

КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ И ПРОЦЕССЫ ФОТООБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ И ЯДРАХ

А. И. Ахиезер,

М. П. Рекало

Физико-технический
институт АН УССР,
Харьков

В работе изучены следствия кварковой модели для процессов фотообразования нейтральных векторных мезонов на нуклонах и ядрах. Предсказания модели относительно энергетической зависимости дифференциальных сечений, величин реальных частей амплитуд фотообразования векторных мезонов и комптоновского рассеяния γ -квантов, соотношений между различными сечениями, зависимости от атомного номера сечений фотообразования V -мезонов на ядрах согласуются с экспериментальными данными.

The consequences of the quark model for neutral vector mesons photoproduction processes on nucleons and nuclei are investigated. The predictions of the model concerning the energy dependence of differential cross sections, the values of the real parts of the vector meson photoproduction and Compton scattering amplitudes, the relations between different cross sections, the A -dependence of the cross sections for photoproduction of V -mesons on nuclei are in agreement with experimental data.

В в е д е н и е

Экспериментальное исследование процессов фотообразования нейтральных векторных мезонов началось в 1961 г. изучением реакции $\gamma + p \rightarrow p + \rho$ вблизи порога [1]. За истекшие десять лет накоплен обширный экспериментальный материал относительно процессов фотообразования V -мезонов на нуклонах и ядрах [2—7]. В широком интервале энергий (от порога до 18 $\Gamma\text{эВ}$) измерены дифференциальные сечения процессов $\gamma + p \rightarrow p + V$, $V = \rho, \omega, \phi$, изучена энергетическая и угловая зависимости элементов матрицы плотности образующихся V -мезонов, выполнены опыты с линейнополяризованными γ -квантами для реакций $\gamma + p \rightarrow p + \omega$ и $\gamma + p \rightarrow p + \rho$, исследованы процессы когерентного и некогерентного образования векторных мезонов:

на атомных ядрах. Исследованы также интерференционные явления при фотообразовании V -мезонов (речь идет о фотообразовании лептонных пар, $\gamma + A \rightarrow A + e^+e^-$ ($\mu^+\mu^-$) с массой, равной массе векторных мезонов).

Согласно гипотезе векторной доминантности, процессы $\gamma + N \rightarrow N + V$, $\gamma + A \rightarrow A + V$ можно связать с процессами $\gamma + N \rightarrow \gamma + N$, $\gamma + A \rightarrow \gamma + A$. Это стимулировало измерения полных сечений взаимодействия γ -квантов с нуклонами и ядрами, а также дифференциальных сечений комптоновского рассеяния высокоэнергетических γ -квантов нуклонами.

Главным результатом этих экспериментальных исследований оказалось доказательство того, что для процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ и $\gamma + A \rightarrow A + V$ основным механизмом является дифракционное образование векторных мезонов. На языке модели полюсов Редже это означает, что в процессах $\gamma + N \rightarrow N + V$ разрешен обмен вакуумным полюсом Редже (квантовые числа γ -кванта и V^0 -мезонов одинаковы).

Это обстоятельство выделяет процессы $\gamma + N \rightarrow N + V$ из массы возможных двухчастичных процессов фотообразования адронов (таких, как $\gamma + N \rightarrow N + \pi$, $\gamma + N \rightarrow N + \eta$, $\gamma + N \rightarrow \Delta + \pi$, $\gamma + N \rightarrow Y + K$ и т. д.).

Дифракционный характер процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ объединяет их в одну группу с процессами упругого рассеяния адронов. Для этих процессов существует большое число общих свойств: поведение дифференциальных и полных сечений, относительная величина реальных частей амплитуд, спиновая независимость и т. д. Это приводит, в свою очередь, к единству теоретических моделей, используемых для анализа реакций $\gamma + N \rightarrow N + V$ и $P + N \rightarrow P + N$ (P — псевдоскалярный мезон). Одной из таких моделей является кварковая модель взаимодействия адронов при больших энергиях [8].

Покажем ниже, что большую часть известных в настоящее время свойств процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$, $\gamma + A \rightarrow A + V$, $\gamma + N \rightarrow \gamma + N$ можно объяснить в рамках кварковой модели.

1. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Перечислим сначала основные экспериментальные свойства реакций фотообразования нейтральных векторных мезонов, из которых вытекает дифракционная природа этих реакций.

Энергетическая зависимость дифференциальных сечений реакций $\gamma + p \rightarrow p + V$ при $t = 0$. Опыт показал, что величины $d\sigma/dt$ ($\gamma p \rightarrow pV$) $_{t=0}$ (t — квадрат переданного 4-импульса) слабо зависят от энергии γ -кванта. Так, в интервале энергий γ -кванта 2,6—6,8 Гэв получено [9]

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} \approx \left(1 + \frac{R}{p}\right)^2, \quad (1.4)$$

где p — импульс ρ -мезона, $\Gamma_{эв}$ (при больших энергиях p совпадает с энергией γ -кванта); R — некоторая не зависящая от энергии константа, равная в зависимости от используемого описания формы ρ -резонанса одному из следующих трех значений: $1,0 \pm 0,3$; $1,3 \pm 0,3$; $1,0 \pm 0,4$.

Данные СЛАКа [10] согласуются с (1.4) при $R = 1,3$. Из этих экспериментов вытекает, что в интервале энергий от 3 до 18 $\Gamma_{эв}$ энергетические зависимости дифференциальных сечений процессов $\gamma + p \rightarrow p + \rho^0$ и $\pi^\pm + p \rightarrow \pi^\pm + p$ одинаковы.

Слабая зависимость от энергии γ -кванта наблюдается также и для дифференциального сечения процесса $\gamma + p \rightarrow p + \phi$: при $k = 6 \Gamma_{эв}$ $d\sigma/dt (\gamma p \rightarrow p\phi)_{t=0} = 3,2 \pm 0,4$ мкбарн/ $\Gamma_{эв}^2$, в интервале $k = 11,5-17,8 \Gamma_{эв}$ $d\sigma/dt (\gamma p \rightarrow p\phi)_{t=0} = 2,1 \pm \pm 0,2$ мкбарн/ $\Gamma_{эв}^2$ [10] (k — энергия γ -кванта в лабораторной системе).

Более сложная картина наблюдается для реакции $\gamma + p \rightarrow p + \omega$. Опыты с линейнополяризованными γ -квантами [11], а также измерение энергетической зависимости $\sigma_t (\gamma p \rightarrow p\omega)$ (см. ниже) показали, что наряду с дифракционным механизмом в реакции $\gamma + p \rightarrow p + \omega$ присутствуют механизмы недифракционной природы, например обмен π -мезоном. Наличие же дифракционного механизма можно усмотреть, изучая энергетическую зависимость той части сечения реакции $\gamma + p \rightarrow p + \omega$, которая отвечает обмену в t -канале состояниями с естественной четностью, $P = (-1)^J$ [11]: при $k = 2,8 \Gamma_{эв}$ $d\sigma^{(N)}/dt (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} = 13,1 \pm 4,1$ мкбарн/ $\Gamma_{эв}^2$, при $k = 4,7 \Gamma_{эв}$, $d\sigma^{(N)}/dt (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} = 15,2 \pm 3,8$ мкбарн/ $\Gamma_{эв}^2$, т. е. $d\sigma^{(N)}/dt (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0}$ не зависит от k . Поскольку вклад недифракционных механизмов быстро убывает с ростом энергии [11]:

$$\frac{d\sigma^{(U)}}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} = 21 \pm 4 \text{ мкбарн}/\Gamma_{эв}^2, \quad k = 2,8 \Gamma_{эв};$$

$$\frac{d\sigma^{(U)}}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} = 9,8 \pm 4,0 \text{ мкбарн}/\Gamma_{эв}^2, \quad k = 4,7 \Gamma_{эв},$$

можно предположить, что при больших энергиях (больше 5 $\Gamma_{эв}$, например) дифракционный механизм окажется основным, т. е.

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} \approx \frac{d\sigma^{(N)}}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0}.$$

Экспериментальные данные [12, 13] подтверждают это предположение.

Энергетическая зависимость полных сечений реакций $\gamma + p \rightarrow p + V$. Полные сечения реакций $\gamma + p \rightarrow p + \rho$ и $\gamma + p \rightarrow p + \phi$ характеризуются слабой энергетической зависимостью.

Так, в интервале энергий γ -кванта 2,1–5,8 Гэв найдено [14] $\sigma_t(\gamma p \rightarrow p\rho) = 18,2 \pm 1,7$ мкбарн, $k^{-0,08 \pm 0,07}$, причем слабая зависимость сохраняется до $k = 18$ Гэв [10].

Для процесса $\gamma + p \rightarrow p + \phi$ получено [10]: $\sigma_t(\gamma p \rightarrow p\phi) = 0,71 \pm 0,08$ мкбарн при $k = 6$ Гэв, $\sigma_t(\gamma p \rightarrow p\phi) = 0,45 \pm 0,04$ мкбарн при $k = 11,5-17,8$ Гэв.

Сильная энергетическая зависимость обнаружена для процесса $\gamma + p \rightarrow p + \omega$. На рис. 1 представлены все имеющиеся дан-

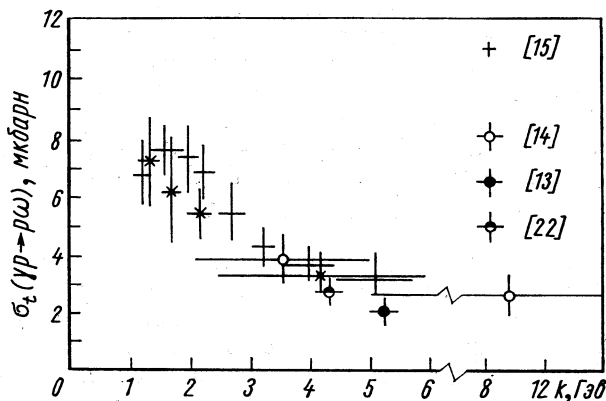


Рис. 1.

ные для $\sigma_t(\gamma p \rightarrow p\omega)$. В интервале энергий γ -кванта 2,1–5,8 Гэв энергетическая зависимость полного сечения описывается следующей формулой [14]:

$$\sigma_t(\gamma p \rightarrow p\omega) = Ak^{-1,6} + Bk^{-0,08}, \quad (1.2)$$

где $A = 18,4 \pm 5,8$ мкбарн; $B = 1,9 \pm 0,9$ мкбарн. Первое слагаемое в (1.2) описывает вклад однопионного механизма (диаграмма *a* на рис. 2), второе слагаемое описывает вклад дифракционного образования ω -мезонов (диаграмма *b* на рис. 2).

Широкий максимум в энергетической зависимости $\sigma_t(\gamma p \rightarrow p\omega)$ вблизи порога обусловлен вкладом однопионного механизма. Вклад этого механизма в реакции $\gamma + p \rightarrow p + \rho$ и $\gamma + p \rightarrow p + \phi$ существенно подавлен: $SU(6)$ -симметрия и кварковая модель предсказывают [15]:

$$g(\rho\pi\gamma) = \frac{1}{3} g(\omega\pi\gamma); \quad g(\phi\omega\gamma) = 0. \quad (1.3)$$

В пользу дифракционной природы реакции $\gamma + N \rightarrow N + \rho^0$ свидетельствует также тот факт, что $\sigma_t(\gamma p \rightarrow p\rho) \gg \sigma_t(\gamma n \rightarrow p\rho^-)$: при $k = 3,5-5,3$ Гэв величина $\sigma_t(\gamma n \rightarrow p\rho^-)$ не превышает 2 мкбарн [16].

Соотношения между $\sigma_t(\gamma p \rightarrow pV)$ и $d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow pV)_{t=0}$ для различных реакций образования V -мезонов. В зависимости от механизма реакций $\gamma + N \rightarrow N + V$ возникают определенные соотношения между дифференциальными (и полными) сечениями этих процессов. Так, для одноопионного механизма, согласно (1.3), имеем:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\omega) = 9 \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\rho); \quad \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\phi) = 0. \quad (1.4)$$

Совсем другие соотношения возникают для дифракционного механизма. Если предположить, как это обычно делается, что вакуумный полюс Померанчука является $SU(3)$ -синглетом, то соотношения между сечениями процессов $\gamma + p \rightarrow p + V$ определяются в основном отношениями констант γV -взаимодействия:

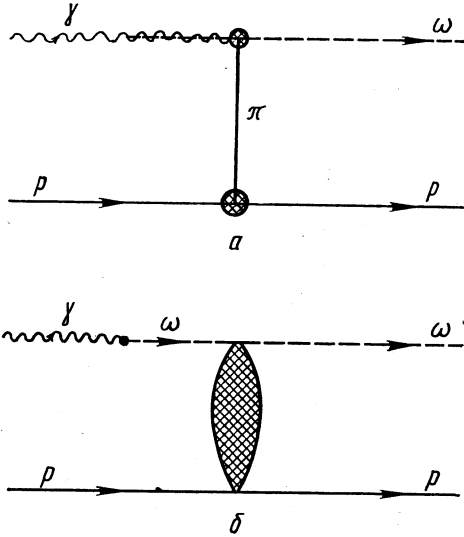
$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\rho) &= 9 \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \\ &\rightarrow p\omega) = \frac{9}{2} \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\phi). \end{aligned} \quad (1.5)$$

(Мы предположили в (1.5), что константы γV -взаимодействия удовлетворяют соотношениям точной $SU(3)$ -симметрии, причем для угла смешивания в нонете векторных мезонов принято стандартное значение.)

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные относительно фотообразования ρ - и ω -мезонов согласуются с (1.5) и не согласуются с (1.4). Например, при $k = 5,25 \text{ Гэв}$ получено [12]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} &= 136 \pm 14 \text{ мкбарн/Гэв}^2; \quad \sigma_t(\gamma p \rightarrow p\rho) = \\ &= 18,5 \pm 0,6 \text{ мкбарн}; \\ \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} &= 15 \pm 5 \text{ мкбарн/Гэв}^2; \quad \sigma_t(\gamma p \rightarrow p\omega) = \\ &= 2,0 \pm 0,5 \text{ мкбарн}. \end{aligned}$$

Зависимость дифференциальных сечений от квадрата передаваемого импульса t . Во всей области энергий, начиная с $k = 2 \text{ Гэв}$, зависимость $d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow pV)$ от t (в интервале $0 \ll -t \ll$



Р и с. 2.

$\leq 1 \Gamma \varepsilon^2$) с хорошей точностью описывается формулой

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow pV) = a_V \exp(b_V t),$$

причем b_V почти не зависит от энергии γ -кванта. Для реакций $\gamma + p \rightarrow p + \rho$, $\gamma + p \rightarrow p + \omega$ величина b заключена в интервале $7-9 \Gamma \varepsilon^{-2}$ [13, 14, 17-20], для реакций $\gamma + p \rightarrow p + \phi$ величина b несколько меньше: $b = 3-5 \Gamma \varepsilon^{-2}$ [13, 14, 18]. (Ниже обсудим в кварковой модели причину, вследствие которой $b_\phi < b_\rho, b_\omega$.)

Отметим, что значения параметров b_V очень близки к величинам соответствующих параметров, описывающих зависимость от t дифференциальных сечений упругого рассеяния адронов.

Распределение продуктов распада V -мезонов в реакциях $\gamma + p \rightarrow p + V$. При анализе углового распределения продуктов распада ρ -мезона обычно используются следующие три координатные системы, отличающиеся между собой выбором направления оси z :

- система Джексона: ось z направлена вдоль импульса γ -кванта в системе покоя образующегося ρ -мезона;
- спиральная система (helicity system): ось z направлена вдоль импульса ρ -мезона в с. ц. и. всей реакции;
- система Адейра; ось z направлена вдоль импульса γ -кванта в с. ц. и. всей реакции.

Ось y направлена по нормали к плоскости реакции, направление x определяется тогда условием $x = y \times z$. В каждой из этих систем можно определить углы θ и φ , характеризующие направление импульса π^+ -мезона, например, который образуется при распаде $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, в системе покоя ρ -мезона, причем $\cos \theta = \pi \cdot z$; $\cos \varphi = (y \cdot z \times \pi) / |z \times \pi|$; $\sin \varphi = -(x \cdot z \times \pi) / |z \times \pi|$, где x, y, z — единичные векторы координатной системы; π — единичный вектор, направленный вдоль импульса π^+ -мезона.

Распределение продуктов распада ρ -мезона в терминах элементов его матрицы плотности имеет вид [21]

$$W(\cos \theta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} \left[\frac{1}{2}(1 - \rho_{00}) + \frac{1}{2}(3\rho_{00} - 1) \cos^2 \theta - \rho_{1-1} \sin^2 \theta \cdot \cos 2\varphi - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 2\theta \cdot \cos \varphi \right]. \quad (1.6)$$

Эта формула справедлива в любой из трех указанных выше систем.

Изучение углового распределения $W(\cos \theta, \varphi)$ позволяет получать сведения о механизмах реакций $\gamma + p \rightarrow p + V$. Сравним, например, однопионный и дифракционный механизмы. Спиповая структура вершины $VP\gamma$ имеет следующий инвариантный вид:

$$\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \varepsilon_\mu k_\nu U_\rho g_\sigma, \quad (1.7)$$

где $e, k(U, q)$ — вектор поляризации и 4-импульс γ -кванта (векторного мезона). В системе покоя ρ -мезона (1.7) принимает вид

$$(e \cdot k \times U), \tag{1.8}$$

откуда вытекает ортогональность векторов k и U . В терминах элементов матрицы плотности это означает, что в системе координат Джексона выполняются равенства:

$$\rho_{00} = \rho_{01} = \rho_{1-1} = 0; \quad \rho_{11} = \frac{1}{2}. \tag{1.9}$$

Анализ элементов матрицы плотности ρ -мезона в случае дифракционного механизма менее однозначен. Недавно была выдвинута гипотеза, что дифракционный механизм характеризуется сохранением спиральностей частиц в s -канале [22]. Это означает, что (1.9) выполняется не в системе Джексона, а в спиральной системе.

Имеющиеся экспериментальные данные для реакции $\gamma + p \rightarrow p + \rho$ согласуются с этой гипотезой и не согласуются с предсказаниями однопионной модели. Например, в интервале $k = 3,5-5,8 \text{ Гэв}$ получено [14]:

$$\cos \chi = 0,95-0,975;$$

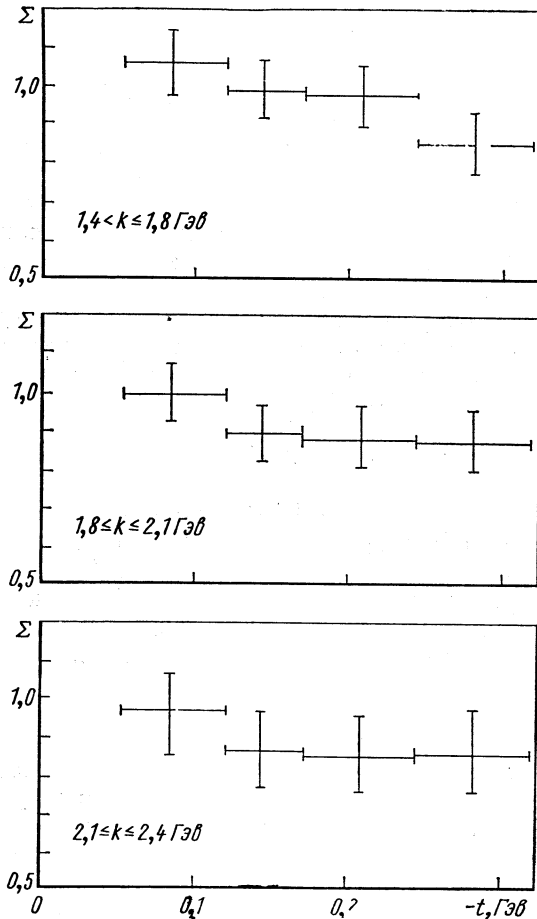
$\rho_{00} = 0,42 \pm 0,06; \quad \rho_{1-1} = 0,22 \pm 0,05$ — система Джексона;
 $\rho_{00} = -0,03 \pm 0,04; \quad \rho_{1-1} = 0,02 \pm 0,05$ — спиральная система,
 где χ — угол образования ρ -мезона в с. ц. и. Аналогичная ситуация имеет место и при больших энергиях: в интервале $k = 4-16 \text{ Гэв}$ получено [13] в спиральной системе $\rho_{11} = 0,53 \pm \pm 0,20$, в согласии с дифракционной моделью.

Асимметрия углового распределения V -мезонов, образованных линейнополяризованными γ -квантами. Результаты экспериментов с линейнополяризованными γ -квантами особенно критичны к вкладам различных механизмов в амплитуды процессов $\gamma + p \rightarrow p + V$. Чтобы убедиться в этом, сравним между собой однопионный и дифракционный механизмы. Из (1.8) видим, что в системе координат Джексона для однопионного механизма векторы e и U ортогональны. Для дифракционного механизма, напротив, характерна одинаковая ориентация e и U . Измеряя поэтому относительную ориентацию векторов e и U , можно судить об относительной роли различных механизмов реакций $\gamma + N \rightarrow N + V$.

На опыте обычно измеряется величина $\Sigma = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}}$, где σ_{\parallel} — сечение образования V -мезонов с $U_{\parallel} e$; σ_{\perp} — сечение образования V -мезонов с $U \perp e$. Для однопионного механизма $\sigma_{\parallel} = 0$ и $\Sigma = -1$, для дифракционного механизма $\sigma_{\perp} = 0$ и $\Sigma = +1$.

Для реакции $\gamma + p \rightarrow p + \rho^0$ в интервале энергий $k = 2,0 - 2,5$ Гэв ($0,06 \leq -t \leq 0,40$ Гэв²) получено [23] $\frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}} = 0,17 \pm 0,07$.

В дальнейших опытах выяснилось [24], что дифракционный механизм является преобладающим для процесса $\gamma + p \rightarrow p + \rho^0$



Р и с. 3.

вплоть до $k = 1,4$ Гэв, близкого к пороговому значению. На рис. 3 приведены полученные в ДЭЗИ данные для величины Σ при разных значениях энергии γ -кванта и переданных импульсов.

Подробный анализ реакции $\gamma + p \rightarrow p + \rho^0$ с линейнополяризованными γ -квантами был выполнен в СЛАКе при $k = 2,8$

и $4,7 \text{ Гэв}$ [25, 26]. В интервале $|t| \leq 1 \text{ Гэв}^2$ было найдено [26], что при $k = 2,8 \text{ Гэв}$ вклад состояний с неестественной четностью в t -канале составляет всего лишь $3,1 \pm 2,2\%$, при $k = 4,7 \text{ Гэв}$ — $1,1 \pm 1,9\%$.

Детальный анализ элементов матрицы плотности ρ -мезона, образованного линейнополяризованными γ -квантами, подтвердил малость одноопионного вклада, с одной стороны, и справедливость гипотезы сохранения спиральностей в s -канале — с другой стороны. Аналогичные результаты получены и для образования ρ -мезонов линейнополяризованными γ -квантами на углероде [27]: $\Sigma = 0,98 \pm 0,03$ при $k = 3-4 \text{ Гэв}$. Исследование же реакции $\gamma + p \rightarrow p + \omega$ с линейнополяризованными γ -квантами ($k = 2,8$ и $4,7 \text{ Гэв}$) показало присутствие большого вклада (до 50%) состояний в t -канале с неестественной четностью [41], этого и следовало ожидать, исходя из известной энергетической зависимости полного сечения реакции $\gamma + p \rightarrow p + \omega$.

Фотообразование векторных мезонов на атомных ядрах. Обнаруженный на опыте когерентный характер фотообразования V -мезонов на ядрах служит одним из убедительных доказательств дифракционной природы процессов фотообразования векторных мезонов. На рис. 4 представлена A -зависимость дифференциального сечения $d\sigma/dt (\gamma A \rightarrow A\rho)_{t=0}$ при $k = 6,8 \text{ Гэв}$ [28].

Дифракционный характер образования ρ -мезонов на ядрах проявляется также и в характерной зависимости дифференциальных сечений от t : в области очень малых $|t|$, таких, что ядро не разваливается, имеет место формула

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow A\rho) = a \exp(bt).$$

Оказывается, что параметры b для реакций $\gamma + A \rightarrow A + \rho$ и когерентного рассеяния протонов ядрами [29] довольно близки по величине. Это проявляется в том, что радиусы ядер, найденные из анализа t -зависимости дифференциальных сечений реакций $\gamma + A \rightarrow A + \rho$ и $p + A \rightarrow p + A$, совпадают с хорошей точностью.

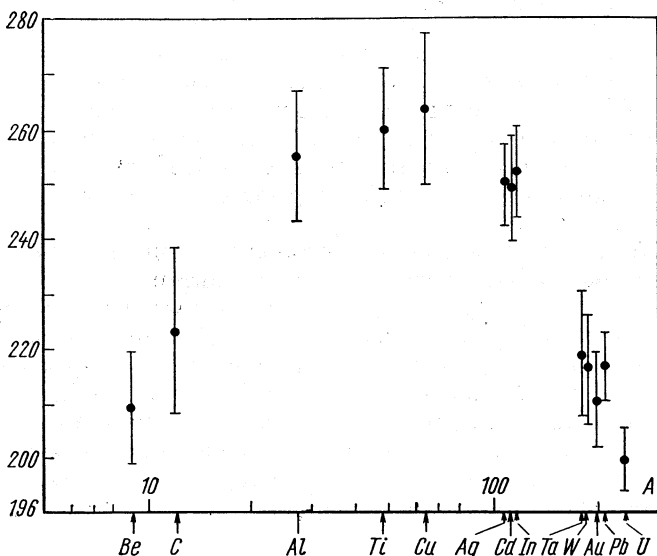
Изучение процессов $\gamma + A \rightarrow A + V$ позволяет получить информацию о полных сечениях VN -взаимодействия, $\sigma_t(VN)$, константах γV -взаимодействия, γ_V ; отношениях реальной части амплитуды упругого VN -рассеяния на нулевой угол к мнимой части этой же амплитуды, β_V , а также о величинах чисто дифракционного вклада в $d\sigma/dt (\gamma N \rightarrow NV)_{t=0}$, $|F_0(\gamma N \rightarrow NV)|^2$.

К настоящему времени выполнена обширная программа по измерению сечений фотообразования ρ -мезонов на ядрах [28, 30—36].

Процессы фотообразования ω - и ϕ -мезонов изучены менее подробно: для $\gamma + A \rightarrow A + \omega$ это обусловлено трудностью регистрации ω -мезона (основные распады: $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ или $\omega \rightarrow$

$\rightarrow \pi^0\gamma$), для $\gamma + A \rightarrow A + \varphi$ — малостью соответствующих сечений.

Тем не менее в последнее время получены данные относительно реакций $\gamma + A \rightarrow A + \omega$ для целой группы ядер [37, 38]: В работе [37] реакция $\gamma + A \rightarrow A + \omega$ изучалась при $k = 6,8$ Гэв, причем ω -мезоны регистрировались по распаду $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Как и в случае реакций $\gamma + A \rightarrow A + \rho$, наблюдался острый дифрак-



Р и с. 4.

ционный максимум в дифференциальном сечении при очень малых значениях квадрата передаваемого импульса.

На рис. 5 представлена A -зависимость величины $\eta(A) \equiv \frac{d\sigma/dt(\gamma A \rightarrow A\rho)}{d\sigma/dt(\gamma A \rightarrow A\omega)}_{t=0}$, полученная в работе [37]. Постоянство $\eta(A)$ свидетельствует о том, что A -зависимости сечений фотообразования ω - и ρ -мезонов в ядрах одинаковы, т. е. дифракционный механизм для $\gamma + A \rightarrow A + \omega$ является главным при $t \approx 0$, как и для процессов $\gamma + A \rightarrow A + \rho$.

На рис. 6 представлена A -зависимость величины $d\sigma/dt(\gamma A \rightarrow A\varphi)$ при $k = 8,3$ Гэв [4]. Из этого рисунка видно, что A -зависимость для $\gamma + A \rightarrow A + \varphi$ типична для дифракционного образования φ -мезонов.

Фотообразование V -мезонов на дейтроне. Для сечения когерентного фоторождения ρ -мезонов на дейтроне модель Глаубера позволяет получить [20]

$$R_d \equiv d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow d\rho)_{t=0}/d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} = 3,61.$$

В настоящее время в различных работах для R_d получены следующие значения:

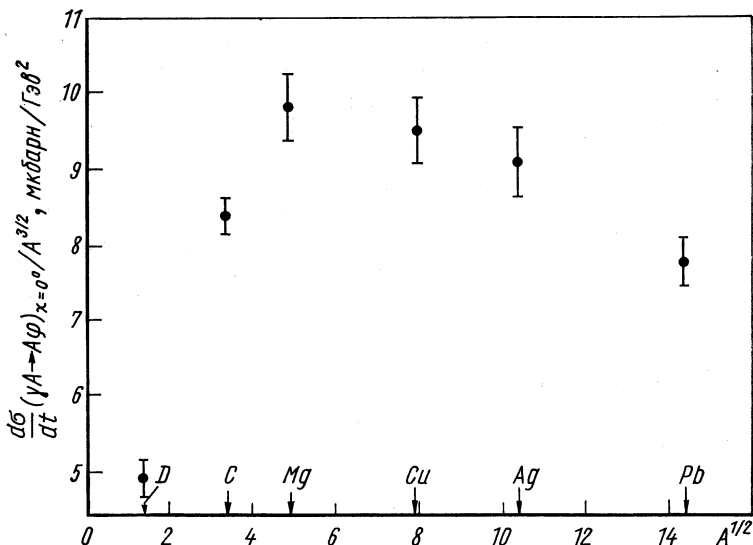
$$\begin{aligned}
 R_d &= 3,26 \pm 0,10; & k &= 4-9 \text{ Гэв} & [20]; \\
 R_d &= 3,30 \pm 0,94; & k &= 3,5-5,3 \text{ Гэв} & [39]; \\
 R_d &= 3,5 \pm 0,3; & k &= 9 \text{ Гэв} & [6].
 \end{aligned}$$

В работе [20] оценивается вклад состояний с изотопическим спином 1 в t -канале в амплитуду реакции $\gamma + N \rightarrow N + \rho$ (в рамках модели полюсов Редже подобный недифракционный механизм обусловлен, например, обменом полюсов Редже с квантовыми числами A_2 -мезона). Если амплитуду реакции $\gamma + N \rightarrow N + \rho$ представить в виде

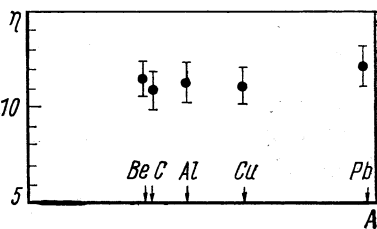
$$F(\gamma N \rightarrow N \rho) = (e \cdot U) (a_0 + a_1 \tau_3), \tag{1.10}$$

где $a_{0,1}$ — амплитуды, описывающие обмен в t -канале состояниями с изоспином 0 и 1, то полученное в работе [20] значение R_d позволяет найти:

$$\frac{\text{Re } a_0 a_1^*}{|a_0 + a_1|^2} = -0,02 \pm 0,02; \quad \frac{|a_1|}{|a_0 + a_1|} = 0,14 \pm 0,06.$$



Р и с. 6.



Р и с. 5.

Эти числа показывают, что обмен состояниями с изоспином 1 в t -канале вносит заметный вклад в амплитуды реакций $\gamma + N \rightarrow N + V$.

Из данных относительно $d\sigma/dt$ ($\gamma A \rightarrow AV$) разумные значения величин $\sigma_t(VN)$ и $\gamma_V^2/4\pi$ получаются только в том случае, если амплитуды процессов $V + N \rightarrow V + N$ имеют отличные от нуля реальные части [40]. Поскольку в модели векторной доминантности амплитуды процессов $\gamma + p \rightarrow p + V$ и $V + p \rightarrow V + p$ пропорциональны, то реальные части должны иметь и амплитуды процессов $\gamma + p \rightarrow p + V$.

Фазы амплитуд фотообразования векторных мезонов можно определить также в опытах по фотообразованию e^+e^- ($\mu^+\mu^-$)-пар на ядрах. Амплитуду процесса $\gamma + A \rightarrow A + e^+e^-$ можно представить суммой следующих слагаемых (в области $m_{\text{eff}}(e^+e^-) \approx m_{\rho, \omega}$):

$$F = F_\rho + F_\omega + F_{\text{ВН}} + F_x,$$

где $F_{\rho, \omega}$ — амплитуды дифракционного образования ρ - и ω -мезонов с последующим превращением их в лептонную пару (диаграммы рис. 6, а и б) [41]. Величина $F_{\text{ВН}}$ представляет собой обычную амплитуду Бете — Гайтлера (диаграммы рис. 6, в и г). Важным здесь является то обстоятельство, что $F_{\text{ВН}}$ является вещественной амплитудой. И наконец, F_x представляет собой амплитуду некогерентного образования V -мезонов (диаграмма рис. 6, д) описывает некоторые возможные механизмы такого типа).

Если e^+ и e^- регистрировать в симметричных условиях (одинаковые энергии и углы вылета относительно импульса начального γ -кванта), то в силу C -инвариантности исчезает интерференция амплитуд $F_\rho + F_\omega$ и $F_{\text{ВН}}$. Поэтому измерение симметричных пар позволяет определить относительную фазу амплитуд ω - и ρ -фотообразования. Выполнив затем измерения в несимметричных условиях, можно определить абсолютное значение фазы амплитуды F ($\gamma A \rightarrow A\rho$), если выделить вклад, обусловленный интерференцией амплитуд $F_{\text{ВН}}$ и $F_\rho + F_\omega$.

Полученные в настоящее время данные относительно $\varphi_{\omega\rho}$ довольно противоречивы: в работе [42] исследование фоторождения e^+e^- -пар на ядре Ве при $k = 5,1$ Гэв позволило получить $\varphi_{\omega\rho} = 41 \pm 20^\circ$, в то время как из опытов на углероду при $k = 4,1$ Гэв найдено [43] $\varphi_{\omega\rho} = 100^{+38}_{-30}$.

Сравнение между собой значений константы $\gamma_V^2/4\pi$, найденных в опытах на встречных e^+e^- -пучках и по фотообразованию e^+e^- -пар, также позволяет получить большое значение относительной фазы [44] $\varphi_{\omega\rho} = 100 \pm 35^\circ$.

Ниже покажем, что столь большое значение фазы противоречит предсказаниям кварковой модели. Фаза амплитуды F ($\gamma A \rightarrow$

$\rightarrow A\rho$) относительно действительной амплитуды F_{BH} измерена при $k = 4,1 - 6,1$ Гэв и при этом использован процесс $\gamma + \text{Be} \rightarrow \text{Be} + e^+e^-$ [45]: $\varphi_\rho = 90^\circ = 11,8 \pm 4,4^\circ$, т. е. амплитуда $F(\gamma A \rightarrow A\rho)$ имеет очень малую реальную часть — в полном соответствии с предсказаниями дифракционной модели.

Используя теорию многократного рассеяния [46], для относительной величины реальной части амплитуды фотообразования ρ -мезонов на нуклонах, отвечающей указанному выше значению φ_ρ , можно получить $\beta_\rho = -0,2 \pm 0,1$.

Подводя итоги обзору экспериментальной ситуации для процессов фотообразования нейтральных векторных мезонов на нуклонах и ядрах, можно заключить, что вся совокупность разнообразных экспериментальных данных свидетельствует о том, что для процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ и $\gamma + A \rightarrow A + V$, $V = \rho, \omega, \varphi$ дифракционный механизм является главным.

2. КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ

$\gamma + N \rightarrow N + V$

Дифракционная природа процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ позволяет распространить на них кварковую модель. Основное предположение кварковой модели для процессов взаимодействия адронов заключается в том, что амплитуду двухчастичного процесса взаимодействия адронов можно представить суммой амплитуд рассеяния кварков, из которых составлены взаимодействующие адроны — гипотеза об аддитивности. Диаграмма, иллюстрирующая это предположение для мезон-барионного рассеяния, представлена на рис. 7.

При самых произвольных кварковых амплитудах предложенный механизм позволяет получить [8]

$$(\pi^- p) - (\pi^+ p) = (K^- p) - (\bar{K}^0 p) + (K^0 p) - (K^+ p), \quad (2.1)$$

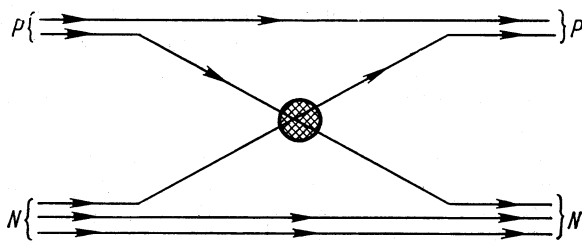
где (PN) — амплитуда упругого рассеяния псевдоскалярного мезона P -нуклоном. Найденное отсюда соотношение (2.1) между полными сечениями согласуется с имеющимися экспериментальными данными, начиная с 6 Гэв.

Липкин [47] предложил следующую параметризацию для кварковых амплитуд с целью уменьшить число независимых амплитуд:

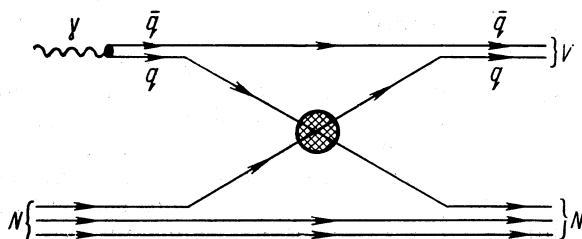
$$\left. \begin{aligned} (p'p') &= (n'p') = (\bar{p}'n') = P; \\ (\bar{p}'p') &= (n'n') &= P + A; \\ (\Lambda'p') &= (\bar{\Lambda}'p') &= P - S, \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

где $(q_i q_j)$ — амплитуда упругого рассеяния кварков; $q = p', n', \Lambda'$ — соответствующие кварки. Если справедлива теорема Померанчука (равенство полных сечений взаимодействия частицы и античастицы), то при больших энергиях $A, S \ll P$,

причем это неравенство усиливается с ростом энергии. Ввиду общей дифракционной природы процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ и $P + N \rightarrow P + N$ можно предположить, что при больших энергиях γ -кванта и малых передаваемых импульсах ($|t| < 1 \text{ Гэв}^2$) для реакций $\gamma + N \rightarrow N + V$ справедлив такой же кварковый



Р и с. 7.



Р и с. 8.

механизм, что и в случае рассеяния мезонов нуклонами (рис. 8). Будем предполагать в дальнейшем, что кварковые амплитуды, определяющие амплитуды процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$, совпадают с кварковыми амплитудами, определяющими амплитуды процессов $P + N \rightarrow P + N$. Это позволяет связать между собой амплитуды процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ и $P + N \rightarrow P + N$ [48, 49].

Необходимо, однако, отметить, что недифракционные механизмы процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ и $P + N \rightarrow P + N$ могут быть разными. Например, в модели полюсов Редже, в амплитуды процессов $P + N \rightarrow P + N$, наряду с вакуумным полюсом, дают вклады полюса Редже, обладающие только естественной пространственной четностью (ρ, A_2), но с положительной и отрицательной C -четностью. В амплитуды же процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ могут давать вклад полюса Редже, как с естественной A_2 , так и с неестественной пространственной четностью π , но только с положительной C -четностью. Поэтому в дальнейшем, говоря

о связи между амплитудами процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ и $V + N \rightarrow V + N$, будем иметь в виду только ту часть амплитуд F ($\gamma N \rightarrow NV$), которая обусловлена вкладом полюсов Редже с естественной четностью. Опыты с линейнополяризованными γ -квантами позволяют разделить вклады состояний с различной пространственной четностью в t -канале. Выше отмечалось, что для $\gamma + p \rightarrow p + \rho^0$ и $\gamma + p \rightarrow p + \varphi$ вклад амплитуд, отвечающих обмену состояниями с неестественной четностью, пренебрежимо мал; для процесса $\gamma + p \rightarrow p + \omega$ этот вклад быстро убывает с ростом энергии γ -кванта. Основной для процессов $\gamma + N \rightarrow N + V^0$ дифракционный механизм, отвечающий обмену вакуумным полюсом Редже, представляет собой обмен состоянием с естественной четностью.

Чтобы изучить следствия кварковой модели для процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$, необходимо выяснить кварковое «устройство» γ -кванта. Воспользуемся для этого моделью векторной доминантности, согласно которой взаимодействие γ -кванта с адронами осуществляется посредством определенной суперпозиции нейтральных векторных мезонов:

$$\gamma \rightarrow \frac{g_\rho}{\sqrt{2}} |\rho\rangle + \frac{g_\omega}{3\sqrt{2}} |\omega\rangle - \frac{g_\varphi}{3} |\varphi\rangle, \quad (2.3)$$

где g_V — константы γV -взаимодействия. Эти константы выбраны так, что на уровне точной $SU(3)$ -симметрии при стандартном значении угла смешивания в нонете векторных мезонов они равны между собой:

$$g_\rho = g_\omega = g_\varphi.$$

Используя теперь известную кварковую структуру векторных мезонов $\left(\rho = \frac{\bar{p}'p' - \bar{n}'n'}{\sqrt{2}}, \quad \omega = \frac{\bar{p}'p' + \bar{n}'n'}{\sqrt{2}}, \quad \varphi = \bar{\Lambda}'\Lambda'\right)$, получаем из (2.3)

$$\gamma \rightarrow \frac{1}{6}(3g_\rho + g_\omega)\bar{p}'p' + \frac{1}{6}(-3g_\rho + g_\omega)\bar{n}'n' - \frac{1}{3}g_\varphi\bar{\Lambda}'\Lambda', \quad (2.4)$$

что на уровне точной $SU(3)$ -симметрии принимает вид

$$\gamma \rightarrow \frac{2}{3}\bar{p}'p' - \frac{1}{3}\bar{n}'n' - \frac{1}{3}\bar{\Lambda}'\Lambda',$$

отражая тот факт, что электрические заряды p' -, n' -, Λ' -кварков равны $2/3$, $-1/3$, $-1/3$ соответственно.

Константы g_V следующим образом связаны со стандартными константами γV -взаимодействия:

$$g_\rho^2 = \alpha \frac{2\pi}{\gamma_\rho^2}; \quad g_\omega^2 = \alpha \frac{18\pi}{\gamma_\omega^2}; \quad g_\varphi^2 = \alpha \frac{9\pi}{\gamma_\varphi^2}.$$

Используя кварковую «структуру» γ -кванта, нетрудно получить следующие выражения для амплитуд процессов фотообразования нейтральных векторных мезонов на протонах и нейтронах:

$$\left. \begin{aligned} F(\gamma N \rightarrow N\rho) &= \frac{3}{2\sqrt{2}} g_\rho [(p'p') + (n'p') + (\bar{p}'p') + (\bar{p}'n')] \pm \\ &\pm \frac{g_\omega}{6\sqrt{2}} [(p'p') - (p'n') + (\bar{p}'p') - (\bar{p}'n')]; \\ F(\gamma N \rightarrow N\omega) &= \frac{g_\omega}{2\sqrt{2}} [(p'p') + (n'p') + (\bar{p}'p') + (\bar{p}'n')] \pm \\ &\pm \frac{g_\rho}{2\sqrt{2}} [(p'p') - (p'n') + (\bar{p}'p') - (\bar{p}'n')]; \\ F(\gamma p \rightarrow p\varphi) &= F(\gamma n \rightarrow n\varphi) = -g_\varphi [(\Lambda'p') + (\bar{\Lambda}p')], \end{aligned} \right\} (2.5)$$

где знаки « \pm » соответствуют фотообразованию на протоне и нейтроне.

Комбинации кварковых амплитуд в (2.5) нетрудно выразить в терминах амплитуд упругого мезон-нуклонного рассеяния:

$$\left. \begin{aligned} F(\gamma N \rightarrow N\rho) &= \frac{g_\omega}{2\sqrt{2}} [(\pi^-p) + (\pi^+p)] \pm \\ &\pm \frac{g_\omega}{6\sqrt{2}} [(K^-p) + (K^+p) - (\bar{K}^0p) - (K^0p)]; \\ F(\gamma N \rightarrow N\omega) &= \frac{g_\omega}{6\sqrt{2}} [(\pi^-p) + (\pi^+p)] \pm \\ &\pm \frac{g_\rho}{2\sqrt{2}} [(K^-p) + (K^+p) - (\bar{K}^0p) - (K^0p)]; \\ F(\gamma p \rightarrow p\varphi) &= F(\gamma n \rightarrow n\varphi) = \\ &= -\frac{g_\varphi}{6} [(K^+p) + (K^-p) + (K^0p) + (\bar{K}^0p) - (\pi^-p) - (\pi^+p)]. \end{aligned} \right\} (2.6)$$

Отметим, что в модели полюсов Редже комбинация амплитуд $[(K^+p) + (K^-p) - (K^0p) - (\bar{K}^0p)]$ определяется вкладом полюсов с положительной C -четностью и единичным изотопическим спином A_2 , комбинации же амплитуд $[(\pi^+p) + (\pi^-p)]$ и $[(K^+p) + (K^-p) + (K^0p) + (\bar{K}^0p)]$ определяются вкладом полюсов Редже с положительной C -четностью и нулевым изотопическим спином (P, P') .

Из (2.6) нетрудно получить следующие соотношения между амплитудами процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$:

$$F(\gamma p \rightarrow p\rho) + F(\gamma n \rightarrow n\rho) = 3 \frac{g_\rho}{g_\omega} [F(\gamma p \rightarrow p\omega) + F(\gamma n \rightarrow n\omega)];$$

$$F(\gamma p \rightarrow p\rho) - F(\gamma n \rightarrow n\rho) = \frac{1}{3} \frac{g_\omega}{g_\rho} [F(\gamma p \rightarrow p\omega) - F(\gamma n \rightarrow n\omega)]$$

и дифференциальными сечениями:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\varphi) = \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow n\varphi);$$

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\rho) - \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow n\rho) = \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\omega) - \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow n\omega).$$

Экспериментальная проверка соотношений между сечениями представляется интересной, поскольку они не зависят от констант γV -взаимодействия. А это означает, что эти соотношения можно получить без привлечения гипотезы векторной доминантности (в том смысле, что γ -квант может переходить не только в ρ , ω , φ , но и в произвольное число других нонетов векторных мезонов с большими массами, если такие мезоны существуют), основываясь только на аддитивности кварковых амплитуд и нейтральности γ -кванта (γ -квант представляет собой произвольную суперпозицию состояний pp ; $\bar{n}'n'$, $\bar{\Lambda}'\Lambda'$). Найденные соотношения справедливы не только для октетной гипотезы электромагнитного взаимодействия адронов, но и для произвольного смешивания октета и синглета.

В модели Липкина [47], дополненной $SU(3)$ -симметрией для констант g_V , вместо (2.5) имеем:

$$\left. \begin{aligned} F(\gamma p \rightarrow p\rho) &= \frac{g_\rho}{\sqrt{2}} \left(6P + \frac{5}{3} A \right); & F(\gamma n \rightarrow n\rho) &= \\ &= \frac{g_\rho}{\sqrt{2}} \left(6P + \frac{4}{3} A \right); \\ F(\gamma p \rightarrow p\omega) &= \frac{g_\rho}{3\sqrt{2}} (6P + 3A); & F(\gamma n \rightarrow n\omega) &= \frac{g_\rho}{3\sqrt{2}} 6P; \\ F(\gamma p \rightarrow p\varphi) &= F(\gamma n \rightarrow n\varphi) = -\frac{g_\rho}{3} (6P - 6S). \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

В терминах амплитуд PN -рассеяния (2.7) можно переписать:

$$\left. \begin{aligned} F(\gamma p \rightarrow p\rho) &= \frac{g_\rho}{3\sqrt{2}} [2(\pi^- p) + (\pi^+ p)]; \\ F(\gamma n \rightarrow n\rho) &= \frac{g_\rho}{3\sqrt{2}} [(\pi^- p) + 2(\pi^+ p)]; \\ F(\gamma p \rightarrow p\omega) &= \frac{g_\rho}{3\sqrt{2}} [2(\pi^- p) - (\pi^+ p)]; \\ F(\gamma n \rightarrow n\omega) &= \frac{g_\rho}{3\sqrt{2}} [2(\pi^+ p) - (\pi^- p)]; \\ F(\gamma p \rightarrow p\varphi) &= F(\gamma n \rightarrow n\varphi) = -\frac{g_\rho}{3} [(K^+ p) + (K^- p) - (\pi^- p)]. \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

Из этих формул видно, что обычно используемые в качестве следствий кварковой модели соотношения: $F(\gamma N \rightarrow N\rho) \approx \approx [(\pi^- p) + (\pi^+ p)]$, $F(\gamma N \rightarrow N\omega) \approx [(\pi^- p) + (\pi^+ p)]$ не являются точными. Особенно большая ошибка возникает при этом для процессов $\gamma + N \rightarrow N + \omega$.

Сравнивая относительный вклад различных кварковых амплитуд в $F(\gamma N \rightarrow NV)$ [16] и в амплитуды упругого рассеяния адронов, нетрудно заключить, что соотношения между вкладами различных кварковых амплитуд близки в следующих парах реакций:

$$\begin{aligned} \gamma + p &\rightarrow p + \rho^0 & \text{и} & \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^- + p; \\ \gamma + p &\rightarrow p + \omega & \text{и} & \quad \bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + p; \\ \gamma + p &\rightarrow p + \varphi & \text{и} & \quad K^+ + p \rightarrow K^+ + p; \\ \gamma + n &\rightarrow n + \rho^0 & \text{и} & \quad \pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p; \\ \gamma + n &\rightarrow n + \omega & \text{и} & \quad p + p \rightarrow p + p. \end{aligned} \tag{2.9}$$

Это соответствие позволяет заключить, что зависимости от t дифференциальных сечений соответствующих пар реакций должны быть сходными. В частности, параметры b , характеризующие t -зависимость сечений для пар реакций, должны совпадать. Эксперимент подтверждает это предсказание.

Используя далее оптическую теорему, получаем с помощью (2.6) следующие выражения для дифференциальных сечений процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$, справедливые при $t = 0$:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow N\rho) &= \frac{\alpha}{256\pi} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi}\right)^{-1} \left[\sigma_t(\pi^- p) + \sigma_t(\pi^+ p) \pm \right. \\ &\left. \pm \frac{g_\omega}{2g_\rho} (\sigma_t(K^+ p) + \sigma_t(K^- p) - \sigma_t(K^0 p) - \sigma_t(\bar{K}^0 p)) \right]^2 (1 + \beta_{\rho N}^2); \\ \frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow N\omega) &= \frac{\alpha}{256\pi} \left(\frac{\gamma_\omega^2}{4\pi}\right)^{-1} \left[\sigma_t(\pi^- p) + \sigma_t(\pi^+ p) \pm \right. \\ &\left. \pm 3 \frac{g_\rho}{g_\omega} (\sigma_t(K^+ p) + \sigma_t(K^- p) - \sigma_t(K^0 p) - \sigma_t(\bar{K}^0 p)) \right]^2 (1 + \beta_{\omega N}^2); \\ \frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow N\varphi) &= \frac{\alpha}{256\pi} \left(\frac{\gamma_\varphi^2}{4\pi}\right)^{-1} \left[\sigma_t(K^- p) + \sigma_t(K^+ p) + \right. \\ &\left. + \sigma_t(K^0 p) + \sigma_t(\bar{K}^0 p) - \sigma_t(\pi^- p) - \sigma_t(\pi^+ p) \right]^2 (1 + \beta_{\varphi N}^2), \end{aligned} \right\} \tag{2.10}$$

где $\beta_{VN} = \text{Re } F(\gamma N \rightarrow NV) / \text{Im } F(\gamma N \rightarrow NV)_{t=0}$. Поскольку $\beta_{VN}^2 \ll 1$, в дальнейшем при сравнении сечений вкладом β_{VN}^2 будем пренебрегать.

Воспользовавшись неравенством

$$\sigma_t(K^+ p) + \sigma_t(K^- p) - \sigma_t(K^0 p) - \sigma_t(\bar{K}^0 p) > 0,$$

выполняющимся во всей исследованной к настоящему времени области импульсов ($p > 4 \text{ Гэв}$), получим с помощью (2.10)

следующие неравенства:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} &> \frac{d\sigma}{dt} (\gamma n \rightarrow n\rho)_{t=0}; \\ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} &> \frac{d\sigma}{dt} (\gamma n \rightarrow n\omega)_{t=0}; \\ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} / \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} &< \frac{\gamma_\omega^2}{\gamma_\rho^2}; \\ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma n \rightarrow n\rho)_{t=0} / \frac{d\sigma}{dt} (\gamma n \rightarrow n\omega)_{t=0} &> \frac{\gamma_\omega^2}{\gamma_\rho^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

Если справедлива теорема Померанчука, то в асимптотической области (2.11) обращаются в равенства, в противном случае они остаются в силе вплоть до сколь угодно больших энергий.

В настоящее время экспериментальной проверке поддается только третья из неравенств (2.11). В опытах на встречных пучках найдено [50], что $\gamma_\omega^2/\gamma_\rho^2 = 7,04 \pm 1,55$ с учетом ширины V -мезонов; $\gamma_\omega^2/\gamma_\rho^2 = 7,53 \pm 1,69$ без учета ширин V -мезонов. Чтобы вычислить левую часть соответствующего неравенства, используем данные опытов с линейнополяризованными γ -квантами [11, 25]:

$$\begin{aligned} k &= 2,8 \text{ Гэв} \quad k = 4,7 \text{ Гэв} \\ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} / \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} &= \\ &= \begin{cases} 11,0 \pm 3,6 & 6,70 \pm 1,75, \text{ I вариант;} \\ 7,1 \pm 2,4 & 5,30 \pm 1,36, \text{ II вариант,} \end{cases} \end{aligned}$$

где вариант I отвечает сечению образования системы $(\pi^+\pi^-)$ в p -состоянии с массой ρ -мезона при условии сохранения спиральностей в s -канале; вариант II отвечает сечению образования ρ -мезона, вычисленного с помощью так называемой интерференционной модели [51]. При $k = 4,7 \text{ Гэв}$ оба варианта согласуются с предсказаниями кварковой модели.

Для сечений фотообразования ω - и ρ -мезонов на нуклонах при $t = 0$, найденных из анализа данных по образованию ω - и ρ -мезонов на ядрах, имеем:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(0)}}{dt} (\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} / \frac{d\sigma^{(0)}}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} &= \frac{118 \pm 6}{14,9} = \\ &= 7,9 \pm 0,4, \quad k = 5,5 \text{ Гэв} \text{ [28, 38];} \end{aligned}$$

$$\frac{d\sigma^{(0)}}{dt} (\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} / \frac{d\sigma^{(0)}}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} = \frac{110 \pm 8}{11,4 \pm 1,9} = 9,65 \pm 1,76.$$

В последней строчке сечение процесса $\gamma + p \rightarrow p + \omega$ взято при $k = 6,8 \text{ Гэв}$ [37], а сечение процесса $\gamma + p \rightarrow p + \rho$ — при $k = 8 \text{ Гэв}$ [5] [индекс «0» в сечениях обозначает вклад только дифракционного механизма]. Для этих сечений скорее всего

должно выполняться равенство

$$\frac{d\sigma^{(0)}}{dt}(\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} / \frac{d\sigma^{(0)}}{dt}(\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} = \frac{\gamma_0^2}{\gamma_\rho^2},$$

поскольку вклад состояний с изоспином единица в t -канале подавлен в реакциях $\gamma + A \rightarrow A + V$.

Необходимо отметить, однако, что в общем случае константы γV -взаимодействия, найденные в опытах на встречных e^+e^- -пучках, не должны совпадать с константами, определяющими в кварковой модели амплитуды процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$, поскольку в первом случае γ -квант расположен вне массовой поверхности, а во втором — масса фотона равна нулю.

Соотношения (2.10) позволяют предсказать энергетическую зависимость дифференциальных сечений процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ при $t = 0$. Воспользуемся для этого результатами работы [52], в которой энергетическая зависимость полных сечений $\sigma_t(PN)$ аппроксимировалась формулой

$$\sigma_t(PN) = \sigma_\infty + \frac{c}{p},$$

где p — импульс налетающего мезона в лабораторной системе отсчета, $\Gamma\varepsilon\varepsilon$.

Подставляя полученные в работе [52] значения σ_∞ и c в (2.10) и используя значения констант γV -взаимодействия из работы [50], получаем (мкбарн/ $\Gamma\varepsilon\varepsilon^2$):

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} &= (102 \pm 10) \left(1 + \frac{1,13 \pm 0,05}{k}\right)^2; \\ \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} &= (15 \pm 3) \left(1 + \frac{1,88 \pm 0,30}{k}\right)^2; \\ \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\varphi)_{t=0} &= (6,56 \pm 0,54) \left(1 - \frac{0,55 \pm 0,14}{k}\right)^2; \\ \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow n\rho)_{t=0} &= (101 \pm 10) \left(1 + \frac{0,85 \pm 0,05}{k}\right)^2; \\ \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow n\omega)_{t=0} &= (14 \pm 2,8) \left(1 + \frac{0,05 \pm 0,31}{k}\right)^2. \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

Неопределенность в асимптотических значениях $d\sigma/dt(\gamma N \rightarrow N\bar{V})_{t=0}$ определяется главным образом погрешностью в константах γV -взаимодействия.

Из формул (2.12) можно заключить:

1) сечения процессов $\gamma + N \rightarrow N + \rho$ и $\gamma + N \rightarrow N + \omega$ приближаются к своим асимптотическим значениям сверху, в то время как дифференциальные сечения процессов $\gamma + N \rightarrow N + \varphi$ должны возрастать с ростом энергии, достигая своего асимптотического значения снизу;

2) из всех процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ наиболее сильно зависит от энергии сечение процесса $\gamma + p \rightarrow p + \omega$, в то время как дифференциальное сечение процесса $\gamma + n \rightarrow n + \omega$ почти не зависит от энергии.

Экспериментальная проверка предсказаний кварковой модели для энергетической зависимости дифференциальных сечений процессов $\gamma + p \rightarrow p + \phi$ и $\gamma + n \rightarrow n + \omega$ представляется очень интересной. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные относительно реакции $\gamma + p \rightarrow p + \rho^0$ согласуются не только с предсказываемой согласно (2.12) энергетической зависимостью $d\sigma/dt (\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0}$ [9, 10], но и с ее предсказываемыми абсолютными значениями $\left[\text{табл. 1} \left(\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0}, \text{ мкбарн}/\text{Гэв}^2 \right) \right]$.

Значения $\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0}$, обозначенные экстр. I и экстр. II, соответствуют разным способам экстраполяции в работе [10] к $t = 0$.

Для дифференциальных сечений реакции $\gamma + p \rightarrow p + \phi$ кварковая модель предсказывает несколько большие значения по сравнению с наблюдаемыми экспериментально. Больше того, измененные на опыте сечения убывают с ростом энергии [10]. Необходимо отметить, однако, что для $\gamma + p \rightarrow p + \phi$ данные довольно противоречивы: измерения в Корнэле, например, показывают [4], что дифференциальное сечение возрастает с ростом энергии γ -кванта в интервале 6,25—9,25 Гэв. Среднее значение сечения в этом интервале близко к 5 мкбарн/Гэв², что в пределах погрешности совпадает с предсказаниями кварковой модели.

Предсказываемые согласно (2.12) сечения образования ω -мезонов больше измеренных в опытах с поляризованными γ -квантами [11]. При больших энергиях вклад недифракционных механизмов быстро вымирает, поэтому предсказания кварковой модели можно сравнивать с дифференциальными сечениями фотообразования ω -мезонов неполяризованными γ -квантами:

	Теория	Эксперимент
$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} =$	$27,6 \pm 7,9$	$(15 \pm 5); k = 5,25 \text{ Гэв}$ [12]
	$21,6 \pm 5,5$	$(25 \pm 10); k = 9,5 \text{ Гэв}$ [13].

Из этих чисел видно, что с ростом энергии γ -кванта согласие предсказаний кварковой модели с экспериментом улучшается. Необходимо отметить, однако, что достигнутая в настоящее время точность измерения сечений $d\sigma/dt (\gamma p \rightarrow p\omega)$ и константы $\gamma_{\omega}^2/4\pi$ явно недостаточна для эффективной проверки справедливости кварковой модели.

В модели Липкина для кварковых амплитуд (11) энергетическая зависимость дифференциальных сечений описывается фор-

$k, G\text{эв}$	5,5	6,0	6,5	11,5	+2,25	13,0
Теория	$148 \pm 17,0$	$144 \pm 16,4$	$141 \pm 16,0$	$123 \pm 13,3$	$121,5 \pm 13,1$	$120,5 \pm 12,8$
Экстр. I	$166,9 \pm 21$	$151,9 \pm 15,2$	$137,6 \pm 13,8$	$113,4 \pm 6,7$	$111,4 \pm 6,7$	$108,7 \pm 6,5$
Экстр. II	135,8	133,3	131,0	113,4	111,6	110,1

мулами ($m\bar{k}b\text{арн}/G\text{эв}^2$):

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} &= (103 \pm 10) \left(1 + \frac{1,02}{k}\right)^2; \\ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} &= (17,1 \pm 3,4) \left(1 + \frac{1,32}{k}\right)^2; \\ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\phi)_{t=0} &= (6,15 \pm 0,50) \left(1 - \frac{0,19 \pm 0,14}{k}\right)^2; \\ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma n \rightarrow n\rho)_{t=0} &= (99,5 \pm 10) \left(1 + \frac{0,94}{k}\right)^2; \\ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma n \rightarrow n\omega)_{t=0} &= (12,1 \pm 2,4) \left(1 + \frac{0,60}{k}\right)^2. \end{aligned} \right\} \quad (2.13)$$

Здесь снова использованы данные из работы [52]. Сравнивая (2.12) и (2.13), можно заключить, что для образования ρ -мезонов предсказания не изменяются, если использовать модель Липкина. Для образования ϕ -мезонов модель Липкина предсказывает почти не зависящее от энергии сечение при $t = 0$. Для асимптотических сечений процессов $\gamma + p \rightarrow p + \omega$ и $\gamma + n \rightarrow n + \omega$ предсказывается большое различие ($\approx 30\%$), в то время как энергетическое поведение сечений этих процессов сходно и близко к энергетической зависимости сечений процессов $\gamma + N \rightarrow N + \rho$.

Отметим, однако, что, несмотря на эти заметные различия в предсказаниях рассмотренных выше вариантов кварковой модели для процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$, при достигнутой в настоящее время точности измерений сечений процессов фотообразования нейтральных векторных мезонов нельзя отдать предпочтение одному из вариантов.

Поскольку при когерентном фотообразовании V -мезонов на ядрах механизмы, отвечающие обмену в t -канале состояниями с изотопическим спином 1, подавлены, имеет смысл оценить величину вклада в $d\sigma/dt$ ($\gamma N \rightarrow NV$) $_{t=0}$ только тех механизмов, которые отвечают обмену в t -канале состояниями с изоспином 0. Именно эта часть сечения должна определять когерентное фотообразова-

Таблица 1

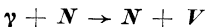
13,75	14,5	15,25	16,0	16,9	-17,8
119,5±12,8	118,5±12,6	118±12,5	117,5±12,4	116±12,3	115±12,2
109,5±3,5	101,2±5,5	106,6±6,4	103,3±6,2	105,3±6,3	100,5±5,0
108,8	107,6	106,7	105,9	105,3	104,6

ние V -мезонов на ядрах. Отметим, что для процессов $\gamma + N \rightarrow N + \phi$ кварковая модель разрешает обмен только состояниями с нулевым изоспином, поэтому полученные выше формулы для $d\sigma/dt$ ($\gamma N \rightarrow N\phi$) справедливы также и для когерентной части. Для процессов $\gamma + N \rightarrow N + \rho$, $\gamma + N \rightarrow N + \omega$ имеем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma^{(0)}}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} = \frac{d\sigma^{(0)}}{dt} (\gamma n \rightarrow n\omega)_{t=0} &= (14,1 \pm 2,8) \left(1 + \frac{0,98}{k}\right)^2; \\ \frac{d\sigma^{(0)}}{dt} (\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} = \frac{d\sigma^{(0)}}{dt} (\gamma n \rightarrow n\rho)_{t=0} &= (99 \pm 10) \left(1 + \frac{0,98}{k}\right)^2, \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

т. е. когерентные сечения ω - и ρ -фотообразования имеют одинаковую энергетическую зависимость. Сравнивая (2.12) и (2.14), видим, что асимптотические значения сечений меняются очень мало (если справедлива теорема Померанчука, то сечения вообще не меняются). Так же мало менялась энергетическая зависимость сечений процессов $\gamma + N \rightarrow N + \rho$. Зато очень сильно изменилась энергетическая зависимость сечений процессов $\gamma + N \rightarrow N + \omega$. Последнее обстоятельство требует соблюдать осторожность в использовании данных относительно реакций $\gamma + N \rightarrow N + \omega$ при расчетах сечений фотообразования ω -мезонов на ядрах.

3. РЕАЛЬНЫЕ ЧАСТИ АМПЛИТУД ПРОЦЕССОВ



Формулы (2.6) позволяют вычислить величины реальных частей амплитуд F ($\gamma N \rightarrow NV$), если известны реальные части амплитуд PN -рассеяния. Воспользуемся для этого предсказаниями модели полюсов Редже для процессов упругого мезон-нуклонного рассеяния.

В наиболее распространенном варианте модели полюсов Редже [53] для описания упругого мезон-нуклонного рассеяния учитывается вклад вакуумного полюса, являющегося унитарным

синглетом, и вклад двух нонетов траекторий, отвечающих векторным и тензорным мезонам. Предполагается, что стандартный угол смешивания изотопических синглетов в нонетах векторных и тензорных мезонов не зависит от передаваемого импульса.

В такой модели амплитуды упругого мезон-нуклонного рассеяния при $t = 0$ описываются следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} (\pi^- p) &= P'_\pi + P'_\pi + \frac{1}{3} \rho_\pi; \\ (K^- p) &= P_K + \frac{1}{2} P'_K + \frac{1}{6} A_K + \frac{1}{2} \omega_K + \frac{1}{6} \rho_K. \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

Численные коэффициенты здесь выбраны таким образом, чтобы вычеты в полюсах были равны между собой в пределе различных симметричных моделей, таких, как $SU(3)$, кварковая модель, универсальность и т. д. Величины P, P', ρ, ω, A в (3.1) обозначают амплитуды, описывающие вклад вакуумного полюса, а также полюсов Редже, которые отвечают мезонам $f(1250), \rho(760), \omega(783), A_2(1320)$ соответственно. Эти амплитуды имеют вид [53]:

$$P_K = \frac{1}{\sqrt{s}} \gamma_{P\bar{K}K} \gamma_{P\bar{N}N} \left(i - \text{ctg} \frac{\pi}{2} \alpha_P \right) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\alpha_P};$$

$$\omega_K = \frac{1}{\sqrt{s}} \gamma_{\omega\bar{K}K} \gamma_{\omega\bar{N}N} \left(i + \text{tg} \frac{\pi}{2} \alpha_\omega \right) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\alpha_\omega}$$

в случае обмена тензорным или векторным полюсом Редже. Здесь $\gamma_{R\bar{A}A}$ — константа взаимодействия R -полюса Редже с адроном A ; s — квадрат полной энергии в с. ц. и. $E_0 = s_0/2M_N$; $s_0 = 1 \text{ Гэв}^2$; α_R — траектория полюса.

В настоящее время в связи с полученными в Серпухове (СССР) результатами относительно полных сечений предложено много усложненных параметризаций амплитуд упругого рассеяния мезонов нуклонами [54], учитывающих, в частности, наряду с вкладом полюсов, также и вклад разрезов. Важно только то, что предсказания всех этих моделей очень близки в области интересующих нас энергий (4–20 Гэв).

Подставляя (3.1) и (2.6), находим для амплитуд процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ следующие выражения в терминах редже-амплитуд:

$$\left. \begin{aligned} F(\gamma N \rightarrow N\rho) &= \frac{g_\rho}{\sqrt{2}} \left(P_\pi + P'_\pi \pm \frac{1}{9} \cdot \frac{g_\omega}{g_\rho} A_K \right); \\ F(\gamma N \rightarrow N\omega) &= \frac{g_\omega}{3\sqrt{2}} \left(P_\pi + P'_\pi \pm \frac{g_\rho}{g_\omega} A_K \right); \\ F(\gamma N \rightarrow N\varphi) &= -\frac{g_\varphi}{3} (2P_K - P_\pi + P'_K - P'_\pi). \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

Предсказываемые согласно (3.2) значения для β_{VN} , вычисленные с привлечением параметров из [53], приведены в табл. 2.

Таблица 2

$k, \text{Гэв}$	6	8	10	12	14	16	18	20
$-\beta_{\rho\rho}$	0,39	0,35	0,32	0,30	0,29	0,27	0,26	0,25
$-\beta_{\omega\rho}$	0,58	0,53	0,49	0,46	0,43	0,41	0,39	0,38
$-\beta_{\omega n}$	0,31	0,28	0,26	0,25	0,23	0,22	0,21	0,20
$-\beta_{\omega p}$	-0,01	0,00	0,02	0,03	0,03	0,04	0,04	0,04
$\beta_{\varphi\rho, \text{max}}$	0,24	0,21	0,19	0,17	0,16	0,15	0,14	0,13
$\varphi_{\rho\rho} - 90^\circ$	21°	19°	18°	17°	16°	15°	$14,5^\circ$	14°
$\varphi_{\omega\rho} - 90^\circ$	30°	28°	26°	25°	23°	22°	21°	21°
$\varphi_{\rho n} - 90^\circ$	17°	$15,5^\circ$	$14,5^\circ$	14°	13°	$12,5^\circ$	12°	$11,5^\circ$
$\varphi_{\omega n} - 90^\circ$	-5°	0°	5°	$5,7^\circ$	$5,8^\circ$	$5,9^\circ$	$5,9^\circ$	$5,9^\circ$

Здесь же выписаны значения фаз амплитуд $F(\gamma N \rightarrow NV)$, отвечающие этим величинам β_{VN} .

Поскольку $P'_K \approx P'_\pi$, реальная часть амплитуды $F(\gamma\rho \rightarrow \rho\varphi)$ равна нулю в пределах погрешности в значениях используемых параметров:

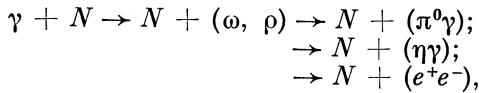
$$\beta_{\pi\rho} = \frac{(0,26 \pm 0,32)(E/E_0)^{\alpha_{P'}}}{1,38(E/E_0) - (0,26 \pm 0,32)(E/E_0)^{\alpha_{P'}}}$$

В табл. 2 приведены максимально возможные значения $\beta_{\varphi\rho}$, предсказываемые этой формулой. Интересно отметить, что кварковая модель, объединенная с моделью полюсов Редже для амплитуд упругого мезон-нуклонного рассеяния, предсказывает положительные значения $\beta_{\varphi\rho}$, что противоречит результатам анализа процессов $\gamma + A \rightarrow A + \varphi$ в работе [40].

Проделанные выше вычисления позволяют заключить: 1) $|\beta_{\omega\rho}| \geq |\beta_{\rho\rho}|$; 2) реальная часть амплитуды процесса $\gamma + n \rightarrow n + \omega$ близка к нулю — в согласии с предсказываемой по формуле (2.12) энергетической зависимостью $d\sigma/dt(\gamma n \rightarrow n\omega)_{t=0}$; 3) предсказываемые значения фаз амплитуд $F(\gamma\rho \rightarrow \rho\rho)$ и $F(\gamma\rho \rightarrow \rho\omega)$ согласуются с полученными в работах [42, 45] экспериментальными данными.

Эти результаты кварковой модели можно использовать при вычислении различных интерференционных эффектов, которые

можно наблюдать в реакциях:



поскольку известна относительная фаза амплитуд $F(\gamma\rho \rightarrow p\omega)$ и $F(\gamma\rho \rightarrow p\rho)$.

Рассматриваемая модель позволяет также вычислить относительную величину амплитуд, отвечающих обмену в t -канале состояниями с изоспином единица. Результаты расчетов приведены в табл. 3.

Таблица 3

$k, \text{Гэв}$	6	8	10	12	14	16	18	20
$\frac{ a_1 }{ a_0+a_1 }, \gamma+N \rightarrow N+\rho$	0,05	0,05	0,04	0,04	0,04	0,03	0,03	0,03
$\frac{\text{Re}a_0a_1^*}{ a_0+a_1 ^2}, \gamma+N \rightarrow N+\rho$	0,04	0,03	0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02
$\frac{ a_1 }{ a_0+a_1 }, \gamma+N \rightarrow N+\omega$	0,30	0,27	0,25	0,23	0,22	0,21	0,20	0,19
$\frac{\text{Re}a_0a_1^*}{ a_0+a_1 ^2}, \gamma+N \rightarrow N+\omega$	0,17	0,16	0,15	0,14	0,13	0,12	0,12	0,11

Для реакции $\gamma + N \rightarrow N + \rho$ предсказываемые значения для $\text{Re} a_0 a_1^* / |a_0 + a_1|^2$ согласуются с полученной в работе [19] оценкой, в то время как для $|a_1| / |a_0 + a_1|$ кварковая модель предсказывает очень малые значения — в противоречии с результатами [21].

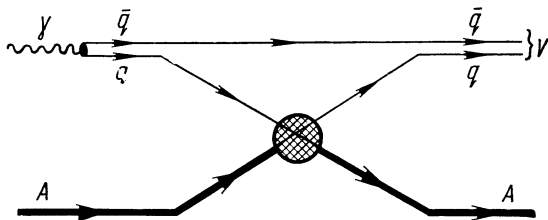
Как и следовало ожидать, эффекты некогерентных механизмов велики для реакций фотообразования ω -мезонов на нуклонах.

Модель полюсов Редже применима к процессам $\gamma + N \rightarrow N + V$ и непосредственно [55], без обращения к кварковой модели, связывающей амплитуды процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ и $P + N \rightarrow P + N$. Используя достаточное число параметров, а также учитывая наряду с полюсами разрезы в комплексной плоскости углового момента, можно удовлетворительно описать

процессы $\gamma + N \rightarrow N + V$ в интервале переданных импульсов $|t| < 1 \text{ Гэв}^2$. При этом несколько снижается предсказательная сила такой модели.

4. КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ ФОТООБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

В настоящее время для анализа процессов $\gamma + A \rightarrow A + V$ обычно используется оптическая модель. Найденные при этом значения $\sigma_t(VN)$ и β_{VN} сильно зависят от деталей используемой в расчетах ядерной модели. Это обстоятельство затрудняет также



Р и с. 9.

проверку гипотезы векторной доминантности: в зависимости от используемой ядерной модели величина $\gamma_p^2/4\pi$ изменяется в интервале от 0,5 до 1,0.

В этом разделе в рамках кварковой модели найдены соотношения между дифференциальными сечениями фотообразования V^0 -мезонов при $t=0$ и полными сечениями взаимодействия π - и K -мезонов с ядрами [56].

Эти соотношения не зависят от специфики различных возможных ядерных моделей.

Предположим, что при больших энергиях γ -кванта и малых передаваемых импульсах для процессов $\gamma + A \rightarrow A + V$ основным механизмом является рассеяние кварков, из которых составлен γ -квант, на ядре как целом (рис. 9). Согласно идеологии кварковой модели, подобный механизм имеет место и для упругого рассеяния мезонов ядрами, причем кварковые амплитуды, определяющие упругое рассеяние мезонов с ядрами, совпадают с кварковыми амплитудами, характеризующими амплитуды процессов $\gamma + A \rightarrow A + V$.

Вследствие этого между сечениями процессов $\gamma + A \rightarrow A + V$, с одной стороны, и сечениями взаимодействия адронов с ядрами — с другой, удастся получить соотношения, не зависящие от ядерных эффектов.

Используя кварковое «устройство» γ -кванта, для амплитуд процессов $\gamma + A \rightarrow A + V$ можно получить следующие выраже-

ния, справедливые в рамках предложенного механизма:

$$\left. \begin{aligned} F(\gamma A \rightarrow A \rho) &= \frac{g_\rho}{2\sqrt{2}} [(\pi^+ A) + (\pi^- A)] + \\ &+ \frac{g_\omega}{6\sqrt{2}} [(K^+ A) + (K^- A) - (K^0 A) - (\bar{K}^0 A)]; \\ F(\gamma A \rightarrow A \omega) &= \frac{g_\omega}{6\sqrt{2}} [(\pi^+ A) + (\pi^- A)] + \\ &+ \frac{g_\rho}{2\sqrt{2}} [(K^+ A) + (K^- A) - (K^0 A) - (\bar{K}^0 A)]; \\ F(\gamma A \rightarrow A \varphi) &= -\frac{g_\varphi}{6} [(K^+ A) + (K^- A) + \\ &+ (K^0 A) + (\bar{K}^0 A) - (\pi^- A) - (\pi^+ A)]. \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

Для ядер, содержащих одинаковое число протонов и нейтронов, зарядовая симметрия позволяет упростить формулы:

$$\left. \begin{aligned} F(\gamma A \rightarrow A \rho) &= \frac{g_\rho}{\sqrt{2}} (\pi A); \\ F(\gamma A \rightarrow A \omega) &= \frac{g_\omega}{3\sqrt{2}} (\pi A); \\ F(\gamma A \rightarrow A \varphi) &= -\frac{g_\varphi}{3} [(KA) + (\bar{K}A) - (\pi A)]. \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

Как видно из (4.2), относительная фаза амплитуд $F(\gamma A \rightarrow A \omega)$ и $F(\gamma A \rightarrow A \rho)$ для таких ядер в точности равна нулю независимо от ядерных моделей. Поэтому такие ядра интересны для изучения интерференционных явлений при фотообразовании $(\pi^0 \gamma)$ -, $(\eta \gamma)$ -, $(e^+ e^-)$ -систем, являющихся продуктами распада образованных первоначально ρ - и ω -мезонов, поскольку все определяется в этом случае соответствующими константами взаимодействия векторных мезонов. Например, спектр масс $P\gamma$ -системы должен иметь вид

$$\begin{aligned} &\frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow A + P\gamma)}{dm(P\gamma)} \approx \\ &\approx g_\rho^2 g^2 (\rho P\gamma) \left| \frac{1}{m^2 - m_\rho^2 - im_\rho \Gamma_\rho} + \frac{g_\omega g(\omega P\gamma)}{3g_\rho g(\rho P\gamma)} \cdot \frac{1}{m^2 - m_\omega^2 - i\Gamma_\omega m_\omega} \right|^2. \end{aligned}$$

Поскольку на уровне $SU(6)$ -симметрии выполняются соотношения:

$$\frac{g_\omega g(\omega \pi \gamma)}{3g_\rho g(\rho \pi \gamma)} = 1; \quad \frac{g_\omega g(\omega \eta \gamma)}{3g_\rho g(\rho \eta \gamma)} = \frac{1}{9},$$

то особенный интерес представляет реакция $\gamma + A \rightarrow A + (\pi^0 \gamma)$ из-за большой чувствительности к величине константы $\rho\pi\gamma$ -взаимодействия, плохо известной в настоящее время.

Большая относительная фаза амплитуд фотообразования ρ - и ω -мезонов на углероде, обнаруженная в работе [43], противоре-

чит (4.2). Необходимы дополнительные эксперименты для окончательного решения этого вопроса.

Используя оптическую теорему, с помощью (4.1) получим следующие выражения для дифференциальных сечений процессов $\gamma + A \rightarrow A + V$ при $t=0$:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow A\rho)_{t=0} &= \frac{\alpha}{256\pi} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} \left[\sigma_t(\pi^+ A) + \sigma_t(\pi^- A) + \right. \\ &+ \left. \frac{g_\omega}{3g_\rho} (\sigma_t(K^+ A) + \sigma_t(K^- A) - \sigma_t(K^0 A) - \sigma_t(\bar{K}^0 A)) \right]^2 (1 + \beta_\rho^2); \\ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow A\omega)_{t=0} &= \frac{\alpha}{256\pi} \left(\frac{\gamma_\omega^2}{4\pi} \right)^{-1} \left[\sigma_t(\pi^+ A) + \sigma_t(\pi^- A) + \right. \\ &+ \left. 3 \frac{g_\nu}{g_\omega} (\sigma_t(K^+ A) + \sigma_t(K^- A) - \sigma_t(K^0 A) - \sigma_t(\bar{K}^0 A)) \right]^2 (1 + \beta_\omega^2); \\ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow A\varphi)_{t=0} &= \frac{\alpha}{256\pi} \left(\frac{\gamma_\varphi^2}{4\pi} \right)^{-1} [\sigma_t(\pi^+ A) + \sigma_t(\pi^- A) - \\ &- \sigma_t(K^+ A) - \sigma_t(K^- A) - \sigma_t(K^0 A) - \sigma_t(\bar{K}^0 A)]^2 (1 + \beta_\varphi^2), \\ &\text{где } \beta_V = \text{Re } F(\gamma A \rightarrow AV) / \text{Im } F(\gamma A \rightarrow AV)_{t=0}. \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

Соотношения (4.3) очень удобны для проверки справедливости модели векторной доминантности применительно к процессам фотообразования V -мезонов на ядрах. К сожалению, в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные относительно полных сечений взаимодействия π - и K -мезонов с ядрами при больших энергиях.

Для сечений образования V -мезонов на ядрах, содержащих одинаковое число протонов и нейтронов, вместо (4.3) можно получить:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow A\rho)_{t=0} &= \frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow A\omega)_{t=0} \frac{\gamma_\omega^2 (1 + \beta_\rho^2)}{\gamma_\rho^2 (1 + \beta_\omega^2)} = \\ &= \frac{\alpha}{64\pi} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} \sigma_t^2(\pi A) (1 + \beta_\rho^2); \\ \frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow A\varphi)_{t=0} &= \\ &= \frac{\alpha}{64\pi} \left(\frac{\gamma_\varphi^2}{4\pi} \right)^{-1} [\sigma_t(KA) + \sigma_t(\bar{K}A) - \sigma_t(\pi A)]^2 (1 + \beta_\varphi^2). \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

Если пренебречь вкладом реальных частей и малым вкладом некогерентных механизмов, то кварковая модель предсказывает:

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow A\rho)_{t=0} / \frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow A\omega)_{t=0} = \frac{\gamma_\omega^2}{\gamma_\rho^2} = 7,04 \pm 1,55,$$

что несколько меньше найденного на опыте отношения сечений для ряда ядер: $11,8 \pm 1,1$ [37]. Учитывая неопределенность в измерении величин $d\sigma/dt$ ($\gamma A \rightarrow A\omega$) $_{t=0}$, можно говорить о согла-

сии предсказаний кварковой модели для фотоброобразования ρ - и ω -мезонов с экспериментом.

Соотношения (4.3) и (4.4) позволяют предсказать A -зависимость дифференциальных сечений фотоброобразования V -мезонов на ядрах, если привлечь экспериментальные данные о взаимодействии адронов с ядрами.

Зависимость полных сечений πA -взаимодействия от A в области энергий ≈ 1 Гэв описывается формулой [57]

$$\sigma_t(\pi A) = \text{const } A^n,$$

причем, как оказывается, показатель n одинаков для πA - и NA -взаимодействий [58] и слабо зависит от энергии налетающих частиц (в области энергий, превышающих 1 Гэв) [57, 58]. Из опытов по рассеянию протонов ядрами следует [57], что при $A < 70$ показатель $n = 0,82$; с увеличением атомного номера величина n уменьшается: для тяжелых ядер $n = 0,67$.

В Серпухове были выполнены систематические исследования полных сечений поглощения ($\sigma_{abs} = \sigma_t - \sigma_{el}$) π^- , K^- , \bar{p} на ядрах в интервале импульсов 20—65 Гэв/с [52]. Оказалось, что эти сечения практически не зависят от энергии в указанном интервале, причем A -зависимость хорошо описывается формулой $\sigma_{abs} = \sigma_0 A^n$ с $n = 0,75$ для π^-A - и K^-A -взаимодействий, $n = 0,67$ для $\bar{p}A$ -взаимодействий.

Кварковая модель предсказывает следующую A -зависимость дифференциальных сечений процессов фотоброобразования V -мезонов при $t = 0$:

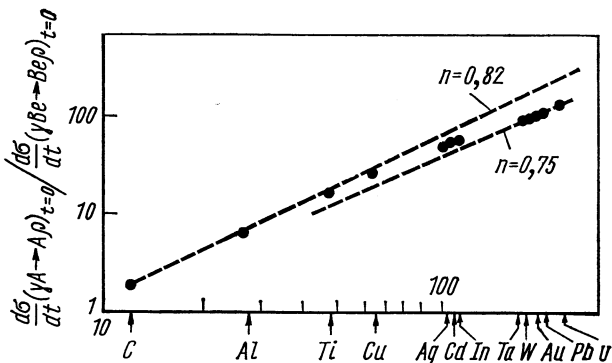
$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma A \rightarrow AV)_{t=0} = \text{const } A^{2n}. \quad (4.5)$$

Существующие экспериментальные данные подтверждают это предсказание. На рис. 10 представлена A -зависимость дифференциальных сечений процессов $\gamma + A \rightarrow A + \rho$, измеренных в ДЭЗИ при $k = 6,54$ Гэв для большого числа атомных ядер [28]. (На рисунке все сечения нормированы на сечение фотоброобразования ρ -мезонов на ядре Be^9 .) Видно, что, как и в случае адрон-ядерных столкновений, величина n уменьшается при переходе от легких к тяжелым ядрам.

Поскольку для процессов πd - и Kd -взаимодействий имеются подробные данные в области больших энергий, проанализируем более подробно процессы фотоброобразования векторных мезонов на дейтроне. Используя экспериментальные значения $\sigma_t(\pi d)$ и $\sigma_t(Kd)$ из работы [59], с помощью (4.4) находим ($m\bar{k}b\bar{a}r\bar{n}/\text{Гэв}^2$):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow d\rho)_{t=0} &= (520 \pm 52); & \frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow d\phi)_{t=0} &= (20,7 \pm 1,7); & k &= 6 \text{ Гэв}; \\ &= (476 \pm 48); & & & &= (21,4 \pm 1,8); & k &= 8 \text{ Гэв}; \\ &= (454 \pm 45); & & & &= (23,9 \pm 1,9); & k &= 10 \text{ Гэв}. \end{aligned}$$

Для фотообразования ϕ -мезонов кварковая модель, как и в случае $\gamma + p \rightarrow p + \phi$, предсказывает завышенные для сечений: например, при $k = 8 \text{ Гэв}$ [4] получено $d\sigma/dt (\gamma d \rightarrow d\phi)_{t=0} = 13.9 \pm \pm 0,7 \text{ мкбарн/Гэв}^2$. Для фотообразования ρ -мезонов предсказания



Р и с. 10.

кварковой модели согласуются с экспериментальными данными:

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma d \rightarrow d\rho)_{t=0} = 408 \pm 12,5 \text{ мкбарн/Гэв}^2 \text{ при } \bar{k} = 6,5 \text{ Гэв} [19]$$

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma d \rightarrow d\rho)_{t=0} = 430 \pm 30 \text{ мкбарн/Гэв}^2 \text{ при } k = 9 \text{ Гэв} [6].$$

Относительная величина сечений фотообразования векторных мезонов на дейтронах и протонах почти не зависит от констант γV -взаимодействия, что позволяет в чистом виде проверять следствия кварковой модели. Используя полученные выше формулы для сечений процессов $\gamma + p \rightarrow p + V$ и $\gamma + d \rightarrow d + \bar{V}$ и привлекая экспериментальные данные из работы [59], получаем следующие численные значения для двух энергий $k = 6$ и 10 Гэв :

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma d \rightarrow d\rho)_{t=0} / \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} = 3,6 \text{ и } 3,6;$$

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma d \rightarrow d\omega)_{t=0} / \frac{d\sigma}{dt} (\gamma d \rightarrow p\omega)_{t=0} = 3,0 \text{ и } 3,4;$$

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma d \rightarrow d\phi)_{t=0} / \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\phi)_{t=0} = 3,7 \text{ и } 3,8.$$

Отличие отношения $d\sigma/dt (\gamma d \rightarrow dV) / d\sigma/dt (\gamma p \rightarrow pV)$ от четырех обусловлено двумя причинами: 1) эффектом экранировки нуклонов в дейтроне (эффект Глаубера); 2) различием амплитуд $F (\gamma p \rightarrow pV)$ и $F (\gamma n \rightarrow nV)$. Поскольку в кварковой модели $F (\gamma p \rightarrow p\phi) = F (\gamma n \rightarrow n\phi)$, то полученные числа свидетельствуют о малости эффекта Глаубера для фотообразования ϕ -мезонов на дейтроне. Для фотообразования ρ -мезонов поправка Глаубера уменьшает сечение на 10%. Особый интерес представляет изуче-

ние фотообразования ω -мезонов на дейтроне, поскольку в кварковой модели предсказывается большое различие амплитуд F ($\gamma p \rightarrow p\omega$) и F ($\gamma n \rightarrow n\omega$).

Используя (4.2), нетрудно получить следующие соотношения между дифференциальными сечениями процессов $\gamma + d \rightarrow d + V$ и $\pi + d \rightarrow \pi + d$:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow d\rho) = \frac{\gamma_\omega^2}{\gamma_\rho^2} \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow d\omega) = \frac{\alpha}{4} \left(\frac{\gamma_\omega^2}{4\pi} \right)^{-1} \frac{d\sigma}{dt}(\pi d \rightarrow \pi d). \quad (4.6)$$

Важным свойством этой формулы является то, что при сравнении ее с экспериментальными данными нет необходимости в отличие от (4.4) пренебрегать вкладом реальных частей соответствующих амплитуд.

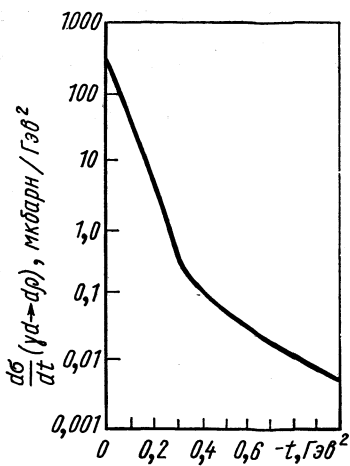
Если не учитывать спиновые эффекты при рассеянии кварков ядрами, то соотношения (4.6) справедливы в широкой области передаваемых импульсов, вплоть до $-t=1 \text{ Гэв}^2$.

Поскольку дифференциальные сечения процессов $\gamma + d \rightarrow d + \rho^0$ и $\pi^- + d \rightarrow \pi^- + d$ отличаются только численным множителем, наблюдаемая в π^-d -рассеянии картина [60] должна возникать также и в реакции $\gamma + d \rightarrow d + \rho$ или $\gamma + d \rightarrow d + \omega$.

На рис. 11 представлено предсказываемое сечение $d\sigma/dt(\gamma d \rightarrow d\rho)$ для $k=9 \text{ Гэв}$. Сечение вычислено с помощью формулы (4.6) на основе экспериментальных данных относительно упругого π^-d -рассеяния [60]. Экспериментальное обнаружение предсказываемой дифракционной картины для реакции $\gamma + d \rightarrow d + \rho$ свидетельствовало бы о правильности используемой модели и важности экранировки нуклонов в дейтроне в области больших $|t|$.

Р и с. 11.

Подводя итоги этого раздела, отметим, что предложенная модель удовлетворительно описывает A -зависимость дифференциальных сечений фотообразования ρ -мезонов на ядрах при $t=0$, а также предсказывает согласующиеся с опытом абсолютные значения сечений процесса $\gamma + d \rightarrow d + \rho^0$. Для процессов фотообразования ϕ -мезонов кварковая модель предсказывает сечения, систематически превышающие экспериментально измеренные, можно говорить поэтому о противоречии кварковой модели с экспериментом для фотообразования ϕ -мезонов.



Проверка различных предсказаний предложенной схемы, в частности зависимости от t дифференциальных сечений реакций $\gamma + d \rightarrow d + \rho$, $\gamma + d \rightarrow d + \omega$ и соотношений (4.3) и (4.4), представляется очень интересной.

5. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ $t \neq 0$

До сих пор рассматривали в основном следствия кварковой модели для процессов фотообразования V -мезонов при $t = 0$. Известно, однако, что кварковая модель позволяет находить соотношения между дифференциальными сечениями неупругих процессов, справедливые также и при $t \neq 0$ [61]. Амплитуды неупругих процессов удается выразить в терминах одной или двух кварковых амплитуд, что и позволяет находить соотношения между дифференциальными сечениями таких процессов.

В противоположность этому амплитуды упругого рассеяния адронов, а также амплитуды процессов $\gamma + N \rightarrow N + V^0$ определяются большим числом кварковых амплитуд. Чтобы дифференциальные сечения процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ связать с сечениями взаимодействия адронов, приходится привлекать дополнительные предположения. Так, в работе [62] пренебрегалось вкладом реальных частей амплитуд PN -рассеяния, причем для кварковых амплитуд использовалась модель Липкина (с целью уменьшить число независимых кварковых амплитуд). При $t \neq 0$ ни одно из этих предположений нельзя считать правильным.

В этом разделе получим соотношения [63] между дифференциальными сечениями процессов PN -рассеяния, с одной стороны, и дифференциальными сечениями процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ — с другой, используя минимум предположений относительно кварковых амплитуд.

Используя формулы (2.6) для амплитуд $F(\gamma N \rightarrow NV)$, нетрудно получить:

$$\left. \begin{aligned}
 & \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\rho) + \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow n\rho) = \frac{\pi}{8k^2} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} \times \\
 & \times \left[|(\pi^- p) + (\pi^+ p)|^2 + \frac{1}{9} \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} |(K^+ p) + (K^- p) - (K^0 p) - (\bar{K}^0 p)|^2 \right]; \\
 & \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\omega) + \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow n\omega) = \frac{\pi}{8\tilde{k}^2} \left(\frac{\gamma_\omega^2}{4\pi} \right)^{-1} \times \\
 & \times \left[|(\pi^- p) + (\pi^+ p)|^2 + 9 \frac{g_\rho^2}{g_\omega^2} |(K^+ p) + (K^- p) - (K^0 p) - (\bar{K}^0 p)|^2 \right]; \\
 & \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\rho) + \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow n\omega) = \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow n\rho) + \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\omega) = \\
 & = \frac{\pi}{16\tilde{k}^2} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} \left(1 + \frac{1}{9} \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} \right) \left[|(\pi^- p) + (\pi^+ p)|^2 + \right. \\
 & \quad \left. + |(K^+ p) + (K^- p) - (K^0 p) - (\bar{K}^0 p)|^2 \right],
 \end{aligned} \right\} (5.1)$$

где \tilde{k} — энергия γ -кванта в с. ц. и. Комбинации амплитуд (πp) и (Kp) в (5.1) нетрудно связать с дифференциальными сечениями соответствующих процессов.

Используя (2.1), получаем

$$\begin{aligned} & \frac{\pi}{2\tilde{k}^2} |(K^+p) + (K^-p) - (K^0p) - (\bar{K}^0p)|^2 = \\ & = \frac{d\sigma}{dt} (K^-p \rightarrow \bar{K}^0n) + \frac{d\sigma}{dt} (K^0p \rightarrow K^+n) - \frac{d\sigma}{dt} (\pi^-p \rightarrow \pi^0n). \end{aligned} \quad (5.2)$$

Изотопическая инвариантность πN -взаимодействий позволяет найти

$$\begin{aligned} & \frac{\pi}{2\tilde{k}^2} |(\pi^-p) + (\pi^+p)|^2 = \frac{d\sigma}{dt} (\pi^-p \rightarrow \pi^-p) + \\ & + \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+p \rightarrow \pi^+p) - \frac{d\sigma}{dt} (\pi^-p \rightarrow \pi^0n). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Формулы (5.1) — (5.3) представляют собой самые общие соотношения для дифференциальных сечений процессов $\gamma + N \rightarrow N + V^0$, которые можно получить в кварковой модели без использования каких-либо ограничений на относительные величины различных кварковых амплитуд (используем здесь дополнительное предположение о спиновой независимости кварковых амплитуд). Эти соотношения должны выполняться во всей области передаваемых импульсов внутри дифракционного конуса. Сравнение этих соотношений с экспериментом позволило бы в принципе проверить справедливость основных предположений кварковой модели применительно к процессам $\gamma + N \rightarrow N + V$. Однако для такой проверки необходимы данные о фотообразовании V -мезонов на нейтронах.

Рассмотрим далее, как можно упростить общие соотношения (5.1) — (5.3), привлекая правдоподобные дополнительные предположения относительно свойств кварковых амплитуд. Так, из равенства полных сечений K^+p - и K^0p -взаимодействий при больших энергиях вытекает равенство кварковых амплитуд ($p'p'$) = ($p'n'$).

Строго говоря, равенство полных сечений влечет за собой равенство только мнимых частей этих кварковых амплитуд при $t = 0$. Однако будем считать, что равенство ($p'p'$) = ($p'n'$) справедливо для всей амплитуды в области дифракционного пика.

Если имеет место такое равенство, то дифференциальные сечения реакций образования ω - и ρ -мезонов можно связать с диф-

дифференциальными сечениями различных процессов πN -рассеяния:

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{dt} (\gamma N \rightarrow N\rho) &= \frac{\alpha}{8} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} \left\{ \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) + \right. \\
 &+ \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^- p) - \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) + \\
 &+ \frac{1}{9} \cdot \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} \cdot \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) \pm \\
 &\pm \frac{1}{3} \frac{g_\omega}{g_\rho} \left[\frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^- p) - \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) \right] \left. \right\}; \\
 \frac{8}{\alpha} \cdot \frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \cdot \frac{d\sigma}{dt} (\gamma N \rightarrow N\omega) &= \frac{1}{9} \cdot \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} \times \\
 \times \left[\frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) + \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^- p) - \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) \right] + \\
 &+ \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) \pm \\
 &\pm \frac{1}{3} \cdot \frac{g_\omega}{g_\rho} \left[\frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^- p) - \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) \right].
 \end{aligned} \right\} \quad (5.4)$$

Особенно простой вид приобретают эти формулы на уровне точной $SU(3)$ -симметрии для констант γV -взаимодействия:

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\rho) &= \frac{\alpha}{36} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} \left[3 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) + \right. \\
 &+ 6 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^- p) - 4 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) \left. \right]; \\
 \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow p\omega) &= \frac{\alpha}{36} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} \left[- \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) + \right. \\
 &+ 2 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^- p) + 4 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) \left. \right]; \\
 \frac{d\sigma}{dt} (\gamma n \rightarrow n\rho) &= \frac{\alpha}{36} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} \left[6 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \pi^- p) + \right. \\
 &+ 3 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^- p) - 4 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) \left. \right]; \\
 \frac{d\sigma}{dt} (\gamma n \rightarrow n\omega) &= \frac{\alpha}{36} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} \left[2 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) - \right. \\
 &- \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^- p) + 4 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) \left. \right].
 \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

Воспользуемся далее известным поведением величины $\Delta(\pi p) \equiv \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^- p) - \frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p)$ в зависимости от t [64]: $\Delta(\pi p) = 0$ при $t = t_0 = -0,15$ Гэв, $\Delta(\pi p) > 0$ при $|t| < |t_0|$, $\Delta(\pi p) < 0$ при $|t| > |t_0|$. Тогда из (5.4) видно, что

разности сечений:

$$\Delta_\rho \equiv \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\rho) - \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow n\rho);$$

$$\Delta_\omega \equiv \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\omega) - \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow n\omega)$$

должны вести себя таким же образом, т. е.

$$\begin{aligned} \Delta_\rho, \Delta_\omega > 0 & \text{ при } |t| < |t_0|, \\ \Delta_\rho, \Delta_\omega < 0 & \text{ при } |t| > |t_0|. \end{aligned}$$

Необходимо отметить, что равенство $(p'p') = (p'n')$ немедленно влечет за собой равенство нулю сечений процессов перезарядки $K^0 + p \rightarrow K^+ + n$ и $p + n \rightarrow n + p$. Поэтому формулы (5.4), (5.5) справедливы с точностью до вкладов, пропорциональных сечению $\frac{d\sigma}{dt}(K^0 p \rightarrow K^+ n)$.

Можно учесть вклад $K^0 p$ -рассеяния с перезарядкой, отказавшись от равенства $(p'p') = (p'n')$, и тем не менее получить при этом дифференциальные сечения отдельных процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ в терминах дифференциальных сечений мезон-нуклонного рассеяния, воспользовавшись следующим обстоятельством. При больших энергиях и малых $|t|$ амплитуда процесса $K^0 + p \rightarrow K^+ + n$ является действительной: равенство полных сечений $K^+ p$ - и $K^0 p$ -взаимодействий — одно из свидетельств в пользу этого. Теоретическим обоснованием может служить вырожденность тензорных и векторных полюсов Редже с изоспином 1 (ρ , R). Сумма же амплитуд $(\pi^- p) + (\pi^+ p)$ является существенно мнимой [65]. Поэтому с достаточной точностью должно выполняться равенство $\text{Re } F^*(K^0 p \rightarrow K^+ n) [(\pi^- p) + (\pi^+ p)] = 0$.

Используя это условие, получаем с помощью формул (2.6):

$$\left. \begin{aligned} & \frac{8}{\alpha} \cdot \frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow N\rho) = \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) + \\ & + \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) - \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) + \frac{1}{9} \cdot \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} \times \\ & \times \left[\frac{d\sigma}{dt}(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n) + \frac{d\sigma}{dt}(K^0 p \rightarrow K^+ n) - \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) \right] \pm \\ & \pm \frac{1}{3} \cdot \frac{g_\omega}{g_\rho} \left[\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) - \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) \right]; \\ & \frac{8}{\alpha} \cdot \frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow N\omega) = \frac{1}{9} \cdot \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} \times \\ & \times \left[\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) + \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) - \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) \right] + \\ & + \frac{d\sigma}{dt}(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n) + \frac{d\sigma}{dt}(K^0 p \rightarrow K^+ n) - \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) \pm \\ & \pm \frac{1}{3} \cdot \frac{g_\omega}{g_\rho} \left[\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) - \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) \right]. \end{aligned} \right\} (5.6)$$

Что касается реакции $\gamma + N \rightarrow N + \phi$, то в самом общем случае дифференциальное сечение этого процесса нельзя связать с дифференциальными сечениями рассеяния мезонов нуклонами.

6. РАССЕЯНИЕ γ -КВАНТОВ НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ: ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ γ -КВАНТОВ С АДРОНАМИ

Процессы упругого рассеяния γ -квантов нуклонами и ядрами при высоких энергиях (выше порога фотообразования V -мезонов) очень сходны с процессами $\gamma + N \rightarrow N + V$ и $\gamma + A \rightarrow A + V$. В частности, в модели векторной доминантности возникает следующая связь между амплитудами [66]:

$$F(\gamma N \rightarrow \gamma N) = \sum_V \frac{e}{2\gamma_V} F(\gamma N \rightarrow NV),$$

откуда с помощью оптической теоремы можно получить

$$\sigma_t(\gamma N) = V \sqrt{4\pi\alpha} \sum_V \left[\frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow NV)_{t=0} \left(\frac{\gamma_V^2}{4\pi} \right)^{-1} (1 + \beta_{VN}^2)^{-1} \right]^{1/2}. \quad (6.1)$$

Это соотношение хорошо согласуется с экспериментальными данными. Следует, однако, иметь в виду, что сечения $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma N + NV)_{t=0}$ известны с большими погрешностями.

В кварковой модели возникает естественный механизм для процессов γN -рассеяния (рис. 12). Тогда для амплитуды γN -рассеяния стандартным способом можно найти:

$$\begin{aligned} F(\gamma N \rightarrow \gamma N) = & \frac{\alpha}{72} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} \left\{ \left(9 + \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} - 2 \frac{g_\phi^2}{g_\rho^2} \right) [(\pi^- p) + (\pi^+ p)] + \right. \\ & + 2 \frac{g_\phi^2}{g_\rho^2} [(K^+ p) + (K^- p) + (K^0 p) + (\bar{K}^0 p)] \pm \\ & \left. \pm 6 \frac{g_\omega}{g_\rho} [(K^+ p) + (K^- p) - (K^0 p) - (\bar{K}^0 p)] \right\}. \quad (6.2) \end{aligned}$$

Используя оптическую теорему, с помощью (6.2) для полных сечений γN -взаимодействия получаем [67]

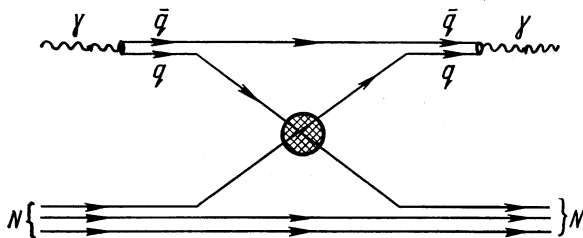
$$\begin{aligned} \sigma_t(\gamma N) = & \frac{\alpha}{72} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} \left[\left(9 + \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} - 2 \frac{g_\phi^2}{g_\rho^2} \right) \Sigma_{\pi^+ p} + \right. \\ & \left. + 2 \frac{g_\phi^2}{g_\rho^2} (\Sigma_{K^+ p} + \Sigma_{K^0 p}) \pm 6 \frac{g_\omega}{g_\rho} (\Sigma_{K^+ p} - \Sigma_{K^0 p}) \right]. \end{aligned}$$

Отсюда немедленно вытекает неравенство

$$\sigma_t(\gamma p) > \sigma_t(\gamma n). \quad (6.4)$$

Экспериментальные данные [68—70] согласуются с (6.4) в широком энергетическом интервале вплоть до $k = 18$ Гэв.

В табл. 4 представлены значения разности $\Delta\sigma_t(\gamma N) \equiv \sigma_t(\gamma p) - \sigma_t(\gamma n)$, рассчитанные с помощью (6.3), а также



Р и с. 12.

соответствующие экспериментальные данные, полученные в работе [70]. Видим, что эксперимент подтверждает предсказания кварковой модели.

Т а б л и ц а 4

k , Гэв	6	8	10	12	14	16	18	20
$\Delta\sigma_t(\gamma N)$, мкбарн	5,6	5,0	4,7	4,3	4,2	4,0	3,8	3,5
k , Гэв	4,1	5,2	6,6	8,4	9,9	10,7	12,5	13,6
$\Delta\sigma_t(\gamma N)$, мкбарн [70]	$19,3 \pm 6,7$	$13,5 \pm 6,0$	$1,8 \pm 7,0$	$0,0 \pm 6,3$	$8,4 \pm 4,8$	$17,6 \pm 5,7$	$6,6 \pm 5,7$	$5,0 \pm 5,4$

С помощью (6.3), привлекая данные о полных сечениях мезон-нуклонных взаимодействий, можно предсказать энергетическую зависимость полных сечений γN -взаимодействия. Эти предсказания представляют интерес в связи с полученными в настоящее время различными параметризациями энергетической зависимости величин сечения $\sigma_t(\gamma p)$ и $\sigma_t(\gamma n)$ (мкбарн):

$$\left. \begin{aligned} \sigma_t(\gamma p) &= 95 + \frac{67 \pm 2,1}{\sqrt{k}}, & \sigma_t(\gamma n) &= 95 + \frac{52 \pm 4,8}{\sqrt{k}} & [68]; \\ \sigma_t(\gamma p) &= 94,1 \pm 3,5 + \frac{79 \pm 10}{\sqrt{k}}, & & & \\ \sigma_t(\gamma n) &= 95,3 \pm 6,3 + \frac{46,5 \pm 19}{\sqrt{k}} & [70]; \end{aligned} \right\} (6.5)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_t(\gamma p) &= 99,0 \pm 2,5 + \frac{61,8 \pm 6,4}{\sqrt{k}}, & & & \\ \sigma_t(\gamma n) &= 94,0 \pm 4,3 + \frac{51,9 \pm 11,2}{\sqrt{k}} & [70]; \end{aligned} \right\} (6.6)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_t(\gamma p) &= 110 \pm 5 + \frac{72 \pm 13}{k}, & \sigma_t(\gamma n) &= 114 \pm 7 + \frac{31 \pm 19}{k} & [7]. \end{aligned} \right\}$$

Воспользовавшись результатами, полученными в работе [52] для энергетической зависимости полных сечений мезон-нуклонных взаимодействий, найдем с помощью (6.3) $\sigma_t(\gamma p) = 107 + \frac{115}{k}$ мкбарн; $\sigma_t(\gamma n) = 106 + \frac{66}{k}$ мкбарн, что неплохо согласуется с (6.6).

Если кварковые амплитуды удовлетворяют равенствам (довольно правдоподобным) $(p'p') = (p'n')$, $(\Lambda'p') = (\Lambda'n')$, то на уровне точной $SU(3)$ -симметрии для констант γV -взаимодействия формулы (6.3) существенно упрощаются:

$$\begin{aligned} \sigma_t(\gamma p) &= \frac{\alpha}{9} \left(\frac{\gamma_p^2}{4\pi} \right)^{-1} \left[\sigma_t(K^+p) + \frac{5}{2} \sigma_t(\pi^-p) - \frac{1}{2} \sigma_t(\pi^+p) \right]; \\ \sigma_t(\gamma n) &= \frac{\alpha}{9} \left(\frac{\gamma_p^2}{4\pi} \right)^{-1} [\sigma_t(K^+p) + \sigma_t(\pi^-p) + \sigma_t(\pi^+p)]. \end{aligned} \quad (6.7)$$

В этом случае энергетическая зависимость $\sigma_t(\gamma N)$ определяется только сечениями $\sigma_t(K^+p)$ и $\sigma_t(\pi p)$. С большой точностью можно считать сечение $\sigma_t(K^+p)$ постоянным в интересующем нас интервале и равным 17,2 мбарн. Для $\sigma_t(\pi N)$ будем использовать две параметризации энергетической зависимости, полученные в работе [71]. Предсказываемые значения для параметров a и b , определяющих энергетическую зависимость $\sigma_t(\gamma N)$, представлены в табл. 5.

Таблица 5

Варианты	$\sigma_t(\gamma N) = a + b/k$		$\sigma_t(\gamma N) = a + b/\sqrt{k}$	
	a , мкбарн	b , мкбарн	a , мкбарн	b , мкбарн
I $\sigma_t(\gamma p)$	106	117	98,5	68
$\sigma_t(\gamma n)$	103	100	103,5	27,6
II $\sigma_t(\gamma p)$	104,5	140	111	42,3
$\sigma_t(\gamma n)$	104,5	78,3	111	25,2

Таким образом, видим, что предсказания кварковой модели не противоречат обеим формам (6.5) и (6.6) параметризации энергетической зависимости $\sigma_t(\gamma N)$. Необходимо отметить, однако, что вариант II для $\sigma_t(\pi N)$ приводит к слишком большим значениям асимптотических сечений $\sigma_t(\gamma N)$ по сравнению с полученными в работе [70] значениями.

Согласие предсказаний кварковой модели с экспериментом можно проиллюстрировать также значениями константы $\gamma\rho$ -взаимодействия, найденной с помощью формулы (6.3) для $\sigma_t(\gamma\rho)$ при подстановке в правую и левую части ее соответствующих полных сечений (для отношений констант γV -взаимодействия использованы результаты опытов на встречных e^+e^- -пучках). Из формулы (6.3) видно, что значения константы $\gamma\rho$ -взаимодействия малочувствительны к величине этих отношений. Используя данные работы [72], получаем для нескольких энергий γ -кванта следующие значения: $\gamma_0^2/4\pi = 0,47$ ($k = 6,097$ Гэв), $0,48$ ($k = 8,1$ Гэв), $0,50$ ($k = 14,276$ Гэв).

При $t = 0$ дифференциальные сечения γN -рассеяния определяются следующим выражением:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow \gamma N)_{t=0} = \frac{1}{16\pi} \sigma_t^2(\gamma N) (1 + \alpha_N^2), \quad (6.8)$$

где $\alpha_N = \text{Re } F(\gamma N \rightarrow \gamma N) / \text{Im } F(\gamma N \rightarrow \gamma N)$. Величины α_N можно вычислить с помощью формулы (6.2), используя для амплитуд упругого рассеяния мезонов нуклонами результаты модели полюсов Редже, аналогично тому как это делалось при вычислении реальных частей амплитуд $F(\gamma N \rightarrow NV)$. Полученные значения α_N приведены в табл. 6 (сечения, 10^{-32} см²/Гэв²).

Таблица 6

$k, \text{ Гэв}$	6	8	10	12	14	16	18	20
$-\alpha_p$	0,41	0,37	0,34	0,31	0,30	0,28	0,27	0,26
$-\alpha_n$	0,23	0,21	0,19	0,185	0,175	0,167	0,16	0,155
$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p)_{t=0}$	89,0	82,5	76,0	72,5	69,7	67,3	66,5	66,0
$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow \gamma n)_{t=0}$	73,3	70,0	60,0	63,3	62,0	59,5	59,5	59,5

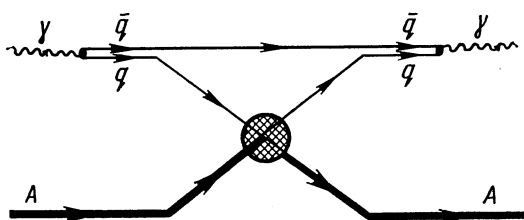
Мы видим, что $|\alpha_p| > |\alpha_n|$, это позволяет с помощью (6.8) заключить:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p)_{t=0} > \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow \gamma n)_{t=0}.$$

В этой же таблице приведены предсказываемые согласно (6.8) величины дифференциальных сечений γN -рассеяния при $t = 0$ [полные сечения $\sigma_t(\gamma N)$ вычислены с помощью (6.3), при этом использованы данные работы из [59] для адронных сечений]. Из табл. 6 следует, что различие в дифференциальных сечениях γp - и γn -упругих рассеяний достигает 10–15%.

Предсказываемые значения $d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \gamma p)_{t=0}$ согласуются с имеющимися экспериментальными данными: так, при средней энергии γ -кванта 6 Гэв получено [73] $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p)_{t=0} = (93 \pm 8) \cdot 10^{-32} \text{ см}^2/\text{Гэв}^2$.

Если между кварковыми амплитудами выполняются соотношения: $(p'p') = (p'n')$; $(\Lambda'p') = (\bar{\Lambda}'p')$, то разность дифферен-



Р и с. 13.

циальных сечений γp - и γn -взаимодействий можно связать с дифференциальными сечениями рассеяния мезонов нуклонами:

$$\begin{aligned} & \frac{216}{\alpha^2} \cdot \frac{g_\rho}{g_\omega} \cdot \frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \left[\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p) - \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow \gamma n) \right] = \\ & = \left(9 + \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} - 2 \frac{g_\phi^2}{g_\rho^2} \right) \left[\frac{d\sigma}{dt}(\pi p \rightarrow \pi p) - \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) \right] + \\ & + 2 \frac{g_\phi^2}{g_\rho^2} \left[\frac{d\sigma}{dt}(K^- p \rightarrow K^- p) - \frac{d\sigma}{dt}(K^+ p \rightarrow K^+ p) - 2 \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) \right]. \end{aligned}$$

Это соотношение получено с учетом вклада реальных частей амплитуд упругого рассеяния мезонов нуклонами и справедливо при $t \neq 0$.

Рассмотрим рассеяние γ -квантов на ядрах. На рис. 13 представлен кварковый механизм для процессов $\gamma + A \rightarrow \gamma + A$, отвечающий рассеянию индивидуальных фотонных кварков на ядре как целом. Этот механизм позволяет для амплитуды

γA -рассеяния получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} \frac{8}{\alpha} \cdot \frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} F(\gamma A \rightarrow \gamma A) = & \left(1 + \frac{1}{9} \cdot \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} - \frac{2}{9} \cdot \frac{g_\Phi^2}{g_\rho^2}\right) [(\pi^+ A) + (\pi^- A)] + \\ & + \frac{2}{9} \cdot \frac{g_\Phi^2}{g_\rho^2} [(K^+ A) + (K^- A) + (K^0 A) + (\bar{K}^0 A)] + \\ & + \frac{2}{3} \cdot \frac{g_\omega}{g_\rho} [(K^+ A) + (K^- A) - (K^0 A) - (\bar{K}^0 A)], \end{aligned} \quad (6.9)$$

откуда немедленно вытекает следующее соотношение между полными сечениями:

$$\begin{aligned} \sigma_t(\gamma A) = \frac{\alpha}{8} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi}\right)^{-1} \left[\left(1 + \frac{1}{9} \cdot \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} - \frac{2}{9} \cdot \frac{g_\Phi^2}{g_\rho^2}\right) \Sigma_{\pi^+ A} + \right. \\ \left. + \frac{2}{9} \cdot \frac{g_\Phi^2}{g_\rho^2} (\Sigma_{K^+ A} + \Sigma_{K^0 A}) + \frac{2}{3} \cdot \frac{g_\omega}{g_\rho} (\Sigma_{K^+ A} - \Sigma_{K^0 A}) \right]. \end{aligned} \quad (6.10)$$

При выводе этого соотношения нигде не используются какие-либо предположения о структуре ядра: формула (6.10) является следствием только гипотезы векторной доминантности и кварковой модели. †

Для ядер с одинаковыми числами протонов и нейтронов формула (6.10) принимает вид

$$\begin{aligned} \sigma_t(\gamma A) = \frac{\alpha}{4} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi}\right)^{-1} \left[\left(1 + \frac{1}{9} \cdot \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} - \frac{2}{9} \cdot \frac{g_\Phi^2}{g_\rho^2}\right) \sigma_t(\pi A) + \right. \\ \left. + \frac{2}{9} \cdot \frac{g_\Phi^2}{g_\rho^2} (\sigma_t(K^+ A) + \sigma_t(\bar{K}^0 A)) \right]. \end{aligned} \quad (6.11)$$

Формулы (6.10) и (6.11) позволяют предсказать A -зависимость полных сечений γA -взаимодействия. Для величин $\sigma_t(\gamma A)$, $\sigma_t(\pi A)$ и $\sigma_t(KA)$ зависимости от A должны быть одинаковыми.

Показатель n_γ , рассчитанный по формуле $\sigma_t(\gamma A)/\sigma_t(\gamma p) = A^{n_\gamma}$ для различных ядер, с учетом данных работы [74], оказался меньше единицы, но $n_\gamma > n_\pi$, т. е. γ -квант в ядерном веществе при достигнутых в настоящее время энергиях ведет себя не полностью аналогично адронам, как этого требует гипотеза векторной доминантности.

В табл. 7 приведены сечения $\sigma_t(\gamma d)$, найденные по формуле (6.10), значения константы $\gamma_\rho^2/4\pi$, вычисленные при подстановке в левую и правую части (6.10) соответствующих экспериментальных данных, а также отношения сечений γd - и γp -взаимодействий (сечения $\sigma_t(\gamma d)$ взяты из работы [59]).

Все эти числа показывают, что предсказания кварковой модели для γd -взаимодействия согласуются с опытом.

Если пренебречь вкладом реальных частей амплитуд (πd) и (Kd), то для дифференциального сечения γd -рассеяния при

Таблица 7

$k, \text{Гэв}$	7,4—9,4	12,0—15,2	14,4—18,3
$\sigma_t(\gamma d)$ (теория), <i>мкбарн</i>	225±23	212±22	210±22
$\sigma_t(\gamma d)$ (экспер. [74]), <i>мкбарн</i>	233,6±5,6	218,9±4,0	216±4,7
$\gamma_\sigma^2/4\pi$	0,482	0,478	0,482
$\sigma_t(\gamma d)/\sigma_t(\gamma p)$ (теория), <i>мкбарн</i>	1,87±0,03	1,88±0,03	1,90±0,03
$\sigma_t(\gamma d)/\sigma_t(\gamma p)$ (экспер.), <i>мкбарн</i>	1,97±0,06	1,92±0,06	1,91±0,06

$t = 0$ можно получить следующую формулу:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow \gamma d)_{t=0} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\alpha}{16}\right)^2 \left(\frac{\gamma_p^2}{4\pi}\right)^{-2} \times \\ \times \left[\left(1 + \frac{1}{9} \cdot \frac{g_\omega^2}{g_\rho^2} - \frac{2}{9} \cdot \frac{g_\varphi^2}{g_\rho^2}\right) \sigma_t(\pi d) + \frac{2}{9} \cdot \frac{g_\varphi^2}{g_\rho^2} (\sigma_t(Kd) + \sigma_t(\bar{K}d)) \right]^2. \quad (6.12)$$

Рассчитанное с помощью (6.3) и (6.12) отношение

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma d \rightarrow \gamma d)_{t=0} / \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p)_{t=0}$$

почти не зависит от энергии γ -кванта и заключено в интервале 3,6—3,7 при изменении энергии γ -кванта от 6 до 20 Гэв , т. е. кварковая модель предсказывает эффекты экранировки порядка 10%.

7. $SU(3)$ -СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ТОКА

Обычно предполагается [75], что электромагнитный ток адронов при преобразованиях группы $SU(3)$ ведет себя как определенные компоненты октета. Проверка этого предположения крайне важна. Простейшей возможностью нарушить октетный характер электромагнитного тока является добавка слагаемых синглетного типа. Оказывается, однако, что большая часть предсказаний $SU(3)$ -симметрии для электромагнитных характеристик адронов основана только на сохранении U -спина в электромагнитных взаимодействиях адронов [76]. Поскольку и для чисто октетной, и для синглет-октетной природы тока имеет место U скалярный характер его, то эти следствия группы $SU(3)$ не позволяют различить между собой обсуждаемые возможности [77].

Наиболее подходящим объектом для выяснения $SU(3)$ -структуры электромагнитного тока адронов являются константы γV -взаимодействия, подробно проанализированные в работе [78].

Однако большие ошибки в определении этих констант [50] не позволяют надежно найти относительную величину синглетной и октетной частей электромагнитного тока адронов.

Покажем [79], что имеющиеся экспериментальные данные относительно процессов $\gamma + p \rightarrow p + V$ позволяют получить разумные оценки величины вклада синглетной части электромагнитного тока адронов. Обобщив модель векторной доминантности, предположим, что γ -квант может переходить в следующую суперпозицию состояний:

$$\gamma \rightarrow \frac{g_\rho}{\sqrt{2}} |\rho\rangle + \frac{g_\omega}{3\sqrt{2}} |\omega\rangle - \frac{g_\varphi}{3} |\varphi\rangle + \frac{\varepsilon}{2\sqrt{3}} |0\rangle. \quad (7.1)$$

Параметр ε определяет величину синглетной части электромагнитного тока адронов. В обычной кварковой модели $\varepsilon = 0$, в модели Маки — Хара [78] $\varepsilon/\gamma_\rho = 2$.

Используя кварковую структуру синглетного состояния $(|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{p}'p' + \bar{n}'n' + \bar{\Lambda}'\Lambda'))$ и векторных мезонов, переписав (7.1) в виде

$$\gamma \rightarrow (3g_\rho + g_\omega + \varepsilon) \frac{\bar{p}'p'}{6} + (-3g_\rho + g_\omega + \varepsilon) \frac{\bar{n}'n'}{6} + (-2g_\varphi + \varepsilon) \frac{\bar{\Lambda}'\Lambda'}{6}. \quad (7.2)$$

Стандартным способом нетрудно получить в кварковой модели следующие выражения для амплитуд фотообразования V -мезонов на нуклонах:

$$\left. \begin{aligned} F(\gamma N \rightarrow N\rho) &= \frac{g_\rho}{2\sqrt{2}} [(\pi^-p) + (\pi^+p)] \pm \\ &\pm \frac{g_\omega + \varepsilon}{6\sqrt{2}} [(K^-p) + (K^+p) - (K^0p) - (\bar{K}^0p)]; \\ F(\gamma N \rightarrow N\omega) &= \frac{g_\omega + \varepsilon}{6\sqrt{2}} [(\pi^-p) + (\pi^+p)] \pm \\ &\pm \frac{g_\rho}{2\sqrt{2}} [(K^-p) + (K^+p) - (K^0p) - (\bar{K}^0p)]; \\ F(\gamma p \rightarrow p\varphi) &= F(\gamma n \rightarrow n\varphi) = \\ &= \frac{\varepsilon - 2g_\varphi}{12} [(K^+p) + (K^-p) + (K^0p) + (\bar{K}^0p) - \pi^-p - \pi^+p]. \end{aligned} \right\} \quad (7.3)$$

Пренебрегая вкладом реальных частей амплитуд мезон-нуклонного рассеяния при $t = 0$, получаем следующее соотношение между дифференциальными сечениями:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\rho)_{t=0} / \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow p\omega)_{t=0} = \left(\frac{3 + \kappa\Lambda}{\kappa + 3\Lambda} \right)^2, \quad (7.4)$$

где

$$\kappa = \frac{\varepsilon + g\omega}{g\rho}; \quad \Delta = (\Sigma_{K^+p} - \Sigma_{K^0p}) / \Sigma_{\pi^+p}.$$

В модели Маки — Хара ($\kappa = 3$), как видно из (7.4), дифференциальные сечения фотобразования ω - и ρ -мезонов при $t = 0$ должны быть равными. Больше того, на уровне $SU(3)$ -симметрии ($\gamma_\rho = \gamma_\varphi$) возникает запрет фотобразования φ -мезонов; $\frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \rightarrow N\varphi)_{t=0} = 0$. Эти предсказания находятся в решительном противоречии с экспериментальными данными.

Наиболее подходящими для оценки величины ε являются данные при энергии γ -кванта $5,25 \text{ Гэв}$ [12]. Используя полученные в работе [12] значения дифференциальных сечений при $t = 0$, с помощью (7.4) находим

$$\frac{\varepsilon}{\gamma\rho} = 0,14 \pm 0,17, \quad (7.5)$$

а используя полные сечения $\sigma_t(\gamma p \rightarrow pV)$, имеем согласующееся с (7.5) значение

$$\frac{\varepsilon}{\gamma\rho} = -0,06 \pm 0,17. \quad (7.6)$$

Величину $\varepsilon/\gamma\rho$ можно найти, также привлекая данные относительно $\sigma_t(\gamma N)$. В кварковой модели для $\sigma_t(\gamma p)$, например, можно получить

$$\begin{aligned} \sigma_t(\gamma p) = & \frac{\alpha}{18} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} \left\{ 3\sigma_t(\pi^-p) + \sigma_t(\pi^+p) + \sigma_t(K^-p) + \sigma_t(K^+p) + \right. \\ & + \frac{\varepsilon}{\gamma\rho} [3\sigma_t(\pi^-p) - \sigma_t(\pi^+p) - \sigma_t(K^-p) - \sigma_t(K^+p)] + \\ & \left. + \left(\frac{\varepsilon}{2\gamma\rho} \right)^2 [\sigma_t(\pi^+p) + \sigma_t(K^+p) + \sigma_t(K^-p)] \right\}. \end{aligned} \quad (7.7)$$

Если $\varepsilon/\gamma\rho \ll 1$, то $\sigma_t(\gamma p)$ малочувствительно к $\varepsilon/\gamma\rho$, поскольку мал коэффициент при первой степени $\varepsilon/\gamma\rho$. В модели Маки — Хара ($\varepsilon/\gamma\rho = 2$) формула (7.7) упрощается:

$$\sigma_t(\gamma p) = \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\gamma_\rho^2}{4\pi} \right)^{-1} (\sigma_t \pi^-p). \quad (7.8)$$

Предсказываемые согласно (7.8) значения $\sigma_t(\gamma p)$ существенно превышают экспериментальные величины, например, при $k = 6 \text{ Гэв}$, согласно (7.8), $\sigma_t(\gamma p) = 208 \pm 21 \text{ мкбарн}$, в то время как измерения дают $\sigma_t(\gamma p) = 133,2 \pm 5 \text{ мкбарн}$.

Таким образом, проделанный анализ показывает, что экспериментальные данные для процессов $\gamma + p \rightarrow p + V$ не допускают большой величины синглетной части в электромагнитном токе адронов и согласуются с гипотезой чисто октетной природы этого тока.

З а к л ю ч е н и е

Перечислим основные результаты и предсказания кварковой модели для процессов: $\gamma + N \rightarrow N + V$, $\gamma + A \rightarrow A + V$, $\gamma + N \rightarrow \gamma + N$ и $\gamma + A \rightarrow \gamma + A$.

1. Энергетическая зависимость дифференциальных сечений процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ определена в терминах параметров, характеризующих энергетическую зависимость полных сечений взаимодействия адронов.

2. Вычислены реальные части амплитуд процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ при $t = 0$.

3. Предложенный для процессов $\gamma + A \rightarrow A + V$ кварковый механизм позволяет связать дифференциальные сечения этих процессов при $t = 0$ с полными сечениями взаимодействия мезонов с ядрами.

4. Предсказана A -зависимость дифференциальных сечений фотообразования V -мезонов на ядрах. Показано, что относительная фаза амплитуд фотообразования ρ - и ω -мезонов должна быть близкой к нулю.

5. Найдены соотношения между дифференциальными сечениями процессов $\gamma + N \rightarrow N + V$ и процессов рассеяния мезонов нуклонами.

6. Полные сечения γN -взаимодействия связаны с полными сечениями взаимодействия мезонов (π , K , \bar{K}) с протонами.

7. Оценена относительная величина возможной синглетной части электромагнитного тока адронов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. McLeod D. M., Richter S., Silverman A. Phys. Rev., Lett., 1961, 7, 383.
2. Ting S. C. C. Proceedings of the XIV International Conference on Elementary Particles, Vienna, 1968.
3. Lohrmann E. Proceedings of the Lund International Conference on Elementary Particles, Lund 1969.
4. Silverman A. 4-th International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies. Liverpool, 1969.
5. Marshall R. Talk Presented at the Daresbury Study Weekend on Vector Meson Production and Omega-Rho Interference, 1970; Preprint DESY-70/32, 1970.
6. Leith D. W. G. S. Third International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, Preprint SLAC-PUB-679.
7. Diebold R. Review Talk Presented at High Energy Physics Conference, Boulder, Colorado, 1969, Preprint SLAC-PUB-673.
8. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л. «Письма ЖЭТФ», 1965, 2, 65; Lipkin H. J., Scheck F. Phys. Rev., Lett., 1966, 16, 71; Kokkedee J. J., Van Hove L. Nuovo cimento, 1967, 48A, 711.
9. Alvensleben H. e. a. Phys. Rev., Lett., 1969, 23, 1058.
10. Anderson R. e. a. Phys. Rev., 1970, D1, 27.
11. Ballam J. e. a. Phys. Rev., Lett., 1970, D1, 24, 1364.

12. Ballam J. e.a. Phys., Lett., 1969, **30B**, 421.
13. Davier M. e.a. Phys. Rev., 1970, **D1**, 790.
14. Aachen — Berlin — Bonn — Hamburg — Heidelberg — München Collaboration. Phys. Rev., 1968, **175**, 1669.
15. Рекало М. П. «Письма ЖЭТФ», 1965, **1**, 3, 31; Anisovich V. V. e.a. Phys., Lett., 1965, **16**, 194; Badier S., Bouchiat C. Phys., Lett., 1965, **15**, 98; Soloviev L. D. Phys., Lett., 1965, **16**, 345; Dar A., Weisskopf V. F. Phys. Rev., Lett., 1968, **20**, 762.
16. Aachen — Berlin — Bonn — Hamburg — Heidelberg — München Collaboration. Nucl. Phys., 1970, **21B**, 93.
17. Blechschmidt H. e.a. Nuovo cimento, 1967, **52A**, 1348.
18. Jones W. G. e.a. Phys. Rev., Lett., 1968, **21**, 586.
19. Eisenberg Y. e.a. Phys. Rev., Lett., 1969, **22**, 669.
20. McClellan G. e.a. Phys. Rev., Lett., 1969, **22**, 374.
21. Gottfried K., Jackson J. D. Nuovo cimento, 1964, **34**, 735.
22. Gilman F. J. e.a. Phys., Lett., 1970, **31B**, 387.
23. Griegee L. e.a. Phys., Lett., 1970, **28B**, 282.
24. Griegee L. e.a. Preprint DESY 70/19, 1970.
25. Bingham H. H. e.a. Phys. Rev., Lett., 1970, **24**, 955.
26. Ballam J. e.a. Phys. Rev., Lett., 1970, **24**, 960.
27. Diambriini-Palazzi G. e. a. Phys. Rev., Lett., 1970, **25**, 478.
28. Alvensleben H. e.a. Nucl. Phys., 1970, **B18**, 333.
29. Bellettini G. e.a. Nucl. Phys., 1966, **79**, 609.
30. Alvensleben H. e.a. Phys. Rev., Lett., 1970, **24**, 792.
31. Asbury J. G. e.a. Phys. Rev., Lett., 1967, **19**, 865.
32. Asbury J. G. e.a. Phys. Rev., Lett., 1968, **20**, 227.
33. McClellan G. e.a. Phys. Rev., Lett., 1969, **22**, 377.
34. Bulos F. e.a. Phys. Rev., Lett., 1969, **22**, 490.
35. Alvensleben H. e. a. Phys. Rev., Lett., 1970, **24**, 792.
36. Behrend H. J. e.a. Phys. Rev., Lett., 1970, **24**, 336.
37. Behrend H. J. e.a. Phys. Rev., Lett., 1970, **24**, 1246.
38. Braccini B. L. e.a. Preprint DESY 70/33, 1970.
39. Aachen — Berlin — Bonn — Hamburg — Heidelberg — München Collaboration. Preprint DESY 70/16, 1970.
40. Swartz J., Talmán R. Phys. Rev., Lett., 1969, **23**, 1078.
41. Боресков К. Г., Тер-Мартirosян К. А. «Ядерная физика», 1968, **7**, 389.
42. Alvensleben H. e. a. Preprint DESY 70/40, 1970.
43. Biggs P. J. e. a. Phys. Rev., Lett., 1970, **24**, 1197.
44. Greenhut G., Weinstein R., Parsons R. G., Phys. Rev., 1970, **D1**, 1308.
45. Alvensleben H. e. a. Preprint DESY 70/39, 1970.
46. Koelbig K. S., Margolis B. Nucl. Phys., 1968, **B6**, 85.
47. Lipkin H. J. Phys. Rev., Lett., 1966, **16**, 1015.
48. Ахизер А. И., Рекало М. П. «Ядерная физика», 1967, **5**, 641; 1968, **7**, 120.
49. Герасимов С. Б. «Письма ЖЭТФ», 1968, **8**, 205.
50. Perez-Y-Jorba J. Preprint LAL, 1237, 1970.
51. Soding P. Phys., Lett., 1965, **19**, 702; Krass A. S. Phys. Rev., 1967, **159**, 1496.
52. Аллаби Дж. В. и др. «Ядерная физика», 1970, **12**, 538.
53. Varger V., Olsson M., Reeder D. D. Nucl. Phys., 1968, **B5**, 411.
54. Тавхелидзе А. Н. Раппортерский доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.
55. Коваль Л. Н., Матинян С. Г. «Ядерная физика», 1968, **8**, 899; Амагунни А. Ц. и др. «Tr. XV Международной конференции по физике высоких энергий». Киев, 1970. Т. 2, с. 717.

56. Рекало М. П. Препринт ИТФ-70-40, 1970.
57. Igo G. I. e. a. Nucl. Phys., 1967, **B3**, 181.
58. Cronin J. W., Cool R., Abashian A. Phys. Rev., 1957, **107**, 1121.
59. Galbraith W., Jenkins E. W., Kucia T. F. Phys. Rev., 1965, **138**, B913.
60. Hsiung H. C. e. a. Phys., Rev., Lett., 1968, **21**, 187; Bradamante F. e. a. Phys., Lett., 1970, **31B**, 87.
61. Itzykson C., Jacob M. Nuovo cimento, 1967, **48A**, 909; Alexander G., Lipkin H. J., Scheck F. Phys. Rev., 1966, **152**, 1375; Bialas A., Zalewski K. Nucl. Phys., 1968, **B6**, 449.
62. Margolis B. Nucl. Phys., 1968, **B6**, 687.
63. Рекало М. П. Препринт ИТФ-70-41, 1970.
64. Barger V. Topical Conference on High-Energy Collisions of Hadrons. CERN, vol. 1, 1968.
65. Foley K. J. e. a. Phys. Rev., 1969, **181**, 1775.
66. Sakurai J. J. Preprint SLAC-TH-68-11; Stodolsky L. Phys. Rev., Lett., 1967, **18**, 135.
67. Герасимов С. Б., Сердюцкий В. А. «Ядерная физика», 1968, **8**, 554.
68. Meyer H. e. a. Preprint DESY 70-17, 1970.
69. Caldwell D. O. e. a. Phys. Rev., Lett., 1970, **25**, 609.
70. Hesse W. P. e. a. Phys. Rev., Lett., 1970, **25**, 613.
71. Foley K. J. e. a. Phys. Rev., Lett., 1967, **19**, 330.
72. Bloom E. D. e. a. Preprint SLAC-PUB-653, 1969.
73. Buschorn G. e. a. Preprint DESY 70/46, 1970.
74. Caldwell D. O. e. a. Phys. Rev., Lett., 1969, **23**, 1256.
75. Coleman S., Glashow S. L. Phys. Rev., Lett., 1961, **6**, 1423; Cabibbo N., Gatto R. Nuovo cimento, 1961, **21**, 872.
76. Levinson C. A., Lipkin H. J., Meschkov A. Phys., Lett., 1963, **7**, 81.
77. Nagari H. Preprint SLAC-PUB-349, 1967.
78. Mathur V. S., Okubo S. Phys. Rev., 1969, **181**, 2148.
79. Рекало М. П. Препринт ИТФ-70-41, 1970.