lambda\lambda'} = \frac{1}{3}[\delta_{\lambda\lambda'} + \frac{3}{2} T^{i}_{\lambda\lambda'} \xi_i + \frac{3}{4} c_{ik} Q^{ik}_{\lambda\lambda'}] .$$

Здесь ξ_i –вектор поляризации частицы в системе покоя, c_{ik} – тензор квадруполяризации, характеризующий так называемую выстроенность. Так как ω – и ρ –мезоны являются нестабильными частицами, то их поляризации не могут измеряться непосредственно, а определяются угловыми распределениями продуктов распада. При неполяризованной и поляризованной (перпендикулярной к плоскости реакции) мишени мы имеем четыре следующие наблюдаемые величины[x]:

$$\sigma_0 d^0_3 = |d|^2 + |f|^2 , \tag{6}$$

$$-\tfrac{1}{2}\sigma_0 d^0_6 = \mathrm{Im}(cf^* + ed^*),$$

$$\frac{\sigma_0 d^0_6 - \sigma \cdot d^n_6}{2P} = \mathrm{Re}(ef^* - cd^*),$$

$$\frac{\sigma(d^n_3 - d^n_2 + d^n_1) - \sigma_0(2d^0_3 + D_{nn})}{2P} - \frac{\sigma_0}{4}(\lambda_1 + \lambda_2) = \mathrm{Im}(fd^* - ce^*).$$

Здесь d_1, d_2, ... , d_6 – параметры, определяемые угловыми распределениями продуктов распада ω – и ρ –мезонов[5]. Связь между этими параметрами и матричными элементами матрицы плотности дается формулой (6) в[5]. Так как в[5] дается лишь вероятность распада поляризованного ω –мезона, то в следующем разделе найдем вероятность распада поляризованного ρ –мезона, выраженную через эти

x/ Здесь используем обозначения в работе[5].

параметры. Индексы 0 и n у d_1, d_2, ... указывают, что мишень соответственно неполяризована и поляризована перпендикулярно к плоскости реакции.

3. Распад поляризованного ρ – мезона

ρ –мезон в основном распадается на два π –мезона[6]. Матричный элемент для этого распада есть[7]

$$M = \beta (k_1 - k_2)_\alpha \epsilon_\alpha \phi_1 \phi_2 .$$

Здесь k_1, k_2, 4–импульсы двух π –мезонов, ϵ_α –вектор поляризации ρ –мезона, β –безразмерная величина, ϕ_1, ϕ_2 –волновые функции π –мезонов. Обозначаем k, θ_π, ϕ_π –импульс, полярный и азимутальный углы π –мезона соответственно в системе покоя ρ –мезона, ее ось z направлена по импульсу ρ –мезона, а ось x направлена по $\vec{n}$ в системе ц.м. реакции $\pi + N \to N + \rho$. Тогда вероятность распада поляризованного ρ –мезона равна :

$$W = \frac{\beta^2 k^3}{2\pi^2 m_\rho^2} \int \begin{bmatrix} \sin^2\theta_\pi + d_3(2-3\sin^2\theta_\pi) + (d_5 \cos\phi_\pi + d_6 \sin\phi_\pi)\sin 2\theta_\pi + \\ +(d_1-d_2)\sin^2\theta_\pi \cdot \cos 2\phi_\pi + d_4 \sin^2\theta_\pi \cdot \sin 2\phi_\pi \end{bmatrix} d\Omega . \quad (7)$$

Если написать матрицу плотности в виде (работа[5], выр. (2)), то имеем

$$d_3 = |c_0|^2 , \quad d_2 - d_1 = 2\,\mathrm{Re}\,R_3 , \quad d_4 = -\,2\,\mathrm{Im}\,R_3 ,$$

$$d_5 = -\sqrt{2}\,\mathrm{Re}(R_1 - R_2), \quad d_6 = -\sqrt{2}\,\mathrm{Im}(R_1 - R_2) .$$

Эти параметры определяются также угловыми распределениями π –мезона (см.[5]). Отметим, что наблюдаемые величины (6) выражаются только через параметры основных распадов $\omega - (\omega \to \pi^+ + \pi^- + \pi^0)$ и ρ –мезонов ($\rho \to \pi + \pi$). . Как отмечалось в[5], эти параметры могут быть определены по крайней мере при рассмотрении основного распада векторного поляризованного мезона.

4. Восстановление матрицы реакции

Как отмечалось ранее, так как общая фаза не может быть восстановлена, нам нужно найти 11 действительных функций. Удобнее положить:

$$a = a , \qquad b = |b|\, e^{i\alpha} ,$$

$$c + e = |u|\, e^{i\beta}\ , \quad d + f = |w|\, e^{i\delta}\ ,$$

$$c - e = |v|\, e^{i\gamma}\ , \quad d - f = |t|\, e^{i\rho}\ .$$

Тогда предыдущие наблюдаемые величины могут быть представлены в следующем виде:

$$N_1 = \tfrac{1}{2}\sigma_0\,(1 + D_{nn}) = a^2 + |b|^2\ ,$$

$$N_2 = \sigma_0\,(1 - D_{nn}) = |u|^2 + |v|^2 + |w|^2 + |t|^2\ ,$$

$$N_3 = \tfrac{1}{4}\sigma_0(\lambda_1 + \lambda_2) = a|b|\,\mathrm{Sin}\,\alpha\ ,$$

$$N_4 = \tfrac{1}{2}\sigma_0\,(\lambda_1 - \lambda_2) = |w||t|\,\mathrm{Sin}(\delta - \rho) - |u||v|\,\mathrm{Sin}(\beta - \gamma)\,,$$

$$N_5 = \tfrac{1}{2}\sigma_0\,(D_{qq} + D_{ss}) = a^2 - |b|^2\ ,$$

$$N_6 = \tfrac{1}{2}\sigma_0\,(D_{qq} - D_{ss}) = |w||t|\cos(\delta - \rho) - |u||v|\cos(\beta - \gamma)\ ,$$

$$N_7 = \sigma_0\,(D_{qs} + D_{sq}) = |u|^2 - |v|^2 + |w|^2 - |t|^2\ ,$$

$$N_8 = \tfrac{1}{4}\sigma_0\,(D_{qs} - D_{sq}) = a|b|\cos\alpha\ ,$$

$$N_9 = 2\sigma_0\, d_3^0 = |w|^2 + |t|^2\ ,$$

$$N_{10} = \sigma_0\, d_6^0 = |v||t|\,\mathrm{Sin}(\gamma - \rho) - |u||w|\,\mathrm{Sin}(\beta - \delta)\,,$$

$$N_{11} = \frac{1}{P}(\sigma d_6^n - \sigma_0\, d_6^0) = |u||t|\cos(\beta - \rho) + |v||w|\cos(\gamma - \delta)\,.$$

$$N_{12} = \frac{\sigma(d_3^n - d_2^n + d_1^n) - \sigma_0(2d_3^0 + D_{nn})}{2P} - N_8 = |w||t|\,\mathrm{Sin}(\delta - \rho) + |u||v|\,\mathrm{Sin}(\beta - \gamma)\,.$$

Используя N_1 и N_5 , имеем

$$a^2 = \frac{N_1 + N_5}{2}\ , \quad |b|^2 = \frac{N_1 - N_5}{2}\ .$$

Из N_2 , N_7 , N_9 следует

$$|t|^2 = N_9 - |w|^2 ,$$

$$|u|^2 = \tfrac{1}{2}(N_2 + N_7 - 2|w|^2) , \qquad (8)$$

$$|v|^2 = \tfrac{1}{2}(N_2 - N_7 - 2N_9 + 2|w|^2) .$$

Используем N_4, N_6, N_{12}:

$$N_6 = \sqrt{|w|^2 |t|^2 - \tfrac{1}{4}(N_{12} + N_4)^2} - \sqrt{|u|^2 |v|^2 - \tfrac{1}{4}(N_{12} - N_4)^2} .$$

Подставляя (8) в это уравнение, решаем его и получаем $|w|^2$. Теперь найдем фазы. Из N_3, N_8, N_4, N_{12} имеем:

$$\sin a = \frac{N_3}{a|b|} , \qquad \cos a = \frac{N_8}{a|b|} ,$$

$$\sin(\delta - \rho) = \frac{N_{12} + N_4}{2|w||t|} , \qquad \sin(\beta - \gamma) = \frac{N_{12} - N_4}{2|u||v|} .$$

Из N_6 находим одновременно знаки $\cos(\delta - \rho)$ и $\cos(\beta - \gamma)$. С помощью N_{10} и N_{11} получаем:

$$\sin(\gamma - \rho) = \frac{|u||w|(pn - qm)N_{11} + (|u||t|q + |v||w|n)N_{10}}{n|w||t|(|v|^2 - |u|^2) + q|u||v|(|t|^2 - |w|^2)} ,$$

$$\cos(\gamma - \rho) = \frac{(|v||t| - |u||w|qn - |u||w|pm)N_{11} + (|u||t|p - |v||w|m)N_{10}}{n|w||t|(|v|^2 - |u|^2) + q|u||v|(|t|^2 - |w|^2)} .$$

Здесь $\quad m = \sin(\delta - \rho), \qquad n = \cos(\delta - \rho) ,$

$$p = \sin(\beta - \gamma) , \qquad q = \cos(\beta - \gamma) .$$

Итак, мы определили все шесть модулей и фазы a, $\delta - \rho$, $\beta - \gamma$ и $\gamma - \rho$. Для точного восстановления матрицы реакции нужно измерить поляризации $\omega(\rho)$ -мезонов при других направлениях поляризации мишени. Например, при поляризации мишени, направленной по $\vec{q}$, имеем

$$N_{13} = \frac{\sigma_0 d_5^q}{p} = |b||w|\{\cos(\alpha-\delta)+\sin(\alpha-\delta)\} - |b||t|\{\cos(\alpha-\rho)+\sin(\alpha-\rho)\} -$$

$$- a|w|(\cos\delta + \sin\delta) - a|t|(\cos\rho + \sin\rho).$$

Из N_{13} мы можем определить отдельно фазу ρ, отсюда определяются все фазы.

В заключение выражаю благодарность М.А. Маркову за интерес к работе, Нгуен Ван Хьеу за руководство работой и Б.Н. Валуеву за обсуждение.

Литература

1. В.М. Шехтер. Теоретическая физика и физика элементарных частиц. Москва, 1965.
2. A.Abragam, M.Borghini, P.Catillon, Jon Constham, P.Roubean, T.Thirion. Phys.Lett., 2, 310 (1962).
3. С.М. Биленький, Б.И. Лапидус, Р.М. Рындин. УФН, 84, 243 (1964).
4. А.В. Берков, Ю.П. Никитин, М.В. Тереитьев. ЖЭТФ, 46, 2202 (1964).
5. M.Jacob, A.Morel. Phys.Lett., 7, 350 (1963).
6. С.А. Бунятов. Препринт ОИЯИ, Р-1949, Дубна, 1964.
7. Л.Б. Окунь. И.Ю. Кобзарев. ЖЭТФ, 43, 1288 (1962).
8. N.Byers and C.N.Yang. Phys.Rev., 135, B796 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
1 октября 1965 г.