

A-356

29/xii-66

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3028



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

И.Г. Азнаурян

ДИСПЕРСИОННЫЕ ПРАВИЛА СУММ
В КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ НА БАРИОНАХ

1966

P2 - 3028

И.Г. Азнаурян*)

ДИСПЕРСИОННЫЕ ПРАВИЛА СУММ
В КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ НА БАРИОНАХ

Направлено в ЯФ

*) Ереванский физический институт.

4665/2 мф.



1. Рассмотрение дисперсионных правил сумм для рассеяния фотонов на барионах позволяет получить ряд соотношений между электромагнитными константами, которые были получены в работе /1/ из дисперсионных правил сумм для электророждения пионов на барионах. Но в работе /1/ при выводе этих соотношений использовались экспериментальные данные по ширинам распадов резонансов и постоянные пион-барионной связи, которые были получены из правил сумм для рассеяния пионов на барионах. Рассмотрение комптоновского рассеяния на барионах дает возможность получить соотношения между электромагнитными константами без использования результатов для рассеяния и экспериментальных значений ширин. Эта возможность привела к следствию, отмеченному в заключении.

При получении дисперсионных правил сумм существенно используется тот факт, что амплитуда рассеяния фотонов на барионах при малых энергиях фотона известна /2,3/.

Рассеяние фотонов на барионах описывается определенным числом инвариантных амплитуд, зависящих от квадрата переданного импульса и переменной ν (при нулевом переданном импульсе переменная ν связана с энергией фотона ω и полной энергией W в системе центра инерции соотношениями

$$\nu = \frac{W^2 - m^2}{2m} = \frac{\omega}{m} (\omega + \sqrt{\omega^2 + m^2}) , \text{ где } m - \text{масса бариона}.$$

В зависимости от поведения этих амплитуд при $\nu \rightarrow \infty$ мы можем написать для них одномерные дисперсионные соотношения по переменной ν при нулевом переданном импульсе без вычитаний или с некоторым числом вычитаний. Положим в этих соотношениях $\omega = 0$. При этом дисперсионные соотношения, написанные с одним или двумя вычитаниями, а также дисперсионные соотношения без вычитаний для амплитуд, нечетных по ν , обращаются в тождество. Дисперсионные соотношения без вычитаний для амплитуд, четных по ν , приводят к правилам сумм, связывающим известные величины (значения амплитуд при $\omega = 0$) с дисперсионными интегралами. Таким образом, дисперсионные правила сумм могут быть

получены только для таких амплитуд, которые являются четными по ν и достаточно быстро убывают на бесконечности. Если при вычислении дисперсионных интегралов мы будем учитывать только вклады ближайших резонансных состояний, то получим из правил сумм соотношения, позволяющие определить постоянные связи резонансов с барионами и фотонами.

2. Запишем полную амплитуду рассеяния фотонов на барионах в виде, приведенном в /4/:

$$\begin{aligned}
 T = & \frac{Q^2}{m^2 \nu^2 - Q^2(Q^2 + m^2)} (\epsilon' P') (\epsilon P') (T_1 + i \hat{K} T_2) + \\
 & + \frac{1}{Q^2 [m^2 \nu^2 - Q^2(Q^2 + m^2)]} (\epsilon' N) (\epsilon N) (T_3 + i \hat{K} T_4) - \\
 & - \frac{1}{m^2 \nu^2 - Q^2(Q^2 + m^2)} [(\epsilon' P') (\epsilon N) - (\epsilon' N) (\epsilon P')] i \gamma_5 T_5 + \\
 & + \frac{1}{m^2 \nu^2 - Q^2(Q^2 + m^2)} [(\epsilon' P') (\epsilon N) + (\epsilon' N) (\epsilon P')] \gamma_5 \hat{K} T_6. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения

$$K = \frac{1}{2} (k + k'), \quad Q = \frac{1}{2} (k - k'), \quad P' = P - \frac{(PK)}{K^2} K,$$

$$P = \frac{1}{2} (p + p'), \quad N_\mu = i \epsilon_{\mu\nu\sigma\rho} P'_\nu K_\sigma Q_\rho, \quad (2)$$

где k и k' — импульсы падающего и рассеянного фотонов, соответственно, p и p' — импульсы бариона, ϵ и ϵ' — векторы поляризации фотона. $T_1 \dots T_6$ — инвариантные функции двух независимых инвариантов реакции: $\nu = -\frac{PK}{m}$ и Q^2 .

Они имеют следующую изотопическую структуру:

для рассеяния на N и Ξ

$$T_1 = T_1^{(1)} + T_1^{(2)} \tau_3, \quad (3)$$

для рассеяния на Σ

$$T_1 = T_1^{(1)} \delta_{kl} + T_1^{(2)} i \epsilon_{kl3} + T_1^{(3)} \delta_{k3} \delta_{l3}, \quad (4)$$

где k и l — изотопические индексы начальной и конечной Σ -частицы.

Из требования инвариантности амплитуды относительно перекрестного преобразования следуют соотношения

$$T_{1,3,5,6}^{(1)*}(\nu, Q^2) = T_{1,3,5,6}^{(1)}(-\nu, Q^2),$$

$$T_{2,4}^{(1)*}(\nu, Q^2) = -T_{2,4}^{(1)}(\nu, Q^2). \quad (5)$$

Из рассмотрения рассеяния фотонов на барионах при низких энергиях фотонов следует, что амплитуды $T_2(\nu)$ и $T_4(\nu)$ имеют полюс первого порядка при $\nu = 0$. Поэтому удобнее вместо $T_2(\nu)$ и $T_4(\nu)$ рассматривать амплитуды $T'_2(\nu) = \nu T_2(\nu)$ и $T'_4(\nu) = \nu T_4(\nu)$. Все амплитуды $T_1, T'_1, T_3, T'_3, T_5, T_6$ являются четными по ν . Если мы предположим, что при бесконечно больших энергиях фотонов полное сечение рассеяния ведет себя как постоянная величина, а, значит, сечение рассеяния вперед в системе центра инерции растет как квадрат полной энергии, то окажется, что при $\nu \rightarrow \infty$ и $Q^2 = 0$ амплитуды $T_1, T'_1, T_3, T'_3, T_5 \rightarrow \nu \text{const}$; а $T_6 \rightarrow \text{const}$. Но, с другой стороны, из записи амплитуды T в брейтовской системе координат видно, что амплитуда T_6 связана с процессом, идущим с переворотом спина, т.е. в сущности с неупругим процессом. Поэтому мы можем считать, что амплитуда T_6 при бесконечно больших ν убывает. Если мы предположим, что это убывание происходит достаточно быстро, а именно, при $\nu \rightarrow \infty$

$$|T_6(\nu)| \leq \text{const} \ln^a \nu, \quad \text{где } a < -1, \quad (6)$$

то дисперсионное соотношение для $T_6(\nu)$ может быть написано без вычитаний и мы получим

$$\text{Re } T_6(\nu) = \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Im } T_6(\nu') \frac{d\nu'}{\nu' - \nu}. \quad (7)$$

Учитывая свойства четности амплитуды $T(\nu)$ по ν и полагая $\nu = 0$, мы получим единственно возможное в рассматриваемой реакции дисперсионное правило сумм:

$$T_6(0) = \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\text{Im } T_6(\nu)}{\nu} d\nu. \quad (8)$$

Существование этого правила сумм для нуклонов отмечено в /4/.

Для нахождения амплитуды $T_{\gamma}(0)$, входящей в (8), надо знать амплитуду рассеяния фотонов на барионах при низких энергиях. Рассеяние фотонов на частицах со спином $1/2$, зарядом e и полным магнитным моментом μ при малых энергиях рассмотрено в [2,3], где получены два первых члена в разложении амплитуды рассеяния по энергии фотонов. Из этой амплитуды получаем для $T_{\gamma}(0)$ следующее значение:

$$T_{\gamma}(0) = 2 \left(\mu - \frac{e}{2m} \right)^2. \quad (9)$$

Учитывая изотопическую структуру, получим для рассеяния на нуклонах

$$T_{\gamma}(0) = 2 \left(\mu'_p \frac{1+r_3}{2} + \mu'_n \frac{1-r_3}{2} \right)^2 = (\mu'^2_p + \mu'^2_n) + (\mu'^2_p - \mu'^2_n) r_3, \quad (10)$$

для рассеяния на Ξ

$$T_{\gamma}(0) = (\mu'^2_{\Xi^0} + \mu'^2_{\Xi^-}) + (\mu'^2_{\Xi^0} - \mu'^2_{\Xi^-}) r_3, \quad (11)$$

для рассеяния на Σ

$$T_{\gamma}(0) = (\mu'_{\Sigma^+} + \mu'_{\Sigma^-})^2 \delta_{kl} + i \epsilon_{kl3} (\mu'_{\Sigma^+} - \mu'_{\Sigma^-})^2 - \delta_{k3} \delta_{l3} \frac{(\mu'^2_{\Sigma^+} - \mu'^2_{\Sigma^-})}{2} \quad (12)$$

и для рассеяния на Λ

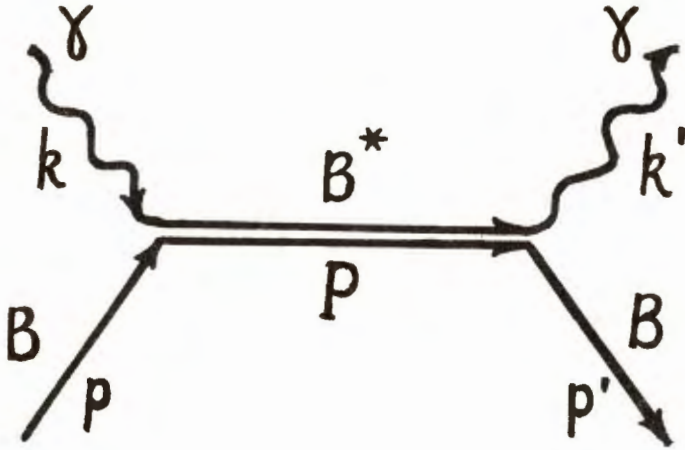
$$T_{\gamma}(0) = 2 \mu_{\Lambda}^2. \quad (13)$$

Здесь штрихом обозначены аномальные магнитные моменты частиц.

Таким образом, амплитуда $T_{\gamma}(0)$ в правиле сумм (8) нам известна. Вычисляя интеграл в правой части (8), учтем, как было сказано выше, только вклад ближайших по массе резонансов. Это резонансы $(3/2^+)$, которые мы обозначим через N^* (1236), Σ^* (1383), Ξ^* (1530) и резонанс Λ_{β} (1405) $(1/2^-)$. В классификации частиц по $SU(6)$ -симметрии резонансы N^* , Σ^* и Ξ^* принадлежат 56-плету, а Λ_{β} - 70-плету. Заметим, что нам надо учесть также в реакции $u + \Sigma \rightarrow \Sigma + \gamma$ вклад от полюса, связанного с Λ -частицей в качестве промежуточного состояния, и в реакции $u + \Lambda \rightarrow \Lambda + \gamma$ вклад от полюса, связанного с Σ -частицей. При вычислении вкладов резонансов в (8) мы ограничимся δ -приближением. Тогда можно использовать эффективные лагранжианы взаимодействия резонансов $(3/2^+)$ с барионами и фотонами, введенные в [1]. А эффективный лагранжиан взаимодействия Λ_{β} с Λ, Σ^0 и фотонами выберем в виде

$$L_{\Lambda\beta\Lambda(\Sigma^0)\gamma} = \frac{G_{\Lambda\beta\Lambda(\Sigma^0)\gamma}}{2} \bar{\psi}_{\Lambda\beta} \gamma_5 \gamma_\mu \gamma_\nu \psi_{\Lambda(\Sigma^0)} F_{\mu\nu} + \text{э.с.}, \quad (14)$$

$F_{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля. Вклад резонансов найдем по диаграмме рис. 1.



Р и с. 1

Приведем результаты вычислений:

для рассеяния на N

$$T_0(0) = \frac{E(E+m)}{2mM} \mu^2 (N^{*+,0} \rightarrow N^{+,0} + \gamma), \quad (15)$$

для рассеяния на E

$$T_0(0) = \frac{E(E+m)}{2mM} \left\{ \mu^2 (E^{*0} \rightarrow E^0 + \gamma) \frac{1+r_3}{2} + \mu^2 (E^{*+} \rightarrow E^+ + \gamma) \frac{1-r_3}{2} \right\}, \quad (16)$$

для рассеяния на Σ

$$T_6(0) = \frac{E(E+m)}{4mM} \{ [\mu^2(\Sigma^{*+} \rightarrow \Sigma^+ + \gamma) + \mu^2(\Sigma^{*-} \rightarrow \Sigma^- + \gamma)] \delta_{k\ell} + [\mu^2(\Sigma^{*+} \rightarrow \Sigma^+ + \gamma) - \mu^2(\Sigma^{*-} \rightarrow \Sigma^- + \gamma)] \cdot i \epsilon_{k\ell 3} \} - \delta_{k3} \delta_{\ell 3} \{ \frac{E(E+m)}{8mM} [\mu(\Sigma^{*+} \rightarrow \Sigma^+ + \gamma) - \mu(\Sigma^{*-} \rightarrow \Sigma^- + \gamma)]^2 - 2\mu^2(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma) - \frac{(M'+m)^2}{M'(E'+m)} G^2 \Lambda_\beta \Sigma^0 \gamma \} \quad (17)$$

и для рассеяния на Λ

$$T_6(0) = \frac{E(E+m)}{2mM} \mu^2(\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda + \gamma) - 2\mu^2(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma) - \frac{(M'+m)^2}{M'(E'+m)} G^2 \Lambda_\beta \Lambda \gamma \quad (18)$$

E — энергия бариона в распаде $B^* \rightarrow B + \gamma$ в системе покоя резонанса, M — масса резонанса, E' — энергия бариона в распаде $\Lambda_\beta \rightarrow \Lambda(\Sigma^0) + \gamma$ в системе покоя Λ_β , M' — масса Λ_β .

Сравнивая (10) и (15) для амплитуды $T_6^{(2)}(0)$, получаем

$$\mu_p'^2 - \mu_n'^2 = 0, \quad (19)$$

или, так как нам известны из эксперимента знаки аномального магнитного момента протона и магнитного момента нейтрона,

$$\mu_p' + \mu_n' = 0. \quad (20)$$

Это соотношение совпадает с результатом, полученным в /5/, и, будучи скомбинировано с известным результатом $SU(6)$ -симметрии $\frac{\mu_p}{\mu_n} = -\frac{3}{2}$, дает

$$\mu_p = 3, \quad \mu_n = -2 \quad (21)$$

(в ядерных магнетонах), что находится в хорошем согласии с экспериментом

Сравнивая (10) и (15) для амплитуды $T_6^{(1)}$, получаем соотношение

$$\mu(N^{*+}; 0 \rightarrow N^+; 0 + \gamma) = 1,11 \cdot \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu(p), \quad (22)$$

которое находится в удовлетворительном согласии с экспериментом, эксперимент дает 1,25 вместо первого множителя в правой части (22). Имеющееся расхождение можно объяснить тем, что не учтен вклад S -состояния в интеграл (8).

Из сравнения (11) и (16), а также (12) и (17) (последние два выражения мы сравниваем для амплитуд $T_6^{(1)}$ и $T_6^{(2)}$) получаем

$$\begin{aligned} \mu(\Xi^{*0, -} \rightarrow \Xi^{0, -} + \gamma) &= 1,07 \cdot \sqrt{2} \mu'(\Xi^{0, -}), \\ \mu(\Sigma^{*+, -0} \rightarrow \Sigma^{+, -0} + \gamma) &= 1,07 \cdot \sqrt{2} \mu'(\Sigma^{+, -0}). \end{aligned} \quad (23)$$

Все соотношения (22) и (23) находятся в хорошем согласии с результатами работы ^{/1/} и с предсказаниями $SU(6)$ -симметрии, которая для всех частиц, кроме Ξ^- и Σ^- дает 1 вместо первого множителя в правых частях (22) и (23). Для Ξ^- и Σ^- $SU(6)$ -симметрия дает 0 для левых частей этих соотношений и $\mu'(\Sigma^-) = \mu'(\Xi^-) = 0,026\mu(p)$ для правых частей. Таким образом, и соотношения для Ξ^- и Σ^- не противоречат результатам $SU(6)$ -симметрии.

Сравним выражения (12) и (17) для амплитуды $T_6^{(3)}(0)$ и выражения (13) и (18). Учтем при этом соотношения (23) и известное из $SU(6)$ -симметрии соотношение $\mu(\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda + \gamma) = \sqrt{2} \mu(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma)$, полученное также в ^{/1/}. Мы видим, что учет вклада резонанса $\Lambda \rho$ не дает никакого положительного результата. С таким фактом мы сталкивались и в работе ^{/1/}. Возможно, это объясняется тем, что когда ближайший по массе резонанс не принадлежит 56-плету, недостаточен учет лишь одного этого резонанса и необходимо рассмотрение других промежуточных состояний.

Отметим в заключение интересный факт, что полученные в данной работе соотношения для магнитных моментов радиационных распадов резонансов N^{*+0} , $\Sigma^{*+,0}$ и Ξ^{*0} в пределе, когда массы барионов N, Σ и Ξ и массы соответствующих им резонансов N^* , Σ^* и Ξ^* равны, в точности переходят в соотношения, получаемые в $SU(6)$ -симметрии, которая предполагает равенство масс всех частиц, входящих в 56-плет. Приношу благодарность А.В. Ефремову, обратившему мое внимание на этот факт.

Автор приносит искреннюю благодарность Л.Д. Соловьеву за внимание к работе и полезные обсуждения, а также С.Б. Герасимову за ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. И.Г. Азнаурян, Л.Д. Соловьев. Препринт ОИЯИ, Е-2544, Дубна, 1966.
2. F.E.Low. Phys. Rev., 96, 1428 (1954).
3. M.Gell-Mann, M.L.Goldberger. Phys. Rev., 96, 1433 (1954).
4. Л.И. Лапидус. Докторская диссертация, ОИЯИ. Дубна, 1961.
5. Л.Д. Соловьев. ЯФ, 3, 188 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 ноября 1966 г.