

ОБНАРУЖЕНИЕ НОВЫХ И ИЗУЧЕНИЕ
УСТАНОВЛЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ
ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ
ФОТОРОЖДЕНИЯ η -, η' -МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ
*В. А. Трясучёв**

Томский политехнический университет, Томск, Россия

ВВЕДЕНИЕ	198
РЕАКЦИЯ $\gamma p \rightarrow \eta p$	200
РЕАКЦИЯ $\gamma p \rightarrow \eta' p$	207
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	215

*E-mail: trs@npi.tpu.ru

ОБНАРУЖЕНИЕ НОВЫХ И ИЗУЧЕНИЕ
УСТАНОВЛЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ
ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ
ФОТОРОЖДЕНИЯ η -, η' -МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ

*В. А. Трясучёв**

Томский политехнический университет, Томск, Россия

С помощью ранее построенной динамической модели фоторождения псевдоскалярных мезонов на нуклонах уточняются свойства установленных резонансов и проводится поиск новых, «недостающих» резонансов с использованием экспериментальных данных современной точности по фоторождению η -, η' -мезонов на нуклонах.

The earlier constructed dynamical model of pseudoscalar mesons photoproduction on nucleons is used to define more exactly the properties of found resonances. The search for new, «missing», resonances is performed using the contemporary precision experimental data on the η -, η' -mesons photoproduction on nucleons.

PACS: 13.60.Le, 14.20.Gk

ВВЕДЕНИЕ

Кварковые модели барионов, основанные на $SU(6) \times U(3)$ -симметрии, предсказывают существование большого количества нуклонных резонансов, многие из которых пока не найдены в процессах πN -рассеяния и фоторождения одиночных пионов на нуклонах. «Недостающие» (в смысле подтверждения предсказаний кварковых моделей) нуклонные резонансы могут существовать, но не проявляться в названных процессах из-за слабой связи этих резонансов с πN -каналом, однако одновременно они могут иметь сильную связь с одним из каналов ηN , $\eta' N$, ϕN , $K\Lambda(K\Sigma)$ и так далее. Исследуя процессы фотообразования η -, η' -, ϕ -, K -мезонов на нуклонах, можно обнаружить резонансы, «не видимые» в процессе фоторождения пионов.

*E-mail: trs@npi.tpu.ru

Для обнаружения и изучения резонансов, проявляющихся в фоторождении мезонов, используются мультипольные анализы соответствующих процессов и резонансные мультипольные амплитуды [1, 2]. Состояния динамических моделей фоторождения мезонов на нуклонах можно грубо определить по виду резонансных мультипольных амплитуд фоторождения мезонов и параметризации энергетической зависимости ширин этих резонансов. Есть две модели: Уолкера [1] и Монтгомери [2]. Теоретики Западной Европы в основу своих моделей берут уолкеровскую трактовку и применяют ее в разных вариациях, в основном для анализа процессов фоторождения псевдоскалярных мезонов (см. MAID). Нами за основу выбрана изобарная модель с параметризацией Монтгомери. Эта модель позволяет учесть вклады резонансов с любыми угловыми моментами при минимальном количестве параметров. К недостаткам используемой здесь модели ее противники относят релятивистски-неинвариантный вид пропагаторов барионов в резонансных мультипольных амплитудах.

Далее речь пойдет только о фоторождении псевдоскалярных η -, η' -мезонов. Экспериментальная база данных о фоторождении этих мезонов на нуклонах складывается из результатов, полученных в Институте ядерной физики Университета Майнца (Германия), коллаборацией GRAAL (Гренобль, Франция), коллаборациями SAPHIR, CB-ELSA, CLAS Джефферсоновской лаборатории (США).

Наша модель учитывает s -канальные вклады резонансов в амплитуды соответствующих процессов в форме Брейта–Вигнера с монтгомериеской параметризацией вершин и так называемый фон, который состоит из борновского вклада нуклона в s - и u -каналы и векторных ρ - и ω -мезонов в t -канал реакции. Количество и свойства барионных резонансов, включенных в процессы фоторождения мезонов, определяются наилучшим описанием всего набора экспериментальных данных. Количественно эта процедура производится обычно методом χ^2 , но ввиду наличия множества подгоночных параметров в обсуждаемых моделях этот критерий перестает быть абсолютным. Наилучшее описание экспериментальных данных можно устанавливать и сенсорно, «на глаз», как это делалось в данной работе.

В отличие от процесса фотообразования одиночных пионов, в котором участвуют нуклонные резонансы двух типов Δ и N , создавая трудности их разделения при высоких энергиях, в процессы

$$\gamma p \rightarrow \eta p, \quad (1)$$

$$\gamma p \rightarrow \eta' p \quad (2)$$

в качестве промежуточных частиц вовлекаются только N -резонансы с изоспином $I = 1/2$. Предлагаемые исследования имеют своей целью выделение

N -резонансов и определение их свойств и, в первую очередь, электромагнитных на основе использования экспериментальных данных по фоторождению η -, η' -мезонов на протонах и нейтронах. Сведения об электромагнитных свойствах нуклонных резонансов весьма важны для критики существующих кварковых моделей барионов и построения новых.

РЕАКЦИЯ $\gamma p \rightarrow \eta p$

В работах [3–8] были построены динамические модели процесса (1) по указанному во введении образцу и применены при описании экспериментальных данных, полученных для энергий фотонов K_0 не выше 1,1 ГэВ [9–11]. Во всех расчетах использовались только известные нуклонные резонансы [12] со статусом четыре или три звездочки. На рис. 1 в качестве примера показаны вычисленные полные сечения процесса (1) с использованием модели [3, 8] в

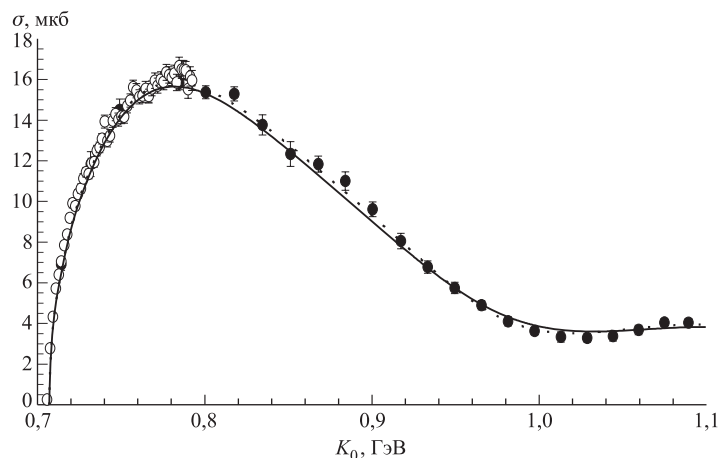


Рис. 1. Зависимость интегрального сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ от энергии фотонов K_0 в лабораторной системе. Точечная и сплошная кривые — результаты вычислений из более ранних работ [13] и [14] соответственно. Экспериментальные данные: \circ — [9]; \bullet — [11]

сравнении с экспериментальными, а резонансы и их свойства, которые потребовались для наилучшего воспроизведения имеющихся данных, приведены в табл. 1, за исключением S_{11} -резонанса, помеченного звездочкой. Несколько слов о таблице. Наряду с обычными обозначениями положений W_r и ширины резонанса Γ_r в ней приводятся величины γ^E , γ^M , которые представляют собой произведения электромагнитных (E и M — типы поглощения) и адронных вершин резонансов с учетом их полных угловых моментов (подробности

Таблица 1. Свойства резонансов, полученные при описании совокупности экспериментальных данных процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ (сечения, пучковая асимметрия) до энергий фотонов $K_0 = 2$ ГэВ

N^* -резонанс	W_r , МэВ	Γ_r , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ	$\xi_{1/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$	$\xi_{3/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$
$S_{11}(1535)$	1535	158	2,16	—	2,456	—
$S_{11}(1650)$	1642	140	-0,590	—	0,757	—
$S_{11}(1825)^*$	1825	160	0,275	—	0,308	—
$P_{11}(1440)$	1440	350	—	0,250	—	—
$F_{13}(1720)$	1722	145	-0,105	0,430	-0,462	0,642
$D_{13}(1520)$	1520	120	0,200	0,330	-0,044	0,117
$D_{15}(1675)$	1673	150	0,115	0,260	0,261	-0,156
$F_{15}(1680)$	1680	130	0,045	0,050	-0,0003	0,039
$F_{17}(1990)$	1990	375	-0,056	-0,413	0,107	-0,150
$G_{17}(2190)$	2190	400	-0,175	-0,240	0,073	-0,057
$G_{19}(2250)$	2250	450	-0,322	-0,600	-0,263	-0,193
$H_{19}(2220)$	2220	450	-0,120	-0,700	0,078	-0,111

см. в работах [2, 3, 8, 15]). Чтобы из γ^E , γ^M получить сведения об электромагнитных свойствах резонансов, необходимы знания их адронных парциальных ширин $\Gamma_{\eta p}$ и наоборот. Знак при этих величинах отражает относительный знак амплитуд сильного распада рассматриваемого резонанса в πN - и ηN -каналы. Вес вклада резонанса в амплитуду процесса (1) можно оценивать по абсолютным значениям величин ξ_λ :

$$\xi_\lambda = \sqrt{\frac{km\Gamma_{\eta p}}{qW_r\Gamma_r^2}} A_\lambda, \quad (3)$$

где m — масса нуклона; k, q — величины трехимпульсов фотона и мезона в с. ц. м. в резонансе; A_λ — инвариантная амплитуда фотовозбуждения резонанса спиральности λ ($\lambda = 1/2, \lambda = 3/2$). Величины ξ_λ были введены в работе [4] как слабо зависящие от модели характеристики вкладов барионных резонансов в процесс (1). По этим параметрам доминирующие позиции в амплитуде процесса имеют такие хорошо изученные резонансы, как $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{13}(1720)$ (табл. 1). Среди других резонансов по величине вклада в амплитуду можно выделить вклад $D_{15}(1750)$. Для воспроизведения обсуждаемых экспериментальных данных нам не потребовался резонанс $P_{11}(1710)$, который обычно присутствует в подобных моделях, применяемых для процесса (1) (см. [4–7]). Причина его неоявления может заключаться, в частности, в малой ширине этого резонанса ($\Gamma_r < 10$ МэВ), о чем заявлено в работе [16], где резонанс $P_{11}(1710)$ выдвигается кандидатом в экзотические

барионы — пентокварковые состояния. Вклад в процесс (1) резонанса F_{15} , определявшийся ранее как значительный [14], также оказался почти равным нулю, и его, в принципе, тоже можно исключить из рассмотрения.

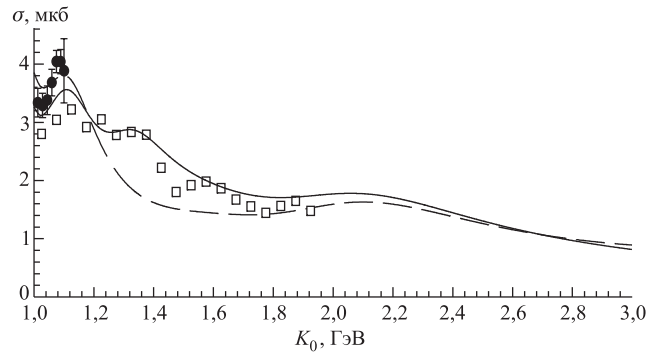


Рис. 2. Зависимость интегрального сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ от энергии фотонов K_0 в л.с. Сплошная и штриховая кривые — результаты вычислений с включением в амплитуду процесса третьего S_{11} -резонанса, выделенного в табл. 1 звездочкой, и без третьего S_{11} -резонанса соответственно. Кривые — из работы [18]. Экспериментальные данные — из работ: \bullet — [11]; \square — [17] (без указания статистических ошибок, которые малы)

Более поздние экспериментальные данные по сечениям реакции (1) [17], хорошо согласующиеся с ранее измеренными в работе [11] сечениями для энергий фотонов ниже 1,1 ГэВ, оказались выше предсказанных для $K_0 > 1,2$ ГэВ [14] (см. штриховую кривую на рис. 2). Однако формы вычисленных угловых распределений η -мезонов были подобны измеренным впоследствии распределениям мезонов при разных энергиях (рис. 3). Поэтому естественно было наряду с двумя установленными S_{11} -резонансами, $S_{11}(1535)$ и $S_{11}(1650)$, включить в расчеты третий s -волновой резонанс [18] и получить его свойства из наилучшего описания эмпирических данных. В результате список резонансов, необходимых для описания процесса (1), мы дополнили еще одним s -волновым резонансом, которого пока нет в компиляции [12] (см. помеченный звездочкой резонанс в табл. 1). Используя для $S_{11}(1825)$ -резонанса отношения

$$\frac{\Gamma_{\eta p}}{\Gamma_r} = \frac{1}{2}; \frac{1}{4}; \frac{1}{10},$$

получим для инвариантной амплитуды фотовозбуждения этого резонанса, соответственно, значения

$$A_{1/2} = 0,0193; 0,0273; 0,0431 \text{ ГэВ}^{-1/2}.$$

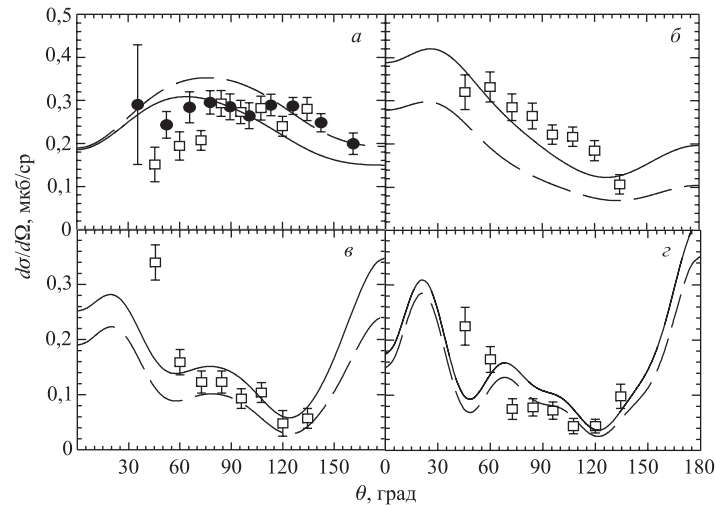


Рис. 3. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ в зависимости от угла вылета мезона θ в с. п. м. для энергии налетающих фотонов K_0 в л. с.: а) 1025 МэВ; б) 1325 МэВ; в) 1625 МэВ; з) 1925 МэВ. Сплошная и штриховая кривые — результаты вычислений, соответственно, с включением в амплитуду процесса третьего S_{11} -резонанса, выделенного в табл. 1 звездочкой, и без него. Кривые — из работы [18]. Экспериментальные данные — из работ: ● — [11] и □ — [17]

Для сравнения у резонанса $S_{11}(1535)$ амплитуда $A_{1/2} = 0,11 \text{ ГэВ}^{-1/2}$, т. е. новый резонанс, по-видимому, слабее связан с фотоном, чем $S_{11}(1535)$.

Вскоре после публикации [18] сообщения о проявлении $S_{11}(1825)$ -резонанса в процессе (1) он стал «известным». Его стали «находить» в мультипольных анализах фоторождения K -мезонов на протонах [19, 20].

Некоторое несоответствие между измеренными сечениями в работах [11] и [17] при $K_0 = 1,1 \text{ ГэВ}$ большинство физиков склонны объяснять разными экстраполяциями измеренных в разных лабораториях дифференциальных сечений в сторону нулевых и задних углов вылета мезонов. Добавим в этой связи, что после очередной модернизации микротрона в Майнце (создания МАМІ С) там предполагается измерение дифференциальных сечений процесса (1) с высокой точностью в области энергий налетающих фотонов 1,1–1,5 ГэВ при малых ($\theta < 35^\circ$) и больших ($\theta > 140^\circ$) углах вылета η -мезонов.

Самые последние на сегодня измерения сечений процесса (1) были выполнены при более высоких энергиях, вплоть до $K_0 \approx 3 \text{ ГэВ}$ [21]. Результаты этой работы не противоречат результатам работы [17] в перекрывающейся области энергий фотонов (рис. 4). Вместе с тем результаты измере-

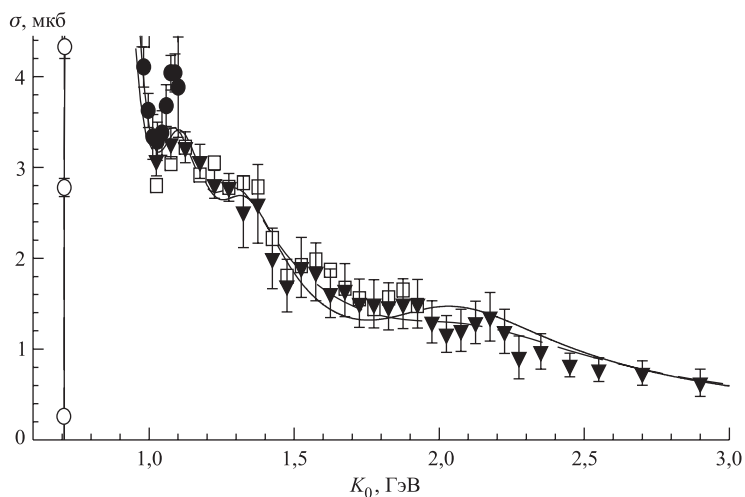


Рис. 4. Полные сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ в зависимости от энергии налетающих фотонов в л.с. Сплошная и штриховая кривые — результат расчета с десятью резонансами из табл. 2 и одиннадцатью резонансами из табл. 3: \circ , \bullet , \square и \blacktriangledown — из работ [9, 11, 17, 21] соответственно

ния [21] показали, что дифференциальные сечения процесса (1) в интервале $K_0 = 2\text{--}3$ ГэВ продолжают нетривиальным образом зависеть от угла вылета образованного η -мезона: явно не прослеживается преимущественное образование мезонов в направлении вперед, что говорит о значительных вкладах резонансов в процесс (1) и при таких высоких энергиях. Для описания измеренных в [21] дифференциальных сечений в нашей модели варьировались вклады только четырех тяжелых резонансов: $F_{17}(1990)$, $G_{17}(2190)$, $G_{19}(2250)$ и $H_{19}(2220)$ (см. табл. 1), в широком диапазоне изменения их свойств [22]. В итоге получили две взаимоисключающие подгонки: с десятью резонансами (без резонансов $F_{17}(1990)$, $G_{19}(2250)$, табл. 2) и одиннадцатью (без резонанса $H_{19}(2220)$, табл. 3), которые одинаково описывают измеренные дифференциальные сечения в интервале углов вылета мезона ($35\text{--}135^\circ$), но ведут к существенно различным величинам сечения при $\theta < 30^\circ$ и $\theta > 140^\circ$, где экспериментальных данных нет (рис. 5). Поэтому измерения дифференциальных сечений процесса (1) при малых и больших углах вылета мезонов могут существенно уточнить свойства резонансов с большим спином. Даже увеличение статистической обеспеченности выхода мезонов при $30 < \theta < 40^\circ$ могло бы снять ряд возникших противоречий (см. рис. 5). Заметим, что в обеих наших подгонках понадобился вклад резонанса $G_{17}(2190)$, что косвенно подтверждает связь этого резонанса с реакцией (1). Параметры обсуждаемых тяжелых резонансов, показанные в табл. 2 и 3, не выходят за рамки оценок

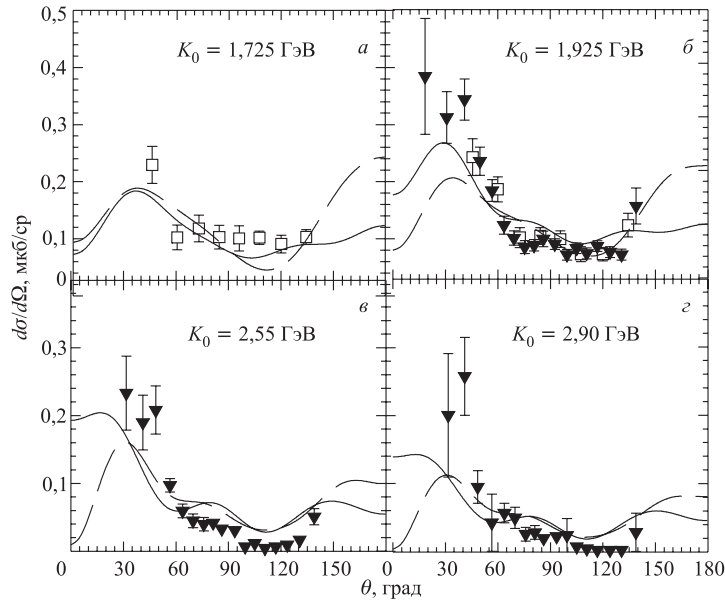


Рис. 5. Дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ в зависимости от угла вылета мезона θ в с. ц. м. для разных средних значений энергии налетающих фотонов K_0 в л. с. Сплошная и штриховая кривые — результаты расчета с резонансами из табл. 2 и 3 соответственно. Экспериментальные данные — из работ: \square — [17] и \blacktriangledown — [21]

соответствующих параметров, приведенных в компиляции [12]. Заметим, что удовлетворительного описания измеренных сечений при высоких энергиях теоретикам в работе [21] удалось достичь только с помощью введения нового резонанса $D_{15}(2070)$, причем в качестве альтернативы ему рассматривался вначале резонанс H_{19} . Применение модели для высоких энергий незначительно коснулось величины вклада третьего $S_{11}(1825)$ -резонанса, но получить хорошее описание процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ без этого резонанса не удалось.

Данные о процессе (1) при высоких энергиях, $K_0 \approx 1,2\text{--}3$ ГэВ [17, 21], дают возможность исследовать так называемый фон нашей модели. Борновским вкладом в амплитуду процесса (1) при таких энергиях можно надежно пренебречь из-за малой константы ηNN -взаимодействия ($\approx 0,4$) [23]. Для энергий налетающих γ -квантов выше 1,8 ГэВ вклад векторных мезонов в амплитуду процесса начинает существенно зависеть от используемых в вершинах VNN ($V = \rho, \omega$) формфакторов, как это было показано в работах [3, 8]. Выбор констант вершин VNN и их формфакторов, как в работе [23], подавляет вклад векторных мезонов, не давая ему расти с неограниченным увеличением K_0 и заметно проявляться при $K_0 < 3$ ГэВ.

Таблица 2. Резонансы и их свойства, полученные при описании совокупности экспериментальных данных процесса $\gamma p \rightarrow \eta p$ для энергий фотонов $K_0 \leq 3$ ГэВ

N^* -резонанс	W_r , МэВ	Γ_r , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ	$\xi_{1/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$	$\xi_{3/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$
$S_{11}(1535)$	1535	158	2,16	—	2,456	—
$S_{11}(1650)$	1645	140	-0,620	—	0,795	—
$S_{11}(1825)$	1830	150	0,240	—	0,287	—
$P_{11}(1440)$	1440	350	—	0,250	—	—
$P_{13}(1720)$	1722	145	-0,105	0,430	-0,462	0,642
$D_{13}(1520)$	1520	120	0,200	0,330	-0,044	0,117
$D_{15}(1675)$	1673	150	0,115	0,260	0,261	-0,156
$F_{15}(1680)$	1680	130	0,045	0,050	-0,000	0,039
$G_{17}(2190)$	2220	400	0,550	0,210	-0,067	0,052
$H_{19}(2220)$	2220	450	0,600	-0,090	0,013	0,131

Таблица 3. То же, что и в табл. 2, но с одиннадцатью резонансами

N^* -резонанс	W_r , МэВ	Γ_r , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ	$\xi_{1/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$	$\xi_{3/2}$, 10^{-1} ГэВ $^{-1}$
$S_{11}(1535)$	1535	158	2,16	—	2,456	—
$S_{11}(1650)$	1645	140	-0,620	—	0,795	—
$S_{11}(1825)$	1830	150	0,240	—	0,287	—
$P_{11}(1440)$	1440	350	—	0,250	—	—
$P_{13}(1720)$	1722	145	-0,105	0,430	-0,462	0,642
$D_{13}(1520)$	1520	120	0,200	0,330	-0,044	0,117
$D_{15}(1675)$	1673	150	0,115	0,260	0,261	-0,156
$F_{15}(1680)$	1680	130	0,045	0,050	-0,000	0,039
$F_{17}(1990)$	1990	375	-0,450	0,100	-0,151	0,101
$G_{17}(2190)$	2250	425	-0,040	-0,290	0,091	-0,070
$G_{19}(2220)$	2250	450	-0,560	0,250	-0,115	0,229

На рис. 4 можно выделить четыре резонансные области: первая связана с резонансом $S_{11}(1535)$, вторая — с центром $W = 1720$ МэВ, и ее мы связываем с возбуждением $P_{13}(1720)$ -резонанса, третья — $W = 1830$ МэВ, и ее мы связываем с резонансом $S_{11}(1830)$, и, наконец, четвертая — $W = 2170$ МэВ может быть результатом возбуждения группы тяжелых резонансов с большим собственным угловым моментом*.

Актуальной, но здесь не рассматриваемой является задача построения модели фоторождения η -мезона на протоне и нейтроне [24]. Такую пол-

*Когда статья была уже в наборе, были опубликованы окончательные результаты измерений коллаборации GRAAL [36], которые отличаются от прежних [11] и которые не вошли в данную работу.

ную модель можно было бы использовать для выделения экзотического резонанса с массой ≈ 1650 МэВ/ c^2 , который, возможно, является членом антидекуплета пятикварковых барионных состояний, возглавляемого известным Θ^+ -барионом [25]. Заметим, что в реакции фоторождения на протоне такое барионное состояние не может возбуждаться, так как оно с необходимостью должно иметь нулевой электрический заряд.

РЕАКЦИЯ $\gamma p \rightarrow \eta' p$

Реакция фоторождения η' -мезона на протоне из-за высокого энергетического порога представляет интерес для отыскания и изучения тяжелых нуклонных резонансов. Первоначально измеренная зависимость полного сечения реакции (2) от энергии [26] очень похожа на резонансную: крутой подъем у порога и быстрый спад при дальнейшем увеличении энергии фотонов (рис. 6), а потому естественно было объяснить такую зависимость существованием s -волнового резонанса с массой, близкой к инвариантной массе порога реакции $\gamma p \rightarrow \eta' p$ [23, 26–28]. Авторы указанных работ предположили существование нового S_{11} -резонанса с разбросом масс в интервале 1900–2000 МэВ/ c^2 , распадающегося в канал $\eta' N$. Наблюдаемую большую асимметрию вперед-назад в дифференциальном сечении реакции (2) в области энергии фотонов $K_0 = 1,6$ ГэВ (рис. 7) можно было объяснить присут-

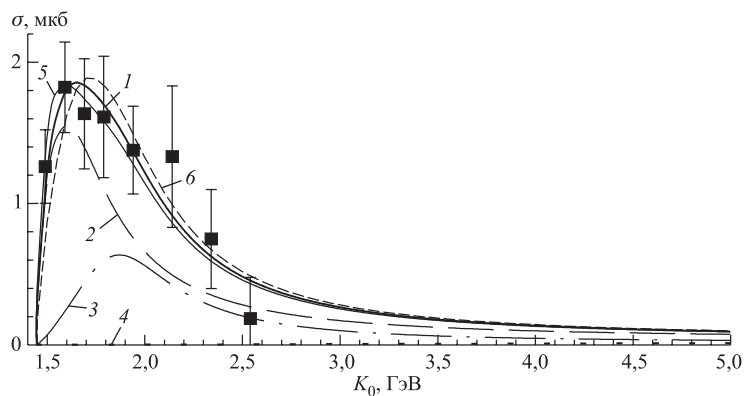


Рис. 6. Зависимость полного сечения реакции $\gamma p \rightarrow \eta' p$ от энергии налетающих фотонов K_0 . 1 — расчет с двумя резонансами из табл. 4; 2 — расчет без вклада резонанса P_{13} ; 3 — расчет без вклада резонанса S_{11} ; 4 — фон (расчет без вклада резонансов S_{11} и P_{13}); 5 — расчет с полной амплитудой и $\beta = 0,75$; 6 — расчет с полной амплитудой и $\beta = 0,1$. Экспериментальные данные — из работы [26]

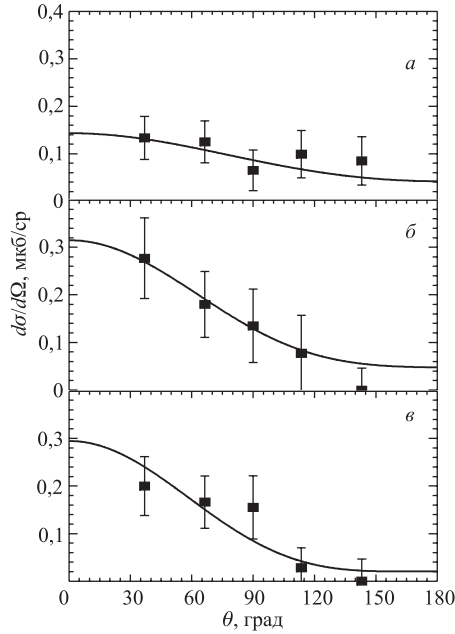


Рис. 7. Зависимость дифференциального сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$ от угла вылета η' -мезона θ в с. п. м. для разных энергий налетающих фотонов в л. с.: а) $K_0 = 1,49$ ГэВ; б) $K_0 = 1,69$ ГэВ; в) $K_0 = 1,94$ ГэВ. Кривые — результат вычислений с использованием двух резонансов (табл. 4). Экспериментальные данные — из работы [26]

ные в [26] сечения реакции (2) без привлечения каких-либо нуклонных резонансов, тем самым была сделана попытка доказать, что η' -мезон может быть псевдочастицей. Для этой цели авторы работы [30] отступили от общепринятого точечного описания электромагнитных вершин $\gamma\eta'V$ ($V = \rho, \omega$) и, варьируя формфакторы этих вершин, добились удовлетворительного описания экспериментальных дифференциальных сечений из работы [26]. Обе точки зрения в отношении η' -мезона пока имеют право на существование, но к изучению реакции (2) мы подошли, полагая, что η' -мезон — член нонета псевдоскалярных мезонов и он может образовываться через фотовозбуждение нуклонных резонансов.

ствием в амплитуде значительной p -волны, и поэтому в работах [23, 26, 28] были задействованы p -волновые резонансы. Качественно полученные в этих работах результаты похожи, количественное же различие весьма заметное: $S_{11}(1897)$, $P_{11}(1986)$ — в [26]; $S_{11}(1932)$, $P_{13}(1954)$ — в [23]; $S_{11}(1978)$, $P_{13}(2090)$ — в [28]. Средние значения ширин указанных резонансов сильно различаются у разных авторов. Основная причина такого разброса заключается в недостаточной статистической точности измерений. Следует заметить, что внимание теоретиков η' -мезон привлекает сам по себе как кандидат в псевдочастицу, существование которой следует из нарушения киральной симметрии при низких энергиях [29]. Если η' -мезон — настоящая частица, то в $\eta'N$ -взаимодействии он может образовывать нуклонные резонансы: трехкварковые возбужденные состояния нуклонов. Если η' — псевдочастица, то при его взаимодействии с нуклоном резонансы не могут образовываться. В работе [30] была сделана попытка объяснить измеренные

Таблица 4. Резонансы и их свойства, потребовавшиеся для описания экспериментальных сечений реакции $\gamma p \rightarrow \eta' p$ из работы [26]

N^* -резонанс	W_r , МэВ	Γ_r , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ	$\xi_{1/2}$, 10^{-1} ГэВ^{-1}	$\xi_{3/2}$, 10^{-1} ГэВ^{-1}
S_{11}	1978	255	1,045	—	0,736	—
P_{13}	2080	310	0,45	0,31	0,419	-0,379

Ввиду малого времени жизни η' изучать его взаимодействия с нуклонами можно только в реакциях, где η' -мезон образуется в паре с нуклоном, и, в частности, в реакции фоторождения (2).

Интерес к реакции $\gamma p \rightarrow \eta' p$ обусловлен также возможностью определения константы $\eta' NN$ -взаимодействия. Величина $g_{\eta' NN}$ в киральном пределе, $m_{\eta'}^2 = 0$, где $m_{\eta'}$ — масса η' -мезона, играет ключевую роль в разрешении так называемого спинового кризиса нуклонов, возникшего в результате исследования глубоконеупругого рассеяния лептонов на поляризованных протонах. В рассматриваемой нами модели для реакции $\gamma p \rightarrow \eta' p$ борновский (полусный) вклад определяется только величиной константы $g_{\eta' NN}$, а потому эта константа, в принципе, может быть определена в результате изучения фоторождения η' -мезонов на нуклонах. Однако зависимость вычисляемых сечений процесса (2) от этой константы оказалась слабой. Проведенные исследования [23, 28, 31] показали, что величина $g_{\eta' NN}$ не может быть большой. Более или менее точного ее значения назвать невозможно из-за неоднозначности вкладов резонансных частей в амплитуду этого процесса. В наших расчетах величина $g_{\eta' NN}^2/4\pi$ бралась равной значению 0,2, когда к описанию привлекалось два резонанса, и $g_{\eta' NN}^2/4\pi = 0, 1$, когда резонансов было больше двух.

Так как изучаемая реакция идет при высокой энергии и при больших переданных импульсах, то вопрос о вкладе векторных мезонов в амплитуду этой реакции требует тщательного изучения. В данной работе взаимодействия $\gamma\eta'V$ считались, как обычно, точечными, с константами взаимодействия λ_V . Для описания этих взаимодействий использовался эффективный лагранжиан вида

$$L = \frac{e\lambda_V}{m_{\eta'}} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\mu\nu} V^{\alpha\beta} \eta', \quad (4)$$

где $\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ — единичный полностью антисимметричный тензор; $F^{\mu\nu}$, $V^{\alpha\beta}$ — антисимметричные тензоры стандартного вида, образованные из электромагнитного A_μ и мезонных V_α операторов полей; η' — оператор уничтожения η' -мезона, $e^2 = 4\pi\alpha$, $\alpha = 1/137$. На основе лагранжиана (4) нами были

вычислены ширины распадов $\eta' \rightarrow \gamma V$ [28]:

$$\Gamma_{\eta' \rightarrow \gamma V} = 4 \frac{\alpha \lambda_V^2 p^3}{m_{\eta'}^2}, \quad (5)$$

где p — величина импульса продуктов распада $\eta' \rightarrow \gamma V$ в системе покоя η' -мезона. С помощью выражения (5) на основе современных значений ширины $\Gamma_{\eta' \rightarrow \gamma V}$ из работы [12] получим

$$\lambda_p = 0,647, \quad \lambda_\omega = 0,219, \quad (6)$$

что почти в два раза меньше тех значений, которые использовались в работах [23, 30, 31].

Зависимость полной ширины Γ нового тяжелого резонанса S_{11} от инвариантной энергии W реакции (2) может быть записана в форме

$$\Gamma(W) = \left[\beta \frac{q}{q_r} + (\beta - 0,1) \frac{p}{p_r} + 0,1 \right] \Gamma_r, \quad \beta \geq 0,1, \quad (7)$$

$$\Gamma(W) = \frac{p}{p_r} \Gamma_r, \quad \beta \leq 0,1, \quad (8)$$

где q и p — 3-импульсы η' - и π -мезонов в с.ц.м. процесса (2) от распада этого резонанса в каналы $\eta' N$ и πN (в этом случае процесс будет фоторождением пиона на протоне), а индексы r указывают, что эти величины импульсов берутся при полной энергии W , равной положению резонанса W_r . Подобно резонансу $S_{11}(1535)$ в реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$ предполагалось, что новый s -волновой резонанс в реакции (2) имеет большую вероятность распада в канал $\eta' N$, а именно равную

$$\beta = \frac{\Gamma_{\eta' N}}{\Gamma_r} = 0,50. \quad (9)$$

В качестве p -волнового резонанса после долгих проб был выбран резонанс F_{13} . Предполагалось, что его основным каналом распада является πN , и поэтому зависимость его ширины от энергии бралась в форме (8).

Для описания вершин VNN t -канала формфакторы и константы векторного и тензорного взаимодействий нуклонов с V -мезонами были взяты из работы [23], в которой они определялись в результате подгонки к многочисленным экспериментальным данным реакции $\gamma p \rightarrow \eta p$, но для вершин $\gamma \eta' V$ брались значения λ_V (6), вычисленные в этой работе. Вклад векторных мезонов в сечение изучаемой реакции во всей рассматриваемой области энергии незначительный (см. рис. 6). Результат подгонки сечения с двумя резонансами к данным коллаборации SAPHIR [26] с обсужденным выше фоном показан в

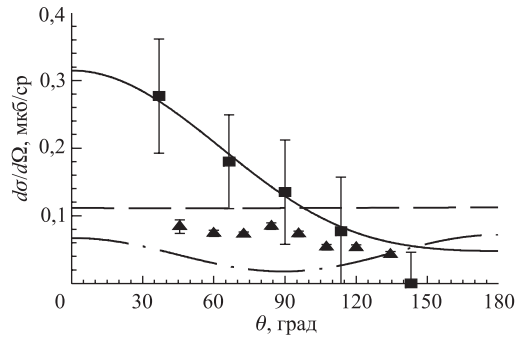


Рис. 8. Зависимость дифференциального сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$ от угла вылета η' -мезона θ в с. ц. м. для энергии налетающих фотонов в л. с. $K_0 = 1,69$ ГэВ. Сплошная кривая — расчет с полной амплитудой; штриховая кривая — расчет без вклада резонанса P_{13} ; штрихпунктирная кривая — расчет без вклада резонанса S_{11} . Экспериментальные данные — из работ: ■ — [26], ▲ — [32] при $K_0 = 1,728$ ГэВ

табл. 4, а получающиеся при этом сечения — на рис. 6–8. У самого порога реакции зависимость особенности поведения полного сечения от K_0 определяет резонанс $S_{11}(1980)$. По массе наиболее близко к этому резонансу в компиляции [12] находится только резонанс $S_{11}(2090)$, и тот имеет статус одной звездочки. Аналога полученного нами P_{13} -резонанса в работе [12] нет. Зависимость вычисленного интегрального сечения реакции (2) от энергии налетающих γ -квантов показана на рис. 6. Видно, что оба резонанса важны в формировании полного сечения. Впрочем, об этом говорят и величины ξ_λ в табл. 4. Помимо выбранного основного значения $\beta = 0,5$ для резонанса $S_{11}(1980)$ на рис. 6 показаны сечения и при других значениях β для этого резонанса. Видно, что выбор β не сильно, но своеобразно влияет на величину полного сечения. Угловую зависимость измеренных дифференциальных сечений удалось хорошо воспроизвести, используя интерференцию E_{0+} и E_{1+} мультипольных амплитуд соответствующих резонансов, что и показывает рис. 8. Как видно из рис. 6–8, точность экспериментальных данных [26] невелика. Коллаборацией CLAS [32] были недавно выполнены измерения сечений процесса (2) в этой же энергетической области, но с большей статистической точностью. Результаты этих измерений показаны на рис. 9. Они имеют, несомненно, более высокий порядок точности по сравнению с ранее полученными данными (см. рис. 8). Поэтому мы оставили результат мультипольного анализа на основании измерений работы [26] и отдельно проанализировали результаты измерений работы [32], которые не показали заметной асимметрии вылета η' -мезонов вперед-назад в дифференциальных сечениях при $K_0 \approx 1,6$ ГэВ, на которой, однако, настаивали авторы работы [26] (см. рис. 8).

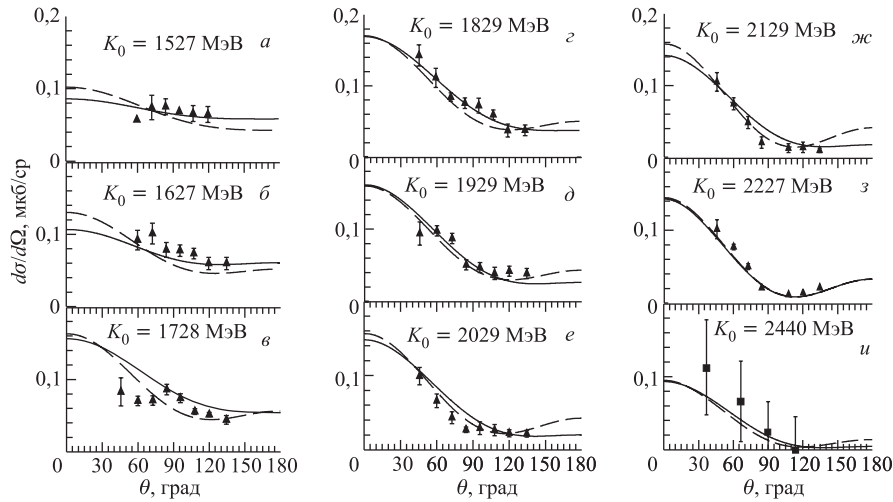


Рис. 9. Дифференциальные сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$ в с.ц.м. для разных энергий налетающих γ -квантов. Штриховая и сплошная кривые — результаты расчетов с использованием четырех резонансов со свойствами из табл. 5 и 6 соответственно и с фоном, описанным в тексте. Экспериментальные данные — из работ: \blacksquare — [26] и \blacktriangle — [32]

Сколь-нибудь удовлетворительно описать экспериментальные данные из [32] не удалось, оставаясь в прежнем формате — с двумя резонансами. Невозможно было также получить хорошего описания точно измеренных дифференциальных сечений, оставив прежними свойства резонансов S_{11} и P_{13} (см. табл. 4) и добавляя к ним другие резонансы. Трех резонансов не хватает, чтобы удовлетворительно воспроизвести величины дифференциальных сечений фоторождения мезонов под малыми углами начиная с $K_0 \approx 2100$ МэВ и выше. Проведенное исследование еще раз показывает, что эксперимент и его точность являются базой для нахождения и изучения резонансов с помощью динамических моделей фоторождения.

Добиться удовлетворительного описания вновь измеренных дифференциальных сечений удалось, оставаясь в рамках минимального числа новых резонансов, добавив P_{11} - и D_{13} -резонансы к имеющимся двум S_{11} и P_{13} (табл. 5 и 6). При этом у прежнего s -волнового резонанса заметно изменилась масса. Вычисленные с резонансами из табл. 5, 6 сечения процесса (2) показаны на рис. 9. Штриховая кривая на рис. 9 (см. также табл. 5) хорошо воспроизводит тонкости дифференциальных сечений при $K_0 > 1830$ МэВ. Заметим, что ширины привлеченных резонансов — относительно большие: они лежат в интервале 190–350 МэВ. Сплошная кривая на рис. 9 (см. также табл. 6)

Таблица 5. Нуклонные резонансы и их свойства, потребовавшиеся для воспроизведения, как показано на рис. 9, экспериментальных сечений процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$ из работы [32]

N^* -резонанс	W_r , МэВ	Γ_r , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ	$\xi_{1/2}$, 10^{-1} ГэВ^{-1}	$\xi_{3/2}$, 10^{-1} ГэВ^{-1}
S_{11}	1918	190	0,720	—	0,680	—
P_{11}	2210	245	—	-0,180	-0,086	—
P_{13}	2050	250	0,190	0,390	0,316	0,214
D_{13}	2210	200	0,075	0,020	0,022	0,359

Таблица 6. То же, что и в табл. 5, но с другим набором свойств резонансов

N -резонанс	W_r , МэВ	Γ_r , МэВ	γ^E , МэВ	γ^M , МэВ	$\xi_{1/2}$, 10^{-1} ГэВ^{-1}	$\xi_{3/2}$, 10^{-1} ГэВ^{-1}
S_{11}	1914	250	1,075	—	0,772	—
P_{11}	2230	245	—	-0,330	-0,158	—
P_{13}	2035	120	-0,035	0,210	0,135	0,362
D_{13}	2100	200	0,180	0,020	0,068	0,152

несколько лучше, чем штриховая, описывает дифференциальные сечения у самого порога реакции и сливается с последней при $K_0 = 2227$ МэВ. По величинам ξ_λ видно, что наибольший вклад в амплитуду и сечение процесса (2) во всех вариантах дают резонансы S_{11} и P_{13} (см. табл. 5, 6), а форма углового распределения мезонов определяется теперь в большей степени p - и d -волновыми резонансами и интерференцией их вкладов. Отметим заметное различие между рассчитанными и экспериментальными дифференциальными сечениями в области значений энергии фотонов $K_0 = 1730$ (см. рис. 9), которое невозможно устранить, не прибегая к большему количеству резонансов и еще более узким значениям их ширин. Результаты этих попыток не показаны в данной работе.

К выводам, подобным нашим, пришли авторы работы [31]. В одном из пяти своих вариантов подгонки, а именно в варианте с минимальным числом неизвестных резонансов, они остановились на резонансах S_{11} , P_{11} , P_{13} , D_{13} , но с другими свойствами. Когда эта работа готовилась к публикации, появилась работа [33], в которой автор говорит также о четырех обсуждаемых здесь резонансах, привлеченных для описания результатов измерения из работы [32]. В последнем случае подгонка смотрится очень неплохо, но потребовавшиеся для этого свойства резонансов несколько экзотические. В частности, диапазон ширин обсуждаемых резонансов меняется от 50 до 550 МэВ.

Как уже упоминалось, величины и формы дифференциальных сечений процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$ оказались нечувствительными к значению константы

$\eta'NN$ -взаимодействия. Более того, качество подгонки только выигрывает, если фон для этого процесса не учитывать вообще. При энергии фотонов 4 ГэВ оба варианта (табл. 5, 6) приводят к одинаковым по величине и форме дифференциальным сечениям, определяемым вкладом векторных мезонов в t -канал амплитуды процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$. Поэтому проблема фона остается довольно острой в такого рода моделях.

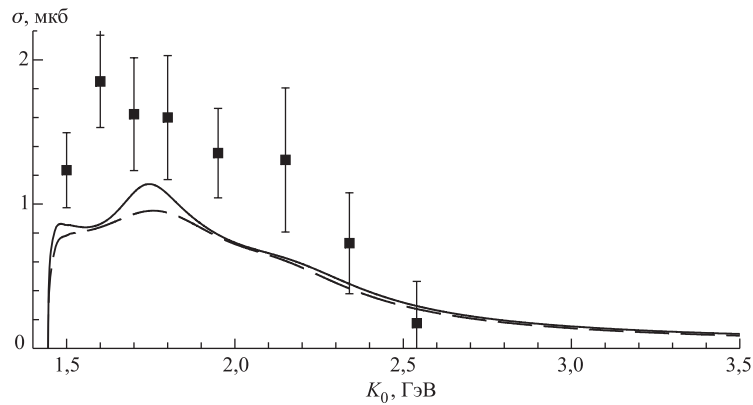


Рис. 10. Зависимость интегрального сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$ от энергии налетающих γ -квантов. Штриховая и сплошная кривые — результат вычисления с использованием четырех резонансов из табл. 5 и 6 соответственно. Экспериментальные данные — из работы [26]

Зависимость от энергии вычисленного с использованием четырех резонансов полного сечения процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$ показана на рис. 10. Видно, что при разных вариантах резонансных вкладов в амплитуду полные сечения мало отличаются друг от друга. В вычисленной нами зависимости (сплошная кривая) просматриваются два пика: один от s -резонанса на пороге, а другой от вкладов p - и d -волновых резонансов. Один пик показывает штриховая кривая при $K_0 \approx 1750$ МэВ. Заметим, что в экспериментальной зависимости полного сечения из работы [26] можно увидеть два максимума, но отличных по величине от рассчитанных (см. рис. 10). В то же время результаты расчета зависимости полного сечения от энергии из работы [31] имеют максимум при $K_0 \approx 1600$ и 1850 МэВ во всех вариантах подгонки.

Отдавая себе отчет в том, что в амплитуду процесса (2) могут давать вклады и резонансы, перечисленные в табл. 1–3, которые по массе и больше, и меньше порога реакции (2), мы все-таки не делали такой «глобальной» подгонки. Однако, ссылаясь на работу [31], в которой все это сделано, заметим, что ее авторам не удалось заметно улучшить качество описания всех экспериментальных данных работы [32], в частности, не удалось удовлетворительно

описать форму углового распределения фотомезонов при $K_0 = 1728$ МэВ. Для однозначности мультипольных анализов процесса (2), а значит, и числа привлекаемых резонансов с определенными свойствами, не хватает результатов измерения дифференциальных сечений при малых ($\theta < 35^\circ$) и больших ($\theta > 140^\circ$) углах вылета мезонов. Важны были бы также данные о поляризационных характеристиках процесса $\gamma p \rightarrow \eta' p$. Результаты расчета таких характеристик в данной работе не показаны, но они есть [34]. Ссылаясь на них, мы предлагаем измерить поляризацию протонов отдачи в этой реакции, так как процесс фоторождения η' -мезонов на протонах идет с большими переданными импульсами.

Следует заметить, что использование модели процесса (1) в процессе (2) требует определенного изменения самой модели. Так, учет энергетической зависимости ширины этих тяжелых резонансов надо вести, по-видимому, особо включая распады в $\pi\pi N$ -канал как основной канал распада таких тяжелых резонансов. Кроме того, как показано в работе [27], для процесса (2) становится важна существующая связь каналов реакций при таких высоких энергиях, но это — программа на будущее.

Заканчивая анализ процессов фоторождения η - и η' -мезонов на протонах, мы выдвигаем на научное обсуждение несколько тезисов.

1. Существование $S_{11}(1830)$ -резонанса, связанного с каналом ηN и другими его свойствами, перечисленными в табл. 2. Возможно, этот резонанс сильно связан и с каналом $K\Lambda$ [19, 20].

2. Существование для установленных резонансов с большим спином: $F_{17}(1990)$, $G_{17}(2190)$, $G_{19}(2250)$ и $H_{19}(2220)$ — два возможных варианта их связей с реакцией (1), которые включают $G_{17}(2190)$ -резонанс.

3. Существование ранее неизвестных, связанных с каналом $\eta' N$ резонансов со свойствами, варианты которых перечислены в табл. 4, 5 и 6. Существование этих резонансов и их связь с процессом $\gamma p \rightarrow \eta' p$ подтверждается теоретическими работами [31, 33–35].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Walker R. L.* // Phys. Rev. 1969. V. 182. P. 1729.
2. *Deans S. R. et al.* // Phys. Rev. D. 1972. V. 6. P. 1906.
3. *Трясучёв В. А.* // Изв. Томск. политехн. ун-та. 2003. Т. 306, №3. С. 33.
4. *Benmerrouche M., Mukhopadhyay N. C., Zhang J. F.* // Phys. Rev. D. 1995. V. 51. P. 3237.
5. *Fix A., Arenhövel H.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 620. P. 457.
6. *Chiang W.-T. et al.* // Nuc. Phys. A. 2002. V. 700. P. 429.
7. *Aznaryan I. G.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 065204.

8. *Tryasuchev V. A.* // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 22. P. 97.
9. *Krusche B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 736.
10. *Ajaka J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 81. P. 1797.
11. *Renard F. et al.* // Phys. Lett. B. 2002. V. 528. P. 215.
12. Particle Data Group // J. Phys. G. 2006. V. 33. P. 1.
13. *Трясучёв В. А.* // Изв. вузов. Физика. 2001. № 7. С. 3.
14. *Tryasuchev V. A.* // Rus. Phys. J. 2003. V. 46. P. 403.
15. *Hicks H. R. et al.* // Phys. Rev. D. 1973. V. 7. P. 2614.
16. *Ceci S., Svarc A., Zauner B.* nucl-th/0406055.
17. *Dugger M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 222002.
18. *Трясучёв В. А.* // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 446.
19. *Saghai B.* nucl-th/0408054.
20. *Julia-Diaz B. et al.* nucl-th/0501005.
21. *Crede V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 012004.
22. *Трясучёв В. А.* // Изв. вузов. Физика. 2006. № 3. С. 87.
23. *Chiang W.-T. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 045202.
24. *Трясучёв В. А.* // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 1717.
25. *Azimov Ya. et al.* hep-ph/0506236.
26. *Plotzke R. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 444. P. 555.
27. *Borasoy B., Marco E., Wetzel S. B.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 055208.
28. *Трясучёв В. А.* // Изв. вузов. Физика. 2003. № 12. С. 78.
29. *Glozman L. Ya.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 755. P. 17.
30. *Sibirtsev A. et al.* nucl-th/0303044.
31. *Nakayama K., Haberzettl H.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 045211.
32. *Dugger M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 062001.
33. *Tiator L.* nucl-th/0610114.
34. *Трясучёв В. А.* // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 303.
35. *Yang S. N., Chen G. Y., Kamalov S. S.* nucl-th/0610076.
36. *Bartalini O. et al.* nucl-ex/0707.1385.