

T-486

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 3931

Ф.Г.Ткебучава

О СПЕКТРЕ γ -КВАНТОВ
В РЕАКЦИИ $\pi^+ p \rightarrow \gamma + \pi^+ p$

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

P2 - 3931

7405/3 29.

Ф.Г.Ткебучава^{x/}

О СПЕКТРЕ γ -КВАНТОВ
В РЕАКЦИИ $\pi^+ p \rightarrow \gamma + \pi^+ p$

^{x/} Тбилисский государственный университет.



Ткебучава Ф.Г.

P2-3931

О спектре γ -квантов в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \gamma$

Рассматривается спектр γ -квантов, излучаемых при $\pi^- p$ -рассеянии, в рамках модели, развитой ранее. Вычисляется интерференция полюсных диаграмм и оценивается погрешность полюсного приближения.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1968.

Tkebuchava F.G.

P2-3931

On the γ -Quanta Spectrum in the Reaction $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \gamma$

The γ -quanta spectrum, which is emitted at $\pi^- p$ -scattering is being considered within the previously developed model. Interference of the pole diagrams is being calculated and the pole approximation error is estimated.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1968

В работах/2-4/ предложен механизм испускания γ -квантов в реакции



Показано, что для жесткого излучения наиболее существенный вклад в рассматриваемую реакцию вносят полюсная диаграмма, содержащая γ - 3π -взаимодействие (диаграмма А рис. 1), и диаграммы, описывающие "чистое" тормозное излучение π -мезонов (диаграммы Б и В рис.1). Из сравнения результатов вычислений по этой модели с жесткой частью спектра фотонов, полученного экспериментально/1/, произведена оценка константы процесса



которая связана с шириной $\rho \rightarrow \pi \gamma$ -распада/5/.

Однако в работах/2-4/ не учитывалась интерференция между диаграммами Б и В, что ограничивает область применимости модели, поскольку сравнение с экспериментальными данными в этом случае возможно только для тех событий реакции (А), в которых энергия γ -кванта в с.ц.и. превышает 160 Мэв. При этих энергиях дифференциальное сечение, вычисленное по диаграмме Б, резко падает, поэтому можно пренебречь как этой диаграммой, так и ее интерференцией с диаграммой В. Вычисления проводились в полюсном приближении, точность которого не оценивалась.

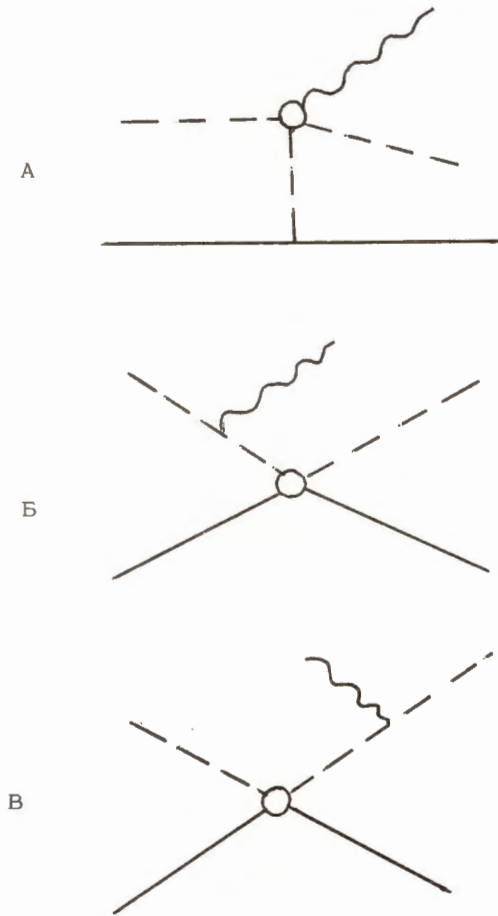


Рис. 1. Полюсные диаграммы, дающие наиболее существенный вклад в жесткое излучение. Сплошными линиями обозначены нуклоны, волнистыми - фотоны, пунктирными π -мезоны.

Чтобы расширить область применимости модели, необходимо вычислить дифференциальное сечение по диаграммам Б и В с учётом их интерференции. Вычитая результат из экспериментальной кривой, можно получить вклад диаграммы А в процесс (А) в широком интервале импульсов u -квантов, что позволит с большей точностью определить константу процесса (Б).

Чтобы определить погрешность в результатах, необходимо оценить точность полюсного приближения, при котором вместо квадрата модуля амплитуды реакции

$$\pi \text{ (виртуальный)} + p \rightarrow \pi + p$$

подставляется сечение реального процесса. Если не пользоваться полюсным приближением, а попытаться учесть виртуальность π -мезона более точно, то нужно продолжить амплитуду πN -взаимодействия в немассовую поверхность и в разложении по парциальным амплитудам учесть все фазы, дающие вклад при данной энергии. Однако такая процедура сильно усложняет вычисления, если энергия πN -взаимодействия не близка к резонансной. В области резонанса же можно ограничиться несколькими фазами и, сравнивая результат с вычислениями в полюсном приближении, оценить точность этого приближения. Отношение сечений, рассчитанных двумя способами, можно проэкстраполировать к энергиям в нерезонансной области, т.е. оценить точность полюсного приближения при этих энергиях.

Этим же приемом мы пользуемся и при вычислении интерференционных членов. В полюсном приближении невозможно рассчитать интерференцию, расчёт же с привлечением фаз затруднен в нерезонансной области. Поэтому, вычисляя интерференцию при энергиях, близких к резонансной, мы судим о ее роли при других энергиях.

Нужно отметить, что рассматривая амплитуду πN -взаимодействия в немассовой поверхности, мы, однако, считаем, что фазы рассеяния зависят только от энергии/8/.

Важным является вопрос о структуре амплитуды πN -взаимодействия в немассовой поверхности. При реальном процессе в обычном спиновом пространстве независимых амплитуд две:

$$T = -A + i \frac{\hat{q}_1 + \hat{q}_2}{2} B,$$

где q_1 и q_2 — четырех-импульсы мезонов. При наличии виртуального мезона, испускающего γ -квант, A и B нужно брать в немассовой поверхности, т.е. они будут зависеть не только от энергии и угла рассеяния, но и от других переменных, определенных ниже. В этом случае T запишется в виде

$$T = -A + i \frac{\hat{q}_1 + \hat{q}_2 \pm \hat{k}}{2} B.$$

Знак перед четырех-импульсом фотона k зависит от того, какой из мезонов — начальный или конечный является виртуальным. Число независимых амплитуд не меняется.

Численные расчёты проводились нами для кинетических энергий π -мезонов в лаб. системе: 160, 190, 220, 250, 280, 310, 340 Мэв. Распределения по импульсам фотонов представлены на рис. 2 и 3. Эти кривые соответствуют диаграммам Б и В рис. 1.

На рис. 3 представлена кривая для $E_\pi = 340$ Мэв. При этой энергии π -мезонов был выполнен эксперимент Т.Д.Блохинцевой и др./1,9/. Коридор соответствует ошибкам сечения упругого πN -рассеяния.

Отметим, что в диаграмме В амплитуда πN -взаимодействия зависит от полной энергии в с.ц.и. сталкивающихся частиц W , в то время как эта амплитуда в диаграмме Б зависит от полной энергии ω конечных π -мезона и протона в их с.ц.м. Поскольку ω зависит от импульса фотона $\omega = [W(W-2k)]^{1/2}$, то для максимальных значений k значение ω выходит из области резонанса, где существенный вклад в πN -взаимодействие дают S -состояния. Однако кривая распределения по импульсам фотонов падает настолько быстро, что учёт S -состояний фактически не изменяет ее, поэтому в формулах мы будем ограничиваться (3.3) фазой.

$$\frac{\partial \sigma}{\partial K} \left[\frac{\text{мбн}}{\text{мкп(МэВ)}} \right]$$

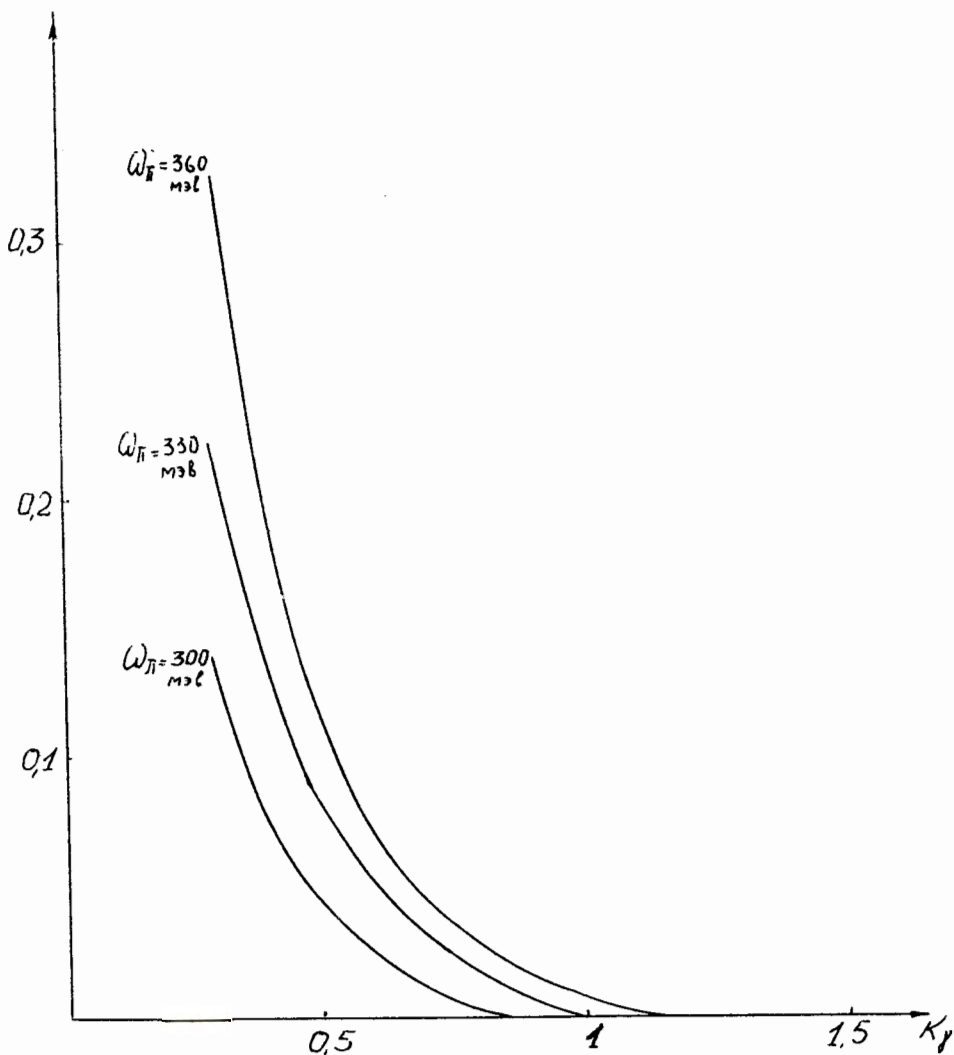


Рис. 2. Дифференциальные сечения, соответствующие указанным энергиям начальных π -мезонов в лабораторной системе.

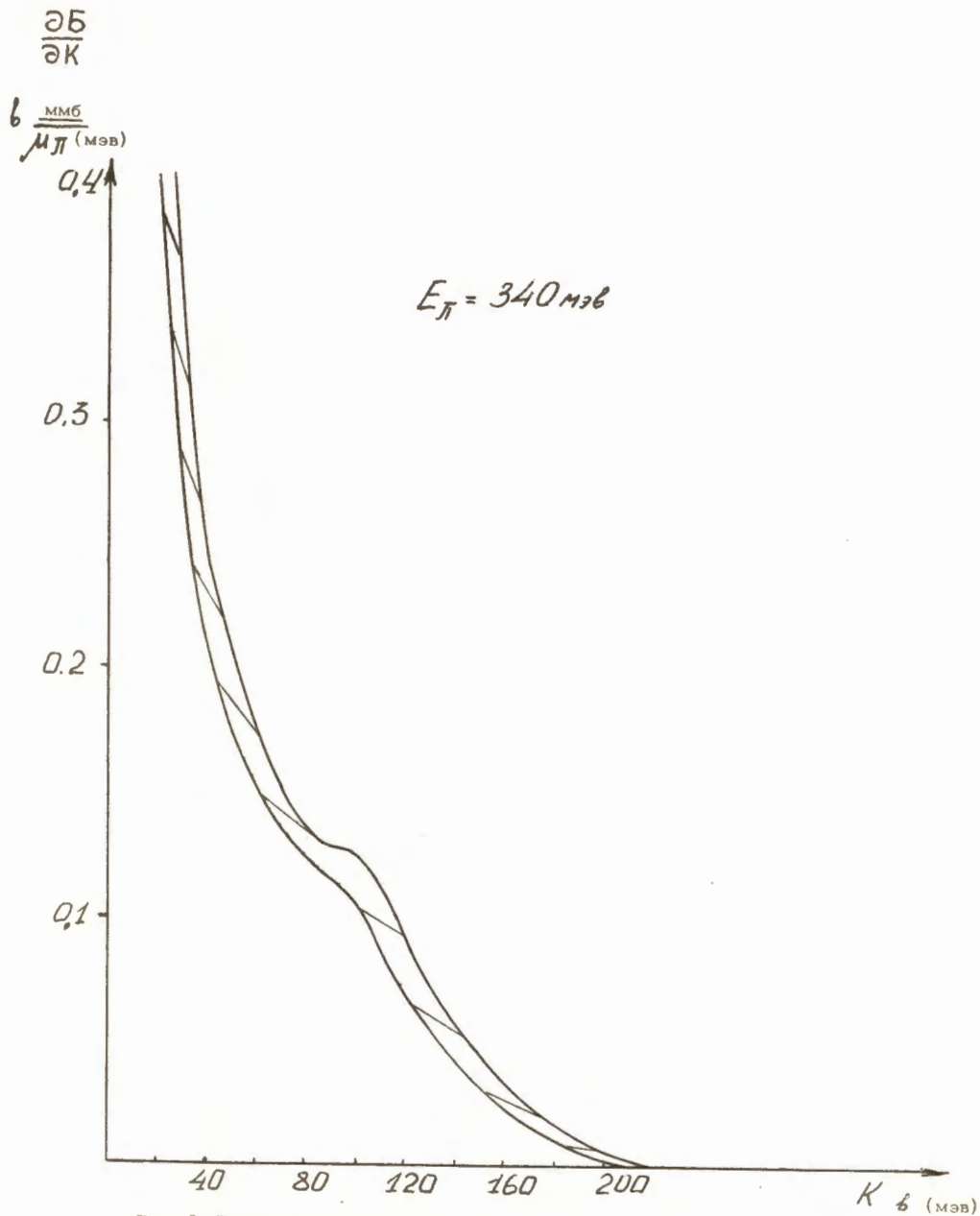


Рис. 3. Распределение по импульсу γ -квантов для энергии π - мезонов, соответствующей эксперименту Т.Д. Блохинцевой и др. Коридор соответствует ошибкам сечения упругого πN -рассеяния.

Дифференциальные сечения

Матричный элемент S -матрицы реакции (A) запишем в виде^{x/}

$$\langle k q_1 p_1 | s | q p \rangle = -i(2\pi)^4 \delta(p_1 + q_1 + k - q - p) \left(32 p_1^0 q_1^0 k^0 p^0 \right)^{-1/2} \epsilon_\mu M_\mu, \quad (2)$$

где q, q_1, p, p_1 - начальные и конечные четырех-импульсы мезона и протона, k - импульс, ϵ_μ поляризация γ -кванта

$$M_\mu = J_\mu^{(1)} \bar{U}(p_1) \left[-A^{(1)} + i \frac{\hat{q} - \hat{k} + \hat{q}_1}{2} B^{(1)} \right] U(p) + J_\mu^{(2)} \bar{U}(p_1) \left[-A^{(2)} + \frac{\hat{q} + \hat{q}_1 + \hat{k}}{2} B^{(2)} \right] U(p).$$

Здесь $J_\mu^{(1)} = -\frac{e q^\mu}{(qk)}$; $J_\mu^{(2)} = \frac{e q_1^\mu}{(q_1 k)}$. Выражения, на которые множатся

$J_\mu^{(1)}$ и $J_\mu^{(2)}$, соответствуют взаимодействию πN , когда начальный или конечный π -мезон виртуальный. Амплитуды A и B зависят от инвариантных переменных

$$W^2 = -(q + p)^2$$

$$\omega^2 = -(q_1 + p_1)^2$$

$$t^2 = (p_1 - p)^2$$

$$\Delta^2 = (k - q)^2$$

$$U^2 = -(k + q_1)^2.$$

^{x/} Полагаем всюду $\hbar = c = \text{масса } \pi \text{ мезона} = 1.$

В полюсном приближении сечения представляются в виде

$$\frac{\partial \sigma_2}{\partial k} = (4\pi \cdot 137 W)^{-1} \omega \sigma'(\omega) \int d\Delta^2 \frac{\bar{p} \sin^2 \theta \vec{k} \vec{q}}{(qk)^2}$$

$$\frac{\partial \sigma_3}{\partial k} = (4\pi \cdot 137)^{-1} \sigma'(W) \int dU^2 \frac{q_1^2 \sin^2 \theta \vec{k} \vec{q}_1}{p_1 (q_1 k)^2}.$$

Законы сохранения энергии-импульса и уравнение Дирака позволяют записать (3) в виде

$$M_\mu = J_\mu^{(1)} \bar{U}(p_1) [-A^{(1)} + i\hat{q}_1 B^{(1)}] U(p) + J_\mu^{(2)} \bar{U}(p_1) [-A^{(2)} + i\hat{q} B^{(2)}] U(p). \quad (4)$$

При упругом πN -рассеянии дифференциальное сечение в с.ц.и. можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\chi_f^+ (f + \frac{\vec{\sigma} \vec{q}_1 \vec{\sigma} \vec{q}}{|\vec{q}_1| |\vec{q}|} f_2) \chi_1|^2. \quad (5)$$

Амплитуды реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$ выражаются через амплитуды, диагональные по изоспиновым состояниям

$$f_{1,2}(\pi^- p) = \frac{1}{3} (f_{1,2}^{3/2} + 2f_{1,2}^{1/2}).$$

В области (3,3) резонанса

$$f_{1,2}(\pi^- p) = \frac{1}{3} f_{1,2}^{3/2}$$

$$f_1^{3/2} \approx 3 \cos \theta \frac{e^{i\delta_{33}(\omega)} \sin \delta_{33}(\omega)}{q}$$

$$f_2^{3/2} \approx -\cos \theta \frac{e^{i\delta_{33}(\omega)} \sin \delta_{33}(\omega)}{q}$$

В случае участия в процессе виртуального π^- -мезона фазы остаются зависящими только от энергии/8/, в то время как угол рассеяния зависит от инвариантных переменных t^2 , Δ^2 , U^2 .

Для рассеяния виртуального π^- -мезона на протоне в области (3,3) резонанса уравнения (5) примут вид

$$\frac{1}{4\pi} A^{(1)} = \frac{1}{3} \left\{ \frac{\omega + m}{[(p_0^+ + m)(p_{10}^+ + m)]^{1/2}} 3 \cos \theta + \frac{\omega - m}{[(p_0^- - m)(p_{10}^- - m)]^{1/2}} \right\} \frac{e^{i\delta_{33}(\omega)} \sin \delta_{33}(\omega)}{p_1}$$

$$\frac{1}{4\pi} B^{(1)} = \frac{1}{3} \left\{ \frac{3 \cos \theta}{[(p_0^+ + m)(p_{10}^+ + m)]^{1/2}} - \frac{1}{[(p_0^- - m)(p_{10}^- - m)]^{1/2}} \right\} \frac{e^{i\delta_{33}(\omega)} \sin \delta_{33}(\omega)}{p_1}$$

Значок "≈" подставлен над величинами в с.п.м. конечных π^- -мезона и протона. Для $A^{(1)}$ и $B^{(1)}$ формулы (8) запишутся так же, только все величины следует брать в с.п.м. сталкивающихся частиц.

Для фазы δ_{33} мы пользуемся модифицированной формулой Чу-Лоу, предложенной Лайсоном/8/.

Полное сечение реакции (A), соответствующее диаграммам Б и В,

$$\sigma = \frac{(2\pi)^{-9}}{J} \int |\langle k q_1 p_1 | s | q r \rangle|^2 d^3 p_1 d^3 q_1 d^3 k,$$

где J -поток π^- -мезонов. В с.п.м. сталкивающихся частиц $J = \frac{pW}{p q_0}$. Дифференциальные сечения, соответствующие диаграммам Б и В, с учётом их интерференции имеют вид:

$$\frac{\partial \sigma_2}{\partial k} = (72 \pi W \cdot 137)^{-1} \int d\Delta^2 d\cos\bar{\theta} d\bar{\phi} \cdot \frac{\sin^2 \theta \bar{k} \bar{q}}{(qk)^2} \{ [2(q_1 p_1)(q_1 p) + (p p_1) + m^2] \bar{R}_1^2 +$$

$$+ (m^2 - p p_1) \bar{R}_2^2 - 2m(q_1 p_1 + q_1 p) \bar{R}_1 \bar{R}_2 \} \frac{\sin^2 \delta_{33}(\omega)}{\omega \bar{p}_1} .$$

(10)

$$\frac{\partial \sigma_3}{\partial k} = (72 \pi W p^4 \cdot 137)^{-1} \int d\Delta^2 d\cos\bar{\theta} d\bar{\phi} \frac{q_1 \sin^2 \theta \bar{k} \bar{q}_1}{(q_1 k)^2} \times$$

$$\times \{ [2(qp)(q p_1) + (p p_1) + m^2] R_1^2 + (m^2 - p p_1) R_2^2 - 2m(q p_1 + q p) R_1 R_2 \} \frac{\bar{p}_1}{\omega} \sin^2 \delta_{33}(W) .$$

$$\frac{\partial \sigma_{int}}{\partial k} = (36 \pi W p^2 \cdot 137)^{-1} \int d\Delta^2 d\cos\bar{\theta} d\bar{\phi} \frac{q_1}{(qk)(q_1 k) \omega} (\cos \theta_{\bar{k} \bar{q}} \cos \theta_{\bar{k} \bar{q}_1} - \cos \theta_{\bar{q} \bar{q}_1}) \times$$

$$\times \{ [(q_1 p_1)(q p) + (q_1 p)(q p_1) - (q q_1)(p p_1 + m^2)] \bar{R}_1 R_1 - (p p_1 - m^2) \bar{R}_2 R_2 - m(q p + q p_1) R_1 \bar{R}_2 -$$

$$- m(q_1 p_1 + q_1 p) \bar{R}_1 R_2 \} \cos [\delta_{33}(W) - \delta_{33}(\omega)] \sin \delta_{33}(W) \sin \delta_{33}(\omega) .$$

Здесь $\bar{R}_1, \bar{R}_2, R_1, R_2$ - обозначения не зависящих от (3,3) фазы множителей в формулах (8).

З а к л ю ч е н и е

Результаты численных расчётов показывают, что интерференционный член диаграмм Б и В (рис.1) отрицательный и по величине составляет менее 10% дифференциального сечения, рассчитанного по диаграмме В для всех энергий π -мезонов в интервале 160-340 Мэв. Следовательно, суммируя дифференциальное сечение, вычисленное в полюсном приближении по диаграммам Б и В при $E_\pi = 340$ Мэв, с кривой, соответствующей диаг-

рамме а, можно надеяться на удовлетворительное описание спектра фотонов в области $k_{\gamma} > 100$ Мэв.

Вычисления, проводимые при более аккуратном учёте виртуальных π -мезонов, показывают, что полюсное приближение для диаграмм Б и В дает ошибку $\approx 15\%$.

Представленные на рис. 2 и 3 кривые не приемлемы для описания спектра мягких γ -квантов, поскольку в этом случае нельзя ограничиваться полюсными диаграммами. Для описания мягкого излучения можно воспользоваться методом Лоу^{/7/} и с помощью колебровочной инвариантности связать полюсные диаграммы со всеми остальными.

Автор благодарен В.А.Мещерякову и Л.Л.Неменову за обсуждения и ценные указания, Т.Д.Блохинцевой за ознакомление с новыми экспериментальными данными.

Л и т е р а т у р а

1. Т.Б.Блохинцева, В.Г.Гребенник, В.А.Фуков, Г.Либман, Л.Л.Неменов, Г.И.Селиванов, ЯФ 111; 511 (1966).
2. Л.Л.Неменов. Препринт ОИЯИ Р-222, Дубна 1962.
3. В.А.Мещеряков, Л.Л.Неменов, Л.Д.Соловьев, ЖЭТФ 45, 1188, 1963.
4. В.А.Мещеряков, Л.Л.Неменов, Л.Д.Соловьев, Ф.Г.Ткебучава, Доклад на XII Межд. конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
В.А.Мещеряков, Л.Л.Неменов, Л.Д.Соловьев, П.Строкач, Ф.Г.Ткебучава, ЯФ Т.П, вып. 1, 124, 1965.
5. В.А.Мещеряков, Л.Д.Соловьев, Ф.Г.Ткебучава, ЯФ т.Ш, вып. 1, 116, 1966.
6. W.M.Layson, Preprint CERN 846/th 168.
7. F.E.Low. Phys. Rev., 110, 974, 1958.
8. E.Ferrari and F.Selleri, Nuovo Cim., 21, 1028 (1961).
9. Т.Д.Блохинцева, А.В.Кравцов, С.Г.Шерман, Препринт ОИЯИ Р1-3864, Дубна 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 июня 1968 года.