

Л.И.Перловский

"ПРОЦЕССЫ С БАРИОННЫМ ОБМЕНОМ ПРИ ВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЯХ И КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ"

Специальность 01.04.02 -
Теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации,
представленной на соискание
учёной степени кандидата
физико-математических наук

Д у б н а 1975 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

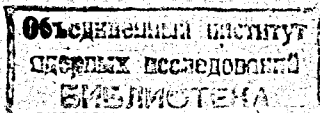
Л.И.Перловский

"ПРОЦЕССЫ С БАРИОННЫМ ОБМЕНОМ ПРИ ВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЯХ И КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ"

Специальность 01.04.02 -

Теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации,
представленной на соискание
учёной степени кандидата
физико-математических наук



Д у б н а 1975-г.

Работа выполнена в Новосибирском Государственном Университете и Институте математики Сибирского отделения Академии наук СССР.

Научный руководитель - доктор физико-математических наук ГИИ. БУИ. Илья Файвелевич.

Официальные оппоненты

Доктор физико-математических И.М. Дрёмин, (ФИАН СССР).

Доктор физико-математических наук А.Л. Любимов, (ЛВЭ ОИЯИ).

Ведущее предприятие - Лаборатория теоретической физики Объединенного Института Ядерных Исследований, г. Дубна.

Автореферат разослан " " _____ 197 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 197 г. на заседании Совета Лаборатории высоких энергий Объединенного Института Ядерных Исследований.

Адрес: г. Дубна Московской области, Объединенный Институт Ядерных Исследований, Лаборатория высоких энергий, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного Института Ядерных Исследований.

Учёный секретарь Совета

и.ф.-м.н. Лихачёв М.Ф.

Чтобы понять, описывает ли какой-нибудь вариант лагранжианной квантовой теории поля реальные взаимодействия адронов, необходимо построить описание ряда физических процессов в такой теории. С этой целью было предпринято исследование [1] ряда высокоэнергетических процессов в теории поля

$$L_{int} = g \bar{\Psi} \Gamma \Psi \varphi + h \varphi^4; \quad (\Gamma = I \text{ или } \gamma_5) \quad (1)$$

Здесь Ψ может описывать набор кварков или октет барионов..., а φ - синглет ϵ или октет псевдоскалярных мезонов, ... Все другие частицы в такой модели - возбуждения элементарных.

Суммируя все логарифмические асимптотики всех диаграмм теории (1), в работах [1] удалось построить описание большого числа высокоэнергетических процессов, таких как рассеяние на малые углы ($S \gg |t|, m^2$), глубоко неупругое рассеяние ($S, |q^2| \gg |t|, m^2$), упругое рассеяние на большие углы ($S \sim |t| \gg m^2$), инклюзивные процессы, ... Такое описание во многом согласуется с опытом.

Однако в работах [1] практически не рассматривались вопросы, связанные с барионным обменом при высоких энергиях. Настоящая диссертация заполняет этот пробел.

Глава I содержит исследование асимптотик амплитуды мезон-барионного рассеяния назад ($S \gg |u|, m^2$) при высоких энергиях [2,3]. В §§ 1-2 приводятся необходимые сведения об асимптотиках диаграмм [4]. Затем в §§ 3-4 мы вычисляем амплитуду в старшем логарифмическом приближении. В этом приближении амплитуда описывается лестничными диаграммами, Рис. I. Её особенности в J -плоскости (J -момент в u -канале) оказываются неподвижными корневыми ветвлениями.

При анализе всех логарифмических асимптотик лестничных

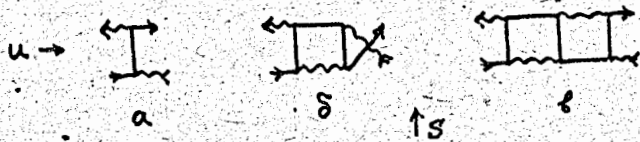


Рис.1. Лестничные графы для мезон-барионного рассеяния назад.

графов (Приложения I, II), основное усложнение по сравнению со случаем рассеяния вперед [1] связано с различием в спинорной структуре диаграмм. На основе этого анализа в §§ 5-7 удалось просуммировать все эти асимптотики. Общая схема такого суммирования, состоящая из перестройки ряда теории возмущений, излагается в § 5. Здесь для амплитуды в J -плоскости получено представление.

$$F(J, u) = C(u) [V(J) - B(u)]^{-1} C^T(u) + Z(u). \quad (2)$$

Здесь функции V и B - матрицы 2×2 , а C - матрица 2×1 , C^T - транспонированная матрица C . Именно характер матриц отличает этот результат от результата [1] для рассеяния вперед. Для функций C, C^T, B, Z получено представление в виде рядов теории возмущений, все члены этих рядов регулярны при $\text{Re } J > -3/2$. Функция $V(J)$ вобрала в себя все полюса $(J + 1/2)^{-n}$ отдельных диаграмм; она не зависит от u и содержит корневые ветвления в J -плоскости.

Ведущая сингулярность всей амплитуды (2) в J -плоскости неподвижное корневое ветвление в $V(J)$ или движущийся полюс в точке $J_0(u)$, определяемой из условия $\det [V(J) - B(u)] = 0$. Подчеркнем, что ведущая сингулярность отдельных диаграмм имеет

совсем иной характер, $(J + 1/2)^{-n}$. Подробно результаты лестничной модели (2) рассматриваются в § 7.

В § 8 результаты лестничной модели переносятся на описание всей амплитуды в целом. Основанием для этого служат связи между результатами лестничной задачи и результатами полного суммирования для рассеяния вперед [1]. Согласно [1], уже в лестничном приближении результат имел правильную функциональную форму, совпадающую с (2). При суммировании всех логарифмических асимптотик всех диаграмм изменялся, конечно, вид рядов для функций B, C, Z . Вклады расходимостей оказываются существенными только в $V(J)$. Эти вклады здесь собираются в перенормировки зарядов и пропагаторов. В предположении о логичной перенормировке зарядов перенормировка пропагаторов сводится к учету аномальных размерностей.

Такое соответствие результатов полного суммирования и лестничной модели, равно как и потенциальная аналогия обсуждаемая во Введении (§ 1.2), позволяет нам надеяться, что будет правильно аналогичное перенесение результатов лестничной модели (2) для описания суммы всех логарифмических асимптотик всех диаграмм с барионным обменом. При этом, разумеется, следует учесть также u -канальные полюсные графики, Рис.2, вклад которых соответствует обмену элементарным (нереджезованным) барионом.

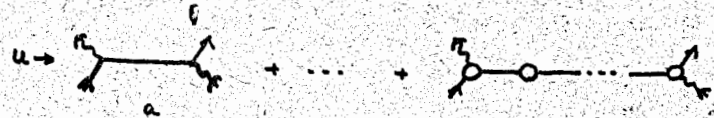


Рис.2

В итоге мы получаем (§8) представление, которое по нашему мнению может претендовать на описание реального мезон-барионного рассеяния назад. Здесь амплитуда оказывается суммой двух

слагаемых. Одно из них - сумма u -канальных полюсных диаграмм - описывает элементарный барион. Второе описывает сумму всех диаграмм без однобарионных делений в u -канале, оно имеет вид (2). Это слагаемое содержит реджезованные барионы (движущиеся полюса, определяемые из уравнения $\det (V-B) = 0$) и неподвижные корневые ветвления в $v(T)$.

Отметим, что функция $v(T)$ определяется лишь взаимодействием на малых расстояниях. Поэтому, если SU_3 симметрия нарушена только массовым членом в лагранжиане, то положение ветвлений универсально для каждого мультиплета. Движущиеся полюса хорошо известны в обычной теории полюсов Редже, а неподвижные ветвления и элементарные барионы оказываются, в значительной мере, новым явлением. Таким образом, полученное представление содержит многие привлекательные черты обычной реджевской феноменологии (тем самым обосновывая её), например: асимптотика амплитуды определяется квантовыми числами u канала, вычеты в особенностях факторизуются, при $\alpha(u) = -1/2$ предсказываются "дипы" (провалы), ... Кроме того имеются новые черты не содержащиеся в обычных моделях с полюсами и движущимися ветвлениями.

Последующие главы посвящены сравнению с экспериментом этого представления и предложению ряда экспериментов по качественной и количественной проверке новых черт этой схемы.

Возможное поведение эффективной траектории Редже $\alpha_{\text{eff}}(u)$ - в зависимости от характера ветвления (притяжение или отталкивание) обсуждается в § 9. Для известных из опыта случаев N_α, N_p, Δ_8 - обмена в модели $\alpha_{\text{eff}}(u)$ имеются характерные особенности, которые можно интерпретировать как вклад неподвижных ветвлений. Более того, характер этих ветвлений (притяжение или

отталкивание) согласуется с предсказаниями § 8 в приближении слабой связи на малых расстояниях. В частности объясняется, почему при N_α -обмене положение ветвления (участок, где $\alpha_{\text{eff}}(u) \sim \text{const}$) значительно ниже, чем при Δ_8 -обмене. Для проверки универсальности ветвлений внутри SU_3 -мультиплетов необходимы измерения $\alpha_{\text{eff}}(u)$ в реакциях с гиперонным обменом, очень интересна здесь реакция $K^+p \rightarrow pK^+$.

В § 10 рассматривается феноменология нуклонного обмена в инклюзивной реакции $pp \rightarrow \pi^+ \dots$. Эта реакция примечательна тем, что здесь передача M может достигать положительного значения $u_{\text{max}} = (m_p - m_\pi)^2 \approx 0.64 \text{ ГэВ}^2$, и здесь свойства нуклонного обмена можно исследовать в непосредственной близости к физическому полюсу $u = m_p^2 \approx 0.88 \text{ ГэВ}^2$. Для этого необходимо однозначно выделить сингулярную часть сечения.

Наша обработка экспериментальных данных показывает, что имеющихся экспериментальных данных недостаточно для решения этой задачи. Нужны более подробные экспериментальные данные вблизи $u = u_{\text{max}}$ с экспериментальными ошибками $\leq 3\%$.

Большой интерес в этой связи представляют реакции индуцированные Σ -гиперонами [5], $\Sigma p \rightarrow \pi^+ \dots$, которая позволяет ещё ближе подойти к физическому Λ -полюсу, и $\Sigma p \rightarrow K^+ \dots$. Эти реакции, а также $\Sigma p \rightarrow \Lambda^+ \dots$, $\Sigma p \rightarrow p^+ \dots$, $pp \rightarrow K^+ \dots$ позволяют в принципе точно определить константы связи $g_{\Lambda N K}, g_{\Sigma \Lambda \Lambda}, g_{\Lambda K \Lambda}$.

Глава 3 вся посвящена феноменологии элементарных барионов. Вопрос о существовании элементарных (нереджезованных) барионов представляется наиболее интересным (ср. [6]).

До сих пор вопрос о реджезации частиц с полуделым спином исследовался лишь в векторных теориях. В таких теориях S -

канальный (Рис.1а) и u -канальный (Рис.2а) борновские графики имеют одинаковое поведение по S . Можно рассчитывать поэтому, что диаграммы Рис.1а и 2а составят первый член разложения редже-пропэгатора в ряд по константе связи. Это предположение оправдалось в массивной квантовой электродинамике и в квантовой электродинамике [7].

Иная ситуация в теории (I). Здесь S -канальный график Рис.1а в S раз меньше чем u -канальный график Рис.2а, поэтому в первых порядках теории возмущений реджезация бариона не происходит. Наше исследование всех логарифмических асимптотик графов типа Рис.1 показывает, что и при суммировании всех порядков теории возмущений нет оснований ожидать, что элементарный барион реджезуется.

Многие считают, что схема с нереджезованными барионами противоречит опыту. В действительности это не так. При не слишком больших энергиях ($P_L \leq 20$ Гэв/с) дифференциальное сечение \mathcal{P}^+p - (или \mathcal{P}^+n -) рассеяния назад быстро убывает $d\sigma/du|_{u=0} \sim P_L^{-3}$ [8]. Здесь оно хорошо описывается вкладом N_q -траектории (ср. [9]). Именно этот факт служил основным аргументом против существования элементарного нуклона. Однако с ростом энергии падение сечения \mathcal{P}^+p (\mathcal{P}^+n)-рассеяния назад сильно замедляется [10], и это замедление нельзя приписать вкладу Δ_8 -траектории, который однозначно вычисляется по измеренному сечению \mathcal{P}^+p рассеяния назад. Этот факт и заставил нас [6] вернуться к гипотезе о существовании наряду с реджезованным ещё и элементарного (нереджезованного) нуклона, почти забытой после опытов [8] и предшествовавших им.

В § II мы показываем, что и старые [8] и новые [10] дан-

ные по \mathcal{P}^+p (\mathcal{P}^+n)-рассеянию назад (при $u=0$) хорошо описываются (рис.3) в рамках простой модели полюсов Редже GORE из [9] с добавлением вклада элементарного нуклона (графы Рис.2). В этом описании (рис.3) единственный новый параметр - значение формфактора \mathcal{P}^+NN вершины при $u=0$:

$$g^2 \tau^2 (0)/4\pi = 0.1 \quad (3)$$

С его помощью (без дополнительных предположений) предсказываются энергетическая зависимость величин $d\sigma/du|_{u=0}$ ещё для двух реакций $\mathcal{P}^+p \rightarrow n\mathcal{P}^+$ и $\mathcal{P}^+p \rightarrow \mathcal{P}^+\mathcal{P}^+$ [11].

Для описания других реакций с нуклонным обменом: $\mathcal{P}^+p \rightarrow p\mathcal{P}^+$, $\mathcal{P}^+p \rightarrow n\mathcal{P}^+$, $p\mathcal{P}^+ \rightarrow \mathcal{P}^+d$, инклюзивной реакции $p\mathcal{P}^+ \rightarrow \mathcal{P}^+ + \dots$ при небольших значениях потерянной массы, ... необходимо знать вершинные функции \mathcal{P}^+NN , γ^+NN , dNN , ... в зависимости от виртуальности элементарного нуклона.

Таким образом здесь в сущности надо ждать новых экспериментальных результатов. В то же время две последние реакции представляются нам очень перспективными для исследования нуклонного обмена при высоких энергиях. Мы строим описание таких реакций с помощью дополнительного предположения о том, что отношение вычетов элементарного нуклона и реджезованного (N_q -траектории) одинаково для всех реакций [5]. Таким способом, используя результаты реджевского анализа [12], мы получаем предсказания для реакции $p\mathcal{P}^+ \rightarrow \mathcal{P}^+d$. Её сечение имеет очень характерный вид (рис.4). При $S < 300$ Гэв² влияние элементарного нуклона мало заметно. Зато в области $S \sim 300 + 1000$ Гэв² падение $d\sigma/du|_{u=0}$ останавливается и может даже переходить в небольшой рост. Это обусловлено сильной деструктивной интерференцией вкладов элементарного нуклона и N_q -траектории.

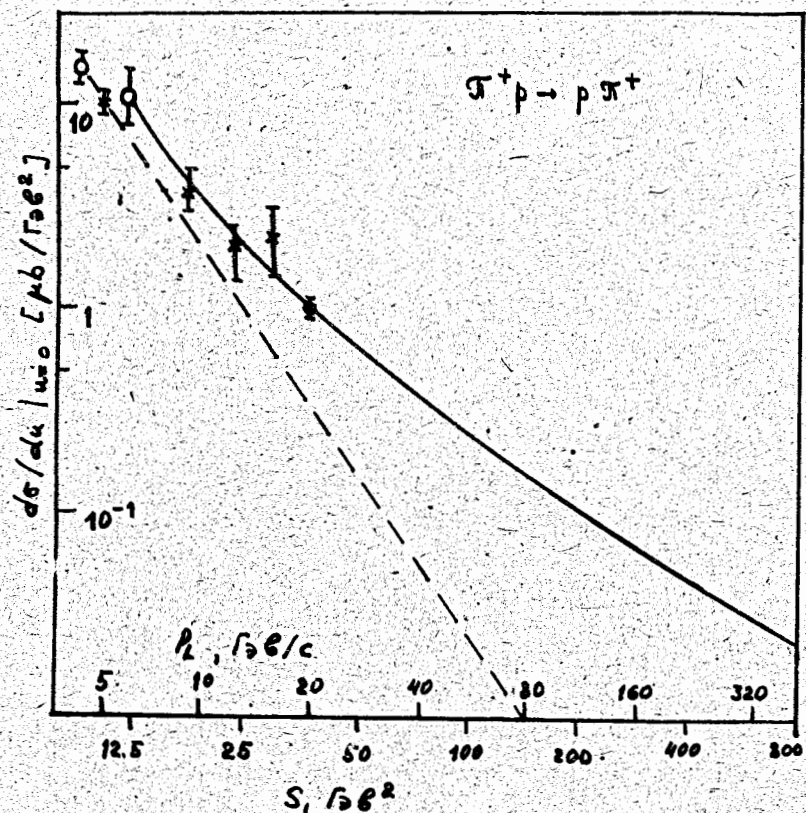


Рис.3. Пунктирная кривая - простая модель полюсов Редже GORE из [9], сплошная получена с добавлением вклада элементарного нуклона. Точки: X - D.P.Owen et al; O - W.F.Baker et al., [8]; ● - из [10].

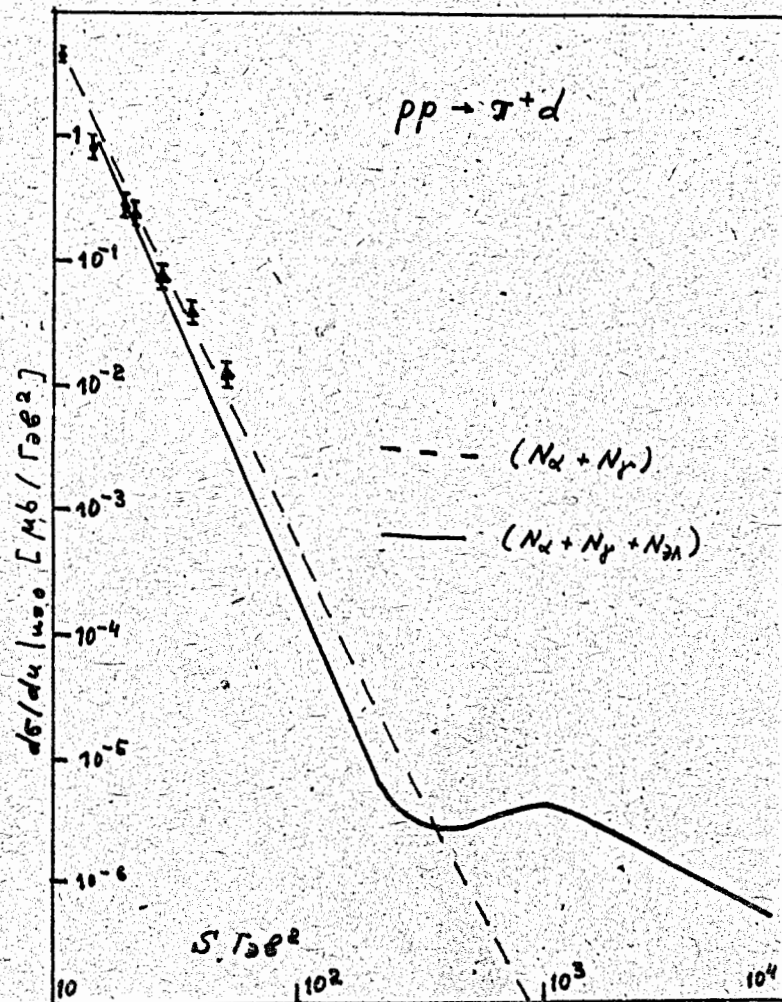


Рис.4. Пунктирная кривая - простая модель полюсов Редже [12], сплошная получена с добавлением вклада элементарного нуклона. Точки: ● - H.L.Anderson et al. Phys.Rev. D3(1971), 153. ▲ - U.Amaldi et al. Preprint CERN, February 1972.

Возникает вопрос, каково соотношение между элементарным нуклоном ($N_{эл}$), реджезованным нуклоном (N_{α}) и физическими частицами. Мы можем представить себе три возможности.

А. Физический нуклон N (938) совпадает с $N_{эл}$, а вклад реджезованного нуклона (N_{α}) на массовой поверхности исчезает. Это возможно, если вычет N_{α} -траектории содержит множитель $(J - 1/2)$ "убивающий" частицу со спином $1/2$ (подобно тому, как это обсуждалось в [1] для пиона).

Б. Физический нуклон N (938) совпадает с реджезованным, а $N_{эл}$ - другая частица. Например - это $N(1400)$. Это могло бы послужить основанием для объяснения ряда наблюдаемых аномалий в свойствах $N(1400)$.

В. На массовой поверхности наблюдается суперпозиция элементарного и реджезованного нуклонов.

Эти возможности, в принципе, можно различить на опыте (§ 12) при исследовании инклюзивных реакций $pp \rightarrow \pi^+ + \dots$, $\Sigma p \rightarrow K^+ + \dots$, где кинематика позволяет очень близко подойти к нуклонному физическому полюсу.

Аналогичный набор вопросов для Λ -гиперона можно решить, исследуя реакции $\Sigma p \rightarrow \pi^+ + \dots$, $pp \rightarrow K^+ + \dots$.

Далее мы переходим к обсуждению многочастичных реакций. Для многочастичных реакций в теории (I) естественным образом возникает обобщенная мультипериферичская схема с обменом элементарными мезонами и барионами между кластерами (см. [1]). Эти кластеры не могут быть очень лёгкими. Их параметры можно определить из данных по двухчастичным корреляциям (см. [13]).

При учёте отталкивания между кластерами (которое обусловлено ограничением на импульсы передаваемые между кластерами в мультипериферической модели [14]), оценки размеров кластеров,

полученные в [13] оказываются заниженными. Более аккуратные оценки ([15], Приложение IV) дают (в среднем): число частиц в кластере $n \sim 6 + 9$, передача $\langle t \rangle \sim -1$, относительная быстрота кластеров $\langle \Delta \rangle \sim 2 + 3$, а минимальная $\Delta_{min} \sim 1$. Большой размер кластеров является дополнительным аргументом в пользу того, что обмен между кластерами осуществляется элементарными частицами (мезонами и барионами). При обмене реджеонами (мультиреджевская модель [16]) кластеры вряд ли могут быть тяжёлыми, поскольку $\alpha(\langle t \rangle) \lesssim -0.5$.

В § 13 обсуждается рождение антипротонов при высоких энергиях; в нашей модели при этом существенную роль играет барионный обмен между кластерами. Проверить важность такого механизма можно, изучая экспериментально корреляции при рождении антипротонов [17]. С этой целью мы предлагаем исследовать разность сечений инклюзивного рождения пар $\bar{p}p$ и $\bar{p}\bar{p}$:

$$F(y_1, y_2) = \frac{1}{\sigma_p} \left[\frac{d\sigma_{\bar{p}p}}{dy_1 dy_2} - \frac{d\sigma_{\bar{p}\bar{p}}}{dy_1 dy_2} \right]; \quad -y_m \leq y_1, y_2 \leq y_m. \quad (4)$$

Здесь $\sigma_{\bar{p}}$ - сечение процесса с рождением хотя бы одного антипротона, $d\sigma_{\bar{p}p}/dy_1 dy_2$ - сечение инклюзивного рождения антипротона с быстротой y_1 , и протона с быстротой y_2 , ... (Выбор нормировки не очень существен).

Мы ожидаем, что функция $F(y_1, y_2)$ будет иметь вид, изображённый на рис.5.

Функция F характеризует корреляцию при рождении одной $\bar{p}p$ -пары*. Средний максимум соответствует рождению $\bar{p}p$ -пары

*) Происхождение крайних максимумов связано с иным механизмом одновременной регистрации рождённого \bar{p} с быстротой y_1 и рассеянного протона с быстротой y_2 .

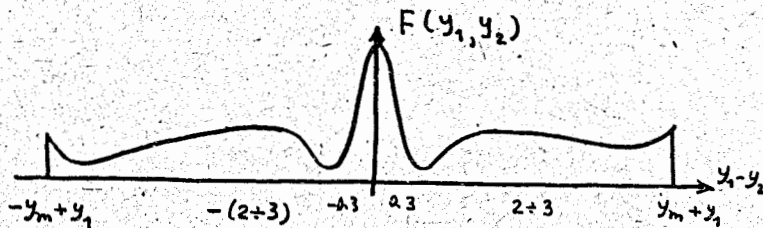


Рис. 5

внутри одного кластера, а боковые максимумы при $|y_1 - y_2| \sim 2 + 3$ соответствуют рождению \bar{p} и p в разных кластерах, с барионным обменом между ними. Соотношение между площадями под этими максимумами даёт ответ на вопрос о роли барионного обмена между кластерами.

В 4 Главе обраны предложения опытов, существенных для проверки основных предсказаний нашей схемы. Мы указываем здесь те обычно не рассматриваемые принципиальные вопросы, которые можно решить в этих экспериментах.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах (2, 5, 6, 11, 15, 17) и докладывались на Сессиях отделения ядерной физики АН СССР, семинарах ИМ СО АН, ЛВЭ ОИЯИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V.Efremov, I.F.Ginzburg. Fortschr. der Phys. 22 (1974), No10. здесь же ссылки на предыдущие работы.
2. Л.И.Перловский, Э.П.Хейфец. ЯФ, 21 (1975), 446.
3. Л.И.Перловский. ЯФ, 22 (1975), 208.
4. И.Ф.Гинзбург, А.В.Ефремов, В.Г.Сербо, ЯФ, 9 (1969), 451. И.Ф.Гинзбург, В.Г.Сербо. ЯФ, 9 (1969), 868.
5. И.Ф.Гинзбург, Л.И.Перловский. Препринт TP-84 ИМ СО АН СССР (1975).
6. I.F.Ginzburg, L.I.Perlovsky. Lett.Nuovo Cim. 6(1973), 695.
7. M.Gell-Mann, M.L.Goldberger, F.E.Low, E.Marx, F.Zachariasen. Phys.Rev., 133B (1964), 145. В.Г.Горшков, В.Н.Грибов, Г.В.Фролов. ЖЭТФ, 51 (1966), 1095.
8. D.P.Owen et al. Phys.Rev., 181 (1969), 1794. W.F.Baker et al. Phys.Lett., 28B (1968), 291.
9. E.L.Berger, G.C.Fox. Nucl.Phys., B26 (1971), 1.
10. A.Babaev et al. Phys.Lett., 38B (1972), 342.
11. И.Ф.Гинзбург, Л.И.Перловский. ЯФ, 17 (1973), 1296.
12. V.Barger. S.Michael. Phys.Rev.Lett., 22 (1969), 1330.
13. F.Nauot and A.Morel. Nucl.Phys., B68 (1974), 312, 323. здесь же ссылки на другие работы.
14. Е.А.Левин, М.Г.Рыскин. ЯФ, 19 (1974), 669.
15. Л.И.Перловский. Доклад на сессии ОЯФ АН СССР, Ленинград (1975); Phys.Lett. 56B (1975), 45.
16. А.К.Тер-Мартirosян. ЖЭТФ, 44 (1963), 341.
17. И.Ф.Гинзбург, Л.И.Перловский. Доклад на сессии ОЯФ АН СССР, Ленинград, февраль (1975); Препринт TP-84 ИМ СО АН, Новосибирск (1975).