

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ՏՈՒՆՈՒԹՅԱՆ

ЕФИ-63(74)

Л.А.Григорян, В.А.Шахбазян

Օ ՓՕՏՐՈՋԴԵՆԻԻ π^0 -ՄԵՅՈՆԱ ՆԱ ԿԴՐԵ ${}^4\text{He}$
Վ ՄՕԴԵԼԻ ՓՕԼՅՕՍՎ ՐԵԴՅԵ Տ ՍՇԵՏՄ ՐԱԶՐԵՅՕՎ

ԱՐՄՏ

ԵՐԵՎԱՆ

1974



ԵՐԵՎԱՆ

We regret that some of the pages in the microfiche copy of this report may not be up to the proper legibility standards, even though the best possible copy was used for preparing the master fiche.

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение БФИ-63(74)

Л.А. ГРИГОРЯН, В.А. ШАХБАЗЯН

О ФОТОРОЖДЕНИИ π^0 -МЕЗОНА НА ЯДРЕ ${}^4\text{He}$
В МОДЕЛИ ПОЛЮСОВ РЕДЖЕ С УЧЕТОМ РАЗРЕЗОВ

Ереван 1974

Л.А. ГРИГОРИАН, В.А. ШАХБАЗЯН

О ФОТОРОЖДЕНИИ π^0 -МЕЗОНА НА ЯДРЕ ${}^4\text{He}$
В МОДЕЛИ ПОЛЮСОВ РЕДЖЕ С УЧЕТОМ РАЗРЕЗОВ

Рассмотрен процесс фоторождения π^0 -мезона на ядре ${}^4\text{He}$ как на целом в теории полюсов Редже с учетом реджонных ветвлений в моделях "сильных", "слабых" и "смешанных" разрезов, а также в одной из моделей феноменологического учета разрезов.

Показано, что рассмотренный процесс дает возможность выбора конкретной модели при сопоставлении полученных результатов с экспериментом. При вычислении ядерной части амплитуды рассматриваемого процесса учтен вклад всех инвариантных амплитуд фоторождения π^0 -мезона на нуклоне. Результаты приведены в виде кривых дифференциального сечения рассмотренного процесса при энергиях γ -квантов в 2,3 и 5 Гэв.

Ереванский физический институт

Ереван 1974

Scientific Report ЕФИ-63(74)

L.A. GRIGORIAN, V.A. SHAHBAZIAN

ON THE π^0 -MESON PHOTOPRODUCTION
FROM ${}^4\text{He}$ NUCLEUS IN THE REGGE POLE
MODEL WITH CUTS

The π^0 -meson photoproduction on ${}^4\text{He}$ nucleus as a whole is considered in the Regge pole theory taking into account the reggion cuts in the models of "strong", "weak" and "mixed" cuts and in the one of the models of phenomenologic cuts.

It is shown, that the considered process allows to choose specific model while comparing the obtained results with experiment.

At the calculation of nuclear part of the amplitude of process in question the contribution of all the invariant amplitudes of π^0 photoproduction on nucleon was taken into account. The results are presented in the form of differential cross section curves for the energies of γ -quanta of 2,3 and 5 GeV.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1974.

I. Введение

Исследование процессов фоторождения частиц на ядрах представляет большой интерес как для изучения структуры ядра, так и с целью получения информации о сечениях взаимодействия нестабильных частиц с нуклонами ядер. Некоторые ядра могут также оказаться замечательными мишенями для выделения однозначной информации различных характеристик высокоэнергетического поведения сечений взаимодействия элементарных частиц, таких как, например, вычеты полюсов и наклоны траекторий Редже и др. На последнее обстоятельство впервые было обращено внимание в работе Царева [1], предложившего ядро ${}^4\text{He}$ для выделения информации о параметрах ω -мезона (вычет и наклон траектории Редже) из экспериментов по когерентному фоторождению π^0 -мезонов на ядре ${}^4\text{He}$, а также об относительном знаке кулоновской и ядерной амплитуд. В дальнейшем [2] была высказана идея об использовании ядра ${}^4\text{He}$ для проверки модели векторной доминантности и круга вопросов, связанных с учетом реджонных ветвлений, перерассеяний на нуклонах ядра и др. Эти вопросы представляют большой интерес, особенно возможность выделения параметров траекторий отдельных полюсов и ветвлений Редже, имея в виду довольно большое количество различных способов

учета разрезов. Нам кажется, что помимо перечисленных в работах [1,2] возможностей эксперименты на ядре ${}^4\text{He}$ могли бы дать возможность дополнительной (независимой от поляризационных экспериментов) проверки справедливости тех или иных моделей учета разрезов Редже.

Проведенный ниже расчет показывает, что в исследованной области значений $|t|$ может иметь место заметное различие в поведении дифференциального сечения при различных способах учета разрезов. В рамках подхода, развитого в работах [1], были рассмотрены учет реджонных ветвлений в моделях сильных разрезов [3], слабых разрезов [4], усиленных слабых разрезов [5] и один из вариантов феноменологического учета разрезов [6].

Для рассмотрения первых трех моделей были использованы результаты подгонки экспериментальных данных в этих моделях, выполненных Гоултом, Мартином и Кейном [5], проведенный сравнительный анализ трех моделей для широкого класса процессов фоторождения мезонов на нуклонах.

Были также заново просчитаны кривые дифференциальных сечений и при использовании двухполюсной подгонки, сделанной в работе Адера, Маддевиля и Салина [7]. При этом было несколько уточнено приближение, использовавшееся Царевым [1], а именно, был учтен вклад ω -мезона во все инвариантные амплитуды, а не только в амплитуду \mathcal{F}_2 , как это было сделано в [1]. Это несколько изменило ход дифференциальных сечений, оставив качественные результаты работы [1] без изменения.

Наконец, были оценены поправки на перерассеяние на разных нуклонах в приближении Глаубера. При рассмотренных энергиях и

углах рассеяния они оказались несущественными.

2. Дифференциальное сечение фоторождения

π^0 -мезона на ${}^4\text{He}$, выраженное через амплитуды фоторождения π^0 -мезона на нуклоне

При рассмотрении ядерной части амплитуды фоторождения π^0 -мезона на ядре гелия приходится пользоваться параметрами для амплитуд фоторождения на нуклоне.

Следуя рассмотрению Царева [1] в импульсном приближении мы имеем:

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \frac{\pi}{2} (\tau - \tau_0) A^2 \phi^2 \left| R_{\text{я}} \pm \frac{\sqrt{\epsilon_0/2}}{\tau} \right|^2, \quad (1)$$

где ядерная часть амплитуды может быть выражена в виде

$$R_{\text{я}} = \sum_i B_i F_i \quad (2)$$

где F_i - четыре амплитуды фоторождения π^0 -мезона на нуклоне в системе центра масс, B_i - некоторые коэффициенты, зависящие от энергии γ -кванта (в приближении малых передаваемых импульсов).

В работе [1] используется только амплитуда F_2 на том основании, что коэффициент B_2 значительно больше остальных. Ниже в таблице I, приводятся значения коэффициентов B_i при трех разных значениях энергии γ -кванта в лабораторной системе:

Таблица I

B_i \ E_{γ}	2 ГэВ	3 ГэВ	5 ГэВ
B_1	0,785178	0,839225	0,899986
B_2	3,186540	2,555166	2,065143
$B_3 = B_4$	-0,937500	-0,980000	-1,010204

Из таблицы видно, что коэффициент B_2 от двух до четырех раз больше остальных. Учитывая, что сами амплитуды F_1 , F_2 и $F_3 + F_4$ величины одного порядка, а в некоторых моделях F_2 даже несколько меньше остальных, мы приходим к выводу, что учет всех инвариантных амплитуд может привести к заметному изменению кривых дифференциальных сечений, по сравнению с кривыми, приведенными в [1].

В дальнейшем при рассмотрении использованных в работе моделей производился учет вклада всех амплитуд F_i .

3. Модели, использованные при нахождении дифференциального сечения

Ниже мы перечислим некоторые модели, использованные разными авторами при нахождении дифференциальных сечений процесса



дадим их краткую характеристику с указанием тех вкладов, которые они вносят в процесс



а) Полюсная модель Адера, Кандевиля и Салина [7]

В этой модели дифференциальное сечение процесса (*) выражается через t - канальные спиральные амплитуды, связанные с инвариантными амплитудами следующим образом:

$$t \bar{f}_{01}^+ = \frac{1}{2} K_t \sqrt{t} (A_1 - 2m A_4),$$

$$t \bar{f}_{01}^- = P_t K_t (A_t + t A_2),$$

$$t \bar{f}_{11}^+ = +\frac{1}{2} K_t (2m A_1 - t A_4),$$

$$t \bar{f}_{11}^- = -P_t K_t \sqrt{t} A_3, \quad (3)$$

$$t \bar{f}_{\lambda\mu}^- = [\cos \frac{1}{2} \Theta_t]^{-|\lambda+\mu|} [\sin \frac{1}{2} \Theta_t]^{-|\lambda-\mu|} t \bar{f}_{\lambda\mu}^p$$

$$t \bar{f}_{\lambda\mu}^\pm = t \bar{f}_{\lambda\mu}^- \pm t \bar{f}_{-\lambda\mu}^- ,$$

K_t, P_t, Θ_t - бозонный импульс, нуклонный импульс и угол рассеяния в системе центра масс t - канала, $\lambda = \lambda_{N_1} - \lambda_{N_2}$
 $\mu = \lambda_\gamma - \lambda_\pi$ - спиральности начального и конечного состояния в t - канале.

Возможные промежуточные состояния для процесса (*) в t - канале:

$B - , \omega - , \phi - , \rho -$ - мезоны.

В спиральные амплитуды вносят вклады:

ρ, ω, ϕ - мезоны - в $t \bar{f}_{01}^+, t \bar{f}_{11}^+$,
 B - мезон - в $t \bar{f}_{01}^-$

Параметризация спиральных амплитуд поэтому дается в виде

$${}^t \bar{f}_{01}^+ = \frac{1}{2} K_t \sqrt{t} [t a_1^\omega - 2 m a_4^\omega] \zeta_{\alpha_\omega}^+, \quad (4a)$$

$${}^t \bar{f}_{11}^+ = \frac{1}{2} K_t t [2 m a_1^\omega - a_4^\omega] \zeta_{\alpha_\omega}^+, \quad (4б)$$

$${}^t \bar{f}_{01}^- = P_t K_t t a_2^B \zeta_{\alpha_B}^-, \quad (4в)$$

где

$$\zeta_{\alpha_\omega}^+ = \alpha(\alpha+1)(\alpha+2) \left[\frac{1-e^{-i\pi\alpha}}{\sin \pi\alpha} \right] \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha-1} \quad (5a)$$

$$\zeta_{\alpha_B}^- = \alpha(\alpha+1)(\alpha+2)(\alpha+3) \left[\frac{1-e^{-i\pi\alpha}}{\sin \pi\alpha} \right] \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha-1} \quad (5б)$$

Наилучший фит, полученный в [7] дает:

$$a_1 = -22,8 (\mu b)^{1/2} (\text{Gev}/c)^{-3} \quad (6a)$$

$$a_4 = 4,56 (\mu b)^{1/2} (\text{Gev}/c)^{-2} \quad (6б)$$

$$a_2 = 34 (\mu b)^{1/2} (\text{Gev}/c)^{-3} \quad (6в)$$

Благодаря квантовым числам ядра ${}^4\text{He} (J = I = 0)$, в амплитуду процесса (* *) дает вклад только ω - мезон. Соответственно, будут использоваться формулы и значения параметров (4a), (4б), (5a), (6a), (6б).

б) Модель с феноменологическим учетом разрезов
Келлера [6]

В этой модели произведена общая подгонка к экспериментальным данным для фоторождения на нуклоне как заряженных, так и нейтральных π -мезонов в области энергий от 3 Гэв до 16 Гэв, в отличие от более ранней феноменологической модели Фройлянда [8], использовавшего данные только по фоторождению π^0 -мезона. Используется t -канальный спиральный формализм, как и в [7].

В амплитуду процесса (* *) будут давать вклад только ω -полюс и ωP -разрез. Вклад разреза дается выражением вида

$$F_e = d_{\omega p}^c (d_{\omega p}^c + 1) (d_{\omega p}^c + 2) C_{\omega p}^{(f_{01}^+, f_{11}^+)} \cdot e^{\alpha_{\omega p} \cdot t} \cdot \frac{1 - e^{-i\pi \alpha_{\omega p}^c}}{\sin \pi \alpha_{\omega p}^c} \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{\omega p}^c - 1} / \ln(s/s_0). \quad (7)$$

Полюсной вклад параметризуется так же, как и в предыдущем случае, только с другими значениями параметров. Ниже приводятся значения всех использованных параметров, полученных в [6]

$$\begin{aligned} \beta_{\omega}^{f_{01}^+} &= - 3,22 \frac{(\mu b)^{1/2}}{\text{Gev}} \\ \beta_{\omega}^{f_{11}^+} &= - 7,18 \frac{(\mu b)^{1/2}}{(\text{Gev})^2} \\ C_{\omega p}^{f_{01}^+} &= - 0,93 \frac{(\mu b)^{1/2}}{\text{Gev}} \\ C_{\omega p}^{f_{11}^+} &= - 1,49 \frac{(\mu b)^{1/2}}{(\text{Gev})^2} \end{aligned} \quad (8)$$

$$d_{\omega p} = -0,02 \frac{1}{(3ev)^2}$$

$$d_c(t) = d(0) + \frac{d' d_p}{d' + d_p} \cdot t$$

$$d'_p = 0,2$$

$$(\hbar = c = 1) .$$

в) Модели с "сильными", "слабыми" и "усиленными" слабыми разрезами в трактовке Гоулда, Мартина и Кейна [5]

Трактовка указанных моделей в [5] весьма интересна и поучительна с точки зрения выяснения того, какую модель теории Редже в действительности следует выбирать при анализе экспериментальных данных. При этом основным критерием выбора моделей является поведение сечений в области провала в дифференциальном сечении процесса (*).

Авторы рассматривают общую подгонку экспериментальных данных для процессов фотообразования π^0 -мезона на протоне и нейтроне, η^0 -мезона на протоне вместе с процессами образования поперечно-поляризованных векторных ρ и ω -мезонов в π^0 -протонных столкновениях. Авторы приходят к выводу, что модель со "слабыми" разрезами не в состоянии заполнить провал в дифференциальном сечении процесса (*) до согласующихся с экспериментом значений. Усиление "слабых" разрезов путем умножения вклада разрезов на дифракционный множитель I не спасает положения, хотя и несколько повышает значение дифференциального сечения в области провала. Наиболее

приемлемой оказывается модель сильных разрезов, в которой, правда, для обеспечения согласия с экспериментом тоже приходится вводить дифракционный параметр λ .

При переносе рассмотрения работы [5] на процесс $(**)$ поведение сечения определяется ω -поллюсом и ω_P -разрезом. Рассмотрение проводится в формализме S -канальных спиральных амплитуд. Выражение для $R_{\text{я}}$ дается формулой (2), причем амплитуды процесса $(*)$ в с.ц.м. выражаются через S -канальные спиральные амплитуды следующим образом:

$$F_1 = \frac{\cos \frac{\theta_s}{2}}{\sin \theta_s} {}^s T_{--} + \frac{\sin \frac{\theta_s}{2}}{2 \sin \theta_s} [2 {}^s T_{+-}^{\omega} + \lambda_f ({}^s T_{+-}^{\omega P} - {}^s T_{-+}^{\omega P})]$$

$$F_2 = \frac{\cos \frac{\theta_s}{2}}{\sin \theta_s} {}^s T_{--} - \frac{\sin \frac{\theta_s}{2}}{2 \sin \theta_s} [2 {}^s T_{+-}^{\omega} + \lambda_f ({}^s T_{+-}^{\omega P} - {}^s T_{-+}^{\omega P})]$$

$$F_3 = \frac{\cos \frac{\theta_s}{2}}{\sin^2 \theta_s} ({}^s T_{+-}^{\omega} + \lambda_f {}^s T_{+-}^{\omega P}) - \quad (9)$$

$$- \frac{\sin \frac{\theta_s}{2}}{\sin^2 \theta_s} ({}^s T_{--}^{\omega} + \lambda_{nf} {}^s T_{--}^{\omega P})$$

$$F_4 = - \frac{\cos \frac{\theta_s}{2}}{\sin^2 \theta_s} ({}^s T_{+-}^{\omega} + \lambda_f {}^s T_{+-}^{\omega P}) - \frac{\sin \frac{\theta_s}{2}}{\sin^2 \theta_s} ({}^s T_{--}^{\omega} + \lambda_{nf} {}^s T_{--}^{\omega P}).$$

Здесь ${}^s T_{--}$, ${}^s T_{++}$, ${}^s T_{+-}$, ${}^s T_{-+}$ нефлиповые и флиповые S -канальные спиральные амплитуды, ${}^s T^{\omega}$ и ${}^s T^{\omega P}$ - вклады ω -полюса и ω_P -разреза в указанные амплитуды, λ_{nf} и λ_f нефлиповые и флиповые дифракционные коэффициенты, θ_s - угол рассе-

яния в с.ц.м. для процесса (*). Смысл остальных обозначений см. [5].

Параметры, использованные при получении дифракционного сечения для процесса (* *), сведены в таблицу 2 [5]

Таблица 2

Параметры	М о д е л и		
	"сильные" разрезы	"слабые" разрезы	"смешанная" модель
G_v^ω	16,8	14,7	12,5
α_1^ω	0,99	0,89	0,81
S_0^ω	0,77	1,89	1,94
λ_{nf}^ω	2,68	1	2,0
λ_f^ω	1,52	1	1,68

Явные выражения для полюсных амплитуд и вклада ветвлений получены из формул (А.1)-(А.3) работы [5].

4. Обсуждение полученных результатов

Результаты расчетов дифференциального сечения когерентного фоторождения π^0 -мезона на ${}^4\text{He}$ по формуле (1) приведены на фиг.1,2 и 3, соответствующих энергий γ -кванта в лабораторной системе $E_\gamma = 2,3$ и 5 Гэв соответственно. Кривые получены для всех пяти моделей, кратко перечисленных в предыдущем разделе. Кривые, соответствующие сложению кулоновской и ядерной амплитуд, снабжены знаком (+). Кривые, соответствующие разности кулоновской и ядерной амплитуд, снабжены знаком (-).

По оси абсцисс отложены значения угла рассеяния процесса (* *) в градусах в лабораторной системе. Интервал от 1° до 10° .

В скобках указаны значения квадрата передаваемого импульса

$\tau \equiv |t|$ в $(\text{Гэв}/c)^2$. По оси ординат отложено

$$\frac{d\sigma}{d\tau} \cdot \frac{z}{\pi} \cdot \frac{1}{A^2 \Phi^2} 10^{-3}, \quad \frac{\mu\text{б}}{(\text{Гэв}/c)^2},$$

где A —атомное число, Φ —формфактор ядра.

Полученные кривые обладают довольно интересными свойствами.

Отметим, во-первых, что при $E_\gamma = 2$ Гэв охвачен интервал квадратов передаваемых импульсов от $0,001 (\text{Гэв}/c)^2$ до $0,12 (\text{Гэв}/c)^2$; при $E_\gamma = 3$ Гэв — от $0,003 (\text{Гэв}/c)^2$ до $0,27 (\text{Гэв}/c)^2$; при $E_\gamma = 5$ Гэв — от $0,006 (\text{Гэв}/c)^2$ до $0,75 (\text{Гэв}/c)^2$.

Далее интерференционная область несколько более сдвинута влево по сравнению с работой [1]. В частности, для полюсной модели минимумы кривых сдвинуты примерно на один градус левее, чем в [1]. Различие между плюсовыми и минусовыми амплитудами также меньше.

Интересно то, что модели с "сильными" разрезами и "слабыми" разрезами, резко различающиеся в области провала дифференциального сечения, очень близки в области интерференции кулоновского и ядерного рассеяния, в особенности, для плюсовых сечений. Наоборот, смешанная модель, занимавшая промежуточное положение в области дипа, в области интерференции заметно отличается от кривых моделей как с сильными, так и со слабыми разрезами, причем это различие увеличивается с ростом энергии.

Полюсная модель в интерференционной области неплохо согласуется с моделями сильных и слабых разрезов — примерно до 3° , после чего дифференциальное сечение для последних становится больше.

Довольно резко отличается поведение кривых в феноменологической и во всех остальных моделях. Прежде всего, величина сечений в

феноменологической модели значительно меньше, чем в других. Затем минимумы кривых существенно сдвинуты направо. Наконец, различие между плюсовыми и минусовыми амплитудами в феноменологической модели в несколько раз меньше, чем в остальных.

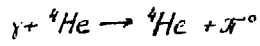
Результаты расчета показывают, что вклад ветвлений в феноменологической модели [6] начинает сказываться значительно раньше чем в других моделях. Уже при $1^{\circ}-2^{\circ}$ вклад ветвлений составляет примерно 20% вклада полюса, при больших же градусах становится сравнимым с полюсным вкладом ($E_{\gamma} = 2$ Гэв) и далее превосходит его ($E_{\gamma} = 3,5$ Гэв).

Таким образом, приведенные данные дают возможность провести различие между предсказанием моделей полюсной, с "сильными" разрезами и со "слабыми" разрезами с одной стороны и феноменологической модели - с другой.

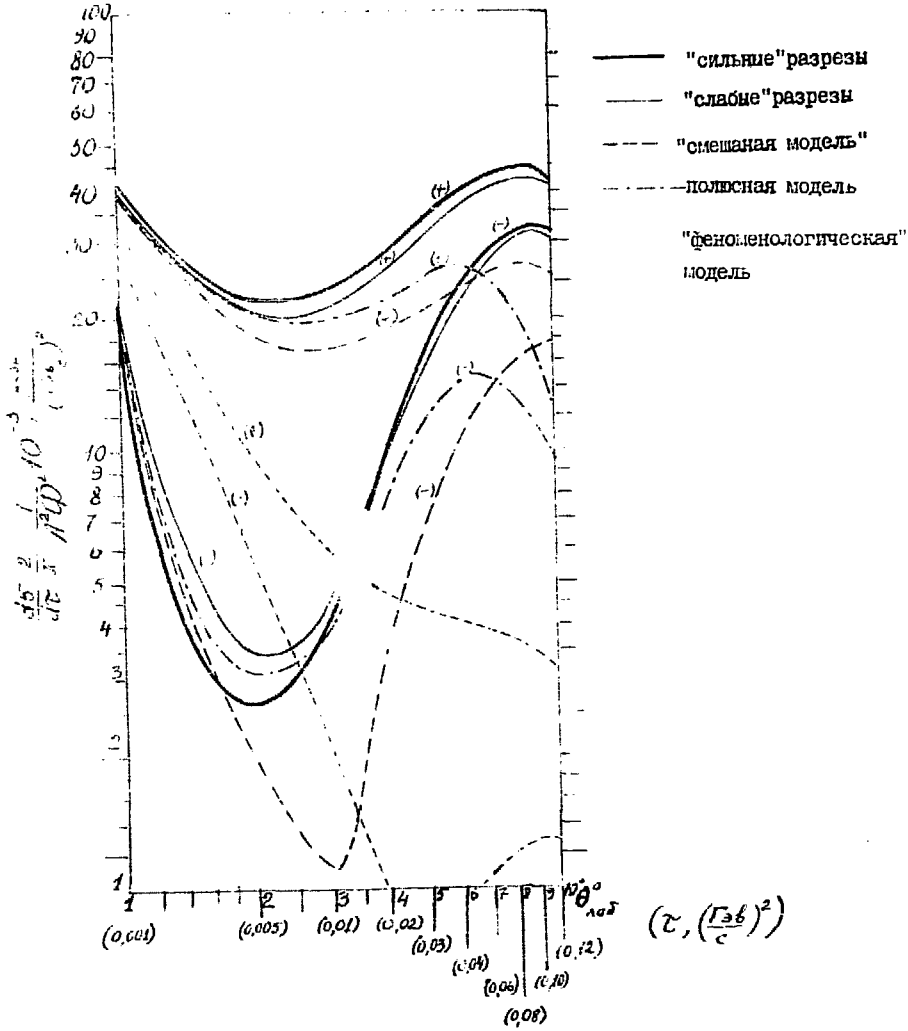
Довольно интересная возможность открывается в области дипа. В приведенном рассмотрении эта область проявляется только в области $E_{\gamma} = 5$ Гэв. Как было отмечено ранее, в экспериментах по фоторождению π° -мезона на нуклонах, эта область хорошо описывается в модели сильных разрезов, а также в феноменологической модели, т.к. в последних имеется достаточно произвола для нужной подгонки экспериментальных данных. Естественно, при этом, что роль ветвлений в феноменологических моделях относительно выше, чем в других моделях. Однако, экспериментальные исследования на ядре ${}^4\text{He}$ резко суживают произвол, т.к. эффективно участвует только один, ω - полюс, и одно ветвление ωP - разрез. Характерно, что в области дипа для фоторождения на ${}^4\text{He}$ все модели, кроме модели сильных разрезов, дают резкое падение сочений, в том числе и феноменологическая модель, которая для фото-

рождения на нуклонах такого поведения не обнаруживала. Поэтому приобретает чрезвычайный интерес исследование области дилы именно в процессе фоторождения π^0 на ${}^4\text{He}$, т.е. вопрос необходимости явного выделения множителей, содержащих нули неправильной сигнатуры, может быть решен практически однозначно. Правда, следует иметь в виду, что в области дила ($\tau \sim 0,5 \text{ (Гэв/с)}^2$) роль некогерентных процессов на ядрах может быть весьма существенна. Поэтому требуются эксперименты с надежным отделением от фона некогерентных процессов.

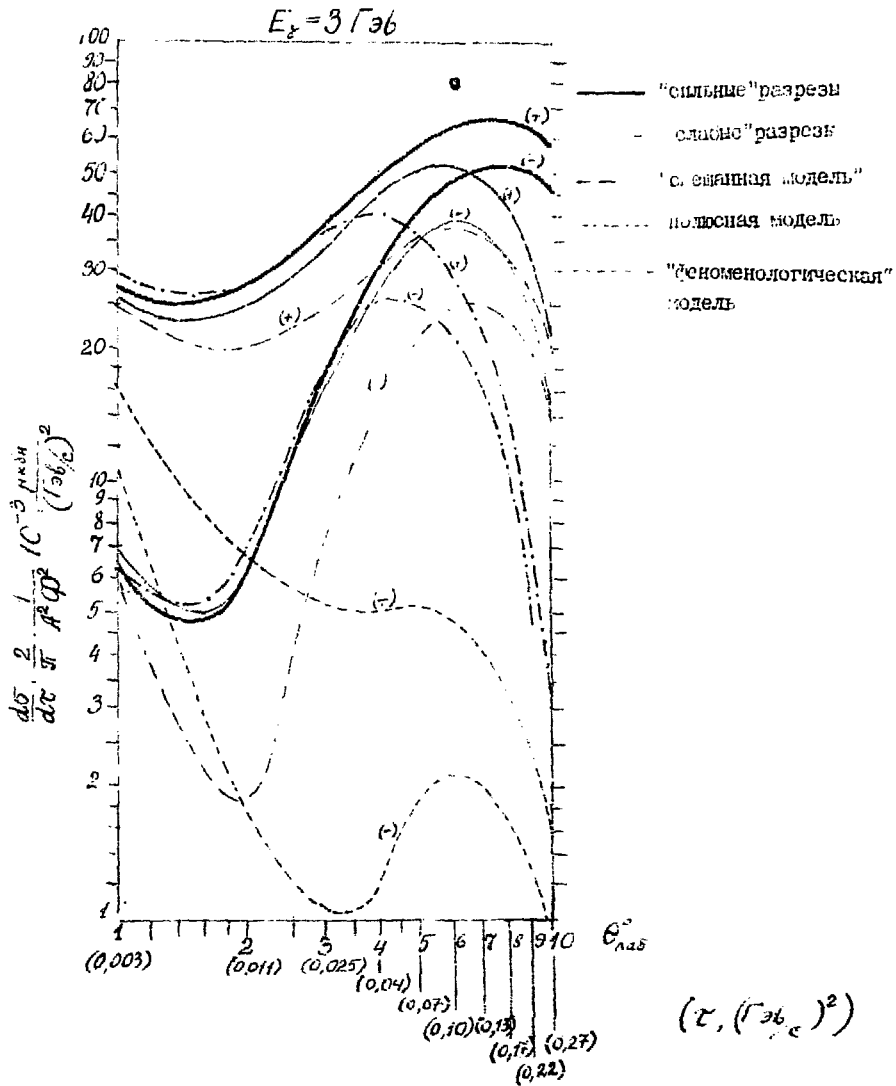
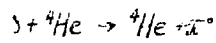
Авторы выражают благодарность А.Ц.Аматуни, И.Г.Азнаурян, Г.Г.Аракелян, А.П.Гаряка, Ш.С.Еремян и участникам теоретического семинара ЕФИ за полезные обсуждения работы.



$$E_\gamma = 2 \Gamma_{\pi^0}$$



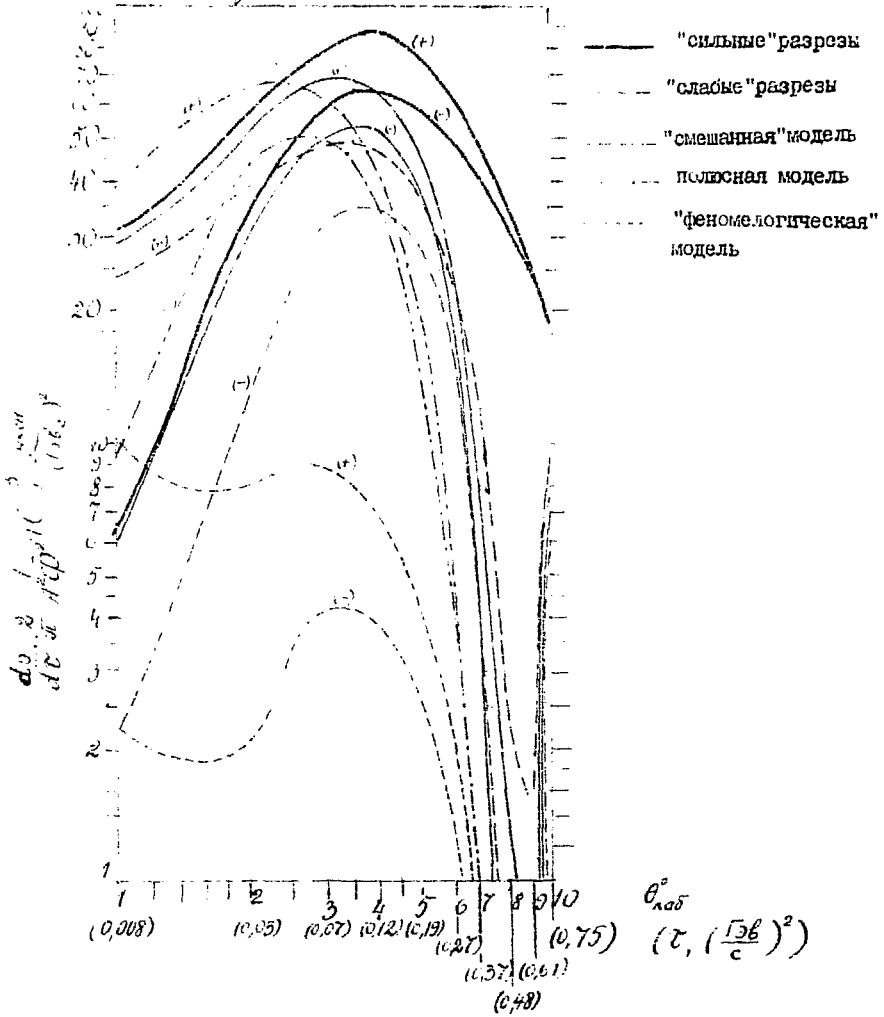
Фиг. I



Фиг. 2



$$E_\gamma = 5 \text{ ГэВ}$$



Фиг. 3

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Царев, ЯФ, 5, 167 (1967); 10, 367 (1969).
2. В.А.Царев, М.И.Дайон, Ю.А.Раков. Препринт ФИАН СССР, 170(1971).
3. F.Ненуеу, G.L.Kane, I.Pumplin, M.H.Ross. Phys.Rev. 182, 1579(1969);
M.Ross, F.S.Ненуеу and G.L.Kane. Nucl.Phys. B23, 269 (1970);
А.Б.Кайдалов, Б.М.Карнаков. ЯФ, 11, 216 (1970).
4. R.C.Arnold. Phys.Rev. 153, 1523 (1967).
5. F.D.Gault, D.D.Martin, G.L.Kane, Nucl.Phys. B32, 429(1971).
6. B.H.Kellet, Nucl Phys. B25, 205(1971).
7. I.P.Ader, M.Capdeville, Ph.Salin, Nucl.Phys. B3, 407(1967).
8. I.Frøyland, Nucl.Phys. B11, 204(1969).

Рукопись поступила 7-го марта 1974г.

Редактор Л. П. Мукаян

Заказ 0720

ВФ-03311

Тираж 300

Подписано к печати 5/У-74г. Формат издания 30 х 40

1,0 уч.изд.л. Ц.7 к.

Отпечатано на роталпринте

Ереванского физического института, Ереван 36, пер. Маркаряна 2

