

ЯФ, 1967, т. 5, в. 8, с. 1263-1269

Г-371

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 2974

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

С.Б. Герасимов

ДИСПЕРСИОННОЕ ПРАВИЛО СУММ
ДЛЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ И СПИНОВАЯ
ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ

1966

P2 - 2974

С.Б. Герасимов

ДИСПЕРСИОННОЕ ПРАВИЛО СУММ
ДЛЯ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ И СПИНОВАЯ
ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ

Направлено в ЯФ

Ученый институт
физических исследований
Академии наук СССР
МОСКВА

4576/3 48

1. Введение

Идея получения правил сумм для сечений взаимодействия частиц из дисперсионных соотношений (д.с.) и различных предположений об асимптотическом поведении амплитуд рассеяния восходит, по-видимому, к самым первым работам по теории д.с. и их применению в квантовой теории поля^{/1,2/}. Характерной особенностью получаемых соотношений является тесная связь между низкоэнергетическим пределом амплитуд рассеяния и асимптотическим поведением сечений взаимодействия. В связи с этим особый интерес представляет получение правил сумм из д.с. для комптон-эффекта, поскольку низкочастотный предел амплитуды рассеяния фотонов произвольной системой однозначно определяется общими принципами локальной квантовой теории поля^{/3,4,5/}. В предыдущих работах автора^{/6,7/} рассматривались некоторые правила сумм для сечений фотопоглощения на ядрах и нуклонах, вытекающие из безвычитательных д.с. и низкоэнергетических теорем^{/3-5/} для рассеяния фотонов. Настоящая работа посвящена дальнейшему обсуждению дисперсионного правила сумм для магнитных моментов нуклонов^{/8,7/} и атомных ядер. Основная цель состоит в проверке того, насколько правило сумм исчерпывается вкладом низкоэнергетического поглощения и в выяснении спиновой зависимости сечений при высоких энергиях фотонов. Этот вопрос рассматривался недавно в работе Дрелла и Хирна^{/9/}. Численные результаты настоящей работы несколько отличаются от результатов^{/9/}. Наше заключение сводится к тому, что для выполнения правила сумм необходимо привлекать данные по поглощению фотонов на нуклонах при энергиях $\omega \gtrsim 1$ Гэв, т.е. что влияние спиновых эффектов в области нескольких Гэв существенно.

2. Дисперсионное правило сумм для магнитного
момента нуклона

Из безвычитательных д.с. и низкоэнергетической теоремы для комптон-эффекта следует правило сумм для магнитного момента частицы с произвольным спином s ^{/7/}:

$$4\pi^2 s(\mu_0 - \frac{Q}{M})^2 = \int_{\omega_{\text{пор}}}^{\infty} \omega^{-1} [\sigma_R(\omega) - \sigma_L(\omega)] d\omega, \quad (2.1)$$

где $\mu = \mu_0 s$ - магнитный момент, Q и M - заряд и масса частицы, $\sigma_{R(L)}$ - полное сечение взаимодействия фотона со спиральностью параллельной (антипараллельной) поляризации частицы в начальном состоянии. Справедливость правила сумм (2.1) предполагает, что спиновая зависимость сечений с ростом энергии становится несущественной. Для нуклонов левая часть равенства (2.1) пропорциональна аномальному магнитному моменту κ

$$\frac{2\pi^2 e^2 \kappa^2}{M^2} = \int_{\omega}^{\infty} \omega^{-1} [\sigma_R(\omega) - \sigma_L(\omega)] d\omega, \quad (2.2)$$

где

$$\kappa_p = 1,79, \quad \kappa_n = -1,91.$$

Правила сумм (2.1) и (2.2) в принципе допускают непосредственную экспериментальную проверку. Можно надеяться, что быстрый прогресс в создании поляризованных мишеней и интенсивных пучков поляризованных фотонов^{/10-12/} позволит в будущем проверить справедливость соотношений (2.1) и (2.2). Чтобы получить предварительные сведения об относительной роли вкладов от области низких и высоких энергий, можно попытаться вычислить значение интеграла в (2.2) в пределах $\omega_{\text{пор}} \leq \omega \leq 1 \text{ Гэв}$ с помощью экспериментальных данных по фоторождению мезонов. Вклад от процесса одиночного фоторождения можно выразить через скалярные функции $F_i(k, \cos\theta)$, $i = 1, 2, 3, 4$, задание которых полностью определяет матрицу реакции $\gamma + N \rightarrow \pi + N$ ^{/13/}:

$$F = i(\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon}) F_1 + \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{q})(\vec{\sigma} \cdot [\vec{k} \times \vec{\epsilon}])}{kq} F_2 + i \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{k})(\vec{\epsilon} \cdot \vec{q})}{kq} F_3 + \\ + i \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{q})(\vec{\epsilon} \cdot \vec{q})}{q} F_4, \quad (2.3)$$

где \vec{q} и \vec{k} - импульсы пиона и фотона в с.ц.м., $\vec{\epsilon}$ - вектор поляризации фотона.

После соответствующих выкладок находим

$$\Delta\sigma(\omega) = \sigma_R(\omega) - \sigma_L(\omega) = (-4\pi) \frac{q}{k} \int_{-1}^{+1} dx [|F_1|^2 + |F_2|^2 - \\ - 2x \text{Re}(F_1^* F_2) + (1-x^2)(\text{Re}(F_1^* F_4) + \text{Re}(F_2^* F_3))], \quad (2.4)$$

или, в эквивалентной форме,

$$\Delta\sigma(\omega) = I(\omega) - 2\sigma_{\text{tot}}(\omega) = 2\pi \frac{q}{k} \int_{-1}^{+1} dx (1-x^2) [|F_3|^2 + |F_4|^2 + 2x \operatorname{Re}(F_3^* F_4)] - 2\sigma_{\text{tot}}(\omega), \quad (2.5)$$

где $x = \frac{(\vec{q} \cdot \vec{k})}{qk} = \cos\theta$, $\sigma_{\text{tot}}(\omega)$ — полное сечение одиночного фоторождения и смысл обозначения $I(\omega)$ очевиден из (2.5).

Если в мультиполярном разложении функций F_3 и F_4 оставить несколько низших парциальных волн, то можно получить

$$I(\omega) = 24\pi \frac{q}{k} [|E_{1+} - M_{1+}|^2 + |E_{2-} + M_{2-}|^2 + 4|M_{2+} - E_{2+}|^2 + 4|E_{3-} + M_{3-}|^2]. \quad (2.6)$$

Обозначения мультиполярных амплитуд $E_{\ell\pm}$ и $M_{\ell\pm}$ приняты в соответствии с работой Чу и др. /13/.

Схема дальнейших вычислений такова. За исходное выражение мы берем формулу (2.5). Преимущество использования для расчета (2.5) состоит в том, что вклад существенных в низкоэнергетической области дипольных амплитуд фоторождения с полным моментом $J = \frac{1}{2}$ учитывается непосредственно через экспериментальное сечение $\sigma_{\text{tot}}(\omega)$, т.е. не зависящим ни от каких теоретических моделей способом. Для σ_{tot} использовались экспериментальные данные работ /14-15/. Значения нерезонансных амплитуд в (2.5) брались в борновском приближении, а резонансные амплитуды при $\omega \leq 500$ Мэв мы брали из работ Донаки и Шоу /16/ и Шмядта /17/. В области второго ($J^P = 3/2^-$, $M_2^* = 1518$ Мэв) и третьего ($J^P = 5/2^+$, $M_3^* = 1688$ Мэв) резонансов вклад амплитуд E_{2-} и E_{3-} оценивался приближенно следующим образом:

$$I(3/2^-; \omega) = 24\pi \frac{q}{k} |E_{2-}|^2 (1+\alpha)^2 = 3 \frac{(1+\alpha)^2}{1+3\alpha} \sigma(3/2^-; \omega),$$

$$I(5/2^+; \omega) = 96\pi \frac{q}{k} |E_{3-}|^2 (1+\beta)^2 = \frac{8}{3} \frac{(1+\beta)^2}{1+2\beta^2} \sigma(5/2^+; \omega) \quad (2.7)$$

и, далее,

$$\int \omega^{-1} \sigma(J^P; \omega) d\omega = \frac{2M^*}{M^{*2} - M^2} \int \sigma(J^P; W) dW = \frac{2M^*}{M^{*2} - M^2} \frac{\pi}{2} \Gamma_{\text{tot}} \sigma_{\text{max}}(J^P; W=M^*), \quad (2.8)$$

где W — полная энергия в с.п.м. и предполагалось, что парциальное сечение $\sigma(J^P; W)$ имеет форму резонанса Брейта-Вигнера с шириной Γ . Параметр α в (2.7) равен

$$a = \frac{M_{2-}}{E_{2-}}. \quad (2.9)$$

С учетом (2.8) - (2.8) находим

$$\int \omega^{-1} I(3/2^-; \omega) d\omega = 3 \frac{(1+a)^2}{1+3a^2} \frac{\pi M_{2-}^2 \Gamma_{tot}(3/2^-) \sigma_{max}(3/2^-)}{M_{2-}^{*2} - M^2}, \quad (2.10)$$

$$\int \omega^{-1} I(5/2^+; \omega) d\omega = \frac{8}{3} \frac{(1+\beta)^2}{1+2\beta^2} \frac{\pi M_{2-}^2 \Gamma_{tot}(5/2^+) \sigma_{max}(5/2^+)}{M_{2-}^{*2} - M^2}, \quad (2.11)$$

где
$$\beta = \frac{M_{2-}}{E_{2-}}.$$

Численные значения параметров a и β были определены в работе Бедера^{/18/} из условия согласования с экспериментом углового распределения сечения фоторождения π^0 -мезонов:

$$\begin{aligned} a &= 1/3, \\ \beta &= 1/2. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Значения $\sigma_{max}(1518)$ и $\sigma_{max}(1688)$ определялись нами из полного сечения фоторождения π^0 в области второго и третьего резонансов^{/15,19/}:

$$\begin{aligned} \sigma_{max}(3/2^-) &= 3\sigma_{max}^{\pi^0}(3/2^-) \approx 90 \text{ мкб}, \\ \sigma_{max}(5/2^+) &= 3\sigma_{max}^{\pi^0}(5/2^+) \approx 66 \text{ мкб}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

При получении (2.13) мы пренебрегали всеми нерезонансными вкладами и использовали изотопическую инвариантность. Ширины резонансов брались из таблиц Розенфельда и др.^{/20/}:

$$\begin{aligned} \Gamma_{tot}(3/2^-) &\approx 75 \text{ МэВ}, \\ \Gamma_{tot}(5/2^+) &\approx 100 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

С учетом сделанных предположений находим

$$\int \omega^{-1} [I(3/2^-; \omega) + I(5/2^+; \omega)] d\omega = \begin{cases} 160 \text{ мкб}, & a=1/3, \beta=1/2; \\ 113 \text{ мкб}, & a=\beta=0. \end{cases} \quad (2.15)$$

Заметим, что резонансное приближение (2.8) может привести к завышению оцениваемого вклада. Кроме того, второй и третий резонансы имеют сложную структуру, и неучет

этого обстоятельства также может проявиться в завышении значений (2.13) для σ_{\max}

Суммарный вклад всех учтенных нами согласно (2.5) и (2.6) амплитуд одиночного фоторождения пионов на протонах составляет

$$\int_{\omega_{\text{пор}}}^{\omega^{-1}} [\sigma_R(\omega) - \sigma_L(\omega)] d\omega = \begin{cases} 268 \text{ мкб} & , \alpha = 1/3, \beta = 1/2; \\ 221 \text{ мкб} & , \alpha = \beta = 0; \end{cases} \quad (2.16)$$

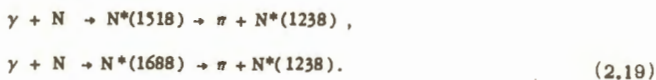
что превышает теоретическое значение правила сумм (2.2)

$$\frac{2\pi^2 e^2 k_p^2}{M} = 203 \text{ мкб} \quad (2.17)$$

При энергиях фотонов $\omega \geq 500$ Мэв значительная доля полного сечения поглощения обусловлена процессами фоторождения нескольких мезонов (главным образом двойного фоторождения). На эксперименте было обнаружено^{/21/}, что в интервале $500 \text{ Мэв} \leq \omega \leq 1,5 \text{ Гэв}$ с заметным сечением идет реакция



Сечение этой реакции быстро возрастает вблизи порога, достигает максимума в области $\omega = 650$ Мэв и затем спадает почти до нуля при $\omega = 1,5 - 1,8$ Гэв. Возможным способом интерпретации эксперимента является резонансная модель с возбуждением изобар $N^*(1518)$ и $N^*(1688)$:



В резонансном приближении соотношение между вкладом в правило сумм (2.2) от процессов (2.19) и соответствующих процессов одиночного фоторождения пионов определяется отношением ширины распада $N^* \begin{Bmatrix} 1518 \\ 1688 \end{Bmatrix} \rightarrow N + \pi$, $N^* \begin{Bmatrix} 1518 \\ 1688 \end{Bmatrix} \rightarrow N^*(1238) + \pi$, которые мы полагаем приблизительно равными^{/20/}. В этом случае вклад второго и третьего резонансов одиночного фоторождения и вклад процесса (2.18) в правило сумм (2.2) приблизительно равны друг другу и имеют величину 80 мкб при $\alpha = 1/3, \beta = 1/2$ и 40 мкб, если $\alpha = \beta = 0$. Если вместо резонансной модели (2.19) мы примем в рамках модели кварков, что процесс $\gamma + N \rightarrow \pi + N^*(1238)$ обусловлен в основном дипольным фоторождением пиона на кварке^{/22/}, то тогда можно получить, что вклад процесса фоторождения изобары $N^*(1238)$ в (2.2) равен 40 - 50 мкб. Мы видим, что обе модели дают дополнительный положительный вклад по отношению к (2.16), увеличивая тем самым расхождение с теоретическим значением (2.17). В области энергий фотонов $\omega > 1$ Гэв доминирующим процессом является фоторождение ρ^0 -мезонов^{/23/}. Для

совпадения правила сумм (2.2) с (2.17) нужно, чтобы в области высоких энергий выполнялось неравенство $\sigma_R(\omega) < \sigma_L(\omega)$. Если аппроксимировать высокоэнергетическое поглощение фотонов процессами, изображенными на рис. 1, то, применяя модель кварков и гипотезу аддитивности амплитуд (qq) - взаимодействия, можно получить, что для выполнения неравенства $\sigma_R - \sigma_L < 0$ амплитуда рассеяния кварков в синглетном состоянии должна быть больше по абсолютной величине, чем амплитуда рассеяния в триплетном состоянии. Заметим в связи с этим, что энергия связи псевдоскалярных мезонов (синглетное состояние пары $\bar{q}q$) значительно больше энергии связи векторных мезонов (триплетное состояние пары $\bar{q}q$). Приведенные оценки указывают, что для проверки правила сумм (2.2) необходимо привлекать данные по поглощению фотонов с энергией $\omega > 1$ Гэв. Это говорит о том, что спиновая зависимость сечений в области нескольких Гэв является еще существенной.

3. Правило сумм для магнитных моментов и изменение магнитного момента нуклона в ядре

Из формулы (2.2) следует, что влияние эффектов связи на фоторождение мезонов на нуклоне, находящемся внутри ядра, приводит к изменению магнитного момента связанного нуклона. В работе автора^{/7/} правило сумм (2.2) было использовано для оценки влияния принципа Паули на величину магнитного момента связанного нуклона. Однако при численном расчете подинтегральное выражение было взято с неправильным знаком, и поэтому окончательный результат (формула (13)^{/7/}) неверен. Ниже мы вернемся к этому вопросу. Схема расчета ничем не отличается от прежней^{/7/}. Выражение для фактора $0 \leq R(\omega) \leq 1$, учитывающего уменьшение сечения фоторождения пионов на связанном нуклоне по сравнению со свободным нуклоном имеет вид^{/24/}:

$$R(\omega) = \frac{\int_{|\vec{k}+\vec{p}|<d} \rho(p) d^3 p}{16 p_F^3} \left[2 p_F^2 (4 p_F - 3 \omega) + 2 d^3 (4 d - 3 \omega) + \omega^3 - 3 \frac{(p_F^2 - d^2)^2}{\omega} \right], \quad (3.1)$$

где $\rho(p)$ - функция распределения нуклонов в модели ферми-газа:

$$\rho(p) = \begin{cases} \frac{3}{4 \pi p_F^3} & p < p_F \\ 0 & p > p_F \end{cases}, \quad (3.2)$$

$p_F \approx 250 \frac{\text{Мэв}}{c}$ - импульс Ферми $d \approx \sqrt{2M(\omega - \mu - \epsilon)}$ - максимальный импульс нуклона отдачи, μ - масса пиона, ϵ - средняя энергия возбуждения ядра.

Обозначая через κ_B аномальный магнитный момент связанного нуклона, будем иметь

$$\xi = \frac{\kappa^2 - \kappa_B^2}{\kappa^2} = \frac{M^2}{2\pi^2 e \kappa} \int_{\text{пор}}^{\infty} \omega^{-1} (1-R(\omega)) (\sigma_R(\omega) - \sigma_L(\omega)) d\omega. \quad (3.3)$$

В формулу (3.1) в качестве свободного параметра входит ϵ . Варьируя значение ϵ между 0 и 10 Мэв, мы находим с помощью (2.5) и (3.3), что κ_B увеличивается по абсолютной величине на 4-8%. Формально увеличение κ_B по сравнению с κ объясняется тем, что в области энергий $\omega \leq 230$ Мэв выполняется неравенство $\Delta\sigma = \sigma_R(\omega) - \sigma_L(\omega) < 0$, поскольку доминирующий в области порога вклад S-волны фоторождения входит в $\Delta\sigma$ с отрицательным знаком. Интерпретировать увеличение κ_B физически наглядным образом представляется довольно затруднительным, так как из качественных соображений следовало бы скорее ожидать уменьшения κ_B . Оценка Дрелла и Валецки^{/25/}, полученная путем вычисления фейнмановских диаграмм, дает затухание изовекторной части κ_B на величину порядка 8%, в то время как применение правила сумм (2.2) дает эффект, сравнимый по абсолютной величине, но противоположного знака. Чтобы понять причину указанного противоречия, необходимо провести более подробное исследование вопроса о соответствии обоих методов вычисления магнитных моментов.

4. Правило сумм для магнитных моментов и спиновая зависимость сечения фоторасщепления малонуклонных систем

В настоящем разделе мы применим правило сумм (2.1) к атомным ядрам из двух и трех нуклонов. Экспериментальные данные по полному сечению фоторасщепления ядер d и He³ довольно хорошо описываются вкладом от нескольких низших мультиплетов фотопоглощения. Учитывая относительно слабую связь нуклонов в этих ядрах, сечение фоторождения мезонов при $\omega \geq \omega_{\gamma\pi}$ ($\omega_{\gamma\pi}$ - порог образования пионов) можно приближенно заменить сечением фоторождения на свободных нуклонах. Таким путем мы оценим влияние различных факторов на выполнение правила сумм (2.1) для рассматриваемых ядер.

Вклад электрического и магнитного дипольного фоторасщепления в правило сумм (2.1) можно выразить в явном виде при помощи стандартной техники получения правил сумм для фоторасщепления ядер^{/26/}, если использовать для операторов E1 и M1 - переходов длинноволновое приближение

$$\int \frac{\Delta\sigma_{E1}(\omega)}{\omega} d\omega = 2\pi^2 i \langle J_n = J | [\hat{D}_x, \hat{D}_y] | J_n = J \rangle = 0, \quad (4.1)$$

$$\int \frac{\Delta \sigma_{M1}(\omega)}{\omega} d\omega = 4\pi^2 i \langle J_n = J | [\hat{M}_x, \hat{M}_y] | J_n = J \rangle - \quad (4.2)$$

$$- 4\pi^2 \sum_{J'_n} \langle J'_n | \hat{M}_y + i\hat{M}_x | J_n = J \rangle,$$

где \hat{D} - оператор дипольного момента, \hat{M} - оператор магнитного момента и усреднение в (4.1) и (4.2) ведется по основному состоянию ядра со спином J и проекцией спина на ось z' , равной J_n .

Для ядер He^8 и H^8 мы будем брать волновые функции S - состояния с симметричной радиальной частью. В этом случае выражение (4.2) также обращается в нуль, если \hat{M} имеет вид суммы одночастичных операторов:

$$\hat{M} = \sum_i [g_\ell \hat{\ell}_i + g_p \hat{\sigma}_i + g_n \hat{\sigma}_i], \quad (4.3)$$

где g_ℓ - орбитальный g - фактор протонов, $g_{p(n)}$ - спиновые g - факторы протонов и нейтронов ядра.

Подставляя в (2.1) значения $\mu(He^8) = -2,12$; $\mu(H^8) = 2,98$ и аппроксимируя вклад фоторождения мезонов на He^8 (H^8) в дисперсионный интеграл (2.1) через сечение фоторождения на свободном нейтроне (протоне), получаем

$$He^8: \quad \frac{2\pi^2 e^2}{M^2} 7,73 = \frac{2\pi^2 e^2}{M^2} 3,65 + \delta(He^8), \quad (4.4)$$

$$H^8: \quad \frac{2\pi^2 e^2}{M^2} 7,02 = \frac{2\pi^2 e^2}{M^2} 3,2 + \delta(H^8), \quad (4.5)$$

где через $\delta(He^8)$ и $\delta(H^8)$ обозначается вклад следующих не учтенных нами факторов: вклад от поглощения высших мультиполей, существование обменных токов в ядрах, поправки на примесь высших конфигураций в основном состоянии ядер и т.п. Как видно из (4.4) и (4.5), влияние перечисленных факторов на насыщение правила сумм существенно. Для дейтона $\mu(d) = 0,857$; $M_d = 2M$; $s = 1$. С помощью формул (2.1) и (4.2) находим:

$$\frac{\pi^2 e^2}{M^2} 0,02 = \frac{\pi^2 e^2}{M^2} (-20,9 + 13,7) + \delta(d). \quad (4.6)$$

При получении (4.6) мы положили сечение фоторождения пионов поляризованными фотонами на поляризованных дейтонах равным сумме сечений на свободном протоне и нейтроне и, кроме того, использовали правило сумм (2.1) для нуклонов. Большой отрицательный вклад в (4.6) обусловлен $M1$ -переходом в синглетное состояние двух нуклонов. Оценки показывают, что учет обменных токов^{127/} и поправок на запаздыва-

ние к $E1$ - и $M1$ -переходам не устраняет имеющегося в (4.6) расхождения. Таким образом, как для нуклонов, так и в данном случае необходимо привлекать данные по поглощению фотонов высоких энергий, поскольку низкоэнергетических вкладов недостаточно для насыщения правила сумм.

Общий итог проведенных оценок сводится к заключению о том, что если спиновые эффекты и убывают с ростом энергии фотонов, то не настолько быстро, чтобы правило сумм магнитных моментов было бы нечувствительно к поглощению фотонов с энергией $\omega > 1$ Гэв.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность А.М. Балдину за внимание и плодотворные обсуждения и В.В. Пашкевичу за большую помощь в работе.

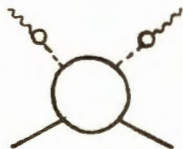


Рис. 1

Сплошная линия изображает нуклон, волнистая - фотон, пунктирная - векторный мезон.

Литература

1. M. Gell-Mann, M. Goldberger, W. Thirring. Phys. Rev., 96, 1612 (1954).
2. M. Goldberger, H. Miyazawa, R. Oehme. Phys. Rev., 99, 986 (1955).
3. F. Low. Phys. Rev., 96, 1428 (1954).
4. M. Gell-Mann, M. Goldberger. Phys. Rev., 96, 1433 (1954).
5. Л.И. Лапидус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 39, 1433 (1960)
6. S.B. Gerasimov. Phys. Lett., 13, 240 (1964).
7. С.Б. Герасимов. ЯФ, 2, 598 (1965)
8. Л.И. Лапидус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 41, 1548 (1961)
9. S.D. Drell, A.C. Hearn. Phys. Rev. Lett., 16, 908 (1966).
10. Ф.Р. Арутюнян, И.И. Гольдман, В.А. Туманян. ЖЭТФ, 43, 312 (1963) .
11. R.H. Milburn. Phys. Rev. Lett., 10, 75 (1963).
12. O.F. Kulikov, Y.Y. Telnov, E.I. Filippov, M.N. Yakimenko. Phys. Lett., 13, 344 (1964).
13. G. Chew, M. Goldberger, F. Low, Y. Nambu. Phys. Rev., 106, 1345 (1957).

14. J. Leiss, C. Robinson, S. Penner. Phys. Rev., 99, 210 (1955);
R.L. Walker, J.G. Teasdale, V. Peterson, J. Vette. Phys. Rev., 99, 210(1955);
A.V. Tollestrap, J.C. Kneck, R.M. Worlock. Phys. Rev., 99, 220 (1955);
K. Berkelman, J. Waggoner. Phys. Rev., 117, 1364 (1960).
15. R.L. Walker. Proc. Conf. on Photon Int. in Bev-Energie, VI, Cambridge, 1963.
16. A. Donnachie, G. Shaw. Ann. of Phys., 37, 333 (1966).
17. W. Schmidt. Z.f. Phys., 182, 76 (1964).
18. D.S. Beder. Nuovo Cimento, 33, 94 (1964).
19. H. De Staebler, E. Erikson, A. Hearn, C. Schaerf. Phys. Rev., 140, B 336 (1965).
20. A.H. Rosenfeld, A. Barbaro-Galtieri a.o. Preprint UCRL-8030, 1965.
21. J. Allaby, H. Lynch, D. Ritson. Phys. Rev., 142, 887 (1965).
22. A.M. Балдин. Письма ЖЭТФ, т. 3, Вып. 7, 265 (1966).
23. H. Crouch, R. Hargraves, B. Kendall a.o. Phys. Rev. Lett., 13, 636 (1964).
24. M. Lax, H. Feshbach. Phys. Rev., 81, 189 (1951);
W. Thirring. Helv. Phys. Acta, 26, 465 (1953).
25. S.D. Drell, J.D. Walecka. Phys. Rev., 120, 1069 (1960).
26. Д.Левинджер. Фотоядерные реакции. ИЛ, Москва 1962.
27. F. Villars. Helv. Phys. Acta, 20, 476 (1947).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 октября 1966 г.