

539. 121. 628

**СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ  
ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ\*)***Л. Ван Хов*

Настоящая статья представляет собой попытку изложить основные вопросы теории процессов сильного взаимодействия элементарных частиц при высокой энергии. Под словом «высокая» понимается область, в которой сечения взаимодействия частиц являются плавными функциями энергии. Это наводит на мысль о том, что упомянутая область энергий является асимптотической \*\*). По мере непрерывного увеличения точности и надежности экспериментальных данных все более четко проявляются основные свойства, присущие взаимодействию в этой асимптотической области. Ввиду отсутствия последовательной теории процессов сильного взаимодействия соответствующий теоретический анализ носит в основном феноменологический характер. Он позволяет либо устанавливать на основе небольшого числа наиболее общих принципов теории связь между различными экспериментальными данными, либо описывать эти данные посредством параметризации в рамках различных гипотетических моделей теории взаимодействия. Несмотря на сравнительно скромные задачи, такой анализ оказался весьма плодотворным для последовательного построения общей картины сильных взаимодействий при высоких энергиях.

**1. УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ С ПЕРЕДАЧЕЙ МАЛОГО ИМПУЛЬСА**

Остановимся в первую очередь на процессах упругого рассеяния  $A + B \rightarrow A + B$  ( $A, B$  — адроны), когда переданный импульс (в системе центра масс)  $\Delta = \sqrt{-t}$  лежит в области

$$0 < -t \leq 1 \text{ (Гэв/с)}^2. \quad (1,1)$$

В этой области имеются в настоящее время хорошие экспериментальные данные для ряда процессов, причем оказывается, что в основных чертах они для всех процессов одинаковы. При импульсе в лабораторной системе  $p_L \geq 6 \text{ Гэв/с}$  можно достаточно хорошо описать соответствующие процессы посредством асимптотического разложения амплитуды рассеяния в ряд,

\*) L. Van Hove, Theory of Strong Interactions of Elementary Particles in the GeV Region, Proceedings of International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies (Hamburg, June 8—12, 1965), vol. 1, Plenary Sessions Deutsch. Phys. gesellschaft, 1965, стр. 5. Перевод и примечания И. И. Ройзена.

\*\*\*) Это предположение автора является спорным, по крайней мере в применении к процессам упругого рассеяния. Если вакуумный полюс Редже расположен в точке  $\alpha = 1$ , когда  $t = 0$ , то асимптотическая область энергий отодвигается значительно дальше <sup>17</sup>. (Прим. перев.)

в котором оставлены два или три члена. Мы выпишем этот ряд в наиболее общей форме

$$T(s, t)_{s \rightarrow +\infty} \cong \sum_{j=1, 2, \dots} c_j(t) s_t^{\alpha_j(t)} \left( \ln s_t - \frac{i\pi}{2} \right)^{\beta_j(t)}, \quad (1,2)$$

где  $s$  — квадрат энергии в системе центра масс, и в дальнейшем для удобства используется разложение по убывающим степеням величины

$$s_t = s + \frac{t}{2} - m_A^2 - m_B^2, \quad (1,3)$$

функции  $\alpha_j(t)$ ,  $\beta_j(t)$  вещественны, функции  $c_j(t)$  могут быть комплексными. Предполагается, что  $\alpha_1(t) > \alpha_2(t) > \dots$ .

Предполагается, что формулой (1,2) описывается не зависящая от спина часть амплитуды упругого рассеяния. Члены, которые зависят от спина, могут быть представлены таким же образом, однако всегда предполагается, что они при  $s \rightarrow \infty$  растут медленнее, чем член, который от спина не зависит\*).

Можно было бы домножить каждый член ряда (1,2) на фактор, который зависит от  $s$  слабее, чем  $\ln s$ , например  $(\ln \ln s_t)^{\gamma_j(t)}$ . Однако, экспериментальные данные, которые пока что имеются в нашем распоряжении, слишком скудны для того, чтобы сделать вывод о наличии или отсутствии таких множителей. В действительности невозможно даже твердо установить или отвергнуть необходимость множителей типа  $(\ln s_t)^{\beta_j(t)}$  в (1,2). Поэтому обычно анализ проводится в предположении, что  $\beta_j(t) = 0$ .

Разложение (1,2) вполне достаточно для того, чтобы отразить влияние особенностей различного типа в комплексной плоскости углового момента у парциальной амплитуды рассеяния в  $t$ -канале. Точкам ветвления соответствуют  $\beta_j(t) \neq 0$ , полюсам —  $\beta_j(t) = 0$ . Полюса могут двигаться (полюса Редже) или быть неподвижными в зависимости от того, является в действительности  $\alpha_j(t)$  функцией  $t$  или нет. Как уже отмечалось выше, эксперимент пока что не позволяет сделать однозначного выбора между полюсами и точками ветвления. В настоящее время установлено, что с теоретической точки зрения допустимы оба типа особенностей. В действительности следует ожидать, что кроме полюсов имеются также точки ветвления<sup>1</sup>.

Используя аналитические свойства амплитуды  $T$  как функции  $s$  и перекрестную симметрию\*\*), можно связать разложение (1,2) с соответствующим асимптотическим разложением в перекрестном канале  $\bar{A} + B = \bar{A} + B$ :

$$\bar{T}(u, t)_{|u \rightarrow +\infty} \cong \sum_{j=1, 2, \dots} c_j^*(t) \exp[-i\pi\alpha_j(t)] u_t^{\alpha_j(t)} \left( \ln u_t - \frac{i\pi}{2} \right)^{\beta_j(t)}, \quad (1,4)$$

где  $u$  — квадрат энергии в системе центра масс перекрестного канала и

$$u_t = u + \frac{t}{2} - m_A^2 - m_B^2. \quad (1,5)$$

Коэффициенты  $c_j(t)$ ,  $\alpha_j(t)$ ,  $\beta_j(t)$  те же, что и в (1,2). Переменные  $s_t$  и  $u_t$

\*) В высшей степени желательно было бы получить экспериментальное подтверждение этого предположения. В случае  $p$ -соударений для этого необходимо выполнить поляризационные эксперименты и эксперименты по определению корреляции между спинами. Для этого нужна мишень из поляризованных протонов. В случае  $p$ -взаимодействия для аналогичных измерений необходимо, чтобы были поляризованы как протоны налетающего пучка, так и протоны мишени.

\*\*) Аксиоматическая теория поля в настоящее время близка к тому, чтобы доказать эти свойства амплитуды рассеяния.

в (1,2) и (1,4) выбраны именно для того, чтобы следствия аналитических свойств и перекрестной симметрии выражались при высокой энергии в такой простой форме\*).

Все экспериментальные данные по рассеянию в прямом и перекрестном каналах согласуются с (1,2) и (1,4). Конечно, для наиболее точного, по возможности, определения параметров  $c_j(t)$ ,  $\alpha_j(t)$  необходимо использовать эти уравнения совместно. Мы напоминаем, что в настоящее время функции  $\beta_j(t)$  не могут быть получены из экспериментальных данных и обычно полагаются равными нулю, так что выражения (1,2) и (1,4) могут быть переписаны в виде

$$T(s, t)|_{s \rightarrow +\infty} \cong \sum_{j=1, 2, \dots} c_j(t) s_i^{\alpha_j(t)}, \quad (1,6)$$

$$\bar{T}(u, t)|_{u \rightarrow +\infty} \cong \sum_{j=1, 2, \dots} c_j^*(t) \exp[-i\pi\alpha_j(t)] u_i^{\alpha_j(t)}. \quad (1,7)$$

### 1. Амплитуда рассеяния вперед

Наша информация о величине амплитуды рассеяния вперед  $T(s, 0)$  основана на экспериментальных данных о полном сечении  $\sigma_T$ , которое связано с  $T(s, 0)$  посредством оптической теоремы

$$\sigma_T = \left( \frac{8\pi^2}{ks^{\frac{1}{2}}} \right) \text{Im } T(s, 0), \quad (1,8)$$

( $k$  — импульс в системе центра масс), и на полученных недавно данных о величине отношения

$$X = \frac{\text{Re } T(s, 0)}{\text{Im } T(s, 0)}. \quad (1,9)$$

Хорошо известные в настоящее время значения полных сечений изображены кривыми на рис. 1<sup>4</sup>. Величина отношения  $X$  получена путем измерения амплитуды упругого рассеяния при очень малых значениях  $|t|$ , когда важна интерференция между ядерным и кулоновским взаимодействиями. При этом считалось, что амплитуда рассеяния  $T(s, t)$  не зависит от спина и постоянна в интервале между  $t = 0$  и малыми значениями  $|t|$ , при которых измерялась величина интерференции. Полученные результаты приведены на рис. 2 и 3<sup>5, 6</sup>. Они оказались совместимыми с дисперсионными соотношениями для амплитуды  $pp$ -рассеяния. Ситуация менее ясна в случае  $p\bar{p}$ -рассеяния, где следует принять во внимание и рассеяние вперед с перезарядкой<sup>7, 8</sup>.

Мы обсудим основные черты поведения  $\sigma_T$  и  $X$  в терминах выражений (1,6) и (1,7). Кривые, описывающие полное поперечное сечение,

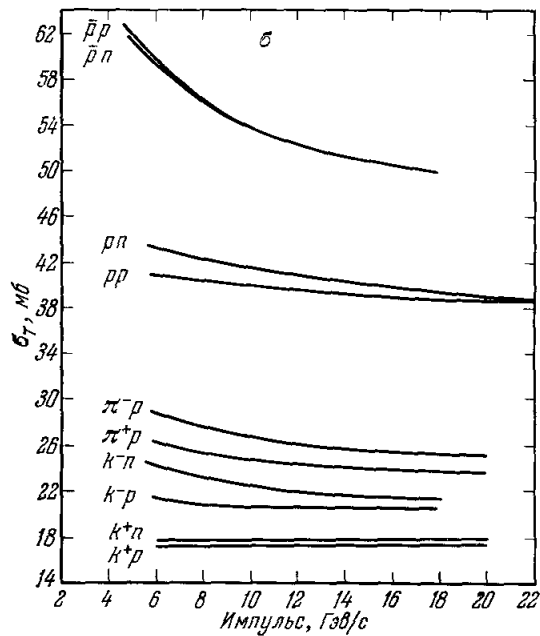


Рис. 1. Полное сечение нуклон-нуклонного и мезон-нуклонного рассеяния (согласно<sup>4</sup>).

\*) Доказательство этого утверждения содержится в работе<sup>3</sup>.

с хорошей точностью указывают на то, что

$$\alpha_1(0) = 1. \quad (1,10)$$

Оставляя в (1,6) и (1,7) ведущий член с  $j = 1$ , получим, согласно (1,10), при  $s \rightarrow \infty$

$$\text{Im } T(s, 0) \cong \text{Im } \bar{T}(s, 0), \quad \text{Re } T(s, 0) \cong -\text{Re } \bar{T}(s, 0). \quad (1,11)$$

Первое соотношение представляет собой просто теорему Померанчука  $\sigma_T \cong \bar{\sigma}_1$  для полных поперечных сечений<sup>9</sup>. Его справедливость при

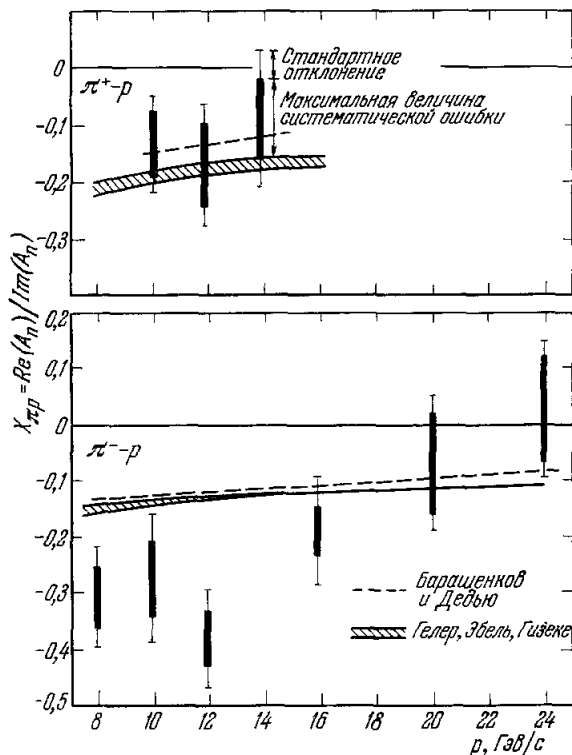


Рис. 2.  $X_{\pi p}$  — отношение вещественной части амплитуды к мнимой для мезон-нуклонного рассеяния вперед (согласно<sup>5</sup>).

$s \rightarrow \infty$  не противоречит экспериментальным данным, хотя вплоть до энергии 30 Гэв имеется заметная разница  $\sigma_T - \bar{\sigma}_T$ , которая при  $p_L \gg \gg 6$  Гэв/с может быть хорошо описана следующим членом  $j = 2$  в (1,6) и (1,7), если  $\alpha_2(0) \approx 0,5$ .

Второе соотношение в (1,11) означает, что при  $s \rightarrow \infty$   $X \cong \bar{X}$ , где  $\bar{X} = \text{Re} \bar{T}(u, 0) / \text{Im} \bar{T}(u, 0)$ . Эксперимент показывает, что измеренные значения как  $X$ , так и  $\bar{X}$  отрицательны. Совместно с (1,11) это заставляет предполагать, что

$$X \rightarrow 0 \text{ и } \bar{X} \rightarrow 0 \text{ при } s \rightarrow \infty. \quad (1,12)$$

Тогда коэффициент  $c_1(0)$  в (1,6) является чисто мнимым

$$c_1(0) = i |c_1(0)|. \quad (1,13)$$

Экспериментальные данные полностью согласуются с предположением, что измеренное значение величины  $X$  обусловлено вторым членом в раз-

ложениях (1,6) и (1,7), для которого  $\alpha_2(0) \cong 0,5$ , что уже отмечалось ранее. Однако необходимо подчеркнуть, что не существует теоретических возражений против того, что в некоторых случаях величина  $X$  становится положительной в области  $p_L > 30 \text{ Гэв/с}$ , если в этой области величина  $\sigma_T$  проходит через минимум \*).

Подробный анализ поведения величин  $\sigma_T$  и  $X$  в случаях  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния на основе соотношений типа (1,6) и (1,7) был проведен А. Биалас и Э. Биалас<sup>11</sup>. Они показали, что для  $pp$ -рассеяния возможно значение  $\lim_{s \rightarrow \infty} X = 0$  и наиболее вероятно, что  $-0,2 < \lim_{s \rightarrow \infty} X \leq 0$ . Кроме того, они показали также, что измерение  $\bar{X}$  для  $\bar{p}p$ -рассеяния при импульсе

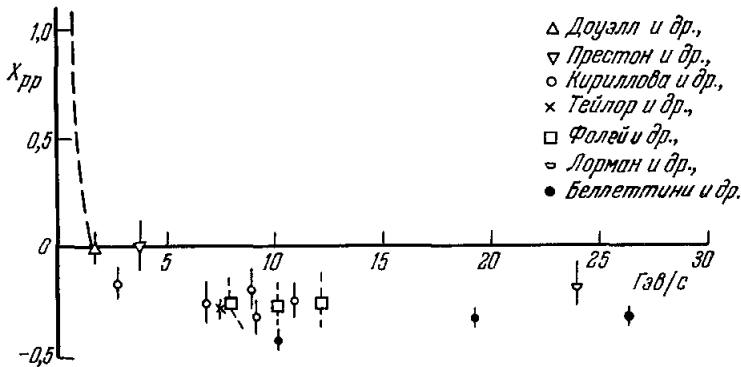


Рис. 3.  $X_{pp}$  — отношение вещественной части амплитуды к мнимой для протон-протонного рассеяния вперед (согласно различным экспериментам<sup>6</sup>).

в лабораторной системе  $p_L < 5 \text{ Гэв/с}$  является лучшим способом получения наиболее точных значений параметров разложения  $c_j(0)$  и  $\alpha_j(0)$  для  $pp$ -взаимодействия.

## 2. Ф о р м а д и ф ф р а к ц и о н н о г о п и к а

Все дифракционные пики, которые были до сих пор исследованы экспериментально, имеют в интервале переданных импульсов, определяемом (1,1), одинаковую форму, которая описывается выражением

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \exp(at - bt^2). \quad (1,14)$$

Коэффициент  $a$ , хотя и зависит в известной степени от типа реакции и энергии, всегда имеет величину порядка  $10 (\text{Гэв/с})^{-2}$ . Безразмерная величина  $b/a^2$  определена недостаточно хорошо, но она всегда положительна и по порядку величины

$$\frac{b}{a^2} \cong 0,01 \div 0,04. \quad (1,15)$$

\*) Автор благодарит профессоров В. С. Барашенкова и Д. Хохлера за обсуждение этого вопроса. Качественные аргументы для объяснения отрицательного значения величины  $X$ , которые были предложены, в частности, в работе<sup>10</sup>, неоднозначны, так как знак  $X$  всегда может быть изменен с помощью вещественного оптического потенциала. Действительно, как было показано А. Биалас и Э. Биалас<sup>11</sup>, отрицательный знак величины  $X$  связан с тем, что сечения  $\sigma_T$  и  $\sigma_{\bar{T}}$  приближаются к своему асимптотическому значению, убывая. Если бы они возрастали, то величина  $X$  была бы положительной.

Когда энергия достаточно велика для того, чтобы в формулах (1,6) и (1,7) можно было оставить только главный член  $j = 1$ , получаем  $|T|^2 \cong \cong |\bar{T}|^2$ , и, следовательно, величина  $d\sigma/dt$  становится одинаковой для прямой и перекрестной реакций

$$\frac{d\sigma}{dt} \cong \frac{d\bar{\sigma}}{dt}, \quad (1,16)$$

причем обе стороны равенства (1,16) должны быть, конечно, взяты при одинаковой энергии  $s = u \rightarrow +\infty$ . Равенство (1,16) является обобщением теоремы Померанчука<sup>12</sup>. Из (1,16) следует, что при очень высокой энергии

$$a \cong \bar{a} \quad \text{и} \quad b \cong \bar{b} \quad (1,17)$$

(черта сверху всегда соответствует перекрестной реакции).

Соотношения (1,17) находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными для  $\pi^\pm$   $p$ -рассеяния при  $p_L > 6$  Гэв/с, где величины  $a$  и  $b$

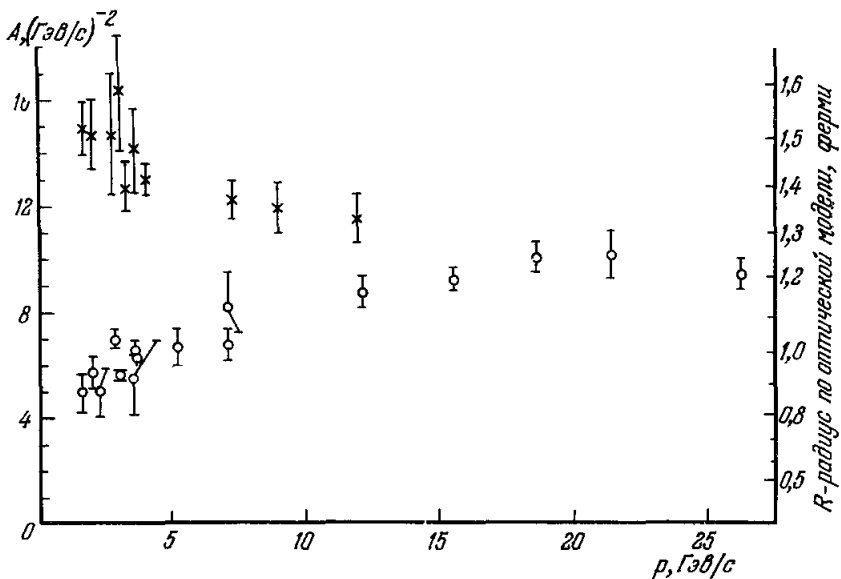


Рис. 4. Ширина дифракционного пика в  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -рассеянии как функция импульса в лабораторной системе (согласно<sup>13</sup>).

при  $s \rightarrow \infty$  оказываются не зависящими от энергии константами (этот результат надежен только в отношении величины  $a$ ; точность определения величины  $b$  пока еще слишком низкая). В случае  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -рассеяния имеется резко выраженная зависимость величины  $a$  от энергии (согласно данным по  $pp$ -рассеянию), причем величина  $a$  возрастает с ростом  $s$ . Точно так же, согласно данным по  $\bar{p}p$ -рассеянию, величина  $\bar{a}$  тоже достаточно сильно зависит от энергии, но она с ростом  $u$  убывает. Чижевским и др.<sup>13</sup> путем сопоставления всех имеющихся данных было показано, что величины  $a$  и  $\bar{a}$  стремятся к общему пределу порядка  $9$   $(\text{Гэв/с})^{-2}$ , т. е. примерно равному соответствующему пределу в случае  $\pi^\pm$   $p$ -рассеяния. Это ясно видно из рис. 4, который заимствован из работы<sup>13</sup> (на этом рисунке наша величина  $a$  обозначена через  $A$ ). Таким образом, во всех упомянутых случаях мы приходим к выводу, что главный член в разложениях (1,6) и (1,7) представляет собой экспоненту, причем

$$a_1(t) = 1 \quad \text{при} \quad 0 < -t < 1 \quad (\text{Гэв/с})^2. \quad (1,18)$$

Из общих соображений<sup>14</sup> мы приходим к выводу, что

$$c_1(t) = i |c_1(t)| = i \exp \left[ \frac{1}{2} (at + bt^2) \right] \quad (1,19)$$

для всех значений  $t$ , лежащих внутри этой области. Это является обобщением соотношения (1,13). Выражения (1,18), (1,19) для главного члена в (1,6) и (1,7) соответствуют хорошо известной дифракционной картине, которая характеризуется постоянной величиной поперечных сечений и чисто мнимой амплитудой упругого рассеяния. Отклонения от нее обусловлены следующими членами разложения; экспериментальные данные позволяют сделать грубую оценку величины второго члена:  $\alpha_2(t) \cong \cong 0,5$  для всех значений  $t$ , лежащих внутри указанного выше интервала.

Хотя мы пришли к заключению, что дифракционная картина позволяет объяснить экспериментальные факты несравненно более естественным образом, эти факты также совместимы и с моделью полюсов Редже, если предположить, что имеется несколько реджевских траекторий с положительными производными при  $t = 0$ . Если вклад вносят несколько полюсных траекторий, то эффект сужения дифракционного пика, обусловленный положительностью их производных при  $t = 0$ , всегда может быть скомпенсирован на ограниченном интервале значений энергии расширением дифракционного пика, которое связано с соответствующим образом подобранной компенсацией вкладов от различных траекторий. Пример параметризации, которая имитирует дифракционную картину с помощью подбора реджевских полюсов такого сорта, был разобран недавно Филлипсом и Раритой для  $\pi N$ -,  $KN$ - и  $\bar{K}N$ -рассеяния, причем было использовано три траектории для описания  $\pi N$ -рассеяния и пять для описания  $KN$ - и  $\bar{K}N$ -рассеяния<sup>15</sup>. Окончательный выбор между дифракционной картиной и моделью полюсов Редже, по-видимому, может быть сделан только на основе экспериментальных данных при энергиях, которые намного больше достигнутых в настоящее время.

## II. ОСНОВНЫЕ НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ

Информация, которой мы располагаем, о наиболее существенных неупругих процессах, т. е. о тех процессах, которыми обусловлен основной вклад в полное поперечное сечение, пока что весьма ограничена как в теоретическом, так и в экспериментальном отношении. Мы ограничимся в настоящей статье рассмотрением выполненных недавно теоретических работ, которые посвящены двум аспектам этой проблемы.

### 1. Периферическая, мультипериферическая и центропериферическая модели

Так как наиболее достоверным свойством подавляющей части неупругих процессов является малая величина поперечного импульса всех вторичных частиц, то в течение многих лет предпринимались попытки описать эти процессы посредством одномезонных диаграмм. В этом состоит смысл так называемой модели периферических соударений, которая первоначально основывалась на рассмотрении диаграммы, показанной на рис. 5, а. Вскоре, однако, выяснилось, что эта модель страдает внутренними противоречиями, так как с ростом энергии взаимодействия частиц  $A$  и  $B$  энергия взаимодействия частиц  $\pi$  и  $A$  или  $\pi$  и  $B$  (или и та, и другая) тоже возрастает, так что по крайней мере один из этих процессов становится в свою очередь периферическим. Самосогласованность восстанавливается, если рассматривать сумму всех диаграмм, типа изображен-

ной на рис. 5, б, с 1, 2, 3 и т. д. вершинами, а на взаимодействие  $\pi$ -мезонов в вершинах наложить определенные ограничения, которые запрещают ему становиться периферическим. Были предложены два пути осуществления этой программы.

Первый путь основан на предположении, что энергия каждой вершины в ее собственной системе центра масс всегда остается ниже некоторого максимума. Эта модель была предложена Амати, Стангеллини и Фубини<sup>16</sup> и была названа мультипериферической. Получающееся в результате теневое упругое рассеяние обладает при высокой энергии свойствами, сходными с теми, которые имеют место, если асимптотика амплитуды упругого рассеяния определяется одним полюсом Редже, траектория которого имеет положительную производную при  $t = 0$ . Следовательно, эта модель несовместима с дифракционной картиной упругого рассеяния.

Второй путь был предложен недавно Дрёминым и др.<sup>17</sup> \*). Авторы считают, что каждая вершина представляет собой центральное взаимодействие \*\*). Предполагается, что теневое упругое рассеяние, обусловленное неупругими процессами в каждой вершине, т. е. центральными

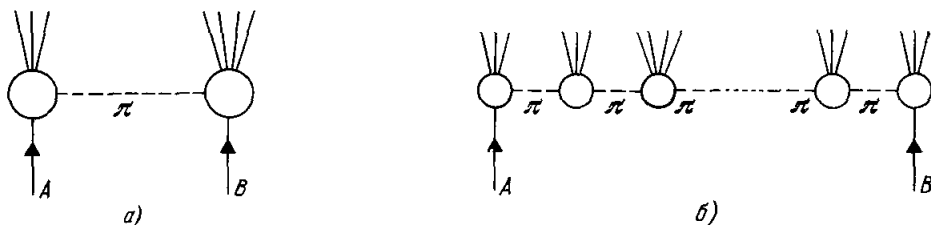


Рис. 5. Диаграммы периферического (а) и мультипериферического (б) взаимодействий.

соударениями, описывается некоторой определенной функцией, которая имеет вид  $sf(t)$ , когда обе взаимодействующие частицы находятся на массовой поверхности. Это приводит к тому, что полная амплитуда теневого упругого рассеяния при высокой энергии состоит из двух частей: первая имеет обычный дифракционный характер, вторая содержит сумму вкладов от периферических процессов во второй и последующие члены разложения (1,2) \*\*\*). Парциальная амплитуда в  $t$ -канале имеет в этом случае в плоскости комплексного орбитального момента следующие особенности: неподвижный полюс, движущийся полюс и движущаяся точка ветвления. В настоящее время известно, что теоретические возражения против сингулярностей такого типа<sup>18</sup> не относятся к области  $t < 0$  \*\*\*\*).

Эта последняя модель, которая может быть названа центропериферической, несомненно, более адекватна действительности в области энергий вплоть до 30 Гэв, нежели мультипериферическая модель. В ее

\*) См. по этому вопросу также обзор Е. Л. Фейнберга на Дубненской конференции 1964 г.

\*\*\*) Это не является предположением авторов работы<sup>17</sup>, а следует достаточно однозначно из точного уравнения Бете — Солпитера. (Прим. перев.)

\*\*\*\*) В этом пункте автор излагает работу<sup>17</sup> неточно. Вторая часть амплитуды описывает сумму вкладов от всех периферических процессов. Она дает вклад также и в первый член разложения (1,2), если только вакуумный полюс Редже находится в точке  $\alpha = 1$  при  $t = 0$ . Более точно, в этом случае в центропериферической модели разложение (1,2) содержит два члена, у которых  $\alpha_{1,2}(0) = 1$ . При этом  $\alpha_1(t) = 1$ , а  $\alpha_2(t) < 1$  при  $t < 0$ . (Прим. перев.)

\*\*\*\*\*) Важно то, что указанный набор особенностей не встречается с теоретическими трудностями в области  $t > 4\mu^2$ ,  $\mu$  — масса мезона<sup>17</sup>. (Прим. перев.)



рамках существует возможность для различных пропорций относительных вкладов центральных и периферических процессов. С этой точки зрения  $pr$ - и  $pp$ -соударения являются в основном центральными, а  $pp$ -рассеяние — в основном периферическим.

## 2. Зависимость между характером неупругих процессов и формой дифракционного пика

Как уже отмечалось выше, все дифракционные пики, которые известны в настоящее время, имеют в интервале

$$0 < -t \lesssim 1 (L^2 \alpha e/c)^2 \quad \text{или} \quad 0 < -at \lesssim 10 \quad (2,1)$$

одинаковую форму, которая определяется выражениями (1,14), (1,15). Эту форму лучше всего обсудить, рассматривая парциальные амплитуды

$$\eta_e = 1 - e^{2i\delta_e}, \quad (2,2)$$

где  $\delta_e$  — комплексный сдвиг фаз. Если имеет место дифракционная картина, то функция  $\eta_e$  вещественна (амплитуда  $T$  упругого рассеяния чисто мнима). Остановимся прежде всего на этом случае, а затем рассмотрим, какие изменения возникнут, если  $\frac{\text{Re } T}{\text{Im } T} \neq 0$ .

Наиболее привычное предположение относительно величины  $\eta_e$ , которое состоит в том, что

$$\begin{cases} \eta_e = \eta_0 & \text{при } 0 \leq l \leq L, \\ \eta_e = 0 & \text{при } l > L, \end{cases} \quad (2,3)$$

и соответствует рассеянию на черной сфере, находится в прямом противоречии с экспериментальными фактами. Из этого предположения следует, что

$$\frac{b}{a^2} \cong -0,08 \quad (2,4)$$

и что при  $-at \cong 3,7$  имеется дифракционный минимум. Это противоречие не устраняется, если слегка размазать границу  $l = L$ .

К значительно лучшему согласию приводит гауссово распределение

$$\eta_e = \eta_0 \exp\left(-\frac{l^2}{L^2}\right), \quad (2,5)$$

для которого  $b = 0$ . При этом отношение  $\sigma_{el}/\sigma_T$  ( $\sigma_{el}$  — полное сечение упругого рассеяния) изменяется в интервале от нуля до 0,25, когда  $\eta_0$  возрастает от нуля до 1\*). Экспериментальная величина отношения  $\sigma_{el}/\sigma_T$  порядка 0,2 (см. ниже). Это приводит к заключению, что  $\eta_0$  немного меньше 1.

Дальнейшее улучшение может быть получено, если взять в качестве  $\eta_e$  наименьший корень уравнения

$$\eta_e - \frac{1}{2} \eta_e^2 = f_0 \exp\left(-\frac{l^2}{L^2}\right). \quad (2,6)$$

В этом случае отношение  $\frac{b}{a^2}$  положительно и изменяется от нуля до 0,02, когда  $f_0$  растет от нуля до 1/2 — максимальной величины, допустимой соотношением унитарности. При этом отношение  $\sigma_{el}/\sigma_T$  возрастает от нуля до максимального значения порядка 0,185. Уравнение (2,6) пред-

\*) В то же время при рассеянии черной сферой (2,3) отношение  $\sigma_{el}/\sigma_T$  изменяется от нуля до 0,5, когда  $\eta_0$  возрастает от нуля до 1.

ставляет собой частный вид соотношения унитарности для амплитуды упругого рассеяния, которое в общем случае может быть записано в форме

$$\operatorname{Re} \eta_e - \frac{1}{2} |\eta_e|^2 = f_e. \quad (2,7)$$

Левая часть уравнения (2,7) описывает вклад в соотношение унитарности от упругого рассеяния, правая часть — суммарный вклад в соотношение унитарности всех неупругих процессов. Точная функция  $f_e$  определяется из уравнения

$$\langle \psi(\mathbf{k}'_A, \mathbf{k}'_B) | \psi(\mathbf{k}_A, \mathbf{k}_B) \rangle = \frac{\delta(P' - P) \sqrt{V_s}}{2\pi k \varepsilon_A \varepsilon_B} \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) f_e P_e(\cos \vartheta); \quad (2,8)$$

$\psi(\mathbf{k}_A, \mathbf{k}_B)$  — матричный элемент между начальным  $|\mathbf{k}_A, \mathbf{k}_B\rangle$  и промежуточным состоянием при неупругом соударении, где  $\mathbf{k}_A, \mathbf{k}_B$  — импульсы взаимодействующих частиц  $A$  и  $B$  \*);  $k$  — абсолютная величина импульса взаимодействующих частиц в системе центра масс;  $\varepsilon_A, \varepsilon_B$  — энергии взаимодействующих частиц в системе центра масс;  $\vartheta$  — угол между  $\mathbf{k}_A$  и  $\mathbf{k}'_A$  в этой системе;  $\delta(P' - P)$  — четырехмерная дельта-функция, выражающая закон сохранения вектора энергии-импульса.

Можно показать, что гауссова зависимость функций  $f_e$  от  $l$ , которая используется в формуле (2,6), имеет место, если многочастичные конечные состояния в основном являются состояниями, в которых частицы слабо взаимодействуют между собой и обладают малыми поперечными импульсами. Таким образом, эта модель предлагает объяснение формы дифракционного пика на основе общих свойств, характерных для подавляющей части неупругих столкновений \*\*), \*\*\*).

Коттингем и Пайерлс <sup>22</sup> показали, что рассмотренная выше модель прекрасно описывает дифракционное  $\pi p$ -рассеяние при  $p_L \gtrsim 15$  Гэв/с, при котором вещественная часть амплитуды рассеяния достаточно мала для того, чтобы ее вкладом в (2,7) можно было пренебречь \*\*\*\*). Параметр  $f_0$  определялся величиной отношения  $\sigma_{el}/\sigma_T$ , которая равна 0,16, т. е. несколько меньше допустимого максимального значения 0,185.

В случае  $pp$ -взаимодействия отношение  $\sigma_{el}/\sigma_T$  больше, чем 0,185 (его величина равна  $0,276 \pm 0,008$  при  $p_L = 12,8$  Гэв/с и  $0,244 \pm 0,12$  при  $p_L = 19,6$  Гэв/с). Коттингем и Пайерлс относят этот эффект за счет исчезающей вещественной части амплитуды упругого рассеяния  $T$ . Присутствие вещественной части в этом случае предсказывается также дисперсионными соотношениями <sup>23</sup> и подтверждается экспериментально (см. рис. 3). Считая, что амплитуда имеет малую вещественную часть, они смогли одновременно объяснить наблюдаемое на эксперименте упругое  $pp$ -рассеяние при малых и больших значениях величины  $|t|$  <sup>22</sup>.

Поскольку мы предполагаем, что дифракционная картина при высоких энергиях имеет место, то модель, связанная с уравнением (2,6), может описывать  $pp$ -рассеяние только при условии, что с ростом энергии отношение  $\sigma_{el}/\sigma_T$  становится меньше 0,185. В этой связи представляет весьма

\*) Нормировка такова, что  $\langle \mathbf{k}'_A, \mathbf{k}'_B | \mathbf{k}_A, \mathbf{k}_B \rangle = \delta(\mathbf{k}'_A - \mathbf{k}_A) \delta(\mathbf{k}'_B - \mathbf{k}_B)$ .

\*\*\*) Предварительное обсуждение этого метода и зависимости между характером неупругих процессов и шириной дифракционного пика содержится в работе <sup>22</sup>.

\*\*\*\*) Конкретная модель типа тормозного излучения слабо коррелирующих друг с другом вторичных частиц в конечном состоянии при неупругом соударении была недавно рассмотрена для случая  $pp$ -рассеяния в работе Бпалас и Руигрок <sup>21</sup>.

\*\*\*\*\*) Этот вклад порядка  $(\operatorname{Re} T / \operatorname{Im} T)^2$ , что составляет несколько процентов при малых  $|t|$ . Можно с уверенностью считать, что он остается малым и при больших  $|t|$ .

интересным то обстоятельство, что, экстраполируя одновременно экспериментальные данные по  $pp$ - и  $pp$ -взаимодействию, Чижевский и др. получили для асимптотического предела величины этого отношения значение, равное  $0,178 \pm 0,006$ <sup>13</sup>.

### III. НЕУПРУГИЕ БИНАРНЫЕ РЕАКЦИИ

Среди всех неупругих процессов особый интерес представляют бинарные реакции типа  $A + B \rightarrow A' + B'$ , когда частица  $A'$  и (или)  $B'$  отличается от частицы  $A$  и (или)  $B$ . В действительности под  $A'$  и  $B'$  можно понимать также нестабильные резонансы с определенными квантовыми числами. Сечение таких процессов при низких и промежуточных энергиях ( $p_L \leq 5$  Гэв/с) удивительно велико. Например, в  $K^+p$ -соударениях при  $p_L = 3$  Гэв/с около 40% сечения процесса с образованием в конечном состоянии системы  $K^0\pi^+p$  обусловлено процессом, идущим через промежуточное двухчастичное состояние  $K^{*+}p$ , и столько же обусловлено процессом, идущим через промежуточное состояние  $K^0N^{*++}$ , и только в 20% случаев имеет место истинно неупругий процесс<sup>21</sup>. Представляется весьма желательным найти общее качественное объяснение этого замечательного факта. Имеет место общее правило, что поперечное сечение любого неупругого бинарного процесса  $A + B \rightarrow A' + B'$  быстро падает с ростом энергии, во всяком случае, если внутренние квантовые числа  $A'$  (или  $B'$ ) и  $A$  (или  $B$ ) различны. Типичными примерами могут служить сечение процесса  $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ , которое падает как  $s^{-1}$ , и сечение процесса  $\pi p \rightarrow \rho p$ , которое падает как  $s^{-2}$ . Число бинарных каналов растет с увеличением  $s$ , однако неизвестно, падает при этом суммарное сечение всех бинарных реакций или остается постоянным. Экспериментальное изучение этого вопроса было бы весьма полезным для общего понимания свойств взаимодействия частиц при высокой энергии. Так, успех модели, которая была рассмотрена в гл. II, § 1 и опиралась на уравнение (2,6), становится по-настоящему понятным, если при высокой энергии подавляющая часть неупругих процессов не идет через промежуточные двухчастичные состояния. Вопрос о том, может ли гауссова зависимость функции  $f_e$  от  $l$  быть получена на основе общих принципов теории, когда существенная часть неупругих процессов связана с образованием промежуточных двухчастичных состояний, остается нерешенным.

#### 1. Одномезонные модели для неупругих бинарных процессов

Наиболее известной и часто используемой моделью для описания неупругих бинарных процессов является одномезонное приближение (ОМП), улучшенное различными способами, в основном уточнениями величины форм-факторов<sup>25</sup> и учетом эффектов поглощения<sup>23</sup>. Исследование этих моделей посвящено очень много работ. В настоящей статье мы ограничимся краткими замечаниями, так как прекрасный обзор этих работ содержится в появившихся недавно статьях Джексона<sup>27</sup> и Джексона и др.<sup>28</sup>.

Описание процессов, в которых наиболее существенным является одномезонный обмен, с помощью модели ОМП, улучшенной либо учетом поправок к форм-факторам, либо учетом поглощения, является в достаточной степени удовлетворительным. Одним из наиболее убедительных примеров может служить реакция  $\pi p \rightarrow \rho p$ . В этом случае обе модели весьма успешно описывают дифференциальное сечение как функцию  $p_L$  и  $t$  в интервале  $2 < p_L < 8$  Гэв/с и  $0 < -t < 0,5$  (Гэв/с)<sup>2</sup>. При этом

модель, в которой учитывается поглощение, обладает тем преимуществом, что позволяет вычислить соотношение различных каналов распада и предсказать постоянство величины разности между сечениями процессов  $\pi^+p \rightarrow \rho^+p$  и  $\pi^-p \rightarrow \rho^-p$ , что и наблюдается на эксперименте. ОМП с учетом поправок к форм-факторам или без него не позволяет сделать этого. Возможности ОМП для описания нуклон-нуклонных и нуклон-антинуклонных соударений с учетом возникновения изобарных состояний более ограничены и, по-видимому, исчерпываются областью более низких энергий<sup>29</sup>.

Модели ОМП встречаются с более серьезными трудностями при попытках описать процессы типа  $Kp \rightarrow K^*p$ , когда для объяснения экспериментальных данных необходимо учитывать обмен векторным мезоном. Независимо от учета поправок к форм-факторам и поглощения модель ОМП приводит в данном случае к поперечному сечению, которое не зависит от энергии при  $s \rightarrow \infty$ , что находится в прямом противоречии с экспериментом. С другой стороны, угловое распределение предсказывается этой моделью значительно лучше, особенно, если одновременно учесть влияние форм-факторов и поглощения. Соответствующий пример рассеяния с перезарядкой будет обсуждаться ниже.

Недавно было предложено<sup>30</sup> очень интересное видоизменение модели ОМП\*), которое состоит в том, что борновские одномезонные амплитуды считаются элементами не  $S$ -матрицы, а  $K$ -матрицы. Хотя этот подход сильно отличается от модели с учетом обмена одним векторным мезоном, о которой шла речь выше, его применение к анализу  $K^-p$ -рассеяния с перезарядкой приводит к результатам, которые в основном хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными в области не очень высоких энергий. Однако он также не позволяет избежать принципиальных трудностей, которые возникают при попытках описать с его помощью зависимость амплитуды от энергии в асимптотической области. Этот подход позволяет также вычислить амплитуду упругого рассеяния и приводит к правильной зависимости от  $t$ , но слишком большому по абсолютной величине дифференциальному сечению.

## 2. Рассеяние с перезарядкой

Среди всех неупругих бинарных процессов рассеяние с перезарядкой типа  $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$  или  $K^-p \rightarrow K^0n$  представляет особый интерес ввиду его тесной связи с упругим рассеянием, а также в связи с появлением хорошей экспериментальной информации об этих процессах. Мы остановимся только на мезон-нуклонных процессах с перезарядкой, которые значительно проще, чем соответствующие протон-нейтронные столкновения. В настоящее время имеются экспериментальные данные по рассеянию  $K^-p$  и  $\pi^-p$  с перезарядкой. Они характеризуются примерно одинаковыми общими свойствами, что видно из рис. 6<sup>31</sup> и рис. 7<sup>8</sup>. Форма полученных кривых значительно отличается от формы соответствующих кривых для упругого рассеяния. Различие состоит в том, что кривые на рис. 6 и 7 имеют небольшой максимум при очень малой величине переданного импульса. Наиболее естественное объяснение этого факта заключается в предположении, что величина spin-flip-амплитуды (амплитуды процесса с изменением проекции спина частицы на направление движения) того же порядка, что величина амплитуды процесса без изменения проекции спина (обе амплитуды очень малы по сравнению с амплитудой упругого рассеяния, которая, согласно предположению, принадлежит к последнему

\*) См. более ранние работы<sup>45,46</sup>. (Прим. перев.)

типу). За пределами этого максимума поперечное сечение падает экспоненциально по  $|t|$  с коэффициентом  $a$ , который того же порядка, что и в случае упругого рассеяния (1,14). При еще больших значениях  $|t|$  появляются указания на присутствие второго максимума, абсолютная величина которого убывает с ростом энергии значительно быстрее, чем величина первого.

На рис. 6 показано, следуя Х. Хогаасен и Д. Хогаасен <sup>32</sup>, что модель обмена векторным мезоном с учетом поглощения (верхняя кривая) позволяет получить общую форму экспериментальной кривой рассеяния с перезарядкой.

Однако полученная таким образом теоретическая кривая не совпадает с экспериментальной ни по ширине, ни по абсолютным значениям.

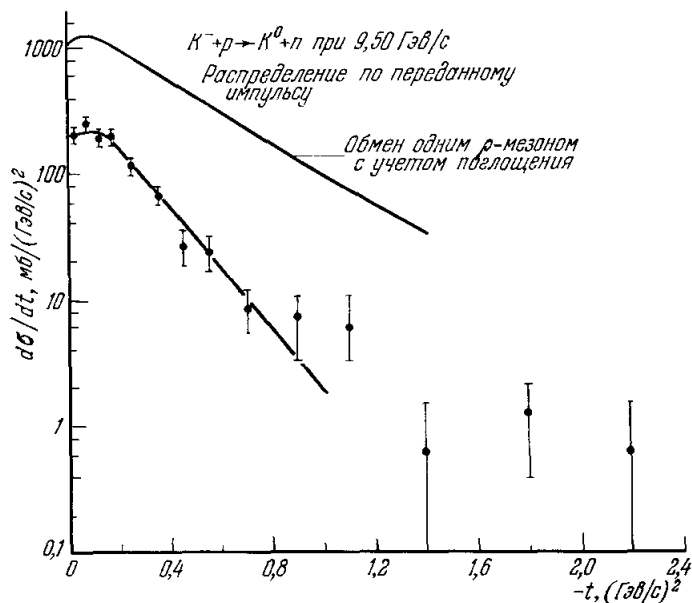


Рис. 6. Дифференциальное сечение процесса  $K^- + p \rightarrow K^0 + n$  (согласно <sup>31</sup>).

Это расхождение может быть уменьшено в области умеренных энергий путем учета форм-факторов, однако асимптотическое постоянство рассчитанного теоретически поперечного сечения несомненно находится в прямом противоречии с экспериментальными фактами.

Для случая  $\pi p$ -рассеяния с перезарядкой известна зависимость поперечного сечения от энергии <sup>7, 8</sup>. Она показана на рис. 7, где по оси ординат отложена величина

$$p_L \frac{d\sigma}{dt} \sim s \frac{d\sigma}{dt}.$$

Возникает очень интересный вопрос: можно ли описать экспериментальные данные для амплитуды рассеяния с перезарядкой, ограничиваясь учетом одного только первого члена в разложении (1,6) или же необходимо учесть также второй член в этом разложении. Попробуем сначала оставить один только первый член

$$T_{ch. ex} \cong c_1(t) s_1^{\alpha_1(t)}. \quad (3,1)$$

Экспериментальные данные позволяют с хорошей точностью определить, что  $\alpha_1(0) \cong 0,5$ , и значительно более грубо значения  $\alpha_1(-0,5) \cong 0$ ,

$\alpha_1(-1) \cong -0,5$ , где величина  $t$  измеряется в  $(Гэв/с)^2$ . Если функция  $\alpha_1(t)$  убывает приблизительно равномерно в интервале  $0 < -t < 1$ , то параметризация амплитуды с помощью одного только первого члена (формула (3,1)) является достаточно хорошей. При этом  $\exp[\alpha_1(t)]$  убывает достаточно быстро: производная  $\alpha_1'(0) \cong 1$ . Однако экспериментальные данные говорят о том, что функция  $\alpha_1(t)$  в интервале  $0 < -t < 0,5$  изменяется медленно, затем быстро падает в области  $-t \sim 0,5$  и снова замедляет скорость своего падения при  $-t > 0,5$ . В этом случае

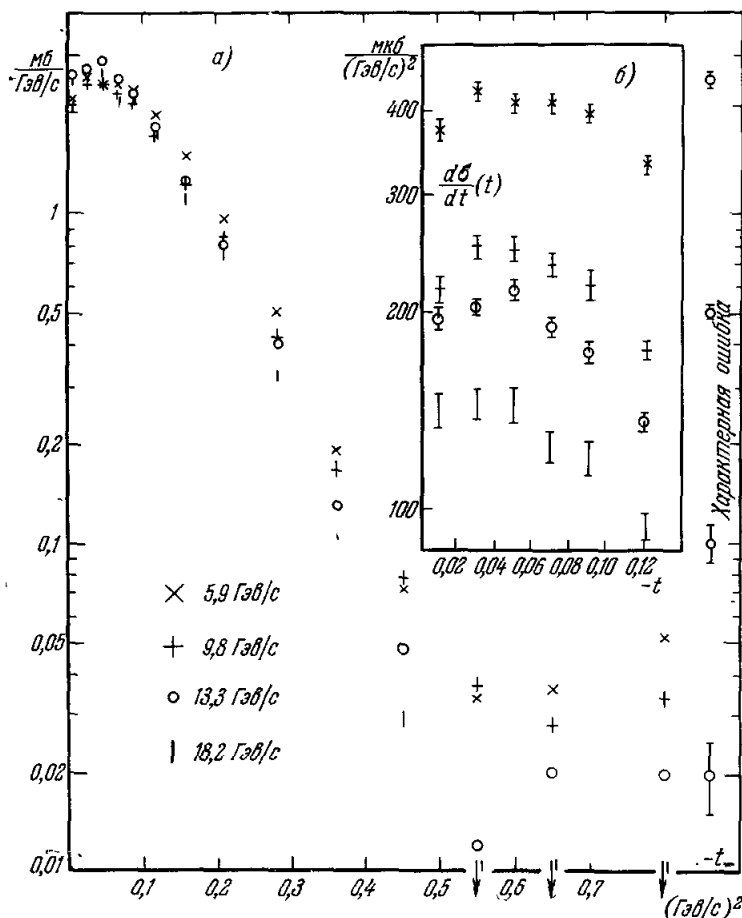


Рис. 7. Дифференциальное сечение процесса  $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$  при четырех значениях энергии взаимодействия (согласно Стирлингу и др. <sup>8</sup>).

представляется более естественным вместо (3,1) использовать для описания экспериментальных данных формулу, в которой оставлены два члена разложения:

$$T_{ch. ex} \cong c_1(t) s_t^{\alpha_1(t)} + c_2(t) s_t^{\alpha_2(t)}, \quad (3,2)$$

причем функции  $\alpha_1(t)$  и  $\alpha_2(t)$  при убывании  $t$  изменяются медленно, так что  $\alpha_1 \cong 0,5$ ,  $\alpha_2 \cong -0,5$  во всей области изменения  $t$ . Функция  $c_1(t)$  при убывании  $t$  падает значительно быстрее, чем функция  $c_2(t)$ , поэтому при любой энергии  $s$  найдется величина  $t_0(s)$  такая, что при  $t_0 < t < 0$  главным в (3,2) является первый член, а при  $t < t_0$  — второй.

Пока что трудно сделать выбор между двумя рассмотренными выше возможностями параметризации ввиду недостаточной экспериментальной статистики. Решение этого вопроса, по-видимому, необходимо отложить до появления дальнейших экспериментов\*). В настоящее время ясно только, что во всяком случае  $\alpha_1(0) \cong 0,5$ . Это обстоятельство объясняет, почему потерпела неудачу модель с обменом одним векторным мезоном, согласно которой  $\alpha_1(0) = 1$ . В то же время оно ясно и непосредственно указывает на правильность модели полюсов Редже. Действительно, среди всех полюсных траекторий, которые вообще рассматриваются в этой модели, квантовыми числами, допустимыми в случае  $\pi^-p$ -рассеяния с перезарядкой, обладает только  $\rho$ -мезонная траектория, для которой значение  $\alpha_\rho(0) \sim 0,5$  с производной  $\alpha'_\rho(0) \sim 1$ , предсказываемое моделью полюсов Редже, является вполне естественным.

Изоспиновая симметрия приводит к тому, что амплитуда  $\bar{T}_{\text{ch. ex}}$  перекрестного процесса удовлетворяет соотношению

$$\bar{T}_{\text{ch. ex}}(s, t) = -T_{\text{ch. ex}}(s, t).$$

Пользуясь им и сравнивая формулы (1,6) и (1,7), можно найти фазы коэффицентов

$$c_j(t) = \pm |c_j(t)| \exp \left[ -\frac{i\pi}{2} (\alpha_j(t) + 1) \right]. \quad (3,3)$$

Из этого можно сделать интересные выводы о поляризации нейтронов отдачи\*\*). Допустим, что соотношение (3,4) выполняется достаточно хорошо как для амплитуды рассеяния с изменением проекции спина на направление движения частиц, так и для амплитуды рассеяния без изменения этой проекции. Тогда, согласно (3,3), эти амплитуды имеют одинаковую фазу и поляризация отсутствует. Однако если правильной является формула (3,2), то из-за интерференции между двумя членами разложения возникает поляризация, величина которой убывает как  $s_t^{\alpha_2(t) - \alpha_1(t)}$ . Как уже было отмечено выше, экспериментальные значения приводят к тому, что в формуле (3,2)  $\alpha_1 \sim 0,5$  и  $\alpha_2 \sim -0,5$ . Если это действительно имеет место, то поляризация должна убывать как  $s^{-1}$ .

#### IV. РАССЕЯНИЕ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ И ВЫСШИЕ СИММЕТРИИ

В заключение сделаем несколько замечаний, касающихся фундаментальных проблем, которые начинают в настоящее время изучаться с различных точек зрения как теоретически, так и экспериментально, и которые в недалеком будущем могут оказаться наиболее существенными для построения динамики взаимодействия частиц при высокой энергии.

##### 1. Рассеяние на большие углы

Как уже отмечалось выше, упругое рассеяние с малой величиной переданного импульса ( $0 < -t < 1$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup>) обладает одинаковыми свойствами для всех адронов и, по всей вероятности, является теневым рассеянием. Поэтому оно не позволяет получить детальной информации о свойствах динамики взаимодействия при высокой энергии. Существует надежда на то, что упругое рассеяние с передачей большого импульса окажется более чувствительным к особенностям динамики соответствующей

\*) Произведенный недавно анализ с учетом дополнительных экспериментальных данных привел к функции  $\alpha_1(t) = 0,57 \pm 0,02 + (0,87 \pm 0,05)t$  при  $t > -1,7$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup>.

\*\*\*) Автор благодарит профессора Д. Хохлера за полезную дискуссию и профессора Д. Чу за переписку, в результате которой был выяснен этот вопрос.

щего взаимодействия. Пока мы еще далеки от уверенности в том, что эта надежда оправдается, однако существует факт, который позволяет думать, что это так. Мы имеем в виду обнаруженную экспериментально разницу в упругих  $\pi\pi$ - и  $pp$ -рассеяниях на большие углы. Эту разницу легко увидеть, сопоставляя рис. 8, на котором собраны экспериментальные данные по  $pp$ -рассеянию при всех доступных энергиях <sup>33</sup>, с рис. 9, на котором приведены данные по  $\pi\pi$ -рассеянию при импульсе  $p_L = 8 \text{ Гэв}/c$  <sup>34</sup>. Единственным общим свойством этих данных является экспоненциальное падение дифференциального сечения при углах  $\theta_{с.м} \sim 90^\circ$  с ростом энергии. Грубая оценка показывает, что это сечение пропорционально

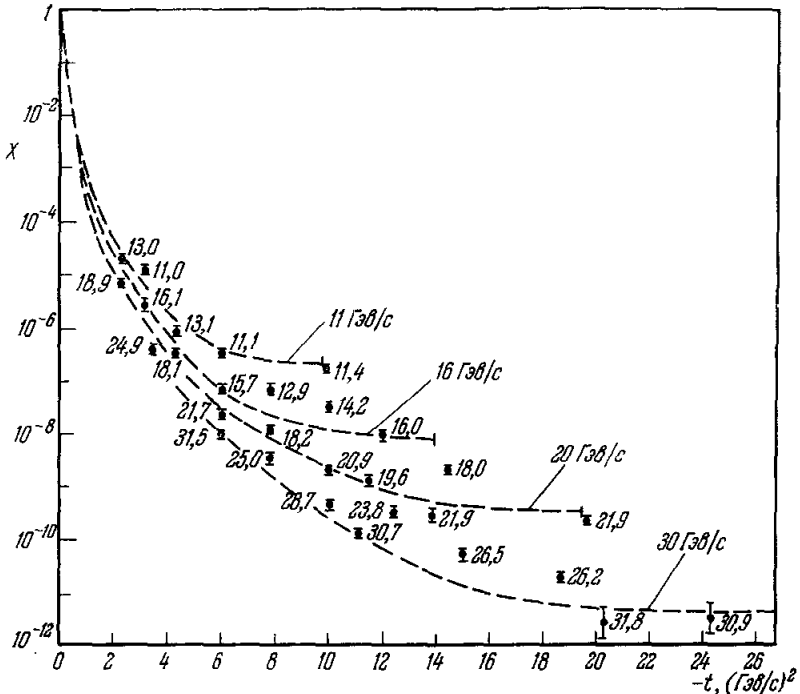


Рис. 8. Упругое  $pp$ -рассеяние на большие углы (согласно <sup>33</sup>).

$\exp(-3,2 \sqrt{s})$  ( $s$  измеряется в  $(\text{Гэв}/c)^2$ ) в соответствии с предсказаниями статистической модели <sup>35</sup>. Представляет исключительный интерес экспериментальное изучение других процессов упругого рассеяния и бинарных неупругих процессов при больших величинах переданного импульса. Только на этом пути можно надеяться ограничить множество теоретических интерпретаций, бытующих в настоящее время. Например, можно отметить, что для объяснения описанных только что экспериментальных данных предложены, кроме статистической, еще две модели: модель минимального взаимодействия, которое допускают аналитические свойства амплитуды рассеяния <sup>36</sup>, и модель универсальных форм-факторов <sup>37</sup> \*). Можно не сомневаться в том, что для описания этих экспериментов могут быть предложены также и другие теоретические построения. Только эксперимент позволит выяснить, какое из них правильно. Отметим еще,

\*) Несколько модифицированную и более интуитивную картину, отвечающую этой модели Ву и Янга, можно представить себе, если считать, что барионы являются связанными состояниями трех кварков, а мезоны — связанными состояниями кварка и антикварка.



что Коттингемом и Пайерлсом<sup>22</sup> было показано, как могут быть поняты имеющиеся экспериментальные данные по упругому  $pp$ -рассеянию на большие углы, если считать, что амплитуда упругого рассеяния обладает небольшой вещественной частью. Эта модель не использовалась для описания  $p\bar{p}$ -рассеяния и может объяснить очень широкий класс различных форм углового распределения.

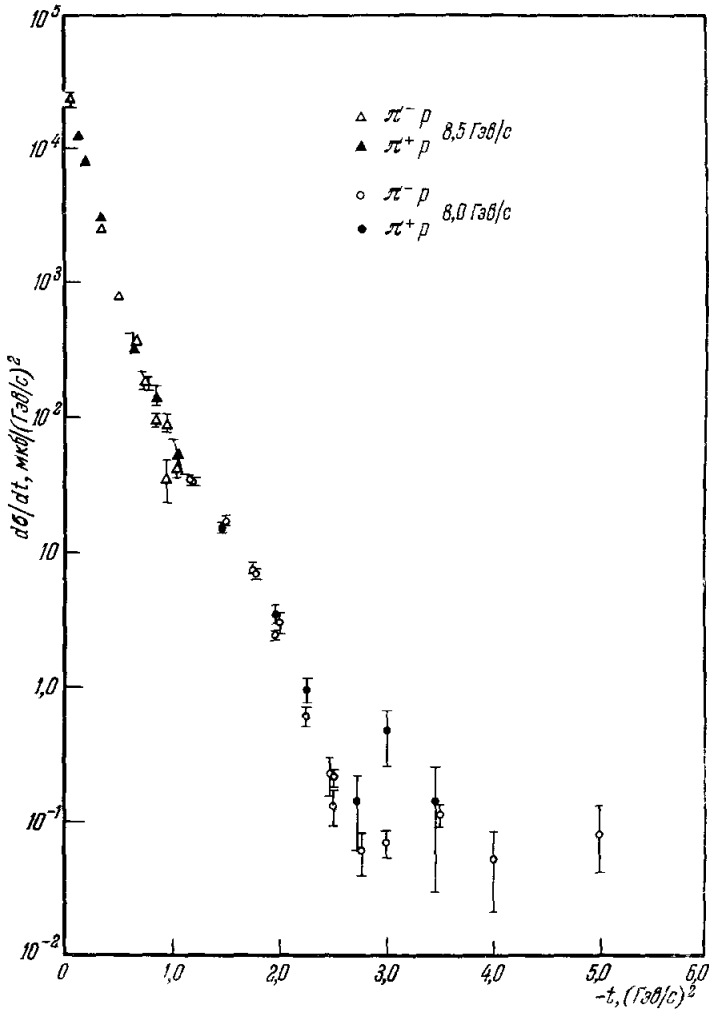


Рис. 9. Упругое  $p\bar{p}$ -рассеяние на большие углы при  $p_L = 8$  Гэв/с и  $p_L = 8,5$  Гэв/с (согласно<sup>34</sup>).

На рис. 10 приведены данные<sup>34</sup> по  $p\bar{p}$ -рассеянию на большие углы вплоть до рассеяния назад. В области рассеяния назад шкала  $\cos \theta_{c.m.}$  растягута. Эти данные показывают, что рассеяние назад обладает резко выраженным максимумом с удивительно узкой шириной, которая порядка половины ширины дифракционного пика в рассеянии вперед. Представляется естественным связать этот пик с вкладом, обусловленным обменом одним нуклоном. Нет сомнений в том, что амплитуда, соответствующая нуклонному полюсу в модели Редже, обладает достаточным числом свободных параметров и функций для параметризации этих экспериментальных данных. Поэтому для того чтобы получить достаточно содержательные

результаты, было бы весьма желательно связать параметризацию с объяснением экспериментальных данных для других процессов. В этой связи

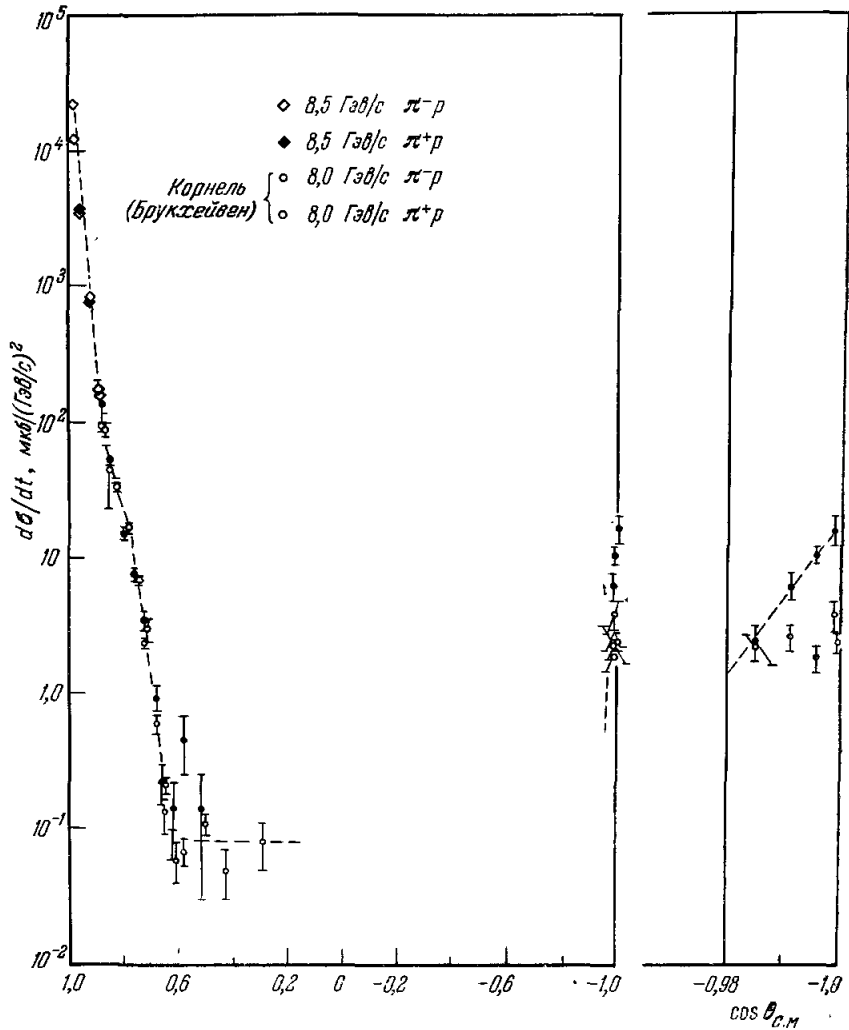


Рис. 10. Упругое  $\pi p$ -рассеяние на большие углы при  $p_L = 8 \text{ Гэв}/c$  и  $p_L = 8,5 \text{ Гэв}/c$  (особо выделено рассеяние назад, см. <sup>34</sup>).

уместно вспомнить, что в перекрестном канале  $\pi p$ -рассеянию соответствует реакция  $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi$  <sup>38</sup> \*), так что может быть проведен совместный анализ этих процессов с помощью разложений (1,6) и (1,7).

## 2. Унитарная симметрия

Симметрии  $SU(3)$  и  $SU(6)$  оказались весьма плодотворными для классификации частиц и предсказания свойств трехчастичных вершинных функций, которые встречаются в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Для описания процессов рассеяния и рождения частиц их

\*) В правой части уравнения (2) работы <sup>38</sup> отсутствует необходимый множитель 2 (частное сообщение доктора А. Биаласа).

возможности оказались значительно более ограниченными. Это эмпирически связывают с тем обстоятельством, что в данном случае эффекты, нарушающие симметрию, существенным образом смазывают картину. Подробное обсуждение этого вопроса было проведено недавно в работе Харари<sup>39</sup>. Подавляющая часть процессов упругого и неупругого взаимодействий при высокой энергии все еще характеризуется малой величиной переданного импульса, поэтому нет оснований думать, что для этих процессов эффекты, нарушающие симметрию, могут быть менее существенны. Следуя Харари, проиллюстрируем это обстоятельство следующим образом. Пользуясь сохранением  $U$ -спина, можно показать<sup>40</sup>, что точная  $SU(3)$ -симметрия требует, чтобы выполнялось соотношение

$$|T(K^-p \rightarrow K^-p) - T(\pi^-p \rightarrow \pi^-p)| = |T(K^-p \rightarrow \pi^-\Sigma^+)|, \quad (4,1)$$

причем входящие в (4,1) амплитуды рассеяния должны быть взяты при одинаковых значениях  $s$  и  $t$ . Когда  $s \rightarrow +\infty$ , а  $t$  фиксировано, отношение

$$\frac{T(K^-p \rightarrow \pi^-\Sigma^+)}{T(K^-p \rightarrow K^-p)} \quad (4,2)$$

быстро стремится к нулю, так как в числителе стоит амплитуда процесса, который сопровождается переносом странности. Поэтому

$$\frac{T(K^-p \rightarrow K^-p)}{T(\pi^-p \rightarrow \pi^-p)} \rightarrow 1. \quad (4,3)$$

Взяв это отношение при  $t = 0$  и пользуясь оптической теоремой, мы приходим к выводу, что оно противоречит экспериментальным фактам, согласно которым при высокой энергии полные сечения процессов  $K^-p$  и  $\pi^-p$  различны. Другими словами, при значениях  $s$ , достаточно больших для того, чтобы можно было пренебречь отношением (4,2), любое отличие левой части выражения (4,3) от 1 обусловлено нарушением симметрии.

Это имеет важное значение в связи с соотношением

$$\frac{1}{2} [f(K^+p) - f(K^-p)] = f(\pi^+p) - f(\pi^-p) = f(K^0p) - f(\bar{K}^0p), \quad (4,4)$$

которое было предложено Джонсоном и Трейманом<sup>41</sup> для проверки  $SU(3)$ -симметрии. Функцией  $f$  в (4,4) обозначена амплитуда упругого рассеяния вперед. Коль скоро энергия становится достаточно большой для того, чтобы можно было пренебречь сечениями процессов, которые сопровождаются переносом странности, все отношения

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

отличаются от 1 только за счет эффектов, нарушающих  $SU(3)$ -симметрию. При таких обстоятельствах любое уравнение, содержащее исчезающие экспериментальные значения первой и последней разностей в (4,4), является соотношением между членами, нарушающими  $SU(3)$ -симметрию, и не может служить для проверки ни  $SU(3)$ -, ни  $SU(6)$ -симметрий. Следовательно, соотношением Джонсона — Треймана можно пользоваться только в области достаточно низких энергий, когда заметную роль играют процессы, которые сопровождаются переносом странности и когда можно надеяться, что вклад в соотношение (4,4), предсказываемый на основе  $SU(3)$ -симметрии, не перекрывается вкладом, за который ответственны нарушающие симметрию эффекты. Неизвестно, оправдана ли такая надежда.

Нам еще осталось коснуться центрального вопроса: проявляется ли унитарная симметрия более определенно, когда не только энергия, но

также и относительные импульсы всех частиц велики по сравнению с массами барионов. Для его выяснения необходимо проверить экспериментально, например, неравенства, которым должны удовлетворять сечения согласно (4,1), а также проверить много других аналогичных предсказаний  $SU(3)$ -симметрии для бинарных процессов при высоких энергиях и больших углах рассеяния. От теории требуется извлечь из последующих экспериментов более определенную информацию о динамике взаимодействия в процессах с большой передачей импульса и выяснить, в какой степени она подчиняется  $SU(3)$ -симметрии. Несомненный прогресс, который наблюдался в последние годы в феноменологическом изучении процессов взаимодействия при высокой энергии и малых величинах переданного импульса, дает основание надеяться, что такой же успех возможен в более фундаментальной, но труднодоступной области, когда велики все кинематические переменные \*).

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. Mandelstam, Nuovo Cimento 30, 1127, 1148 (1963).
2. V. Glaser, частное сообщение.
3. L. Van Hove, Lectures at the Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles, International Centre of Theoretical Physics of I.A.E.A., Trieste, May-June 1965 (будет опубликовано).
4. С. Д. Линденбаум, Рапортерский доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, август 1964.
5. K. J. Foley, R. S. Gumore, R. S. Jones, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, S. Ozaki, E. H. Willen, R. Yamada, L. C. L. Yean, Phys. Rev. Letts. 14, 862 (1965).
6. G. Bellettini, G. Cozzoni, A. N. Diddens, E. Lillethun, J. Pahl, J. P. Scanlon, J. Walters, M. Wetherell, P. Zanella, Phys. Letts. 14, 164 (1965).
7. I. Mannelli, A. Bigi, R. Carrara, M. Wahlig, L. Sodickson, Phys. Rev. Letts. 14, 408 (1965).
8. A. V. Stirling, P. Sonderegger, J. Kirz, P. Falk-Vairant, O. Guisan, C. Bruneton, P. Borgeaud, M. Yvert, J. P. Guillard, C. Caverzasio, B. Amblard, Phys. Rev. Letts. 14, 763 (1965).
9. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 34, 725 (1958).
10. H. E. Conzett, Phys. Letts. 16, 189 (1965).
11. A. Bialas and E. Bialas, CERN, Preprint TH. 504; Nuovo Cimento 37, 1688 (1965).
12. L. Van Hove, Phys. Letts. 5, 252 (1963); A. A. Logunov, Nguyen Van Hieu, I. T. Todorov, O. A. Khrustalev, Phys. Letts. 7, 69 (1963).
13. O. Czyzewski, B. Escoubes, Y. Goldschmidt-Clermont, M. Guinea-Moorhead, D. R. O. Morrison S. de Unamuno-Escoubes, Phys. Letts. 15, 188 (1965).
14. L. Van Hove, Phys. Letts. 7, 76 (1963).
15. R. J. N. Phillips, W. Rarita, Lawrence Radiation Laboratory Preprint UCRL, 16033; Phys. Rev. B139, 1336 (1965).
16. D. Amati, A. Stanghellini, S. Fubini, Nuovo Cimento 26, 896 (1962).
17. И. М. Дрёмин, И. И. Ройзен, Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, Р. Б. Уайт, Труды Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г., см. также И. М. Дрёмин, И. И. Ройзен, Р. Б. Уайт, Д. С. Чернавский, ЖЭТФ 48, 952 (1965).
18. V. N. Gribov, Nucl. Phys. 22, 249 (1961); R. Oehme, Phys. Rev. Letts. 9, 358 (1962).
19. L. Van Hove, Nuovo Cimento 28, 798 (1963); Revs. Mod. Phys. 36, 655 (1964).

\*) Успех  $SU(3)$ - и  $SU(6)$ -симметрий наводит на мысль, что барионы могут представлять собой связанные состояния трех частиц, например, кварков, а мезоны — связанные состояния кварка и антикварка. Это позволяет просто понять, почему при относительно высоких энергиях так велика доля неупругих бинарных процессов (см. гл. III). Объяснение состоит в том, что в этих соударениях взаимодействующие составные частицы просто возбуждаются без рождения новых пар кварк — антикварк. Обсуждению вопроса о подавлении процессов с рождением новых частиц в модели кварков посвящена работа <sup>42</sup>.

20. L. Van Hove, Physikertagung Stuttgart 1962, Mosbach/Baden, Physik-Verlag, 1963, стр. 84.
21. A. Bialas, Th. Ruijgrok, CERN, Preprint TH. 535, Nuovo Cimento (будет опубликовано).
22. W. H Cottingham, R. F. Peierls, Phys. Rev. **B137**, 147 (1965).
23. P. Söding, Phys. Letts. **8**, 285 (1964).
24. G. R. Lynch, M. Ferro-Luzzi, R. George, Y. Goldschmidt-Clermont, V. P. Henri, B. Jongejans, D. W. G. Leith, F. Müller, J. M. Perreau, Phys. Letts. **9**, 359 (1964); Phys. Rev. (будет опубликовано).
25. E. Ferrari, F. Selleri, Suppl. Nuovo Cimento **24**, 453 (1962).
26. N. J. Sopkovich, Nuovo Cimento **26**, 186 (1962).
27. J. D. Jackson, Revs. Mod. Phys. **37**, 484 (1965).
28. J. D. Jackson, J. T. Donahue, K. Gottfried, R. Keyser, B. E. Y. Svensson, Phys. Rev. **B139**, 428 (1965).
29. E. Ferrari, S. Gennarini, P. Lariccia, CERN, Preprint TH 521 (будет опубликовано в Nuovo Cimento).
30. K. Dietz, H. Pilkuhn, Nuovo Cimento **37**, 1561, 39, 928 (1965).
31. P. Astbury, G. Finocchiaro, A. Michelini, C. Verkerk, C. H. West, W. Beusch, B. Gobbi, M. Pepin, M. A. Pouchon, E. Poggar, Phys. Letts. **16**, 328 (1965).
32. H. Högaasen, J. Högaasen, Nuovo Cimento **39**, 941 (1965).
33. G. Cocconi, V. T. Cocconi, A. D. Krisch, J. Orear, R. Rubinstein, D. B. Scarl, B. T. Ulrich, W. F. Baker, E. W. Jenkins, A. L. Read, Phys. Rev. **B138**, 165 (1965).
34. J. Orear, R. Rubinstein, D. B. Scarl, D. H. White, A. D. Krisch, W. R. Frisken, A. L. Read, H. Ruderman, Phys. Rev. Letts. (1965).
35. G. Fast, R. Hagedorn, Nuovo Cimento **27**, 208 (1963); G. Fast, R. Hagedorn, L. W. Jones, Nuovo Cimento **27**, 856 (1963); A. Bialas, V. F. Weisskopf, Nuovo Cimento **35**, 1211 (1965); R. Hagedorn, Nuovo Cimento **35**, 216 (1965).
36. F. Cerulus, A. Martin, Phys. Letts. **8**, 80 (1964); T. Kinoshita, Phys. Rev. Letts. **12**, 256 (1964); A. Martin, Nuovo Cimento **37**, 671 (1965).
37. T. T. Wu, C. N. Yang, Phys. Rev. **137**, № 708 (1965).
38. A. Bialas, O. Czyzewski, Phys. Letts **13**, 337 (1964).
39. H. Harari, Lectures at the Seminar on High Energy and Physics and Elementary Particles. International Centre for Theoretical Physics of I.A.E.A., Trieste, May—June 1965 (будет опубликовано).
40. H. Harari, H. J. Lipkin, Phys. Rev. Letts. **13**, 208 (1964).
41. K. Johnson, S. B. Treiman, Phys. Rev. Letts. **14**, 189 (1965).
42. Z. Koba, Phys. Letts. **16**, 326 (1965).
43. C. H. Wu, Phys. Rev. **137**, B449 (1965).
44. И. П. Спсакян, Д. С. Чернавский, Ядерная физика **3**, № 4 (1966).
45. Д. С. Чернавский, ЖЭТФ **45**, 1558 (1963).
46. R. C. Arnold, Phys. Rev. **136**, B1388 (1964)

