ЛЕКЦИИ ДЛЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

некоторые проблемы физики высоких энергий

ДУБНА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Р2 - 12080

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Лекции, прочитанные для участников XI Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий и релятивистской ядерной физике.

Гомель, 1977 г.

Дубна 1978

Содержание

О ПРОБЛЕМЕ ЭЙКОНАЛА В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

А.В.Кудинов, С.П.Кулешов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Введение

Эйкональное представление амплитуды рассеяния /1/ может быть эффективно использовано для теоретического анализа экспериментальных данных /2/, так как правильно передает основные закономерности рассеяния частиц при высоких энергиях на малые углы. В связи с этим возникла необходимость обоснования приближения эйконала в рамках квантовой теории поля. Плодотворным в этой области оказался подход, использующий метод функционального интегрирования /3,4,5/. Достоинство этого метода состоит в том, что он позволяет выйти за рамки стандартной теории возмущений, несмотря на неизбежное использование приближений. Тем не менее функциональные квадратуры, за исключением простейших, остаются до некоторой степени "вещью в себе", и в рамках метода функционального интегрирования нет достаточно надежных критериев проверки справедливости и выяснения границ применимости используемых предположений.

В ряде случаев это может быть сделано с помощью теории возмущений, и один из примеров - обоснование применимости метода прямолинейных путей /6/ в различных моделях квантовой теории поля, которое рассмотрено в данной работе.

§1. Метод прямолинейных путей и диаграммные разложения скалярной модели

Рассмотрим модель скалярных " нуклонов", взаимодействующих со скалярными "мезонами", описываемую лагранжианами взаимодействия:

$$\mathcal{L}_{int} = g : \varphi^2(x)\Psi(x): \qquad (I.I)$$

Метод континуального интегрирования позволяет получить следующее замкнутое выражение для амплитуды упругого рассеяния нуклонов в пренебрежении радиационными поправками, вкладами поляризации вакуума и членом, соответствующим замене импульсов выходящих частиц /4/ :

$$f_1(p_1,p_2;q_1,q_2) = ig^2\int d^4x\, D(x)\, e^{ix(p_1-q_1)_x} \qquad (I.2)$$

$$\times \int_0^1 d\lambda \int[\delta\nu_1]_{-\infty}^{\infty}[\delta\nu_2]_{-\infty}^{\infty} \exp\{-ig^2\lambda\int d^4y_1 d^4y_2\, D(y_1-y_2) j^{(1)}(y_1) j^{(2)}(y_2)\},$$

где p_1, p_2 - импульсы начальных, а q_1, q_2 - импульсы конечных частиц, $D(x)$ - функция Грина свободного мезонного поля; $x = x_1 - x_2$.

$$j^{(i)}(z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta\, \delta(x_i - z + 2p_i\zeta\theta(\zeta) + 2q_i\zeta\theta(-\zeta) + 2\int_0^{\zeta}\nu_i(\rho)d\rho). \qquad (I.3)$$

Отметим, что выражение (I.3) определяет скалярную плотность точечной классической частицы, движущейся вдоль криволинейной траектории $x_i(s)$, зависящей от собственного времени $s = 2m\zeta$ и удовлетворяющей уравнению:

$$m\frac{dx_i(s)}{ds} = p_i\theta(\zeta) + q_i\theta(-\zeta) + \nu_i(\zeta) \qquad (I.4)$$

при условии $x_i(0) = x_i$, $i = 1,2$.

Остановимся вкратце на физическом смысле функциональных переменных ν_1 и ν_2 . Введенные формально при получении решения для функций Грина, эти переменные описывают отклонение траектории частицы от прямолинейного пути. Действительно, при $\nu_i = 0$ уравнение (I.4) описывает классическую траекторию частицы, движущейся с импульсом p при $\zeta > 0$ и q при $\zeta < 0$.

На основе квантовомеханической аналогии следует ожидать, что существует определенная кинематическая область, в которой доминирующий вклад в амплитуду рассеяния вносят пути

частиц, наиболее близко приближающиеся к классическим. Очевидно, такой областью является область асимптотически больших энергий, в которой начальные и конечные импульсы p_i и q_i мало отличаются друг от друга, если эффективный потенциал взаимодействия не слишком сингулярен в нуле.

Простейшей возможной аппроксимацией функциональных квадратур является приближение $\nu_i = 0$, но оно заведомо неприменимо к собственным временам частицы s , близким к нулю, когда классическая траектория частицы меняет направление. Ток перехода при этом имеет следующий вид:

$$j(k; p_i, q_i | \nu = 0) = -\left(\frac{1}{2kp_i + i0} - \frac{1}{2kq_i - i0}\right).$$

На языке диаграмм Фейнмана это равносильно пренебрежению в нуклонных пропагаторах квадратичной зависимостью от импульса интегрирования k , т.е.

$$\frac{1}{m^2 - (p+k)^2} \longrightarrow -\frac{1}{2pk},$$

что может привести к появлению расходимостей интегралов по d^4k на верхнем пределе. Лучшее приближение к классическому току нуклона, учитывающее отдачу, дается средним значением выражения (I.3) по функциональной переменной ν /6/ :

$$\bar{j}(k; p_i, q_i) = \int[\delta\nu_i]_{-\infty}^{\infty} j(k; p_i, q_i | \nu_i) =$$

$$= -\left(\frac{1}{2kp_i + k^2 + i0} - \frac{1}{2kq_i - k^2 - i0}\right).$$

На языке диаграмм Фейнмана это означает отбрасывание в пропагаторах нуклонов членов типа $k_i k_j$, где k_i и k_j - импульсы различных мезонов:

$$\frac{1}{m^2 - (p + \Sigma k_i)^2} \longrightarrow -\frac{1}{2p\Sigma k_i + \Sigma k_i^2}.$$

Таким образом, приближение прямолинейных путей частиц, используемое при нахождении амплитуды упругого рассеяния, заключается в подстановке в показатель экспоненты в формуле (I.2) произведения токов, усредненных по функциональным переменным ν_1 и ν_2 . В рамках этого приближения нетрудно получить явное выражение для амплитуды рассеяния в пределе $s = (p_1+p_2)^2 \to \infty$; $t = (p_1 - q_1)^2 = const$:

$$\mathcal{S}_1(s,t) = -is\int d^2x_1\, e^{i\vec{x}_1\vec{\Delta}_1}\left(e^{-\frac{ig^2}{2\pi s}K_0(\mu|x_1|)}-1\right), \qquad (I.5)$$

где $\Delta_1 = p_1 - q_1$, а K_0 - функция Мак-Дональда нулевого порядка.

Как было показано выше, в основе метода прямолинейных путей лежит представление о существенной подавленности больших передач импульса в отдельных актах взаимодействия частиц высоких энергий. Таким образом, большие импульсы, переносимые частицами, имеют тенденцию к сохранению. Вид частиц, переносящих большой импульс, может при этом изменяться в соответствии с эмпирическими закономерностями, наблюдаемыми в инклюзивных процессах. Так, при столкновении быстрых нуклонов следует учитывать возможность излучения "жесткого" мезона с передачей ему значительной доли импульса первоначального нуклона. При этом правомерность тех или иных предположений и аппроксимаций может быть более или менее надежно проверена лишь с помощью исследования диаграммных разложений амплитуды рассеяния.

В пренебрежении радиационными поправками и замкнутыми нуклонными петлями амплитуда упругого рассеяния нуклона в модели с лагранжианом (I.I) представляется в виде суммы диаграмм типа (рис.I) :

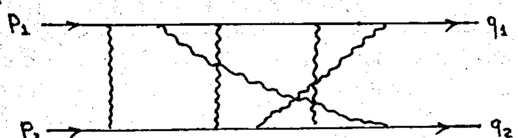


Рис.I

Если число импульсов интегрирования ℓ , а число внутренних линий диаграммы N , то

$$F = \int d^4k_1\dots d^4k_\ell \prod_{i=1}^{N}\frac{1}{r_i^2 - m_i^2 + i\epsilon}, \qquad (I.6)$$

где r_i - линейные комбинации импульсов интегрирования k_j и внешних импульсов. Вводя α - представление, имеем

$$F = \left(\tfrac{1}{i}\right)^N \int_0^\infty \left(\prod_{i=1}^{N} d\alpha_i\right)\int d^4k_1\dots d^4k_\ell \exp\{i\Psi(k,\alpha,s,t)\},$$

где

$$\Psi = \sum_{i=1}^{N}\alpha_i(r_i^2 - m_i^2 + i\epsilon) = \sum_{i,j=1}^{\ell} a_{ij}k_ik_j + 2\sum_{i=1}^{\ell} b_ik_i + c .$$

После этого можно произвести интегрирование по k_i и получить представление для F в форме Намбу /7/:

$$F = \mathrm{const}\cdot\int_0^\infty\left(\prod_{i=1}^{N} d\alpha_i\right)\frac{1}{C^2(\alpha)}\exp\left\{i\,\frac{D(\alpha,s,t)}{C(\alpha)}\right\}. \qquad (I.7)$$

В этой формуле

$$C(\alpha) = \det\|a_{ij}\|;\quad D(\alpha,s,t) = \det\left\|\begin{array}{ccc|c} & a_{ij} & & b_1\\ & & & \vdots\\ & & & b_\ell\\ \hline b_1 & \dots & b_\ell & c\end{array}\right\|,$$

причем детерминант Чисхольма $\mathcal{D}$ представляется в виде:

$$\mathcal{D}(\alpha,s,t) = f(\alpha)\,s + g(\alpha)\,t + h(\alpha). \qquad (I.8)$$

Изложим кратко основные результаты работ /8/, которыми будем пользоваться при изучении асимптотического поведения выражения (I.7) в пределе $s\to\infty$; $t = \mathrm{const}$.

<u>Определение</u>. t -путем называется такое множество линий графа, образующих непрерывную дугу, что если стянуть все эти линии в точку, то граф разбивается на две части, соединенные лишь в одной вершине, а именно в той, в которую стянут t -путь, причем импульсы p_1 и q_1 присоединяются к одной из этих частей, а p_2 и q_2 - к другой.

Длиной t - пути называется число образующих его линий.

Если граф F таков, что наименьшая возможная длина t - пути равна ρ, и имеется M таких путей, то его асимптотика дается формулой:

$$F \simeq \frac{(\ln s)^{M-1}}{s^{\rho}}\int\frac{1}{C_0^2(\alpha)}\left(\frac{C_0}{s_0}\right)^{\rho}\exp\left\{i\,\frac{g_0t + h_0}{C_0(\alpha)}\right\}\times$$

$$\times\prod_{j=1}^{M}\delta\Big(1-\sum_{\nu}\alpha_\nu^{(j)}\Big)\,[d\alpha]. \qquad (I.9)$$

В формуле (I.9):

$$g_0 t + h_0 = D(\alpha, s, t)\big|_{\alpha_\nu^{(j)}=0}; \quad C_0(\alpha) = C(\alpha)\big|_{\alpha_\nu^{(j)}=0},$$

$\alpha_\nu^{(j)}$ - параметры линий, принадлежащих к j - му t - пути, а величина $\tilde{f}_0$ получается из $f(\alpha)$ следующим образом: произведем λ - преобразование параметров линий каждого из t - путей:

$$\alpha_\nu^{(j)} \to \lambda_j \alpha_\nu'^{(j)},$$
$$\prod_\nu d\alpha_\nu^{(j)} \to \delta(1 - \Sigma \alpha_\nu'^{(j)})\, \lambda_j^{\rho_j - 1}\, d\lambda_j \prod_\nu d\alpha_\nu'^{(j)},$$

тогда

$$f \to \lambda_1 \ldots \lambda_m \tilde{f}(\alpha, \lambda); \quad \tilde{f}_0 = \tilde{f}(\alpha, \lambda)\big|_{\lambda_j = 0}.$$

В случае, когда в графах типа F (рис.I) передача импульса равна нулю, т.е. $p_1 = q_1$ и $p_2 = q_2$, множество линий, в пропагаторы которых входит импульс p_i, назовем p -путем. Таким образом, в графах имеется два p -пути, каждый из которых образует непрерывную дугу. В рассматриваемых нами графах последние можно расставить так, чтобы p -пути с парой любых t - путей, не образующих замкнутую петлю, совпадали.

В работе [9] было показано, что справедливы следующие утверждения:

Утверждение I. Пусть задан такой граф, что вклад в его главную асимптотику дает пара t - путей, не имеющих общей линии. Тогда асимптотика этого графа не изменится, если расставить импульсы интегрирования так, чтобы p -пути совпадали с t - путями, а затем произвести следующую модификацию пропагаторов, зависящих от внешних импульсов p:

$$\frac{1}{(\Sigma k_i)^2 + 2p\Sigma k_i + p^2 - m_i^2 + i\epsilon} \to \frac{1}{2p\Sigma k_i + i\epsilon}, \tag{I.10}$$

т.е. пренебречь массами и произведениями импульсов интегрирования.

Утверждение 2. Пусть задан такой граф, что вклад в его главную асимптотику дает пара t - путей, имеющих общую линию. Расставим импульсы интегрирования так, чтобы t - пути совпали с p - путями. Тогда его асимптотика совпадает с асимптотикой редуцированного графа, получаемого из первоначального стягиванием общей линии в точку и умножением на фактор $\pm 1/s$. Знак (+) выбирается тогда, когда внешние импульсы в общей линии

имеют одинаковое направление, а знак (-) - в обратном случае. К редуцированному графу применимо утверждение I.

Таким образом, отбрасывая в нуклонных пропагаторах члены типа $k_i k_j$, т.е. применяя приближение прямолинейных путей, мы получим, согласно утверждению I, сумму вкладов в каждую диаграмму t -путей, совпадающих с нуклонными дугами. В связи с этим будем впредь называть эти t -пути, а также их вклады в амплитуду рассеяния эйкональными.

В работе [9] было указано на тот факт, что в диаграммах старших порядков по константе связи g (именно, начиная с восьмого) необходимо учитывать также и другие t -пути, дающие вклады не меньше, чем эйкональные. Рассмотрим структуру неэйкональных вкладов на примере диаграммы восьмого порядка, изображенной на рис.2. В этой диаграмме, которую мы в дальнейшем будем называть диаграммой XX , существует четыре t -пути одинаковой длины три: $(1,2,3,4)$, $(1',2',3',4')$, $(1',2,3,4')$ и $(1,2',3',4)$. Одновременно вклад в асимптотику могут дать максимум два t -пути, поэтому достаточно рассмотреть вклады следующих допустимых пар t - путей: $(1,2,3,4;\,1',2',3',4')$, $(1,2',3',4;\,1',2,3,4')$ и $(1',2',3',4';\,1,2',3',4)$.

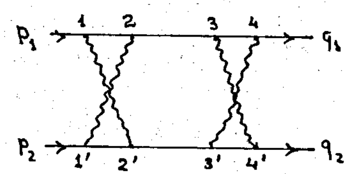


Рис.2

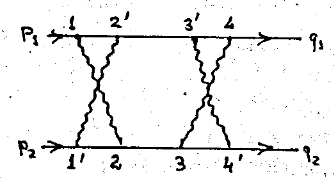


Рис.3

Вклад в асимптотику диаграммы XX от пары $(1,2,3,4;\,1',2',3',4')$ присутствует в формуле (I.5), в связи с этим будем обозначать его

$$\frac{\ln s}{s^3}\, f_{eik}^{(xx)}(t).$$

Найдем теперь вклад в асимптотику диаграммы XX от t -путей $(1,2',3',4)$ и $(1',2,3,4')$. Расставим импульсы интегрирования так, чтобы эти пути совпали с p -путями. Тогда, согласно утверждению I, мы можем в линиях, входящих в t - пути, модифицировать пропагаторы по типу (I.10). Сделаем после этого замену импульсов интегрирования:

$$k_i \to \frac{m}{\mu} k_i .$$

При этом нуклонные линии заменяются на мезонные:

$$D_m\left(k\frac{m}{\mu}\right) = \frac{1}{\frac{k^2 m^2}{\mu^2} - m^2 + i\epsilon} = \frac{\mu^2}{m^2} D_\mu(k),$$

$$D_m(p_1-q_1-k) \to \frac{\mu^2}{m^2} D_\mu\left((p_1-q_1)\frac{\mu}{m} - k\right),$$

т.е. $t \to t\frac{\mu^2}{m^2}$, а функции распространения, соответствующие t-путям, приобретут множители вида $\frac{\mu}{m}$. Благодаря этому мы можем считать все линии, входящие в t-пути, модифицированными нуклонными линиями. В результате мы получаем граф того же вида, что и на рис.2, но в котором t-пути направлены вдоль нуклонных линий (рис.3). Таким образом, искомый вклад будет иметь вид:

$$\frac{\ln s}{s^3} f^{(1)}_{neik}(t);\quad f^{(1)}_{n.eik}(t) = \frac{\mu^2}{m^2} f^{(xx)}_{eik}\left(t\frac{\mu^2}{m^2}\right). \qquad (I.II)$$

Если массы частиц удовлетворяют условию

$$\frac{\mu^2}{m^2} \ll 1;\quad \frac{t}{m^2} \ll 1,$$

то вклад (I.II) неэйкональных t-путей мал по сравнению с вкладом эйкональных.

Рассмотрим вклад последней пары t-путей $(1',2',3',4')$ и $(1,2',3',4)$. Если стянуть линии этих путей в точку, то мы получим редуцированный граф вида, представленного на рис.4.

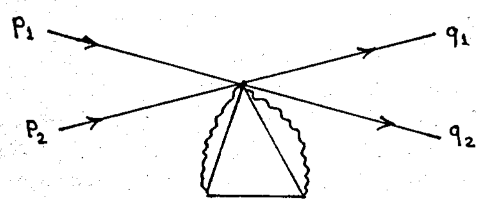


Рис.4

Отсюда следует, что вклад этих t-путей в асимптотику не зависит от передачи импульса и представим в виде:

$$\frac{\ln s}{s^3}\,\frac{1}{\mu^2}\,\Phi\left(\frac{\mu^2}{m^2}\right). \qquad (I.12)$$

Таким образом, мы получаем следующее асимптотическое выражение для диаграммы xx:

$$f^{(xx)}(t) = \frac{\ln s}{s^3}\left\{ f^{(xx)}_{eik}(t) + f^{(xx)}_{n.eik}(t)\right\},$$

где

$$f^{(xx)}_{n.eik}(t) = \frac{\mu^2}{m^2} f^{(xx)}_{eik}\left(t\frac{\mu^2}{m^2}\right) + \frac{1}{\mu^2}\Phi\left(\frac{\mu^2}{m^2}\right).$$

Рассмотрение остальных диаграмм восьмого порядка по g показывает, что имеется три типа неэйкональных t-путей, дающих вклад в главную асимптотику. Два из них уже рассмотрены выше: это пары t-путей, либо не имеющие общих линий, либо имеющие общую нуклонную линию.

Суммирование вкладов первого типа, так же как для вклада эйкональных t-путей, приводит к сокращению $\ln s$. Для вкладов второго типа можно с помощью утверждения 2 показать, что в сумме всех диаграмм они сокращаются.

К третьему типу отнесем пары неэйкональных t-путей, имеющих общую мезонную линию. Вклад таких t-путей также не зависит от передачи импульса.

В восьмом порядке имеется несколько диаграмм, обладающих t-путями третьего типа. Мы рассмотрим для примера лишь одну из них (рис. 5), имея в виду, что все результаты относятся также ко всем подобным диаграммам.

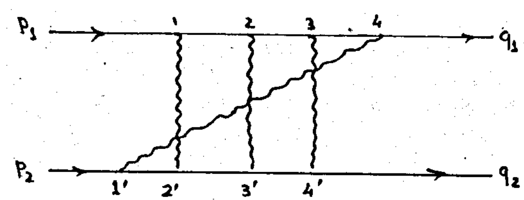


Рис.5

В диаграмме, изображенной на рис. 5, пути $(1',4,3,4')$ и $(1,2',1',4)$ - третьего типа, и их вклад можно записать в форме, аналогичной (I.I2):

$$\frac{\ln s}{s^3}\,\frac{1}{\mu^2}\,\varphi\!\left(\frac{\mu^2}{m^2}\right),$$

причем $\varphi\!\left(\frac{\mu^2}{m^2}\right) = const\cdot\frac{\mu^2}{m^2}$ при $\frac{\mu^2}{m^2} \ll 1$.

Таким образом, для суммы диаграмм восьмого порядка по g имеем:

$$f^{(8)} = \frac{g^8}{s^3}\left(f^{(8)}_{eik}(t) + f^{(8)}_{n.eik}(t) \right), \qquad \text{(I.I3)}$$

$$f^{(8)}_{n.eik}(t) = \frac{\mu^2}{m^2}\, f^{(8)}_{eik}\!\left(t\frac{\mu^2}{m^2}\right) + \frac{1}{\mu^2}\,\varphi^{(8)}\!\left(\frac{\mu^2}{m^2}\right).$$

Как видно из выражения (I.I3), в восьмом порядке по константе связи неэйкональные вклады в асимптотику имеют один порядок с эйкональными. Однако в высших порядках существуют диаграммы, неэйкональные вклады которых имеют более сильную асимптотику, чем эйкональные. Характерным примером являются диаграммы, изображенные на рис. 6,7, каждая из которых имеет по два t - пути длины три: $(1,2',3',4;\ 1',2,3,4)$ и $(1,2',1',3;\ 1',3,2,3')$ соответственно.

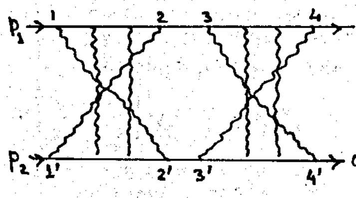


Рис.6

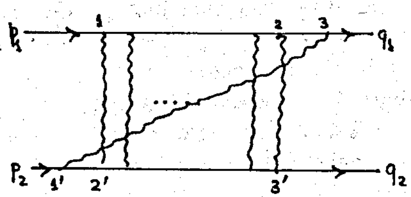


Рис.7

Для исследования асимптотик этих диаграмм применим ту же методику, что и при исследовании диаграмм восьмого порядка, т.е. направим p -пути вдоль t -путей и произведем замену импульсов (I.I0). Тогда при условии $\frac{\mu^2}{m^2} \ll 1$ получим:

$$f^{(2l+2)} \simeq \frac{\ln s}{s^3}\,\frac{const}{(m^2)^{l-2}}\,;\quad l \geq 3, \qquad \text{(I.I4)}$$

где $2l+2$ - порядок каждой из диаграмм.

Рассмотренные t -пути относятся к первому и третьему типам. Неэйкональные t -пути второго типа, вклады от которых в восьмом порядке в сумме сократились, в старших порядках приводят к более слабому асимптотическому поведению.

Все диаграммы данного порядка $(2l+2)$ по g либо относятся к типу описанных выше и тогда дают вклад в асимптотику в соответствии с формулой (I.I4), либо имеют t -пути большей длины, чем три, что приводит к более слабому асимптотическому поведению при $s \to \infty$. Если учесть сокращение $\ln s$ при сложении графов с кросс-симметричными им, мы придем к следующему выражению для асимптотики амплитуды рассеяния $f^{(2l+2)}$ в $(2l+2)$- М порядке по константе связи g:

$$f^{(2l+2)}\Big|_{\substack{s\to\infty \\ t=const \\ \mu^2/m^2 \ll 1}} \simeq \frac{1}{s^3}\,\frac{const}{(m^2)^{l-2}}\,;\quad l \geq 3$$

Заметим, что эйкональная формула (I.5) при $t=0$ в том же порядке по g приводит к следующему выражению:

$$f^{(2l+2)}_{eik}(t=0) = \frac{const}{s^l \mu^2}.$$

Таким образом, в пренебрежении обменными графами неэйкональной и эйкональной амплитуд в данном порядке по константе связи их отношение равно:

$$\frac{f^{(2l+2)}_{n.eik}}{f^{(2l+2)}_{eik}}\Bigg|_{\substack{s\to\infty \\ t=0 \\ \mu^2/m^2 \ll 1}} = const\,\frac{\mu^2}{m^2}\left(\frac{s}{m^2}\right)^{l-3}. \qquad \text{(I.I5)}$$

Из (I.I5) видно, что в области

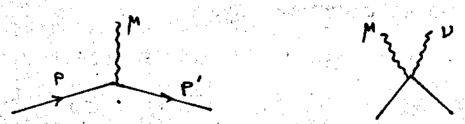
$$s \to \infty;\ \frac{\mu^2}{m^2} \ll 1;\ s \sim m^2$$

эйкональная амплитуда много больше неэйкональной, т.е. формула (I.5) правильно воспроизводит главные асимптотические члены в каждом порядке по g^2. Если же $s \gg m^2$, то вклады неэйкональных t -путей доминируют над эйкональными.

В заключение этого параграфа отметим, что все изложенное опиралось на исследование вкладов t -путей, связанных с нулями функции $f(\alpha)$ (см.(I.8)).

§2. Эйкональное приближение в некоторых моделях квантовой теории поля

Выше было показано, что учет высших порядков теории возмущений в рамках скалярной модели ведет к появлению неэйкональных вкладов, которые, вообще говоря, доминируют над эйкональными. Но еще в работе /I0/ было указано на возможность подавления таких вкладов в теориях со спином и рассмотрена модель нуклонов со спином I/2, взаимодействующих с векторными мезонами. Здесь же мы рассмотрим подробно модель с векторными мезонами и скалярными нуклонами, описываемую лагранжианом взаимодействия (2.I), которому соответствуют вершины двух типов (рис.8).



(1) $-ig(p+p')_\mu$ (2) $2ig^2 g^{\mu\nu}$

Рис.8

$$\mathcal{L}_{int} = ig : \varphi^*(x) \overleftrightarrow{\partial}_\mu \varphi(x) A^\mu(x) : + \tfrac{1}{2} g^2 : \varphi^*(x)\varphi(x) A^2(x) : \qquad (2.I)$$

Появление спина у мезонов приводит к необходимости модифицировать формулы (I.6) и (I.7), так как наличие связей с производными и числителей мезонных пропагаторов приводит к появлению в импульсных интегралах множителя $M^{(0)}(k)$, который является полиномом по импульсам интегрирования k_j. Это, в свою очередь, приводит к появлению в формуле (I.7) множителя $M(\alpha, J)$ /7/ :

$$M(\alpha,J) = \sum_{k=0}^{\infty} M^{(k)}(\alpha,J) = \exp\Big[\frac{i}{4}\sum_{r,s=1}^{N} \frac{H_{r,s}(\alpha)}{c(\alpha)} g^{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial J_r^\mu}\frac{\partial}{\partial J_s^\nu}\Big] M^{(0)}(J),$$

$$M^{(k)}(\alpha,J) = \Big[\frac{i}{4}\sum_{r,s=1}^{N} \frac{H_{r,s}(\alpha)}{c(\alpha)} g^{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial J_r^\mu}\frac{\partial}{\partial J_s^\nu}\Big]^k \frac{1}{k!} M^{(0)}(J),$$

$$J_r^\mu = \frac{1}{c(\alpha)} F_r^\mu(\alpha, p), \qquad (2.2)$$

$$F_r^\mu(\alpha,p) = \alpha_r^{-1} \sum_{T_2(r)} \Big(\prod^{l+1}\alpha\Big)\Big(\sum_{k\in\omega_i} p_k^\mu\Big), \text{ где } r=(i,j),$$

$$H_{r,s}(\alpha) = (\alpha_r \alpha_s)^{-1} \sum_{T_2(r,s)} \Big(\prod^{l+1}\alpha\Big)\cdot \epsilon_{ij,kl};\ r\neq s;\ r=(i,j);\ s=(k,l),$$

$$\epsilon_{ij,kl} = \pm 1,$$

$$H_{r,r}(\alpha) = -\frac{\partial c(\alpha)}{\partial \alpha_r}.$$

$r=(i,j)$ означает, что линия с параметром α_r начинается в вершине i и кончается в вершине j ; $T_2(r,\dots,s)$ обозначает 2-деревья рассматриваемой диаграммы, для которых линии с параметрами $\alpha_r,\dots,\alpha_s$ являются хордами; $\prod^{l+1}\alpha$ обозначает произведение параметров хорд 2-дерева, а $\sum_{k\in\omega_i} p_k^\mu$ - сумму внешних импульсов, втекающих в вершины компоненты 2-дерева, содержащей вершину i . Знак $\epsilon_{ij,kl}$ для нас несуществен.

Величина $M^{(0)}(J)$ получается из $M^{(0)}(k)$ заменой импульса, текущего в положительном направлении каждой линии, соответствующей величиной J_r^μ .

Наличие спина приводит также к необходимости изменения правил вычисления асимптотик. Кроме t -путей вклад в ведущую асимптотику могут теперь давать и так называемые t - подграфы, топологические характеристики которых аналогичны t -путям, но которые могут содержать замкнутые петли. При этом с точки зрения асимптотического поведения t -подграф эквивалентен обычному t -пути длины:

$$\rho = l - 2k,$$

где l -число линий, а k - число независимых замкнутых петель t - подграфа.

Так как величина $M(\alpha,J)$ сама является полиномом по степеням s с коэффициентами, зависящими от α , она также изменяет асимптотическое поведение амплитуды по сравнению со скалярным случаем. Действительно, если рассмотреть вклад в асимптотику t -подграфа эффективной длины ρ , то после соответствующего λ -преобразования $M(\alpha,J)$ будет иметь вид:

$$M(\alpha,J) \to \sum_{a,b} \lambda^a s^b S_{ab}(\alpha,\alpha').$$

Очевидно, что если $\max_{a,b}(b-a) = d$, то с учетом $M(\alpha,J)$ асимптотическое поведение вклада t -подграфа в амплитуду рассеяния будет определяться приведенной длиной

t -подграфа, равной $\rho - d$, и исследование асимптотического поведения вклада произвольной диаграммы в амплитуду рассеяния сводится к определению величины d для каждого t -подграфа и отысканию t -подграфов наименьшей приведенной длины.

Рассмотрим сначала величину d для лестничных диаграмм, содержащих только вершины типа (I) (рис.8). Для произвольной диаграммы порядка $2N$:

$$M^{(0)}(J) = \prod_{i=1}^{N} \left(J_{k_{i-1}} + J_{k_i} ; J_{\ell_{i-1}} + J_{\ell_i} \right)$$

каждое скалярное произведение соответствует одной из мезонных линий, принятые обозначения поясняются рисунком:

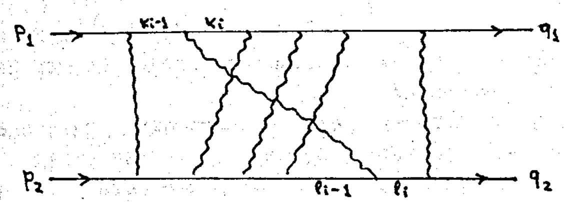


Рис.9

Выберем произвольный t -подграф, имеющий k независимых петель и ℓ линий, из которых a - мезонных. Пусть, для определенности, вершины, к которым присоединены внешние линии с импульсами p_1 и q_1 , принадлежат t -подграфу.

Разобьем все нуклонные линии (только для них соответствующие J_r и $H_{r,s}$ входят в $M(\alpha, J)$) на три группы:

I) линии, не принадлежащие t - $\{1\}$;

2) линии, принадлежащие t , снятие которых лишает t связности - $\{2\}$;

3) линии, принадлежащие t , снятие которых не лишает его связности - $\{3\}$.

Проделаем λ - преобразование и рассмотрим J_r для линий каждого типа в отдельности. При этом

$$F_r \to \lambda^k \left[(p_1 - q_1) f_1(\alpha) + p_2 f_2(\alpha) + q_2 f_3(\alpha) + O(\lambda) \right]; \; r \in \{1\}.$$

Так как для получения 2-дерева нужно разорвать все петли

t -подграфа, т.е.,по крайней мере, k его линий войдут в число хорд. Если снято ровно k линий t , то p_1 и q_1 могут входить только в виде разности $(p_1 - q_1)$, так как при этом оставшиеся линии t образуют односвязный подграф и целиком входят в одну из компонент 2-дерева.

$$F_r \to \lambda^k \left[g_1(\alpha, p, q) + O(\lambda) \right]; \; r \in \{2\},$$

так как после снятия линии типа 2 t -подграф разбивается на две компоненты, имеющие в общей сложности k петель, для размыкания которых,по крайней мере,еще k линий t должны войти в число хорд.

$$F_r \to \lambda^k \left[g_2(\alpha, p q) + O(\lambda) \right]; \; r \in \{3\},$$

$k-1$ линию t нужно включить в число хорд для размыкания оставшихся после снятия линии r $k-1$ петли t , еще одна линия t войдет в число хорд, так как после размыкания всех петель t -подграф станет деревом, а концы линии r должны принадлежать разным компонентам 2-дерева.

$$C(\alpha) \longrightarrow \lambda^k \left(\tilde{C}(\alpha, \alpha') + O(\lambda) \right),$$

так как $C(\alpha)$ есть сумма произведений параметров хорд деревьев, для получения которых все петли t должны быть разомкнуты.

Следовательно:

$$J_r \to (p_1 - q_1) f_1'(\alpha) + p_2 f_2'(\alpha) + q_2 f_3'(\alpha) + O(\lambda); \; r \in \{1\},$$

$$J_r \to g_1'(\alpha, p, q) + O(\lambda); \; r \in \{2\},$$

$$J_r \to g_2'(\alpha, p q) + O(\lambda); \; r \in \{3\}.$$

Для скалярных произведений будем иметь:

$$(J_r, J_s) = A\, s^0 + B \lambda s + O(\lambda); \; r, s \in \{1\},$$

так как (p_1-q_1, p_2), (p_1-q_1, q_2), (p_2, q_2), $(p_1-q_1)^2$ имеют нулевой порядок по s.

Во всех остальных случаях скалярные произведения могут давать вклад в асимптотику порядка s, что соответствует максимально возможной величине.

Таким образом, каждый из сомножителей $(J_{k_i-1}+J_{k_i}, J_{e_{i-1}}+J_{e_i})$ будет величиной порядка s, если хотя бы один из четырех импульсов соответствует нуклонной линии t-подграфа. Если все четыре импульса соответствуют линиям типа $\{1\}$, то скалярное произведение имеет порядок s^0.

Следовательно, для произвольного t-подграфа и $M^{(0)}(J)$ величина d задается формулой /11/:

$$d = N - m, \qquad (2.3)$$

где m - число мезонных линий, не имеющих общих вершин с t-подграфом.

Представим амплитуду рассеяния F в виде:

$$F = \sum_{k=0}^{\infty} I^{(k)}(s,t),$$

где $I^{(k)}$ соответствует замене $M(\alpha, J)$ на $M^{(k)}(\alpha, J)$, и рассмотрим асимптотику $I^{(0)}(s,t)$ при $s \to \infty$.

Выберем произвольный t-подграф и найдем его приведенную длину, для чего достаточно вычислить величину m. t-подграф имеет $n = \ell+1-k$ вершин. Если a мезонных линий принадлежат t, то $n-2a = \ell+1-k-2a$ мезонных линий имеют одну вершину, принадлежащую t-подграфу, причем другие вершины этих линий t-подграфу не принадлежат, иначе добавление к t такой мезонной линии без изменения m уменьшит ρ на единицу.

Всего число существенных линий, т.е. таких линий, для которых скалярные произведения имеют порядок s, будет равно:

$$a + (n-2a) = \ell+1-k-a.$$

Тогда для приведенной длины t-подграфа имеем:

$$\ell - 2k - (\ell+1-k-a) = a-k-1. \qquad (2.4)$$

Очевидно, что для образования первой петли необходимы две мезонные линии, прибавление каждой новой петли требует каждый раз включения в t еще одной мезонной линии, следовательно, при $k \neq 0$

$$a-k-1 \geqslant 0.$$

Если $k=0$, то можно получить минимальное возможное значение приведенной длины, равное -1. Это соответствует $a=0$, т.е. эйкональным t-путям, совпадающим с нуклонными дугами, и асимптотике:

$$F \simeq s \ln s. \qquad (2.5)$$

В качестве примера рассмотрим диаграмму XX (рис.10).

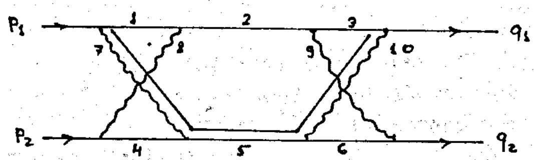


Рис.10

Вычислим для нее $F_1^{(\rho)}$ при условии, что параметры линий t-пути (5,7,10) близки к нулю. В скалярной модели этот путь дает вклад в асимптотику того же порядка, что и эйкональные t-пути (1,2,3) и (4,5,6).

Представим F_1 в виде:

$$F_1 = F_1^{(1)} + \lambda F_1^{(2)}.$$

$F_1^{(1)}$ соответствует сумме по 2-деревьям $T_2(1)$, для которых линии 5,7,10 не являются хордами. Таких 2-деревьев 6 (рис.11).

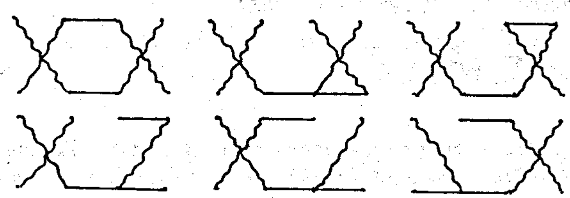


Рис.11

Точный вид $F_1^{(2)}$ несуществен. Аналогично вычисляются F_2 и F_4. Так как рассматриваемый t -путь не имеет замкнутых петель, то:

$$F_1^{(1)} = \alpha_3\alpha_4\alpha_6(p_1-q_1) - (\alpha_2\alpha_3\alpha_4 + \alpha_2\alpha_4\alpha_6 + \alpha_2\alpha_4\alpha_9 + \alpha_3\alpha_4\alpha_9)p_2 + \alpha_3\alpha_6\alpha_8 q_2,$$

$$C(\alpha,\alpha',\lambda)|_{\lambda=0} \neq 0.$$

Отсюда очевидно, что для мезонной линии 8 :

$$(J_1 + J_2;\ p_2 + J_4) = A\,S^0 + B\,\lambda S + O(\lambda),$$

как и было показано в общем случае. Аналогично, скалярное произведение, соответствующее мезонной линии 9, тоже имеет эффективный порядок S^0. Таким образом, t -путь (5,7,10) может дать следующий вклад в асимптотику:

$$S^2 \times S^{-3} = S^{-1},$$

что на два порядка по S слабее вклада эйкональных t -путей. Для выяснения асимптотического поведения $I^{(h)}(s,t)$, $h>0$ необходимо знать, как изменяются величины $H_{\nu,\lambda}$ при λ-преобразовании параметров линий произвольного t -подграфа, так как $I^{(h)}$ получается из $I^{(0)}$ заменами пар $J_\nu^\mu J_\lambda^\nu$ величинами $i\frac{H_{\nu\lambda}}{2C(\alpha)}\,g^{\mu\nu}$. Рассмотрение, аналогичное приведенному выше, показывает, что последнее выражение дает вклад $\sim S$, только когда оба импульса J_ν и J_λ соответствуют нуклонным линиям t- подграфа. Но в этом случае они и в $I^{(0)}$ дают вклад $\sim S$, если входят в одно скалярное произведение, либо $\sim S^2$, если входят в разные. В любом случае от такой замены величина d не увеличится.

Рассмотрим теперь более подробно вклад эйкональных t -путей в асимптотику. Найдем величины скалярных произведений, соответствующих мезонным линиям. При этом величины α -параметров, ассоциированных с линиями эйкональных t -путей, можно положить равными 0. Такие выражения будем обозначать тильдами. Исходное выражение для $C(\alpha)$ имеет вид:

$$C(\alpha) = \sum_{T_1} \left(\prod^{l} \alpha\right).$$

Ненулевыми будут только те слагаемые, для которых все линии t -путей не являются хордами, и следовательно, хордами каждый раз будут все мезонные линии, кроме одной. Таким образом:

$$\tilde{C}(\alpha) = \prod_{\{i_k\}} \alpha_{i_k} \times \Big(\sum_{\{i_k\}} \alpha_{i_k}\Big),$$

где $\{i_k\}$ - набор индексов мезонных линий. Исходное выражение для F_ν имеет вид:

$$F_\nu = \alpha_\nu^{-1} \sum_{T_2(\nu)} \left(\prod^{l+1} \alpha\right)\Big(\sum_{k\in x_i} p_k\Big).$$

Ненулевыми будут слагаемые, для которых хордами 2-дерева являются линия ν и l мезонных линий. Пусть нуклонная линия ν лежит на верхнем t -пути. Тогда возможны 2-деревья двух конфигураций (рис.12).

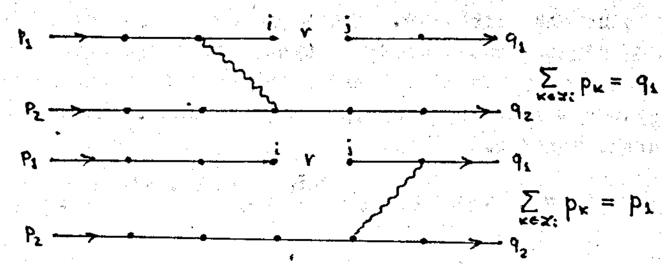


Рис.12

Таким образом:

$$\tilde{F}_\nu = A_1 p_1 + B_1 q_1,$$

где A_1 и B_1 - положительно определенные полиномы степени l по параметрам мезонных линий, причем $A_1 + B_1 = \tilde{C}$. Аналогично, для нуклонных линий нижнего t -пути имеем:

$$\tilde{F}_\nu = A_3 p_2 + B_3 q_2;\quad A_3, B_3 \geq 0;\quad A_3 + B_3 = \tilde{C}.$$

В таком виде можно представить и внешние импульсы, так, например, $p_1 = \frac{1}{\tilde{C}}(Ap_1 + Bq_1)$; $A = \tilde{C}$, $B = 0$. Любое скалярное произведение имеет вид:

$$\frac{1}{\tilde{C}^2}\left[(A_1+A_2)p_1 + (B_1+B_2)q_1;\ (A_3+A_4)p_2 + (B_3+B_4)q_2\right].$$

Удерживая члены порядка s , получим:

$$\frac{1}{c^2}\ \frac{s}{2}\left[A_1+A_2+B_1+B_2\right]\left[A_3+A_4+B_3+B_4\right]=2s\,, \qquad (2.6)$$

$$\tilde{M}_0(s)=(2s)^N,$$

где $2N$ - порядок диаграммы.

Таким образом, эйкональные t - пути действительно дают наиболее сильную возможную асимптотику $s\ln s$. Для диаграмм, содержащих четверные вершины типа (2) (рис.8), можно показать, что вклады эйкональных t -путей в асимптотику, по крайней мере, на один порядок по s слабее вклада лестничных диаграмм того же порядка по g . Подавление неэйкональных вкладов происходит здесь аналогично рассмотренному выше.

Таким образом, можно сделать вывод, что в пренебрежении радиационными поправками, а также вкладами поляризации вакуума и перекрученных диаграмм для рассматриваемой модели справедливо представление эйконала /5/ :

$$\chi(s,t)=\frac{i}{2}(s-u)\int d^2x_\perp\, e^{i\vec{x}_\perp\vec{\Delta}_\perp}\left(e^{-\frac{ig^2}{2\pi}K_0(\mu|\vec{x}_\perp|)}-1\right). \qquad (2.7)$$

Литература

1. Moliere J. Naturforsch.Z., 1947, 2A, p.133;
   Glauber R.J. Lectures in Theoretical Physics, 1959, v.1, p.315, N.Y.
2. Garsevanishvili V.R., Matveev V.A., Slepchenko L.A., Tavkhelidze A.N. Phys.Lett., 1969, 29B, p.191.
3. Abarbanel H.D.I., Itzykson C. Phys.Rev.Lett., 1969, 23, p.53.
4. Барбашов Б.М., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Сисакян А.Н. ТМФ, 1970, 3, стр.342.
5. Barbashov B.M., Kuleshov S.P., Matveev V.A., Pervushin V.N., Sissakian A.N., Tavkhelidze A.N. Phys.Lett., 1970, 33B, p.484.

6. Кулешов С.П., Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Смондырев М.А., Тавхелидзе А.Н. ЭЧАЯ, 1974, т.5, вып.I, стр.3.
7. Lam C.I., Lebrun J.P. Nuovo Cim., 1969, 59A, p.397.
8. Tiktopoulos G., Phys.Rev., 1963, 131, p.480;
   Ефремов А.В., Завьялов О.И. В кн.: Труды XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964, т.I, с.60, Атомиздат, М., 1965.
9. Кулешов С.П., Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Смондырев М.А., Тавхелидзе А.Н. ТМФ, 1974, 18, с.147.
10. Tictopoulos G., Treiman S.B. Phys.Rev., 1971, D3, p.1037.
11. Кудинов А.В., Кулешов С.П. ОИЯИ, Р2-10636, Дубна, 1977.

ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА НУКЛОНАХ

Р.Н.Фаустов

Объединенный институт ядерных исследований

Поскольку электрон с высокой точностью является элементарной точечной частицей с хорошо известными электромагнитными свойствами, то рассеяние электронов является идеальным средством исследования структуры более сложных объектов, таких как адроны, ядра, атомы. Бомбардируя мишень пучком с известной энергией и детектируя рассеянные электроны, можно определить распределение заряда и магнитного момента внутри объекта и получить информацию о составляющих его элементах. Таким образом, мы имеем уникальную возможность как бы заглянуть внутрь объекта, и в этом смысле можно говорить о "лептонном освещении" /Бьеркен/.

В частности, мы очень мало знаем о структурных элементах. Тем интереснее оказались результаты экспериментов по глубоконеупругому рассеянию электронов на нуклонах, которые обнаружили точечно-подобное поведение сечений этих инклюзивных процессов. Идея о такого рода поведении полных сечений неупругих реакций с участием лептонов была впервые высказана М.А.Марковым.

Обнаруженное поведение сечений можно интерпретировать таким образом, что рассеяние электронов /мюонов/ происходит как бы на квазисвободных точечных элементах, составляющих нуклон /партон/.

Кроме большой /точечно-подобной/ величины сечения эксперименты обнаружили также замечательную закономерность- автомодельное /масштабно-инвариантное/ поведение неупругих формфакторов, т.е. отсутствие каких-либо размерных параметров, характеризующих структуру составных элементов нуклона /Бьеркен; Боголюбов, Матвеев, Мурадян, Тавхелидзе/.

На другом языке, использующем идеи дуальности, можно сказать, что автомодельное поведение возникает как результат усреднения суммы вкладов большого числа нуклонных резонансов, возбуждаемых налетающим лептоном /Блум, Гилман/.

При подготовке этого раздела лекций мы широко использовали лекции и обзоры /см.[3-6]/.

1.1. КИНЕМАТИКА ПРОЦЕССА

Рассмотрим инклюзивный процесс неупругого рассеяния электрона на нуклоне

$$e + N \to e' + \sum_{n} \underbrace{\text{hadrons}}_{\text{unobserved}} \qquad (\text{I.I})$$

где детектируется только конечный электрон. Этот процесс изображен графически на рис.1,

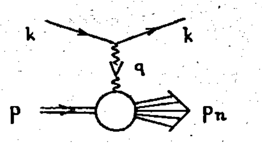


Рис.1 .

где k и k' -начальный и конечный четырехимпульсы электрона с массой m, $q=k-k'$- передача четырехимпульса, несомая виртуальным фотоном, а p-четырехимпульс нуклона мишени с массой M. Адроны в конечном состоянии $|n\rangle$ в силу законов сохранения имеют четырехимпульс

$$p_n = p + q$$

и квадрат инвариантной массы

$$p_n^2 = s = W^2 = (p + q)^2. \qquad (\text{I.2})$$

Удобно также ввести инвариантную переменную

$$\nu = \frac{p\cdot q}{M}, \quad p^2 = M^2, \qquad (\text{I.3})$$

которая в лабораторной (Λ) системе отсчета /начальный нуклон в покое, $\vec{p}=0$ / равна энергии виртуального фотона

$$\nu = q^o_{lab.} = E - E', \qquad (\text{I.3a})$$

где

$$E = \frac{p\cdot k}{M}, \qquad E' = \frac{p\cdot k'}{M}$$

-энергии начального и конечного электронов в л.системе. Инвариантный квадрат передачи импульса

$$q^2 = (k-k')^2 = 2m^2 - 2(k\cdot k'), \quad k^2 = k'^2 = m^2$$

в л.системе имеет вид

$$q^2 = -2EE'(1-\cos\theta) = -4EE'\sin^2\frac{\theta}{2} \leqslant 0, \qquad (\text{I.4})$$

где θ-угол рассеяния. Здесь и в последующем мы пренебрегаем масой электрона по сравнению с его энергией. Иногда мы будем также употреблять положительно определенную переменную

$$Q^2 = -q^2 \geqslant 0. \qquad (\text{I.5})$$

Зная ν и q^2, легко найти инвариантную массу конечных адронов, используя соотношение

$$s = W^2 = M^2 + q^2 + 2M\nu. \qquad (\text{I.6})$$

Используя очевидное неравенство

$$s \geqslant M^2,$$

отсюда сразу можно получить границу физической области процесса (I.I)

$$q^2 + 2M\nu \geqslant 0, \quad Q^2 \leqslant 2M\nu. \qquad (\text{I.7})$$

В дальнейшем часто будет использоваться безразмерная переменная

$$\omega = \frac{2M\nu}{-q^2} = \frac{2M\nu}{Q^2} = \frac{s - M^2}{Q^2} + 1 = \frac{1}{x}, \qquad (\text{I.8})$$

в терминах которой неравенство (I.7) принимает вид

$$\omega \geqslant 1. \qquad (\text{I.7a})$$

Графически физическая область процесса (I.I) изображена на рис.2 .

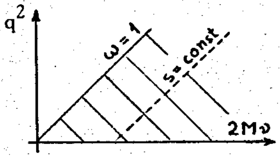


Рис.2

Согласно правилам квантовой электродинамики [1,2] амплитуда процесса может быть записана в виде элемента S-матрицы

$$S_{fi} \equiv \langle f|S|i\rangle = \langle f|i\rangle + i(2\pi)^4\delta^4(p+k-p_n-k')\langle f|T|i\rangle ,$$

$$T_{fi} \equiv \langle f|T|i\rangle = \frac{4\pi\alpha}{q^2}\,\bar u(k')\gamma_\mu u(k)\langle p_n|J^\mu(0)|p\rangle , \qquad (I.9)$$

где одночастичные векторы состояний и дираковские спиноры нормированы условиями

$$\langle p|p'\rangle = \frac{\varepsilon(p)}{M}(2\pi)^3\delta^3(\vec p-\vec p') , \qquad \bar u(p)u(p) = 1 ,$$

$$\varepsilon(p) = \sqrt{\vec p^{\,2}+M^2}$$

и $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ - постоянная тонкой структуры. Нас интересует дифференциальное сечение инклюзивного процесса(I.I), где детектируется только конечный электрон и рождаются всевозможные /ненаблюдаемые/ адронные состояния. Согласно обычным правилам инвариантное сечение такого процесса имеет вид [2]

$$d\sigma = \frac{mM}{\sqrt{(p\cdot k)^2-m^2M^2}}\sum_n |T_{fi}|^2(2\pi)^4\delta^4(p+q-p_n)\,\frac{m\,d^3k'}{(2\pi)^3\varepsilon'_m} \qquad (I.10)$$

$$\cong \frac{m^2}{E}\sum_n |T_{fi}|^2(2\pi)^4\delta^4(p+q-p_n)\,\frac{d^3k'}{(2\pi)^3\varepsilon'_m} , \quad \varepsilon'_m = \sqrt{\vec k'^2+m^2},$$

где просуммировано по конечным адронным состояниям $|n\rangle$. С учетом соотношения (I.4) элемент фазового объема в лаб.системе

$$\frac{d^3k'}{\varepsilon'_m} = |\vec k'|\,dE'd\Omega' = \pi\frac{dE}{E}\,dq^2 . \qquad (I.10a)$$

В общем случае реакции с поляризованными электронами и протонами двойное дифференциальное сечение в л.системе можно представить в виде [6]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega' dE'} = \frac{4\alpha^2E'}{q^4E}\,L^{\mu\nu}(\sigma)\,W_{\mu\nu}(s) , \qquad (I.11)$$

где

$$L_{\mu\nu}(\sigma) = m^2\sum_\sigma \bar u^\sigma(k)\gamma_\mu u^{\sigma'}(k')\gamma_\nu u^\sigma(k)$$

$$= \frac{1}{4}\mathrm{Tr}\left[\frac{1}{2}(1+\gamma_5\hat\sigma)(\hat k+m)\gamma_\mu(\hat k'+m)\gamma_\nu\right] , \qquad (I.12)$$

$$W_{\mu\nu}(s) = (2\pi)^3\sum_n\langle p,s|J_\mu(0)|n\rangle\langle n|J_\nu(0)|p,s\rangle\,\delta^4(p+q-p_n) , \qquad (I.13)$$

$$\hat k = \gamma\cdot k = \gamma_\mu k^\mu , \qquad \hat\sigma = \sigma_\mu\gamma^\mu .$$

Поляризация лептонов и нуклонов характеризуется спиновыми псевдовекторами σ^μ и s^μ , удовлетворяющими условиям

$$\sigma^2 = s^2 = -1, \quad \sigma\cdot k = s\cdot p = 0,$$

так что в системе покоя ($\vec p=0$), $p=(M,\vec 0)$, $s=(0,\vec s)$, $\vec s^{\,2}=1$. Используя свойство трансляционной инвариантности, легко непосредственно проверить, что тензор $W_{\mu\nu}$, характеризующий структуру нуклона, можно записать в форме Фурье-образа от коммутатора токов:

$$W_{\mu\nu}(s) = \frac{1}{(2\pi)}\int d^4x\, e^{iqx}\langle p,s|[J_\mu(x),J_\nu(0)]|p,s\rangle , \qquad (I.14)$$

где второй член обращается в нуль из-за сохранения энергии для $\nu>0$. Выражение (I.14) показывает,что величина $W_{\mu\nu}$ с точностью до множителя является "мнимой" частью амплитуды комптоновского рассеяния вперед виртуальных фотонов с (массой)$^2=q^2$. Действительно, эту амплитуду можно представить как

$$C_{\mu\nu}(q) = ie^2\int d^4x\, e^{iqx}\langle p|T J_\mu(x)J_\nu(0)|p\rangle ,$$

$$T J_\mu(x)J_\nu(0) = \theta(x^0)J_\mu(x)J_\nu(0) + \theta(-x^0)J_\nu(0)J_\mu(x) . \qquad (I.15)$$

Используя определение T-произведения и интегральное представление для θ-функции, мы получим:

$$C_{\mu\nu}(q) = e^2\int_0^\infty dq'_0\left[\frac{W_{\mu\nu}(q'_0,\vec q)}{q'_0-q_0-i0} - \frac{W_{\mu\nu}(-q'_0,\vec q)}{q'_0+q-i0}\right] . \qquad (I.16)$$

Отсюда, используя известное соотношение

$$\frac{1}{x-i0} = \mathcal{P}\frac{1}{x} + i\pi\delta(x) ,$$

мы сразу находим /см.рис.3/

$$\mathrm{Im}\,C_{\mu\nu}(q) = 4\pi\alpha W_{\mu\nu}(q) , \qquad (I.17)$$

$\mathrm{Im}\,C_{\mu\nu}(q) =$

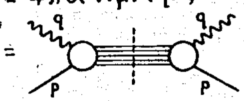


Рис.3

Лептонный тензор $L^{\mu\nu}(\sigma)$ разложим на симметричную и антисимметричную части

$$L_{\mu\nu} = L^{[S]}_{\mu\nu} + iL^{[A]}_{\mu\nu} , \qquad (I.18)$$

где с учетом малости массы электрона

$$L^{[S]}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\left[k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu + g_{\mu\nu}\frac{q^2}{2}\right] , \qquad (I.19)$$

$$L^{[A]}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}m\,\varepsilon_{\mu\nu\lambda\tau}q^\lambda\sigma^\tau .$$

Симметричная часть тензора $L_{\mu\nu}$,как и следовало ожидать, совпадает с результатом усреднения по поляризациям начального лептона

$$L^{[S]}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\sum_\sigma L_{\mu\nu}(\sigma) . \qquad (I.20)$$

Произведем аналогичное разбиение и в адронном тензоре

$$W_{\mu\nu} = W^{[S]}_{\mu\nu} + iW^{[A]}_{\mu\nu} , \qquad (I.21)$$

где,как и в предыдущем случае,симметричная часть соответствует усреднению по поляризациям начального нуклона. Используя релятивистскую и градиентную инвариантность,можно записать $W^{[S]}_{\mu\nu}$ в виде

$$W^{[S]}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\sum_s W_{\mu\nu}(s) =$$

$$= \left[-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right] W_1(\nu, Q^2) + \frac{1}{M^2}\tilde{p}_\mu p_\nu W_2(\nu, Q^2),$$

$$\tilde{p}_\mu = p_\mu - q_\mu \frac{(p\cdot q)}{q^2}, \qquad (\tilde{p}\cdot q) = 0, \qquad (I.22)$$

так что автоматически выполняются условия, вытекающие из сохранения тока:

$$q^\mu W^{[S]}_{\mu\nu} = q^\nu W^{[S]}_{\mu\nu} = 0.$$

Из вида спиновой матрицы плотности для частицы со спином 1/2

$$u^s(p)\bar{u}^s(p) = \frac{\hat{p}+M}{2M}\cdot\frac{1}{2}\cdot(1+\gamma_5\hat{s}) \qquad (I.23)$$

и PT -инвариантности следует, что антисимметричная часть тензора $W_{\mu\nu}$ должна быть линейна по спиновому вектору s и может быть представлена в виде

$$i W^{[A]}_{\mu\nu}(s) = \frac{1}{4M}\mathrm{Tr}\left[(\hat{p}+M)\gamma_5\hat{s}\, G_{\mu\nu}\right], \qquad \hat{s} = s\cdot\gamma, \qquad (I.24)$$

где в наиболее общем виде

$$G_{\mu\nu} = \frac{1}{2M}\left\{[\gamma_\mu,\gamma_\nu](p\cdot q) - [\gamma_\mu,\hat{q}]p_\nu - [\hat{q},\gamma_\nu]p_\mu\right\} G_1(\nu, Q^2) +$$

$$+ \frac{1}{2}\left\{[\gamma_\mu,\gamma_\nu]q^2 - [\gamma_\mu,\hat{q}]q_\nu - [\hat{q},\gamma_\nu]q_\mu\right\} G_2(\nu, Q^2). \qquad (I.25)$$

Инвариантные функции $G_{1,2}$ здесь выбраны согласно определению Бьеркена[7/]. Вычисление шпура приводит к более простому выражению

$$W^{[A]}_{\mu\nu} = \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho s^\sigma G_1(\nu, Q^2) +$$

$$+ \frac{1}{M}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho\left[(p\cdot q)s^\sigma - (s\cdot q)p^\sigma\right] G_2(\nu, Q^2). \qquad (I.26)$$

Антисимметрия тензора $\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ обеспечивает выполнение требований закона сохранения тока:

$$q^\mu W^{[A]}_{\mu\nu} = q^\nu W^{[A]}_{\mu\nu} = 0.$$

Отметим, что эрмитовость оператора тока $\overset{+}{J} = J$ ведет к эрмитовости адронного тензора $W_{\mu\nu} = \overset{*}{W}_{\mu\nu}$ и, как следствие этого, к действительности всех инвариантных структурных функций $W_{1,2}$ и $G_{1,2}$. Входящая в выражение (I.II) для дифференциального сечения комбинация лептонного и протонного тензоров может быть переписана как

$$L^{\mu\nu}W_{\mu\nu} = L^{\mu\nu}_{[S]}W^{[S]}_{\mu\nu} - L^{\mu\nu}_{[A]}W^{[A]}_{\mu\nu}. \qquad (I.27)$$

Согласно равенствам (1.19), (1.20) и (1.22) первый член в соотношении (1.27) соответствует усреднению по спинам начального лептона и нуклона, и вклад его в дифференциальное сечение (1.11) имеет вид

$$\frac{d\sigma_{av}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4}\left[2W_1(\nu, Q^2)\sin^2\frac{\vartheta}{2} + W_2(\nu, Q^2)\cos^2\frac{\vartheta}{2}\right]. \qquad (I.28)$$

Именно эта величина измерялась до сих пор в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию электронов на нуклонах, в которых было обнаружено предсказанное Бьеркеном явление масштабной инвариантности.

Второй член в соотношении (1.27) описывает зависящие от спина эффекты, и, как видно из его выражения, для их наблюдения необходимо рассеивать поляризованные электроны на поляризованных протонах. Такие эксперименты сейчас планируются в нескольких лабораториях /SLAC, FNAL/. В предположении об инвариантности по отношению к обращению времени компоненты спина, нормальные к плоскости рассеяния, не дают эффекта. Таким образом, достаточно придать две независимые конфигурации нуклонному спину, ориентированному параллельно или перпендикулярно направлению пучка в плоскости рассеяния электрона. Отсюда следует, что достаточно измерить две асимметрии в лабораторной системе отсчета [5,6/]:

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'}{E Q^2}\left[(E + E'\cos\vartheta)G_1(\nu, Q) - Q^2 G_2(\nu, Q^2)\right],$$

$$(I.29)$$

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\leftarrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{\uparrow\rightarrow}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'}{E Q^2}E'\sin\vartheta\left[G_1(\nu, Q^2) + 2E\, G_2(\nu, Q^2)\right],$$

что позволяет, в принципе, разделить вклады G_I и G_2.

1.2. СЛЕДСТВИЯ УНИТАРНОСТИ

Как было показано выше, адронный тензор $W_{\mu\nu}$ можно рассматривать как "мнимую" часть амплитуды комптоновского рассеяния вперед виртуальных фотонов. Тогда оптическая теорема, являющаяся следствием унитарности матрицы рассеяния, позволяет связать инвариантные структурные функции, входящие в тензор $W_{\mu\nu}$, с полными сечениями поглощения виртуальных фотонов, которые в отличие от реальных кроме двух поперечных состояний поляризации имеют еще одно продольное. Рассмотрение удобно проводить в формализме спиральных амплитуд. Тензорная комптоновская амплитуда $C_{\mu\nu}$ также может быть разложена на симметричную и антисимметричную части

$$C_{\mu\nu} = C^{[S]}_{\mu\nu} + i\, C^{[A]}_{\mu\nu}, \qquad (I.30)$$

которые имеют точно такую же инвариантную структуру, как их мнимые части $W^{[S]}_{\mu\nu}$ и $W^{[A]}_{\mu\nu}$, представленные выражениями (1.22) и (1.26). Инвариантные структурные функции, входящие в $C^{[S]}_{\mu\nu}$, мы обозначим соответственно через $C_{I,2}(\nu,Q^2)$, а входящие в $C^{[A]}_{\mu\nu}$ -через $H_{I,2}(\nu,Q^2)$. Таким образом, на основании равенства (1.17) мы имеем

$$\mathrm{Im}\, C_{1,2} = 4\pi^2\alpha W_{1,2},$$
$$\mathrm{Im}\, H_{1,2} = 4\pi^2\alpha G_{1,2}. \qquad (I.31)$$

Для S-канальных спиральных амплитуд комптоновского рассеяния вперед введем сокращенные обозначения

$$\langle \lambda', s'|T|\lambda, s\rangle = \begin{cases} \langle 1,1/2|T|1,1/2\rangle = T_{1/2} \\ \langle 1,-1/2|T|1,-1/2\rangle = T_{3/2} \\ \langle 0,1/2|T|0,1/2\rangle = T_L \\ \langle \pm 1,\pm 1/2|T|0,\pm 1/2\rangle = T_{1/2L}. \end{cases} \tag{I.32}$$

Ясно, что число незавимых спиральных амплитуд должно равняться числу независимых инвариантных структурных функций, т.е. в данном случае четырем. Они могут быть выражены друг через друга линейным образом [6]:

$$\begin{aligned} T_{1/2} &= C_1 + [\nu H_1 + q^2 H_2], \\ T_{3/2} &= C_1 - [\nu H_1 + q^2 H_2], \\ T_L &= (1 - \tfrac{\nu^2}{q^2}) C_2 - C_1, \\ T_{1/2L} &= \sqrt{2q^2}[H_1 + \nu H_2]. \end{aligned} \tag{I.33}$$

Оптическая теорема, как известно, в случае реальных фотонов гласит

$$\operatorname{Im} T(\nu) = \frac{s - M^2}{2M}\sigma^{tot}, \qquad \nu = (s - M^2), \tag{I.34}$$

где s -квадрат энергии в системе центра масс, равный квадрату эффективной массы рождающей адронной системы. В настоящее время обычно принимают соглашение выбирать кинематический фактор "потока" виртуальных фотонов такими же, как в случае реальных.

Таким образом, эквивалентная энергия виртуального фотона, рождающего систему адронов с массой $\sqrt{s}$, равна

$$K = \frac{s - M^2}{2M} = \nu + \frac{q^2}{2M} = \nu - \frac{Q^2}{2M}. \tag{I.35}$$

Используя равенства (1.31), (1.33) и (1.34), мы найдем искомые соотношения

$$\begin{aligned} \sigma_T &= \tfrac{1}{2}(\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}) = \frac{1}{2K}\operatorname{Im}[T_{1/2} + T_{3/2}] = \frac{4\pi^2\alpha}{K} W_1, \\ \sigma_L &= \frac{1}{K}\operatorname{Im} T_L = \frac{4\pi^2\alpha}{K}\Big[(1 + \frac{\nu^2}{Q^2})W_2 - W_1\Big], \\ \tfrac{1}{2}(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}) &= \frac{1}{2K}\operatorname{Im}[T_{1/2} - T_{3/2}] = \frac{4\pi^2\alpha}{K}[\nu G_1 - Q^2 G_2], \\ \sigma_{1/2L} &= \frac{1}{K}\operatorname{Im} T_{1/2L} = \frac{4\pi^2\alpha}{K}\sqrt{2Q^2}[G_1 + \nu G_2]. \end{aligned} \tag{I.36}$$

Кроме того, часто вводится величина асимметрии

$$\begin{aligned} A_1(\nu, Q^2) &= \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{2\sigma_T} = \frac{\nu G_1 - Q^2 G_2}{W_1}, \\ A_2(\nu, Q^2) &= \frac{\sigma_{1/2L}}{\sigma_T} \end{aligned} \tag{I.37a}$$

и отношение сечений поглощения продольных и поперечных "фотонов"

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = (1 + \frac{\nu^2}{Q^2})\frac{W_2}{W_1} - 1. \tag{I.37b}$$

Легко выписать также обратные соотношения

$$\begin{aligned} &W_1 = \frac{K}{4\pi^2\alpha}\sigma_T, \quad W_2 = \frac{K}{4\pi^2\alpha}(\sigma_T + \sigma_L)\frac{Q^2}{Q^2 + \nu^2}, \\ &G_1 = \frac{K}{4\pi^2\alpha}\Big[\frac{Q^2}{\nu}\frac{\sigma_{1/2L}}{\sqrt{2Q^2}} + A_1\sigma_T\Big]\frac{\nu}{\nu^2 + Q^2}, \quad G_2 = \frac{K}{4\pi^2\alpha}\Big[\nu\frac{\sigma_{1/2L}}{\sqrt{2Q^2}} - A_1\sigma_T\Big]\frac{1}{\nu^2 + Q^2}. \end{aligned} \tag{I.38}$$

В терминах введенных полных сечений фотопоглощения наблюдаемые дифференциальные сечения принимают вид /параметризация Ханда/ [5]:

$$\begin{aligned} &\frac{d^2\sigma_{av}}{d\Omega' dE'} = \Gamma(\sigma_T + \varepsilon\sigma_L), \\ &\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega' dE'} - \frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega' dE'} = 2\Gamma\Big\{(1 - \varepsilon\frac{E'}{E})A_1\sigma_T + \varepsilon\frac{\sqrt{Q^2}}{E\sqrt{2}}\sigma_{1/2L}\Big\}, \\ &\frac{d^2\sigma^{\uparrow\leftarrow}}{d\Omega' dE'} - \frac{d^2\sigma^{\uparrow\rightarrow}}{d\Omega' dE'} = 2\Gamma\Big\{\sqrt{\tfrac{1}{2}\varepsilon(1+\varepsilon)}\,\frac{\sqrt{Q^2}}{E}A_1\sigma_T - \sqrt{\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}}(1 - \varepsilon\frac{E'}{E})\sigma_{1/2L}\Big\}, \end{aligned} \tag{I.39}$$

где

$$\Gamma = \frac{\alpha}{4\pi^2}\frac{K}{Q^2}\frac{E}{E'}\Big(\frac{2}{1-\varepsilon}\Big), \quad \frac{1}{\varepsilon} = 1 + 2(1 + \frac{\nu^2}{Q^2})\operatorname{tg}^2\frac{\vartheta}{2}. \tag{I.40}$$

Отметим, что в случае реальных поперечных фотонов

$$\begin{aligned} &Q^2 = 0, \quad K = \nu, \quad \sigma_L(\nu, 0) = \sigma_{1/2L}(\nu, 0) = 0, \\ &\sigma_T(\nu, 0) = \frac{4\pi^2\alpha}{\nu}W_1(\nu, 0) = \tfrac{1}{2}[\sigma_A(\nu) + \sigma_P(\nu)], \\ &\tfrac{1}{2}[\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}] = 4\pi^2\alpha\, G(\nu, 0) = \tfrac{1}{2}[\sigma_A(\nu) - \sigma_P(\nu)], \end{aligned} \tag{I.36a}$$

где $\sigma_{A,P}$ -полные сечения поглощения фотонов со спином, антипараллельным (A) и параллельным (P) спину протона.

Введенные выше величины полных сечений фотопоглощения позволяют представить в наглядном виде некоторые свойства инвариантных функций, входящих в адронный тензор $W_{\mu\nu}$. В частности, уже упоминавшееся свойство эрмитовости этого тензора приводит к условию положительности

$$\mathring{a}^\mu W_{\mu\nu} a^\nu \geqslant 0 \tag{I.41}$$

для любых комплексных векторов a^μ. Делая разумный выбор векторов $a_\mu = \varepsilon^s_\mu$, где s-индекс спина нуклона, можно получить [8] ограничения на инвариантные функции $W_{1,2}$ и $G_{1,2}$. Однако вывод их довольно сложен. Значительно проще увидеть происхождение этих ограничений из условий положительности полных сечений фотопоглощения. Подчеркнем, что, несмотря на большую наглядность этого метода, его нельзя считать вполне строгим, поскольку речь идет о сечениях нефизических процессов с участием виртуальных фотонов, положительность которых не столь очевидна. Тем не менее, имея в виду, что существует более строгое доказательство, примем, что выполняются условия

$$\begin{aligned} &\sigma_T \geqslant 0, \quad \sigma_L \geqslant 0, \quad \sigma_{1/2} \geqslant 0, \quad \sigma_{3/2} \geqslant 0, \\ &\sigma_T^2 \geqslant \tfrac{1}{4}(\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2})^2, \quad A^2 < 1, \end{aligned} \tag{I.42}$$

откуда, с учетом соотношений (1.36) следуют неравенства:

$$\begin{aligned} W_T &= W_1 \geqslant 0, \\ W_L &= (1 + \frac{\nu^2}{Q^2})W_2 - W_1 \geqslant 0, \\ W_1 &\geqslant |\nu G_1 - Q^2 G_2|. \end{aligned} \tag{I.43}$$

Еше одно неравенство можно получить, если использовать неравенство типа Коши-Буняковского-Шварца:

$$\langle\alpha|\overset{+}{T}T|\alpha\rangle\langle\beta|\overset{+}{T}T|\beta\rangle \geqslant |\langle\alpha|\overset{+}{T}T|\beta\rangle|^2. \qquad (I.44)$$

Поскольку в силу оптической теоремы /унитарности матрицы рассеяния/

$$\sigma_\alpha \propto \operatorname{Im}\langle\alpha|T|\alpha\rangle = \tfrac{1}{2}\langle\alpha|\overset{+}{T}T|\alpha\rangle,$$
$$\sigma_{\alpha\beta} \propto \operatorname{Im}\langle\alpha|T|\beta\rangle = \tfrac{1}{2}\langle\alpha|\overset{+}{T}T|\beta\rangle,$$

то неравенство (I.44) принимает вид

$$\sigma_\alpha\,\sigma_\beta \geqslant \sigma^2_{\alpha\beta}. \qquad (I.45)$$

В качестве частного примера неравенства (1.45) возьмем

$$\sigma_{1/2}\,\sigma_L \geqslant \sigma^2_{1/2\,L} \qquad (I.46)$$

или, вводя стандартное обозначение (1.37в),

$$\sigma_L = R\sigma_T,$$
$$\sigma_{1/2}R\sigma_T \geqslant \sigma^2_{1/2\,L}. \qquad (I.46a)$$

Отсюда, используя соотношения (1.36), мы получим искомое неравенство для инвариантных функций

$$[W_1 + \nu G_1 - Q^2 G_2]\,RW_1 \geqslant 2Q^2[G_1 + \nu G_2]^2. \qquad (I.47)$$

Иногда бывает удобнее использовать это неравенство в другой форме. Поскольку согласно последнему из неравенств (1.43)

$$W_1 \geqslant \nu G_1 - Q^2 G_2,$$

то из неравенства (1.47) следует ограничение

$$RW_1^2 \geqslant Q^2[G_1 + \nu G_2]^2, \qquad (I.48)$$

которое нам понадобится при обсуждении сверхтонкой структуры уровней энергии атома водорода.

1.3 ВКЛАД ОДНОНУКЛОННЫХ ЧЛЕНОВ

Рассмотрим более подробно вклад однонуклонных промежуточных состояний в выражении (1.13) для адронного тензора $W_{\mu\nu}$, соответствующий упругому рассеянию электрона на нуклоне. С этой целью воспользуемся хорошо известной параметризацией матричного элемента электромагнитного тока между однонуклонными состояниями [2]:

$$\langle p',s'|J_\mu(0)|p,s\rangle = \bar{u}^{s'}(p')\Gamma_\mu(q)u^s(p),$$
$$\Gamma_\mu(q) = \gamma_\mu F_1(q^2) + \frac{i}{2M}\sigma_{\mu\nu}q^\nu F_2(q^2), \qquad (I.49)$$

где

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\nu].$$

Формфакторы $F_{1,2}$ нормированы таким образом, что (p -протон, n-нейтрон)

$$F_1^p(0) = 1, \quad F_1^n(0) = 0,$$
$$F_2^p(0) = \varkappa_p, \quad F_2^n(0) = \varkappa_n, \qquad (I.50)$$

$\varkappa_{p,n}$-аномальный магнитный момент нуклона. Обычно вводятся также электрические и магнитные формфакторы

$$G_E = F_1 - \frac{Q^2}{4M}F_2,$$
$$G_M = F_1 + F_2.$$

В терминах этих формфакторов однонуклонный вклад в инвариантные функции имеет следующий вид:

$$W_1^{el}(\nu,Q^2) = \frac{Q^2}{4M}G_M^2(Q^2)\,\delta\!\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right),$$

$$W_2^{el}(\nu,Q^2) = \left[F_1^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4M^2}F_2^2(Q^2)\right]\delta\!\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right) = \frac{G_E^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4M^2}G_M^2(Q^2)}{1 + \frac{Q^2}{4M^2}}\,\delta\!\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right), \qquad (I.51)$$
$$G_1^{el}(\nu,Q^2) = \frac{1}{2M}F_1(Q^2)G_M(Q^2)\,\delta\!\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right),$$
$$G_2^{el}(\nu,Q^2) = -\frac{1}{4M^2}F_2(Q^2)G_M(Q^2)\,\delta\!\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right).$$

Нетрудно видеть, что имеют место соотношения

$$\nu G_1^{el} - Q^2 G_2^{el} = W_1^{el},$$
$$G_1^{el} + \nu G_2^{el} = \frac{1}{2M}G_M G_E\,\delta\!\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right), \qquad (I.52)$$
$$W_L^{el} = \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right)W_2^{el} - W_1^{el} = G_E^2\,\delta\!\left(\nu - \frac{Q^2}{2M}\right).$$

В партонной модели партон определяется как точечный объект, масса /четырехимпульс/ которого составляет часть X от массы /четырехимпульса/ нуклона, а заряд равен $e_i e$. В случае, если партон является точечной дираковской частицей /т.е. спин 1/2, F_2=0/, мы на основании соотношений (1.51) и (1.52) найдем, заменяя в них $M \to Mx$:

$$2MW_1^i = e_i^2\,\delta\!\left(x - \frac{1}{\omega}\right),$$
$$\nu W_2^i = e_i^2\,x\,\delta\!\left(x - \frac{1}{\omega}\right) = \frac{2M}{\omega}W_1^i,$$
$$2M\nu G_1^i = e_i^2\,\delta\!\left(x - \frac{1}{\omega}\right) = 2MW_1^i, \qquad (I.53)$$
$$G_2^i \equiv 0, \qquad \omega = \frac{2M\nu}{Q^2}.$$

1.4 МАСШТАБНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ /АВТОМОДЕЛЬНОСТЬ/ И ПРАВИЛА СУММ

Отличительной чертой глубоконеупругого рассеяния электронов на нуклонах является автомодельное поведение инвариантных функций $W_{1,2}$. Экспериментально обнаружено, что при ν и $Q^2 \to \infty$ W_1 и W_2 становятся нетривиальными функциями безразмерного параметра $\omega = 2M\nu/Q^2$. Теоретически такое поведение было предложено Бьеркеном[9]. Существуют различные теоретические схемы, которые предсказывают автомодельное поведение. Поскольку адронный тензор $W_{\mu\nu}$ выражается через коммутатор токов, то, как нетрудно показать, асимптотическое поведение W_1 и νW_2 при $q^2, \nu \to \infty$ тесно связано с характером особенностей коммутатора на световом конусе x^2=0. Наиболее полное исследование этого вопроса на основе спектрального представления Йоста-Леманна-Дайсона для причинного коммутатора было проведено в работах Н.Н.Боголюбова, В.С.Владимирова и А.Н.Тавхелидзе[10] и в последующих работах[11].

Поясним кратко, почему поведение структурных функций в пределе Бьеркена

$$q^2 \to \infty, \quad \nu \to \infty, \quad -\frac{2M\nu}{q^2} = \omega - fixed,$$

тесно связано с поведением соответствующего коммутатора тока вблизи светового конуса X^2=0. Для этого вернемся к фурье-представлению (1.14). Выберем систему отсчета, где $p = (M, \vec{0})$, $q = (q^0, 0, 0, q^3)$, $q^0 = \nu$, $q^3 = \sqrt{\nu^2 - q^2}$.

Тогда скалярное произведение $(q\cdot x)$ в экспоненте можно, очевидно, записать в виде

$$(q\cdot x) = \tfrac{1}{2}(q^0 - q^3)(x_0 - x_3) + \tfrac{1}{2}(q^0 + q^3)(x_0 - x_3).$$

В выбранной системе отсчета

$$(q^0 - q^3) = \nu - \sqrt{\nu^2 - q^2} \;\to\; \frac{q^2}{2\nu} = -\frac{M}{\omega},$$

$$(q^0 + q^3) = \nu + \sqrt{\nu^2 - q^2} \;\to\; 2\nu = -q^2\frac{\omega}{M}.$$

Известно, что основной вклад в интеграл Фурье дает область значений $(q\cdot x) \sim 1$, т.е.

$$|x_0 + x_3| \sim \frac{2}{|q^0 - q^3|} = \frac{2\omega}{M},$$

$$|x_0 - x_3| \sim \frac{2}{|q^0 + q^3|} = \frac{2M}{|q^2|\,\omega}.$$

Таким образом, существенны значения интервала

$$x^2 = (x_0 - x_3)(x_0 + x_3) - \vec{x}_\perp^{\,2} < (x_0 - x_3)(x_0 + x_3) \sim \frac{4}{|q^2|} \to 0, \qquad q^2 \to \infty.$$

Партонная модель предполагает, что нуклон построен из квазисвободных точечных составляющих частиц, называемых партонами. Эта модель опирается на тот экспериментальный факт, что сечение, проинтегрированое по ν, при фиксированном q^2 имеет такой же порядок величины, как и моттовское сечение рассеяния на точечном нуклоне. Инвариантные функции $W_{1,2}$ при этом получаются интегрированием по X партонных функций (1.53), умноженных на функции распределения доли X продольного импульса и суммирования по всем партонам:

$$\begin{aligned}
2MW_1(\nu, Q^2) &= \sum_i e_i^2 \int_0^1 dx\, f_i(x)\,\delta(x - \tfrac{1}{\omega}) = F_1(\omega),\\
\nu W_2(\nu, Q^2) &= \sum_i e_i^2 \int_0^1 dx\, x\, f_i(x)\,\delta(x - \tfrac{1}{\omega}) = F_2(\omega),\\
F_2(\omega) &= \tfrac{1}{\omega}F_1(\omega),\\
R \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} &= \frac{W_1}{W_2}\left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) - 1 = \frac{4M^2}{Q^2\omega^2},
\end{aligned} \qquad (I.54)$$

где $f_i(x)$ нормирована условием

$$\int_0^1 dx\, f_i(x) = \langle N_i \rangle,$$

$\langle N_i \rangle$ -среднее число партонов i-го сорта.

Таким образом, глубоконеупругое рассеяние в партонной модели сводится к сумме некогерентных упругих рассеяний на точечных партонах. Выше мы предполагали, что партоны имеют спин 1/2 /например, кварки/. Имеется обширная литература, посвященная подробному рассмотрению этой модели [12/], в частности выводу и анализу различных правил сумм.

В случае зависящего от спина глубоконеупругого рассеяния необходимо дополнительно учесть спиновые степени свободы партонов /кварков/[6/]. Теперь уже возникают две функции распределения $f_i^{\uparrow}(x)$ и $f_i^{\downarrow}(x)$, соответствующие спиральности партона, направленной параллельно или антипараллельно спиральности нуклона:

$$\sum_\lambda f_{i\lambda}(x)\langle i,\lambda|\Lambda|i,\lambda\rangle = \tfrac{1}{2}\left[f_i^{\uparrow}(x) - f_i^{\downarrow}(x)\right]. \qquad (I.55)$$

Очевидно, что использованная ранее функция

$$f_i(x) = \tfrac{1}{2}\left[f_i^{\uparrow}(x) + f_i^{\downarrow}(x)\right].$$

В результате с учетом выражений (1.53) для партонных функций $G^i_{1,2}$ мы найдем

$$2M\nu G_1(\nu, Q^2) = \sum \frac{e_i^2}{2}\int_0^1 dx\, x\left[f_i^{\uparrow}(x) - f_i^{\downarrow}(x)\right]\delta(x - \tfrac{1}{\omega}) = g_1(\omega), \qquad (I.56)$$

$$G_2(\nu, Q^2) \equiv 0.$$

В простейшей кварковой модели, где $p = (uud)$, $n = (ddu)$, $e_u = \frac{2}{3}$, $e_d = -\frac{1}{3}$, используя явный вид волновых функций, можно найти [13/]

$$\tfrac{1}{2}\left[f_u^{\uparrow}(x) - f_u^{\downarrow}(x)\right] = \tfrac{2}{3}f_u(x),$$

$$\tfrac{1}{2}\left[f_d^{\uparrow}(x) - f_d^{\downarrow}(x)\right] = -\tfrac{1}{3}f_d(x).$$

В этом случае выражения (1.54) и (1.56) принимают вид

$$\begin{aligned}
F_1^p(\omega) &= \tfrac{8}{9}f_u(\omega) + \tfrac{1}{9}f_d(\omega),\\
g_1^p(\omega) &= \tfrac{16}{27}f_u(\omega) - \tfrac{1}{27}f_d(\omega),\\
F_1^n(\omega) &= \tfrac{2}{9}f_u(\omega) + \tfrac{4}{9}f_d(\omega),\\
g_1^n(\omega) &= \tfrac{4}{27}f_u(\omega) - \tfrac{4}{27}f_d(\omega).
\end{aligned} \qquad (I.57)$$

Из соотношений (1.57) следуют ограничения на величину асимметрии, равную в этом случае

$$A_1(\omega) = \frac{g_1(\omega)}{F_1(\omega)},$$

$$-\tfrac{1}{3} \leqslant A_1^p(\omega) \leqslant \tfrac{2}{3}, \qquad -\tfrac{2}{3} \leqslant A_1^n(\omega) \leqslant \tfrac{1}{3}. \qquad (I.58)$$

Если дополнительно предположить, что $f_u(x) = f_d(x)$, то

$$A_1^p(\omega) = \tfrac{5}{9}, \quad A_1^n(\omega) = 0, \qquad (I.59)$$

и справедливо правило сумм

$$\int_1^\infty \frac{d\omega}{\omega^2}\, g_1(\omega) = \int_1^\infty \frac{d\omega}{\omega^2} A_1(\omega)F_1(\omega) = \frac{5}{9},$$

или с учетом (1.59)

$$\int_1^\infty \frac{d\omega}{\omega^2}F_1(\omega) = 1. \qquad (I.60)$$

В более общем случае справедливо правило сумм, которое получается на основе алгебры токов [6,7/]

$$\int_1^\infty \frac{d\omega}{\omega^2}\left[g_1^p(\omega) - g_1^n(\omega)\right] = \frac{1}{3}\left|\frac{G_A}{G_V}\right|, \qquad (I.61)$$

где G_A/G_V -отношение аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия. Низкоэнергетическая теорема приводит к правилу сумм Герасимова [3/] /см.(I.36а)/:

$$\frac{\varkappa^2}{4M^2} = -\int_{\nu_0}^\infty \frac{d\nu}{\nu}\, G_1(\nu, 0) = \frac{1}{8\pi^2\alpha}\int_{\nu_0}^\infty \frac{d\nu}{\nu}\left[\sigma_p(\nu) - \sigma_A(\nu)\right].$$

Одним из основных свойств партонов является их точечный характер, т.е. отсутствие размерных параметров, определяющих их структуру. Естественно поэтому выделить это свойство и сформулировать его в виде общей гипотезы об отсутствии в глубоконеупругих лептон-адронных процессах каких-либо размерных параметров /кроме массы нуклона/, определяющих шкалу импульсов и сечений. При этом все величины становятся масштабно-подобными, т.е. меняются при одновременном растяжении всех импульсов

$$p \to \lambda p, \quad q \to \lambda q$$

как однородные функции соответствующих размерностей.

Такая общая гипотеза была впервые сформулирована В.А.Матвеевым, Р.М.Мурадяном и А.Н.Тавхелидзе [14/] и известна как принцип автомодельности.

Область применимости этого принципа определяется условиями

$$|q^2| \gg M^2, \; M\nu = (p\cdot q) \gg M^2, \; \frac{q^2}{(p\cdot q)} \text{ - fixed}.$$

Анализ размерностей позволяет тогда предсказать характер зависимости различных наблюдаемых величин от инвариантных кинематических переменных. В частности, ясно, что безразмерные функции могут зависеть лишь от масштабно-инвариантного безразмерного отношения $\omega = -2M\nu/q^2 = \frac{1}{x}$, а величины типа сечения, имеющие размерность $[\sigma] = m^{-2}$, могут быть представлены в виде:

$$\sigma(\nu, q^2) = \frac{1}{q^2} F(\omega). \qquad (I.62)$$

Применим эти простые соображения к рассмотрению свойств инвариантных функций $W_{1,2}$ и $G_{1,2}$. Формулы (1.38) с учетом определения (1.35) величины "потока" виртуального фотона

$$K = \frac{q^2}{2M}(1-\omega) = \nu\left(1 - \frac{1}{\omega}\right), \qquad \omega \text{ - fixed},$$

и равенства (1.62) приводят к уже знакомым соотношениям:

$$2MW_1(\nu, q^2) = F_1(\omega), \quad 2M\nu G_1(\nu, q^2) = g_1(\omega),$$
$$\nu W_2(\nu, q^2) = F_2(\omega), \quad 2M\nu^2 G_2(\nu, q^2) = g_2(\omega). \qquad (I.63)$$

При выводе последнего из соотношений (1.63) требуются некоторые дополнительные предположения, однако мы не будем на них останавливаться [6/]. В отличие от аналогичных соотношений партонной модели здесь отсутствуют связи между масштабно-инвариантными функциями $F_{1,2}$ и $g_{1,2}$ и, вообще говоря, $g_2 \neq 0$. Инвариантная функция $g_2(\omega)$ удовлетворяет сверхсходящемуся правилу сумм

$$\int_1^\infty \frac{d\omega}{\omega^2}\, g_2(\omega) = 0, \qquad (I.64)$$

которое наиболее просто выводится с помощью алгебры токов на световом конусе [5,6/].

Масштабная инвариантность довольно хорошо подтверждалась экспериментально. Однако в последнее время наблюдаются небольшие отклонения от масштабной инвариантности /см. лекции И.А.Савина на этой школе/. Вообще давно уже замечено, что "скейлинг" наступает раньше и лучше выполняется по переменной

$$\omega' = \omega + \frac{M^2}{Q^2} = \frac{s}{Q^2} + 1,$$

и в пользу этого имеются некоторые соображения, основанные на идее дуальности [16/]. Именно нуклон и нуклонные резонансы массы $\sqrt{s}$ при низких энергиях создают недифракционную основную часть "скейлинга" и соответствуют наличию t-канальных обменов при высоких энергиях, отличных от померона. В количественной форме эта связь может быть выражена в терминах обобщенных правил сумм при конечной энергии.

Другой широко используемой в последнее время переменной является так называемая ξ-переменная [15/]. Она естественно возникает из следующих простых рассуждений. Пусть партон внутри нуклона имел до рассеяния четырехимпульс ξp, где p – импульс нуклона. Тогда после рассеяния на партоне виртуального фотона с импульсом q партон приобретает импульс $\xi p + q$. Поскольку масса партона принимается равной нулю, то для квазисвободного партона имеем условие

$$(\xi p + q)^2 = 0$$

или

$$\xi^2 M^2 + \xi \frac{Q^2}{x} - Q^2 = 0, \qquad (I.65)$$

где были использованы соотношения

$$p^2 = M^2, \quad x = \frac{Q^2}{2(p\cdot q)}, \quad Q^2 = -q^2.$$

Решая это квадратное уравнение относительно ξ, находим

$$\xi = \frac{2x}{1 + \sqrt{1 + 4x^2M^2/Q^2}} \xrightarrow[x = const]{Q^2 \to \infty} x. \qquad (I.66)$$

Обычная переменная x получается, если в уравнении (1.65) пренебречь членом, пропорциональным M^2. Таким образом, в некотором условном смысле можно считать, что переменная ξ позволяет учесть поправки на конечность массы партона. Кроме того, эта переменная оказалась весьма полезной при вильсоновском разложении произведения операторов.

Что касается экспериментов по зависящему от спина глубоконеупругому электророждению, то получены первые данные, подтверждающие в грубых чертах масштабную инвариантность и значение (1.59) для величины асимметрии A_1. Для этого, как отмечалось, нужны поляризованные лептонные пучки и поляризованные нуклонные мишени. Мюонные пучки в ИФВЭ/Протвино/, Брукхейвенской Национальной лаборатории, ФНАЛе/США/ и ЦЕРНе автоматически обладают продольной поляризацией из-за их происхождения в слабых распадах пионов. В СЛАКе установлен источник поляризованных электронов.

2. СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА ВОДОРОДА И НЕУПРУГОЕ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЕ

Величина сверхтонкого расщепления синглетного и триплетного основных уровней энергии водорода является в настоящее время наиболее точно известной физической постоянной. Измерения, проведенные с помощью водородного мазера [18/], дают значения

$$\Delta\nu_{hfs} = 1\,420\,405\,751.7662(3)\ \text{Hz} \qquad (2.1)$$

с удивительной точностью 10^{-13}.

Теоретические расчеты этой величины основаны на использовании квантовой электродинамики [19/] и релятивистских уравнений связанных состояний [20/]. В качестве такого уравнения наиболее удобно использовать трехмерное квазипотенциальное уравнение Логунова-Тавхелидзе [21/] в импульсном представлении

$$\left(E - \sqrt{\vec{p}^{\,2} + m^2} - \sqrt{\vec{p}^{\,2} + M^2}\right)\Psi(\vec{p}) = \int \frac{d^3p'}{(2\pi)^3} V(\vec{p}, \vec{p}\,'; E)\Psi(\vec{p}\,'), \qquad (2.2)$$

где волновая функция $\Psi(p)$ описывает относительное движение электрона с массой m и протона с массой M в системе центра масс с относительным трехимпульсом $\vec{p}$. Взаимодействие между электроном и протоном определяется квазипотенциалом $V(\vec{p},\vec{p}',E)$, который является, вообще говоря, нелокальной /т.е. зависящей не только от разности $\vec{p}-\vec{p}'$/ и явно зависящей от энергии функцией. В нерелятивистском пределе

$$\vec{p}^2 \ll m^2, M^2; \quad W = E - m - M \ll m + M. \tag{2.2a}$$

Квазипотенциальное уравнение (2.2) переходит в обычное уравнение Шредингера

$$\left(W - \frac{\vec{p}^2}{2\mu}\right)\Psi(\vec{p}) = \int \frac{d^3p'}{(2\pi)^3} V(\vec{p},\vec{p}')\Psi(\vec{p}'),$$

где приведенная масса

$$\mu = \frac{mM}{m+M}.$$

Квазипотенциал V обычно задается в терминах амплитуды рассеяния вне массовой поверхности с помощью операторного соотношения

$$V = T_+(1 + G_0T_+)^{-1} = T_+ - T_+G_0T_+ + \cdots , \tag{2.3}$$

которое получается из соответствующего уравнения Липпмана-Швингера для амплитуды рассеяния

$$T_+ = V + VG_0T .$$

Функция Грина свободных частиц

$$G_0(\vec{p},\vec{p}',E) = \frac{(2\pi)^3\delta^3(\vec{p}-\vec{p}')}{E - \sqrt{\vec{p}^2+m^2} - \sqrt{\vec{p}^2+M^2}} . \tag{2.4}$$

Амплитуда рассеяния, спроектированная на положительно частотные состояния:

$$T_+(\vec{p},\vec{p}',E) = \bar{u}_m(\vec{p}')\bar{u}_M(-\vec{p}')T(\vec{p},\vec{p}';E,\varepsilon=\varepsilon'=0)u_m(\vec{p})u_M(-\vec{p}), \tag{2.5}$$

где амплитуда T задается в терминах диаграмм Фейнмана, параметризованных, как это показано на рис.4.

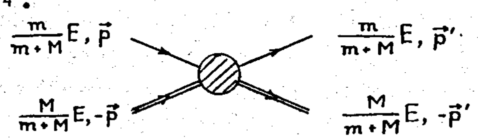


Рис.4

Примеры диаграмм низшего порядка, учитывающие структуру протона, приведены на рис.5.

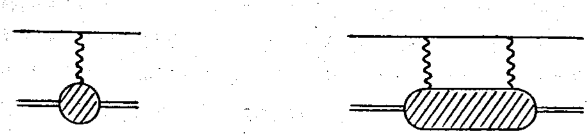


Рис.5

В исходном приближении мы, как и следовало ожидать, имеем чисто кулоновское взаимодействие. Нас будет интересовать вклад в сверхтонкое расщепление диаграммы двухфотонного обмена /рис.5в/, поскольку она включает в себя амплитуду комптоновского рассеяния виртуальных фотонов на нуклоне.

Совместный вклад в сверхтонкий сдвиг уровней диаграмм одно- и двухфотонного обмена имеет вид [22/]

$$\Delta E^{\gamma}_{hfs} + \Delta E^{2\gamma}_{hfs} = |\Psi_c(0)|^2 \left\{ \frac{2\pi\alpha}{3mM}(1+\text{æ})\langle\vec{\sigma}_e\cdot\vec{\sigma}_p\rangle + \right.$$

$$\left. + \langle T_{2\gamma}(\vec{0},\vec{0})\rangle - \frac{4\pi}{3mM}(1+\text{æ})\langle\vec{\sigma}_e\cdot\vec{\sigma}_p\rangle \int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\frac{V_c(\vec{q})}{\left(W_c - \frac{\vec{q}^2}{2\mu}\right)} \right\}, \tag{2.6}$$

где $T_{2\gamma}(\vec{0},\vec{0})$ – амплитуда двухфотонного обмена, взятая при нулевых значениях трехимпульсов протона и электрона, æ – аномальный магнитный момент протона /в единицах ядерного магнетона/, кулоновский потенциал

$$V_c(\vec{q}) = -\frac{e^2}{\vec{q}^2} = -\frac{4\pi\alpha}{\vec{q}^2},$$

кулоновские уровни энергии

$$W_c = -\frac{\alpha^2\mu}{2n}, \quad n = 1, 2, \ldots ,$$

а квадрат модуля кулоновской волновой функции в координатном представлении при $\vec{r} = 0$

$$|\Psi_c(0)|^2 = \frac{(\mu\alpha)^3}{\pi n^3}.$$

В результате величину расщепления триплетного и синглетного основных уровней можно представить в виде [22/]

$$\Delta\nu_{hfs} = E(^3S_1) - E(^1S_0) = \Delta\nu_F(1+\delta), \tag{2.7}$$

где т.н. фермиевское расщепление

$$\Delta\nu_F = \frac{8\pi\alpha}{3mM}(1+\text{æ})\,|\Psi_c(0)|^2 ,$$

$$\delta = \frac{\alpha m}{\pi(1+\text{æ})M}\left\{\frac{3M^2}{4i\pi^2}\int\frac{d^4q}{q^4}N^e_{\mu\nu}(q)N^{\mu\nu}_p(q) - 8M(1+\text{æ})\int_0^\infty\frac{dq}{q^2-2\mu W_c}\right\},$$

$$N^{e,p}_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\mathrm{Tr}\left[\frac{1}{2}(1+\gamma_0)\gamma_5\gamma_3 H^{e,p}_{\mu\nu}\right] = C^{[A]\,e,p}_{\mu\nu}(s_z). \tag{2.8}$$

Таким образом, тензор $N_{\mu\nu}$ совпадает с антисимметричной частью зависящей от спина комптоновской амплитуды, если направление вектора спина в системе покоя частицы выбрать по оси Z. В интеграле (2.8) можно совершить виковский поворот нулевой оси $Q_0 = iq_0$ и перейти таким образом в эвклидово пространство импульсов Q, где $Q^2 = -q^2 > 0$. В результате, используя разложение на инвариантные функции (1.26) и выражение (1.19), мы найдем:

$$\delta = \frac{2\alpha mM}{\pi^3(1+\text{æ})}\int\frac{d^4Q}{Q^2(Q^4+4m^2\nu)}\Big[(2Q^2+\nu^2)H_1(i\nu,Q^2) +$$

$$+ 3i\nu Q^2H_2(i\nu,Q^2)\Big] - \frac{8\alpha m}{\pi}\int_0^\infty\frac{dQ}{Q^2-2\mu W_c}. \tag{2.9}$$

Для инвариантных функций $H_{1,2}$ при $q^2 < 0$ справедливы дисперсионные соотношения

$$H_{1,2}(\nu,Q^2) = \int_{\nu_B^2}^\infty\frac{d\nu'^2}{\nu'^2-\nu^2}G_{1,2}(\nu',Q^2), \tag{2.10}$$

где начало интервала интегрирования

$$\nu_B = \frac{Q^2}{2M}$$

соответствует положению протонного полюса /борновскому члену/, а ближайший разрез начинается при $\nu_\pi = \frac{1}{2M}(Q^2 + m_\pi^2) + m_\pi$.

Подставляя дисперсионные соотношения (2.10) в выражение (2.9), мы сможем представить величину δ в следующем виде:

$$\delta = \delta_B + \delta_1 + \delta_2 \quad , \tag{2.11}$$

где "борновская" часть δ_B соответствует вкладу фейнмановских диаграмм, изображенных на рис.6 с формфакторами физического протона.

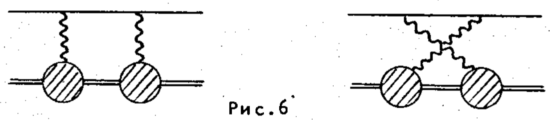


Рис.6

Этот член уже вычислен [19,22]:

$$\delta_B = -(34.5 \pm 2)\,\text{ppm}, \quad 1\,\text{ppm} = 10^{-6}. \tag{2.12}$$

Оставшиеся два члена имеют вид

$$\delta_{1,2} = \frac{\alpha m}{2\pi M(1+\varkappa)} \Delta_{1,2} \; ,$$

где

$$\Delta_1 = \int_0^\infty \frac{dQ^2}{Q^2}\left\{\frac{9}{4}F_2^2(Q^2) - 4M^2\int_{\nu_\pi}^\infty \frac{d\nu}{\nu}\beta_1\left(\frac{\nu^2}{Q^2}\right)G_1(\nu,Q^2)\right\} ,$$

$$\Delta_2 = -12M^2\int_0^\infty \frac{dQ^2}{Q^2}\int_{\nu_\pi}^\infty d\nu\, \beta_2\left(\frac{\nu^2}{Q^2}\right)G_2(\nu,Q^2) \; , \tag{2.13}$$

$$\beta_1(\vartheta) = 2\vartheta - 2\vartheta^2 - 2(2-\vartheta)\sqrt{\vartheta(\vartheta+1)},$$

$$\beta_2(\vartheta) = 1 + 2\vartheta - 2\sqrt{\vartheta(\vartheta+1)}, \qquad \vartheta = \frac{\nu^2}{Q^2}.$$

Таким образом мы видим, что поправки к фермиевскому сверхтонкому расщеплению, связанные с двухфотонной структурой протона, выражаются через инвариантные структурные функции, которые описывают зависящее от спина неупругое электрон-протонное рассеяние. При определении вклада Δ_1 можно использовать также данные по зависящим от спина полным сечениям поглощения реальных фотонов, поскольку при $q^2 = 0$ /см. равенства (1.36)/

$$e^2 G_1(\nu, 0) = \frac{1}{2}\left[\sigma_P(\nu) - \sigma_A(\nu)\right] ,$$

и приведенные в предыдущем разделе правила сумм. В результате удается получить оценку

$$|\delta_1| \sim 1 \div 2\,\text{ppm} . \tag{2.14}$$

Сложнее обстоит дело с оценкой вклада Δ_2. В отсутствие какой-либо прямой экспериментальной информации о структурной функции G_2 мы сможем воспользоваться теми ограничениями, которые вытекают из условия положительности тензора $W_{\mu\nu}$ /эрмитовости оператора электромагнитного тока/. Из неравенств (1.43) и (1.48) следует [23], что

$$G_2(\nu,Q^2) \geqslant -\frac{W_1(\nu,Q^2)}{\nu^2+Q^2}\left(1 + \sqrt{R\frac{\nu^2}{Q^2}}\right) ,$$

$$G_2(\nu,Q^2) \leqslant \frac{W_1(\nu,Q^2)}{\nu^2+Q^2}\begin{cases}\left(1+\frac{R\nu^2}{8Q^2}\right) , & R\frac{\nu^2}{Q^2} \leqslant 16 \\ \left(\sqrt{R\frac{\nu^2}{Q^2}} - 1\right) , & R\frac{\nu^2}{Q^2} > 16\end{cases} \tag{2.15}$$

$R = \sigma_L/\sigma_T$.

Используя неравенства (2.15), можно найти соответствующие ограничения для величины Δ_2, определенной равенством (2.13). Существующие экспериментальные данные для функции W_1 и отношения R позволяют дать численные оценки [23] верхней и нижней границ поправки δ_2:

$$-2\,\text{ppm} \leqslant \delta_2 \leqslant 3\,\text{ppm} . \tag{2.16}$$

Сравнение теоретического и экспериментального значений величины сверхтонкого расщепления основного уровня водорода приводит к соотношению [19]

$$\frac{\Delta\nu_{exp} - \Delta\nu_{th}}{\Delta\nu_{th}} = (2.5 \pm 4.0)\,\text{ppm} - \delta_1 - \delta_2 , \tag{2.17}$$

что согласуется с оценками (2.14) и (2.15) для структурных поправок $\delta_{1,2}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. N.N.Bogolubov, D.V.Shirkov. Introduction to the Theory of Quantized Fields. Intersci.Publ.,N.Y.-L.(1959).
2. S.Gasiorowicz. Elementary Particle Physics. John Wile and Sons Inc. N.Y.-L.-S.(1966).
3. S.B.Gerasimov. Proc.of the 1970 CERN School of Physics,p.181, Geneva(1971).
4. V.A.Matveev. Proc.of the 1973 CERN School of Physics,p.251, Geneva(1973).
5. F.J.Gilman: a) Physics Reports,4C,98(1972).
   b) Proc.of the SLAC Summer Institute on Particle Physics,v.I,p.71,SLAC-161(T/E),Stanford(1973).
   c) Proc.of the XVII Intern.Conf.on High Energy Phys. London 1974,ed.by J.R.Smith,p.IV-149.
6. a) T.F.Walsh,P.Zerwas. DESY Preprint 72/36(1972).
   b) A.J.G.Hey. Daresbury Lecture Note Series No.13(1974).
7. J.D.Bjorken. Phys.Rev.148,1467(1966).
8. M.G.Doncel,E.de Rafael. Nuovo Cim.4A,363(1971).
9. J.D.Bjorken. Phys.Rev.179,1547(1969).
10. Н.Н.Боголюбов,В.С.Владимиров,А.Н.Тавхелидзе. Теор.и матем.физика,12,305/1972/.

11. В.И.Завьялов. Теор. и матем.физика,17,178/1973/;
В.А.Матвеев. Препринт ОИЯИ Р2-6636,Дубна/1972/.
П.Н.Боголюбов. Препринт ОИЯИ Р2-6637,Дубна/1972/.
П.Н.Боголюбов,В.А.Матвеев. Препринт ОИЯИ Д2-6735,Дубна/1972/.
I2. F.E.Close.Daresbury Lecture Note Series No.I2 (1973).
I3. M.Gourdin. Nucl.Phys.B38,4I8(I972).
14. В.А.Матвеев,Р.М.Мурадян,А.Н.Тавхелидзе. Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра,2,1,7/1971/.
I5. H.Georgi,H.D.Politzer. Phys.Rev.DI4,I829(I976).
I6. E.D.Bloom,F.J.Gilman. Phys.Rev.Lett.25,II40(I970).
I7. M.J.Alguard et al. Phys.Rev.Lett.,37,I26I(I976).
I8. E.R.Cohen,B.N.Taylor. J.Phys.Chem.Ref.Data,2,663(I973);
L.Elssen et al. Matrologia,9,I28(I973).
I9. B.E.Lautrup,A.Peterman,E.de Rafael.Phys.Reports,3C,I93(I972).
20. Р.Н.Фаустов. Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра,3 N1/1972/.
2I. A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze. Nuovo Cim.29,380(I963).
22. R.N.Faustov. Nucl.Phys.75,669(I966);
Г.М.Зиновьев,Б.В.Струминский,Р.Н.Фаустов,В.Л.Черияк. Ядерная физика,11,1284/1969/.
23. E.de Rafael. Phys.Lett,37B,20I(I97I);
P.Gnadig,J.Kuti.Phys.Lett.42B,24I(I972).

МНОЖЕСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В πp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В.С.Румянцев
Институт физики АН БССР, Минск
Ю.А.Будагов, В.Б.Флягин
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

I. В адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях доминирующую роль играют процессы множественного образования частиц. Одним из наиболее плодотворных методов получения информации о динамике этих процессов оказался инклюзивный подход. Впервые на такую возможность было указано в работах /I/. Интенсивное экспериментальное и теоретическое исследование инклюзивных реакций в значительной степени было стимулировано появлением гипотез масштабной инвариантности (скейлинга) /2/ и предельной фрагментации /3/. Согласно этим гипотезам инвариантные дифференциальные сечения инклюзивных реакций(инклюзивные спектры) в асимптотической области энергий($s \to \infty$) перестают зависеть явным образом от энергии. Отметим, что основные асимптотические свойства инклюзивных спектров можно прямым и экономным образом получить из гипотезы автомодельности с применением обобщенного анализа размерностей /4/.

Дальнейшее развитие идеи масштабной инвариантности привело к установлению асимптотических соотношений для целого ряда характеристик процессов множественного рождения (см.,например, /5-8/). Проверка следствий гипотезы скейлинга тесно связана с исследованием проблем о соотношении упругих и неупругих инклюзивных процессов, о получении связей, в рамках наглядных моделей, между различными формами масштабных закономерностей /9/. Здесь может оказаться чрезвычайно полезным многокомпонентный подход /10/, который рассматривает процессы множественного рождения с точки зрения наличия нескольких конкурирующих механизмов.

В настоящее время накоплена обширная информация об инклюзивных реакциях в широком диапазоне энергий. Подробный анализ современного состояния этих исследований представлен в докладе /II/. Однако подавляющее большинство экспериментальных данных относится к образованию заряженных частиц. Вместе с тем известно, что существенная информация о процессах взаимодействия содержится также в инклюзивных реакциях с образованием нейтральных частиц. Об этом говорит уже тот факт, что в процессе множественного рождения нейтральные частицы /π° или γ, K°, Λ°/ составляют примерно одну треть полного числа вторичных и уносят около 20% полной энергии. Кроме того, анализ совместного образования нейтральных и заряженных частиц открывает дополнительные возможности для изучения зарядовой зависимости корреляций, что является чувствительным критерием проверки различных моделей.

Существующая в настоящее время информация о процессах рождения нейтральных частиц довольно ограничена. В особенности это относится к $\bar{\pi} p$ – взаимодействиям, где экспериментальные данные, как правило, либо имеют низкую статистическую обеспеченность*/, либо ограничены определенной областью фазового пространства. В связи с этим эксперименты по исследованию инклюзивных реакций с образованием нейтральных частиц в $\bar{\pi} p$ -взаимодействиях представляют несомненный интерес. Следует отметить, что для этих реакций все еще остается открытым целый ряд вопросов. Это вопросы о форме предельных распределений различного типа, о характере приближения к асимптотическому режиму, о границах применимости масштабной инвариантности. В этой ситуации особую актуальность приобретают экспериментальные данные в области средних и низких энергий.

В настоящей лекции будут рассмотрены результаты, полученные при исследовании масштабной инвариантности в реакциях множественного образования π°-мезонов и γ-квантов в $\bar{\pi} p$ -взаимодействиях при энергиях 5 – 205 ГэВ. Основное внимание будет уделено анализу данных при 5 ГэВ, отличительной чертой которых является высокая статистическая обеспеченность. Этот эксперимент выполнен на метровой пропановой пузырьковой камере Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ/I2/. Результаты опубликованы в работах/I3/. Обработка экспериментальной информации проводится сотрудничеством Дубна – Кошице – Тбилиси – Ереван – Минск – Гомель – Баку.

II. Напомним кратко основные характеристики эксперимента при

*/ Это не относится к данным о реакции $\bar{\pi} p \to \gamma + X$ при 40 ГэВ, где получена статистика 7300 γ - квантов/I6/.

5 ГэВ. Экспериментальные данные основаны на результатах обработки 230000 стереофотографий. Для целей данного эксперимента было отобрано 7940 γ - квантов. Методические исследования показали, что существенных систематических потерь γ - квантов, которые могли бы привести к искажению формы спектров, не наблюдается. Основными величинами, на которые нормируются инклюзивные спектры, являются средняя множественность γ - квантов на одно неупругое взаимодействие $\langle n_\gamma \rangle$ и инклюзивное сечение образования γ - квантов $\sigma(\gamma)$. Значения $\langle n_\gamma \rangle$ и $\sigma(\gamma)$ составляют 2,58 ± 0,07 и 6I,4 ± 2,I мб соответственно. Величина $\langle n_\gamma \rangle$ определена в предположении, что единственным источником γ - квантов являются распады $\pi^\circ \to 2\gamma$. Доля γ - квантов от других источников /$\eta \to \gamma\gamma, \Sigma^\circ \to \Lambda^\circ \gamma, \ldots$ / по нашим оценкам не превышает I%. На рис.I показаны импульсное и угловое распределения γ - квантов в лаб. системе. Видно, что подавляющее большинство γ - квантов сосредоточено в области малых углов относительно направления первичного импульса. Некоторые средние импульсные характеристики γ - квантов приведены в таблице I.

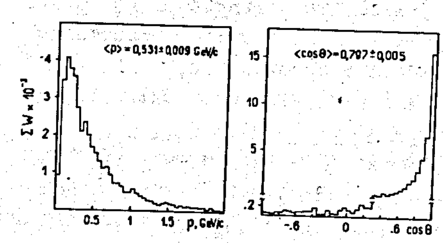


Рис.I

Сравнение наших данных с данными для $\pi^\pm N$- и pp- – взаимодействий при более высоких энергиях показало, что значения величин $\langle P_\perp \rangle$ и $\langle P_\perp^2 \rangle$ в области 5 – 300 ГэВ слабо зависят как

Таблица I

$\langle P \rangle^{лаб}$ ГэВ/с	$\langle P_\parallel \rangle^{лаб}$ ГэВ/с	$\langle P \rangle^{сцм}$ ГэВ/с	$\langle P_\parallel \rangle^{сцм}$ ГэВ/с	$\langle P_\perp \rangle$ ГэВ/с	$\langle P_\perp^2 \rangle$ (ГэВ/с)^2
0,53I ±0,009	0,476 ± 0,003	0,242 ±0,003	0,060 ± 0,003	0,I72 ± 0,002	0,050 ±0,00I

от энергии, так и от сорта сталкивающихся частиц. Это поведение согласуется с известным свойством ограниченности величины для случая массивных частиц.

III. Проверка гипотез скейлинга и предельной фрагментации заключается в изучении энергетической зависимости дифференциального сечения в определенных областях фазового пространства (в соответствии с величиной продольной компоненты импульса $P_{\parallel}$) при фиксированных значениях $P_{\perp}$. При отсутствии данных о дважды дифференциальных сечениях изучаются дифференциальные сечения, проинтегрированные по $P_{\perp}$.

Данные об инклюзивных реакциях с образованием γ-квантов в pp-взаимодействиях имеются в интервале энергий 12 - 1500 ГэВ. Получено указание о том, что независимость сечения $d\sigma/dy$ от энергии в центральной области (малые значения $y=(1/2)\ln[(E+P_{\parallel})/(E-P_{\parallel})]$ в системе ц.м., E - энергия регистрируемой частицы) начинает проявляться при энергии $\sim$ 70 ГэВ/14/. В случае $\pi^{-}p$-взаимодействий, благодаря, по-видимому, особенностям пионной системы, такое поведение наблюдается при более низких энергиях. Так, для реакции

$$\pi^{-}p \rightarrow \gamma + X \qquad (I)$$

скейлинг в центральной области (на основе сравнения с pp-данными при 1500 ГэВ) был обнаружен при 40 ГэВ/15/. Экспериментальные данные о реакции (I) имеются также при энергиях 18,5/17/, 100/18/ и 205/19/ГэВ. В этих работах анализ энергетической зависимости инклюзивных спектров не проводился.

Рассмотрим теперь данные о реакции (I), полученные при 5 ГэВ.

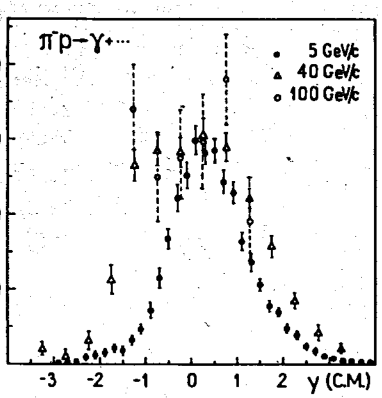
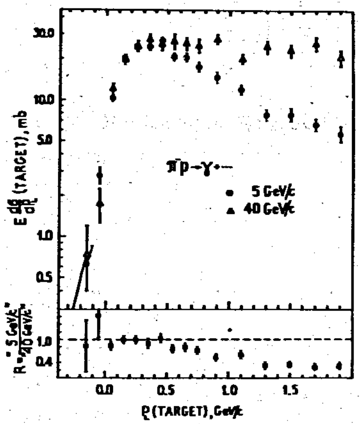


Рис.2

На рис.2 представлено сечение $d\sigma/dy=\pi\int E(d^3\sigma/d^3p)dp_{\perp}^2$ в зависимости от y в системе ц.м. Там же для сравнения приведены данные при 40 и 100 ГэВ. Видно, что при 5 ГэВ величина $d\sigma/dy$ в области $0<y<0,6$ достигает максимума и в пределах погрешностей совпадает с данными при более высоких энергиях. Область максимальных значений $d\sigma/dy$ с ростом энергии становится шире.

Перейдем к анализу сечений в областях фрагментации мишени (малые продольные импульсы в лаб.системе) и налетающего π^{-}-мезона (малые продольные импульсы в антилаб.системе).



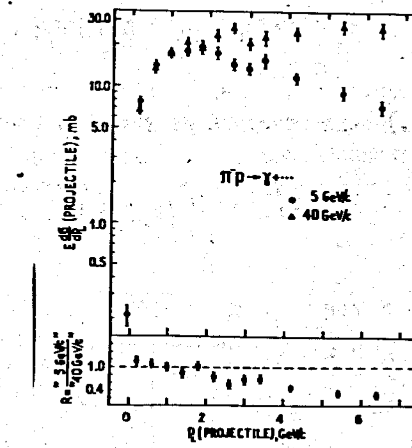


Рис.3 Рис.4

На рис.3 приведены сечения $E(d\sigma/dP_{\parallel})=\pi\int E(d^3\sigma/d^3p)dP_{\perp}^2$ при 5 и 40 ГэВ в зависимости от $P_{\parallel}$ в лаб.системе. Там же показано отношение этих величин R. Видно, что в области $P_{\parallel}<0,5$ ГэВ/с распределения практически совпадают (среднее значение $R=0,98\pm\pm0,05$. Аналогичные распределения в антилаб.системе представлены на рис.4. В этом случае сечения $E(d\sigma/dP_{\parallel})$ совпадают в более широкой области $P_{\parallel}<$ 2 ГэВ/с, где среднее значение $R=1,00\pm0,05$.

Приведенные выше данные дают основание для следующих выводов: Дифференциальное сечение реакции (I), проинтегрированное по $P_{\perp}$, не зависит (в пределах погрешностей) от энергии в центральной области в интервале 5 - 100 ГэВ и в обеих областях фрагментации в интервале 5 - 40 ГэВ (данных в соответствующих областях при более высоких энергиях нет).

IV. Рассмотрим теперь характеристики дважды дифференциального сечения реакции (I) при 5 ГэВ и результаты косвенной оценки зависимости этого сечения от энергии при фиксированных значениях $x=P_{\parallel}^{*}/P_{m}^{*}$ и $P_{\perp}$. Здесь $P_{\parallel}^{*}$ -продольная компонента импульса в системе ц.м., а P_{m}^{*} -его максимальное значение. Для анализа используем полученную нами аппроксимирующую формулу, позволяющую в удобной форме представить исчерпывающую информацию о реакции (I) при 5 ГэВ.

Дифференциальное сечение в переменных X и $P_\perp$ имеет вид

$$E\, d^3\sigma/d^3p = (E^*/\pi P_m^*)\, d^2\sigma/dx\, dP_\perp^2 = f(x, P_\perp).$$

Зависимость функции f от S (квадрат полной энергии в системе ц.м.) ради простоты не указана. Экспериментальные данные в форме интегралов

$$(1/\Delta P_\perp^2)\int_{\Delta P_\perp^2} f(x, P_\perp)\, dP_\perp^2 \qquad (2)$$

для набора интервалов $\Delta P_\perp^2$ представлены на рис.5. В распределении $f(x, P_\perp)$ наблюдаются определенные закономерности. При фикси-

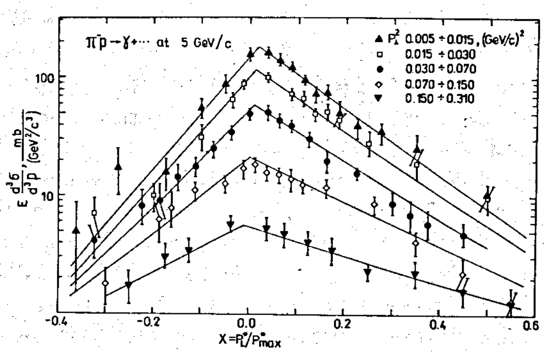


Рис.5

рованных $P_\perp$ данные согласуются с экспоненциальной зависимостью

$$A\exp(-B|x|), \qquad (3)$$

причем в передней полусфере ($X > 0$) параметр наклона B меньше,

чем в задней ($X < 0$). С ростом значений $P_\perp$ параметр B уменьшается. Принимая во внимание эти характеристики $f(x, P_\perp)$ и требуя положительности параметра B *) при любых значениях $P_\perp$, аппроксимирующую функцию можно представить в следующей форме

$$f(x, P_\perp) = a_1 \exp(-B|x| - a_4 P_\perp),$$
$$B = a_2 \exp(-a_3 P_\perp^2), \qquad (4)$$

где a_i – свободные параметры. Экспериментальные распределения, представленные на рис.5, аппроксимировались соответствующими интегралами от функции (4). Результаты аппроксимации приведены на рис.5 (сплошные линии) и в таблице 2.

Таблица 2

	a_1 мбн/(ГэВ^2/с^3)	a_2	a_3 (ГэВ/с)$^{-2}$	a_4 (ГэВ/с)$^{-1}$
$X<0$, $\chi^2 = 18$ на 36 точек	354, ± 30	II,60±0,80	4,07±0,87	8,68±0,33
$X>0$, $\chi^2 = 43$ на 57 точек	55I, ± 38	7,02±0,36	4,46±0,65	9,97±0,27

На рис. 6 и 7 приведены экспериментальные распределения

$$F_1(x) = \int f(x, P_\perp)\, dP_\perp^2, \qquad F_2(P_\perp^2) = \int f(x, P_\perp)\, dx$$

и соответствующие интегралы от функции (4). Сравнение аппроксимирующей функции с экспериментальными данными для $f(x, P_\perp)$, $F_1(x)$ и $F_2(P_\perp^2)$ свидетельствует, что функция (4) является адекватным представлением дифференциального сечения реакции (I) при 5 ГэВ.

Измерение дифференциального сечения как функции X и $P_\perp$ позволяет поставить вопрос о проверке гипотезы скейлинга в строгом соответствии с ее формулировкой, т.е. для фиксированных значений X и $P_\perp$. В связи с отсутствием данных о значениях $f(x, P_\perp)$ при более высоких энергиях прямое сравнение провести

*) Положительность B обеспечивает непрерывное уменьшение $f(x, P_\perp)$ с приближением аргументов X и $P_\perp$ к кинематической границе.

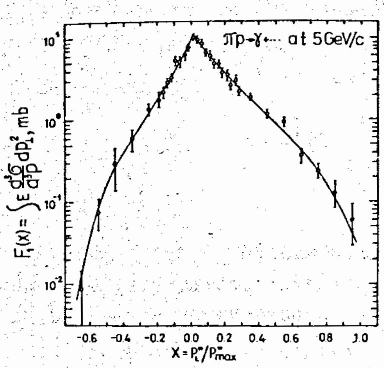


Рис.6

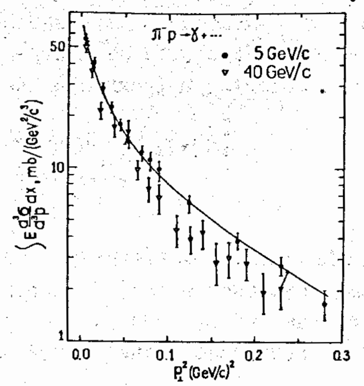


Рис.7

невозможно. Тем не менее, используя результаты измерения параметров наклона B (см.формулу (3)) и данные о функции $F_2(P_\perp^2)$ при 40 ГэВ[20,15], можно сделать определенные выводы о характере энергетической зависимости распределения $f(x,P_\perp)$. В таблице 3 приведены значения параметров наклона B при 5 и 40 ГэВ для набора интервалов по $P_\perp$. В обоих случаях параметры наклона

Таблица 3

$P_\perp$ (ГэВ/с) середина интервала	$B,\ x<0$		$B,\ x>0$	
	5 ГэВ	40 ГэВ	5 ГэВ	40 ГэВ
0,05	11,5 ± 0,80	26,7 ± 4,3	6,94 ± 0,36	19,3 ± 1,2
0,15	10,6 ± 0,76	11,9 ± 2,1	6,35±0,34	11,5 ± 0,9
0,25	9,0 ± 0,80	5,9 ± 1,8	5,30±0,35	6,4 ± 1,0
0,35	7,3 ± 0,90	3,9 ± 2,7	4,06±0,39	3,5 ± 1,4

зависят от $P_\perp$ и между ними наблюдаются следующие соотношения:

$B_{40} > B_5$ *) для $P_\perp \leq 0{,}15$ ГэВ/с,

$B_{40} \simeq B_5$ для $P_\perp \simeq 0{,}20$ ГэВ/с,

$B_{40} \leq B_5$ для $P_\perp \geq 0{,}25$ ГэВ/с.

С другой стороны, функция $F_2(P_\perp^2)$ в области $P_\perp \leq 0{,}25$ ГэВ/с при увеличении энергии с 5 до 40 ГэВ в пределах погрешностей остается постоянной (см.рис.7). Это говорит о том, что для любого фиксированного значения $P_\perp$ в области $P_\perp \leq 0{,}25$ ГэВ/с справедливо равенство:

$$F_2(P_\perp^2)=\int A_{40}\,e^{-B_{40}|x|}dx=\int A_5\,e^{-B_5|x|}dx\,.$$

Отсюда, на основе соотношения между параметрами B_{40} и B_5, можно оценить отношение величин A_{40} и A_5 и, следовательно, отношение функций $f_{40}(x,P_\perp)$ и $f_5(x,P_\perp)$. Приведенные значения параметров B позволяют сказать следующее:

а) в области $P_\perp \approx 0{,}20$ ГэВ/с, где $B_{40}\approx B_5$, значения функции при 5 и 40 ГэВ должны совпадать при всех значениях $|x|$;

б) в области $P_\perp \leq 0{,}15$ ГэВ/с, где $B_{40}>B_5$, функции будут пересекаться при некоторых промежуточных значениях $|x|$, причем для $|x|\approx 0$ значение $f(x,P_\perp)$ при 40 ГэВ должно быть больше, чем при 5 ГэВ.

Приведенные данные и соображения свидетельствуют в пользу того, что локально (в определенных областях x и $P_\perp$) дифференциальное сечение реакции (I) при 5 ГэВ согласуется с масштабно инвариантным поведением.

V. Масштабная инвариантность дифференциальных сечений приводит к появлению определенных свойств в распределениях по множественности вторичных частиц. Так, асимптотическое соотношение для распределений по множественности[5] (КНО-скейлинг) было получено в предположении справедливости фейнмановского скейлинга. Согласно КНО-скейлингу сечение совместного образования К-типов частиц $\sigma(n_1,n_2,\ldots n_k)$ должно удовлетворять условию

---

*) Индексами "40" и "5" обозначены значения параметров при соответствующих энергиях.

$$\langle n_1\rangle\langle n_2\rangle\cdots\langle n_k\rangle \frac{\sigma(n_1,n_2,\ldots,n_k)}{\sigma_{in}} \xrightarrow[s\to\infty]{} \Psi\left(\frac{n_1}{\langle n_1\rangle},\frac{n_2}{\langle n_2\rangle},\ldots,\frac{n_k}{\langle n_k\rangle}\right). \qquad (5)$$

Здесь n_i ($\langle n_i\rangle$) -множественность (средняя множественность) частиц типа i, σ_{in} -неупругое сечение, Ψ -функция, не зависящая явно от энергии.

Анализ распределений по множественности заряженных частиц показал, что при высоких энергиях ($\gtrsim$ 50 ГэВ) КНО-скейлинг выполняется с точностью до нескольких процентов/21/. Более того, феноменологическая модификация КНО-скейлинга/22/ ($n\to n-\xi, \langle n\rangle\to\langle n-\xi\rangle$) выполняется, начиная уже с нескольких ГэВ. Здесь уместно напомнить, что наблюдение КНО-скейлинга в области энергий, при которых фейнмановский скейлинг еще не достигнут, может свидетельствовать либо о наличии более универсальной закономерности, либо о случайном совпадении данных, которое может нарушиться при более высоких энергиях.

Информация о сечениях $\sigma(n_1,n_2,\ldots,n_k)$ практически отсутствует. Имеются лишь данные о полуинклюзивных сечениях образования нейтральных частиц $\sigma_n(j)=\sigma_n\langle n_j\rangle_n$ (σ_n-топологическое сечение, $\langle n_j\rangle_n$ -средняя множественность нейтральных частиц типа j в данной топологии).

Учитывая это обстоятельство, авторы работы/6/показали, что применение соотношения (5), в частности для описания $\sigma_n(\pi^0)$, приводит к скейлинговой зависимости

$$\frac{\langle n\rangle}{\langle n_0\rangle}\frac{\sigma_n(\pi^0)}{\sigma_{in}} = F\left(z=\frac{n}{\langle n\rangle}, S\right) \xrightarrow[s\to\infty]{} \phi(z), \qquad (6)$$

где $\langle n\rangle$ ($\langle n_0\rangle$) -средняя множественность заряженных частиц (π^0-мезонов), $\phi(z)$ -функция, не зависящая явно от энергии.

Функция $\Psi(z)$ в случае распределения по множественности заряженных частиц нормирована условиями

$$\int_0^\infty \Psi(z)\,dz = \int_0^\infty z\Psi(z)\,dz = 2.$$

Можно показать, что для $\phi(z)$ эти интегралы имеют значения

$$I_1=\int_0^\infty\phi(z)\,dz = 2, \quad I_2=\int_0^\infty z\phi(z)\,dz = 2\left[1+\lim_{s\to\infty}\frac{f_2^{oc}}{\langle n\rangle\langle n_0\rangle}\right], \qquad (7)$$

где $f_2^{oc}=\langle n_0 n\rangle-\langle n_0\rangle\langle n\rangle$ -корреляционный интеграл.

Так как при высоких энергиях наблюдается положительная корреляция в выходах π^0-мезонов и заряженных частиц, величина должна быть >2.

Проверка соотношения (6) с помощью данных о pp -взаимодействиях при энергиях $>$ 50 ГэВ и $\bar{p}p$ -данных при 15 ГэВ показала/6/, что все эти данные удовлетворительно описываются функцией, параметризованной в виде

$$\phi(z) = A_0\exp\left(\sum_{\ell=1}^{4}A_\ell z^\ell\right), \qquad (8)$$

где A_i -свободные параметры.

Аппроксимация данных о π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/23/ с помощью функции (8) дала результат, близкий (по значениям параметров) к результатам работы/6/. Скейлинговое соотношение типа (6) выполняется также и в случае образования нейтральных странных частиц/24/. Замечено также, что функции $\phi(z)$ для π^0, K_s^0 и Λ^0 близки друг другу/25/.

Нами были проанализированы данные о выходе π^0-мезонов в π^-p -взаимодействиях при энергиях 5/28/, 18,5/17,26/, 25/27/, 40/15,29/, 100/18,30/ и 205/19,31/ГэВ. На рис.8 представлены экспериментальные распределения $(\langle n\rangle\sigma_n(\pi^0))/(\langle n_0\rangle\sigma_{in}) = F(z,S)$ для π^-p -взаимодействий в сравнении с функцией $\phi(z)$, полученной для pp-взаимодействий/6/. Анализ этих распределений показал, что:

- при энергиях $\gtrsim$ 40 ГэВ имеет место хорошее согласие с функцией $\phi(z)$;
- при энергиях $<$ 40 ГэВ наблюдаются систематические отклонения от кривой;
- эти отклонения увеличиваются с уменьшением энергии;
- форма распределений $F(z,S)$ практически не зависит от энергии;

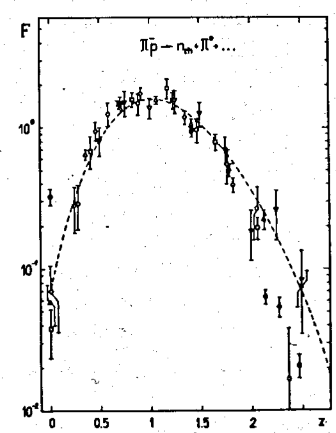


Рис.8. Зависимость $\langle n\rangle\sigma_n(\pi^0)/(\langle n_0\rangle\sigma_{in})$ от $z=n/\langle n\rangle$ для π^-p-взаимодействий при 5-●, 18,5-◇, 25-□, 40-△, 100-○, 205-▽ ГэВ. Кривая - результат аппроксимации pp- и $\bar{p}p$ -взаимодействий.

Эти особенности в поведении функций $F(z,s)$ позволили предположить, что различие распределений можно описать аналитически с помощью сдвига по оси z на величину, зависящую от энергии. Введем для этого новую переменную

$$z_1 = z + \frac{\alpha}{\langle n\rangle^{\beta}}, \qquad (9)$$

где α и β -параметры, не зависящие от энергии.
Отметим, что $z_1 \xrightarrow[s\to\infty]{} z$.

Учитывая далее, что сечения неупругих процессов с малой множественностью заряженных частиц быстро уменьшаются с ростом энергии*) и предполагая аналогичное поведение в асимптотике, параметризацию функции $\phi(z_1)$ выберем в форме

$$\phi(z_1) = B_0 z_1 \exp\Big(\sum_{\ell=1}^{m} B_\ell z_1^{\ell}\Big), \qquad (10)$$

где B_i -свободные параметры.
Наилучшие результаты аппроксимации методом наименьших квадратов достигаются при значении $\beta = 2$. В этом случае при $m=2$ получено статистически удовлетворительное описание $(P(\chi^2)=0{,}22)$ всех имеющихся экспериментальных данных для $z_1<2{,}6$ функцией (I0).

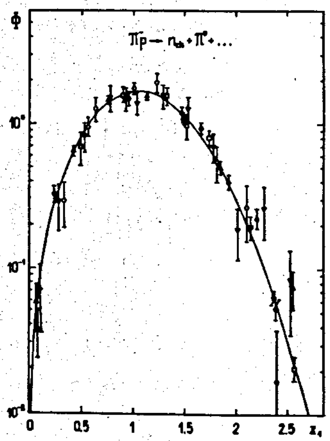


Рис.9. Зависимость $\langle n\rangle\sigma_n(\pi^0)/(\langle n_0\rangle\sigma_{in})$ от $z_1 = z+\alpha/\langle n\rangle^{\beta}$. Обозначения экспериментальных точек имеют тот же смысл, что и на рис.8. Кривая - результат аппроксимации $\pi^- p$ данных функцией (I0) для $m=2$.

Параметры имеют следующие значения $B_0=0{,}68\pm0{,}08$; $B_1=2{,}55\pm0{,}16$; $B_2=1{,}65\pm0{,}05$; $\alpha=1{,}81\pm0{,}18$. При этом значения нормировочных интегралов равны: $I_1=1{,}96$ и $I_2=2{,}20$. Увеличение числа параметров B_ℓ не дает статистически значимого улучшения результатов аппроксимации. Экспериментальные распределения $F(z_1,s)$ вместе с полученной функцией $\phi(z_1)$ показаны на рис.9. Согласие функции $\phi(z_1)$ с отдельными экспериментальными распределениями иллюстрируется величинами " χ^2 /число эксп.точек", которые приведены в порядке возрастания энергии: 5,4/4; I,2/6; 5,7/7; I6,2/8; 8,2/8; 7,6/I0. Значения этих величин свидетельствуют, что форма аппроксимирующей функции выбрана удачно.

*) Например, топологическое сечение σ_0 при увеличении энергии с 5 до 205 ГэВ уменьшается на два порядка.

В заключение сформулируем полученные здесь основные результаты:

I. Проведенный анализ экспериментальных данных говорит в пользу нашей гипотезы о подобии распределений $F(z,s)$ в $\pi^- p$ -взаимодействиях при энергиях 5 - 205 ГэВ.

2. Предложенное преобразование шкалы $z_1 = z+\alpha/\langle n\rangle^{\beta}$ позволило единым образом описать все имеющиеся экспериментальные данные для $\pi^- p$ -взаимодействий.

3. Предполагая, что функция $\phi(z_1)$ отражает форму распределения при $s\to\infty$, полученный результат можно интерпретировать как количественное описание ($\sim\langle n\rangle^{-2}$) возможной формы выхода распределений $F(z,s)$ на асимптотику.

Литература.

I. Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., and Nguyen Van Hieu. Phys.Lett.,1967,25B,6II; Report at the Intern.Conf.on Particle and Fields,Rochester,1967.

2. Feynman R.P. Phys.Rev.Lett.,1969,23,I4I5.

3. Benecke J., Chou T.T.,Yang C.N. and Yen E. Phys.Rev.,1969,I88, 2I59.

4. Matveev V.A.,Muradyan R.M.,Tavkhelidze A.N. JINR,E2-5962,Dubna, I97I;JINR,E2-6638,Dubna,I972.

5. Koba Z.,Nielsen H.B. and Olesen P.Nucl.Phys.,I972,B40,3I7.

6. Dao F.T.,Whitmore J.Phys.Lett. I973,46B,252.

7. Koba Z.,Nielsen H.B. and Olesen P. Phys,Lett.,I972,38B,25; Nucl.Phys.,I972,B43,I25.
Busser F.W. at al.Phys.Lett.,I973,46B,47I.
Carey D.C. et al.Phys.Rev.Lett.,I974,33,327.
Dao F.T. et al.Phys.Rev.Lett.,I974,33,389.

8. Гердюков Л.Н., Манюков Б.А. Шляпников П.В. Препр. ИФВЭ, СПК-74-77,Серпухов,I974.

9. Savrin V.I. et al.ИФВЭ, СТФ 74-I02, Serpukhov,I974, Саврин В.И. и др.Препр.ИФВЭ,СТФ 75-23, Серпухов, I975.

Savrin V.I. Proc. XVIII Int.Conf.H.E.Physics,Tbilisi,Yuly,1976.
10. Sissakian A.N. Proc. XVIII Int.Conf.H.E.Physics,Tbilisi,Yuly, 1976;Proc.1975 JINR-CERN School of Physics,Alushta,May,1975; Дарбаидзе Я.З. и др. Препр.ОИЯИ,P2-10489,Дубна,1977.
11. Chliapnikov P.V. Proc.XVIII Int.Conf.H.E.Physics,Tbilisi,Yuly, 1976.
12. Богомолов А.В. и др. ПТЭ,1964,1,64.
13. Амаглобели Н.С. и др. ЯФ,1975,22,1269.
Amaglobeli N.S.et al. JINR Prepr.,E1-9854,Dubna,1976;
JINR Prepr., E1-10776,Dubna,1977;
Budagov Yu.A. Proc. XVIII Int.Conf.H.E.Physics,Tbilisi,Yuly, 1976.
14. Boratov M. et al. Nucl.Phys., 1976,B111,529.
15. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ,1973,17,1235.
16. Ангелов Н. Иногамова Т.Я. Юлдашев Б.С., Препр.ОИЯИ,P1-10163, Дубна,1976.
17. Biswas N.N. et al., Phys.Rev.,1974,10D,3579.
18. Berger E.L. et al., Prepr.CERN/D.Ph.II/PHYS 74-27,1974.
19. Bogert D. et al., Prepr.NAL-Conf-74/55-EXP,1974.
20. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ,1974,20,384.
21. Slattery P. Phys.Rev.Lett., 1972,29,1624;
Phys.Rev.,1973,7D,2073.
22. Buras A.J. Dias de Deus J. and Møller R., Phys.Lett.,1973,47B, 251;
Møller R. Nucl.Phys.Niels Bohr Institute NBI-HE 73-23,1973.
23. Амаглобели Н.С. и др. ЯФ,1975,21,1227.
24. Cohen D. Phys.Lett., 1973,47B,457.
25. Berceanu S. and Ponta T. JINR Prepr.,E1-7901,Dubna,1974.
26. Powers J.T. et al., Phys.Rev., 1973,8D,1947.
27. Elbert J.W. et al., Nucl.Phys., 1970,B19,85.
28. Budagov Yu.A. et al., Czech.Journ.Phys., 1976,B26,1271.
29. Balea O. et al., Nucl.Phys., 1973,B52,414.
30. Berger E.L. et al., Nucl.Phys.,1974,B77,365.
31. Bogert D. et al. Phys.Rev.Lett., 1973,31,1271.

МНОГОКВАРКОВЫЕ СИСТЕМЫ. ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ.

В.А. Матвеев
Объединенный институт ядерных исследований

В настоящих лекциях обсуждается проблема существования и экспериментального поиска экзотических многокварковых систем, а также роль кварковых степеней свободы при описании ядерных явлений. На примере конкретной модели дейтрона как 6-кварковой системы показана необходимость появления возбуждений "скрытого цвета" в ядерной материи. В заключение проведен кварковый анализ экзотических квазиядерных систем с барионным числом B= 2,3 и 4 /дибарионы, трибарионы и тетрабарионы/.

ЛЕКЦИЯ 1: ЭКЗОТИЧЕСКИЕ АДРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ
- дуальность и экзотические адроны,
- проблемы стабильности экзотических адронов,
- экспериментальный поиск экзотических состояний.

ЛЕКЦИЯ 2: МОДЕЛИ КВАРКОВЫХ СИЛ
- квантовая хромодинамика как теория цветных кварков и глюонов,
- модель кваркового мешка,
- цветомагнитные силы и характер адронных спектров.

ЛЕКЦИЯ 3: ЯДРО КАК МНОГОКВАРКОВАЯ СИСТЕМА
- теория шестикваркового мешка,
- является ли дейтрон $6q$-системой?
- кварковый анализ многобарионных систем.

Л Е К Ц И Я 1

ЭКЗОТИЧЕСКИЕ АДРОННЫЕ СИСТЕМЫ

Представление о том,что все адроны построены из кварков,прочно вошло в современную теорию элементарных частиц, хотя самих кварков еще никто с уверенностью не наблюдал.

Менее очевидным является предположение, что в природе реализуются лишь простейшие кварковые системы, содержащие три кварка / $3q$ / или кварк-антикварковую пару /$\bar{q}q$/ и соответствующие наблюдаемым барионам и мезонам.

Вопрос о существовании экзотических адронных состояний, которым соответствуют кварковые системы типа $\bar{q}^n q^m (n+m>3)$, со времени первых работ [1,2] и до настоящего времени является одним из наиболее интригующих в кварковой теории.

В настоящей лекции мы рассмотрим простейшие экзотические системы, образующиеся в упругих и неупругих реакциях взаимодействия адронов, обсудим проблему их стабильности, а также некоторые из ведущихся сейчас или планируемых в ближайшее время экспериментов по поиску подобных экзотических состояний. Мы будем исходить из наиболее простых и в то же время достаточно общих аргументов, опирающихся на идею дуальности [3].

ДУАЛЬНОСТЬ И ЭКЗОТИЧЕСКИЕ АДРОНЫ

Напомним существенный для понимания принципа дуальности факт, что в квантовой теории поля силы между частицами в прямом канале обуславливаются обменом частиц или резонансов в перекрестном канале /см. рис 1/.

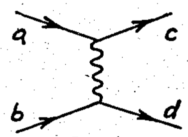


Рис.1

Притяжение в системе частиц, необходимое для появления связанных или резонансных состояний, обеспечивается при этом требованием, чтобы матрица

$$V_{ab\to cd} = \sum_r g_{ac}^{(r)} g_{bd}^{(r)} e^{-m_r \cdot r}/r$$

имела отрицательные собственные значения, приводящим к весьма сильной корреляции спектра возможных значений квантовых чисел частиц в прямом и перекрестном каналах.

В природе обнаруживается ряд удивительных закономерностей подобного рода, которые могут быть выражены в терминах принципов глобальной и локальной дуальности.

В соответствии с принципом глобальной дуальности сумма вкладов частиц и резонансов в s-канале воспроизводит в среднем, т.е. после интегрирования по конечному, достаточно широкому интервалу энергий, высокоэнергетическое поведение амплитуды, определяемое редже-полюсными обменами в t-канале. Математической формулировкой принципа глобальной дуальности являются конечноэнергетические правила сумм или FESR [4].

Принцип локальной дуальности является более сильным утверждением, в соответствии с которым описание в терминах s-канальных и t-канальных состояний является дополнительным, т.е. эквивалентным, при любых значениях кинематических переменных /см.рис.2/.

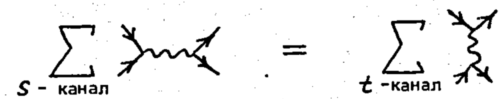


Рис. 2

Важным инструментом анализа соотношений дуальности являются дуальные или кварковые диаграммы. Удобство кварковых диаграмм заключается не только в том, что они наглядным образом описывают перераспределение кварков и их квантовые числа при взаимодействии составных частиц, но также и потому, что s-канальному и t-канальному обменам соответствуют топологически эквивалентные диаграммы [5] /см.рис.3/.

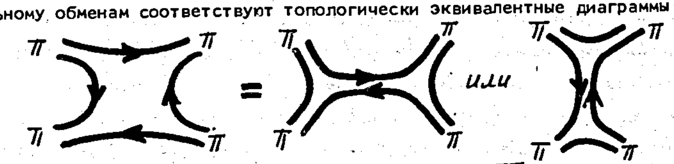
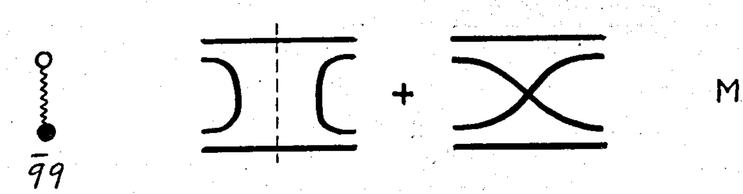


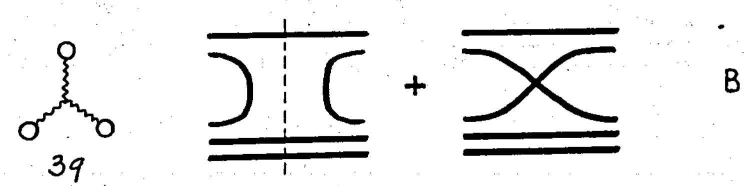
Рис.3 Пример кварковых диаграмм, описывающих $\pi\pi$-рассеяние

Ниже мы проследим на примере кварковых диаграмм, описывающих процессы мезон-мезонного /MM/, мезон-барионного /MB/ и барион-антибарионного /BB/ рассеяния, каким образом из дуальности с необходимостью следует появление экзотических кварковых систем [6]:

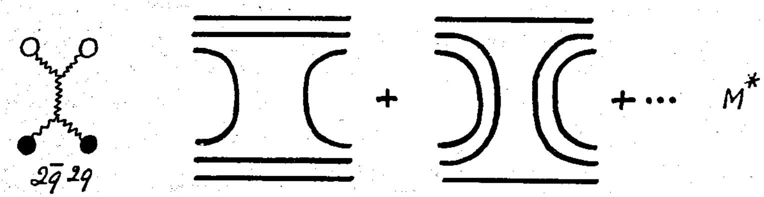
MM- рассеяние:



MB- рассеяние:



$B\bar{B}$- рассеяние

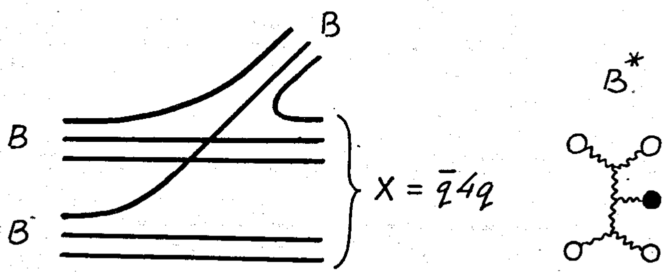


Нетрудно видеть,что в отличие от ММ- и МВ- рассеяния, где в промежуточных состояниях, описываемых кварковыми диаграммами, появляются лишь нормальные, неэкзотические системы, в случае $B\bar{B}$- рассеяния мы сталкиваемся с необходимостью появления экзотических состояний, построенных из 2 кварков и 2 антикварков.

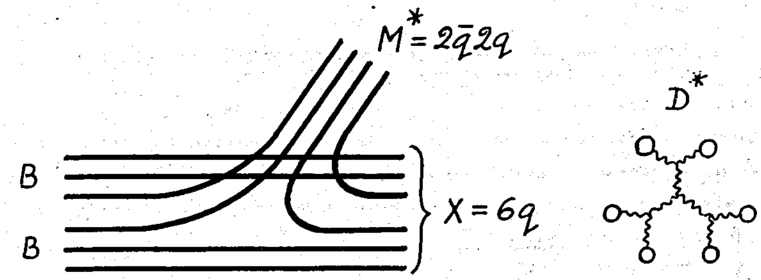
В одной из математических версий дуальности, использующей понятие струны, составным кварковым системам, появляющимся в промежуточных состояниях,- здесь соотвественно нормальные мезоны /M/, барионы/B/ и экзотическая система $2\bar{q}\,2q$/M*/, сопоставляются образные символы, приведенные слева от соответствующих реакций.

Следует отметить еще один важный класс экзотических кварковых систем, которые образуются в инклюзивных реакциях:

$$BB \to B + X$$



$$BB \to M^* + X$$



В первом случае мы имеем дело с семейством экзотических барионов B* , во втором- с семейством дибарионных состояний D* , образующихся ассоциативно с экзотическими мезонами M*.

ПРОБЛЕМА СТАБИЛЬНОСТИ ЭКЗОТИЧЕСКИХ АДРОНОВ

Приведенные выше качественные аргументы в пользу существования экзотических кварковых систем необходимо дополнить соображениями об их стабильности. Оставаясь в рамках подхода, опирающегося на принцип дуальности, мы сформулируем общее правило,дающее ключ к решению проблемы стабильности экзотических адронов.

ПРИНЦИП ПЛАНАРНОСТИ КВАРКОВЫХ ДИАГРАММ:

Среди всех возможных кварковых диаграмм, описывающих данный процесс, разрешенными являются лишь плоские /планарные/ связанные диаграммы. Неплоские/непланарные/ или несвязанные кварковые диаграммы должны быть отброшены.

Этот принцип, известный как правило Окубо-Цвейга-Иизуки (OZI-rule)[7], дает простую и наглядную интерпретацию узости целого ряда тяжелых резонансов, обладающих большим числом открытых каналов распада. Классическим примером является узость тяжелых векторных φ- и Ψ/J -резонансов. Так, в случае резонанса $\varphi = \bar{s}s$ доминирующий $\varphi \to \bar{K}K$ и подавленный $\varphi \to 2\pi$ каналы распада описываются соответственно планарной и непланарной кварковыми диаграммами /см.рис.4/.

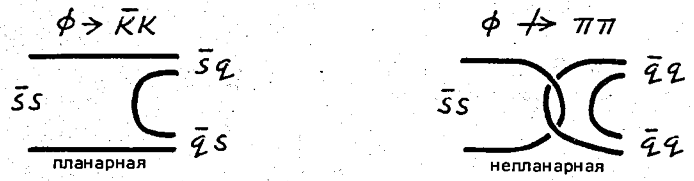


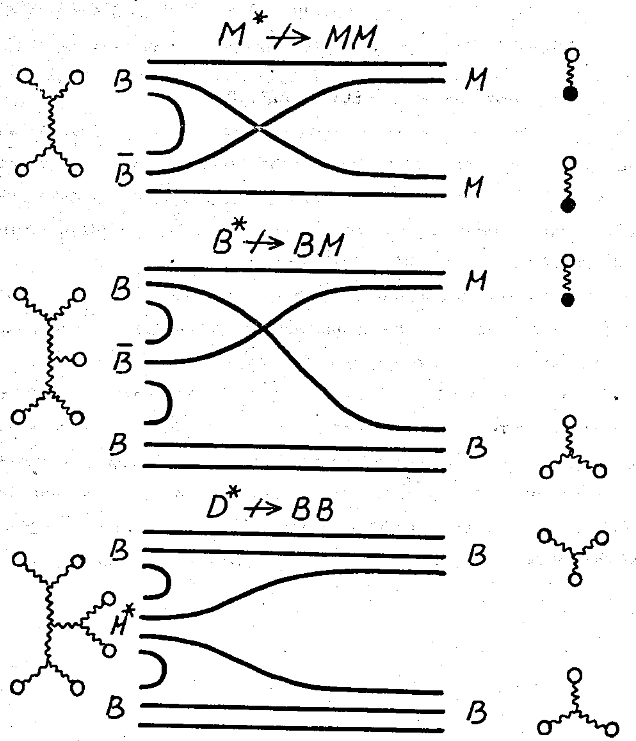
Рис.4 Разрешенная /планарная/ и запрещенная /непланарная/ кварковые диаграммы, описывающие мезонные распады резонанса $\varphi = \bar{s}s$.

Аналогичным образом иллюстрируется факт узости резонансов $\Psi/J = \bar{c}c$.

Применим теперь принцип планарности кварковых диаграмм к анализу вопроса о стабильности экзотических мезонов / M^*/, барионов /B^*/ и дибарионов /D^*/. Нетрудно видеть,что наиболее выгодные в отношении величины фазового объема моды распада этих экзотических систем,т.е.

$$M^* \to MM, \quad B^* \to BM, D^* \to BB,$$

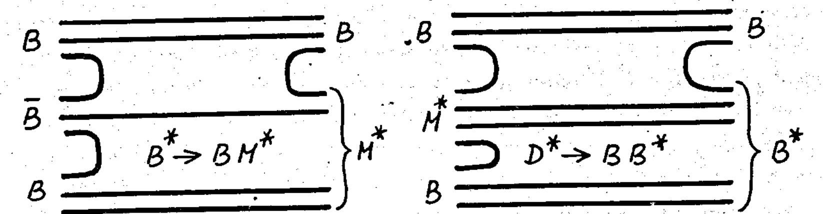
соответствуют либо непланарным , либо несвязанным кварковый диаграммам и являются,таким образом,подавленными.



Доминирующими модами распадов этих экзотических систем, которые описываются планарными связанными диаграммами, являются

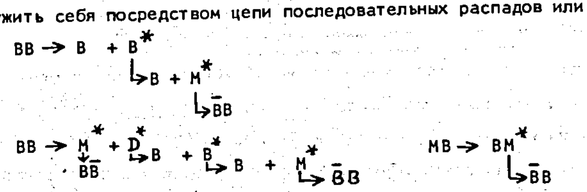
$$M^* \to \bar{B}B,$$
$$B^* \to \bar{B}BB,\ BM^*,$$
$$D^* \to BBM^*,\ B^*B.$$

Первым из указанных в этом ряду мод распада экзотических адронов соответствуют те же кварковые диаграммы, которые описывают их образование. Оставшимся соответствуют следующие диаграммы:



Следует упомянуть также случай вырождения,когда квантовые числа многокварковой системы M^* или B^* совпадают с квантовыми числами нормального мезона M или бариона B. В этом случае оказываются возможными переходы $M^* \to M$ и $B^* \to B$, что приводит к крайней нестабильности соответствующих многокварковых систем. Отметим,наконец, что наблюдаемые мезоны и барионы могут,в принципе, содержать обусловленные такими переходами примеси многокварковых состояний. На символическом языке теории дуальности подобным примесям соответствуют "петлевые диаграммы" вида

В конечном итоге решение вопроса о стабильности или оценка времени жизни экзотического состояния требует знания его массы и анализа открытых каналов распада. Подобный анализ может быть проведен лишь в рамках динамической модели,например в модели кваркового мешка, о которой будет идти речь в последующих двух лекциях. Некоторые из экзотических адронов, например предсказываемый моделью кваркового мешка дважды странный дибарион H(2150) с $J^P = 0^+$, могут оказаться стабильными относительно сильных распадов [9]. Другие, будучи нестабильными, могут обнаружить себя посредством цепи последовательных распадов или звезд типа



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ПОИСК ЭКЗОТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ

Поиски экзотических адронов, соответствующих в кварковой модели системам типа $\bar{q}^n q^m$ с $n+m>3$, имеют давнюю историю. Здесь мы лишь кратко обсудим некоторые из ведущихся в настоящее верми или планируемых в ближайшем будущем экспериментов по поиску квазиядерных, барион-антибарионных систем, дибарионных состояний и мезон-мезонных кварковых молекул.

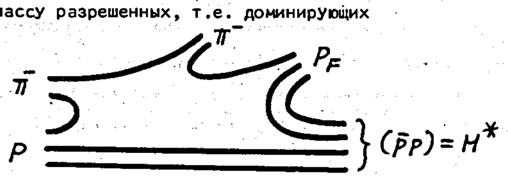
КВАЗИЯДЕРНЫЕ $\bar{B}B$-СИСТЕМЫ /БАРИОНИУМ/

Идея о том, что $\bar{N}N$-системы могут образовывать сильно связанные состояния, которые обнаруживали бы себя посредством γ-переходов из состояний "протониума" /электромагнитно связанная атомная система $\bar{p}p$ /, была высказана в работах И.Шапиро и сотрудников [10]. Эксперименты, выполняемые группой Т.Калоджерополуса из Сиракуз /США/, кажется, обнаружили дискретный спектр γ в $\bar{p}d$-аннигиляции, однако бедная статистика не позволяла сделать определенных заключений [11]. Новая версия этого эксперимента, выполненная коллоборацией ЦЕРН/Базель/Карлсруэ/Стокгольм, подтвердила существование, по крайней мере, 4 дискретных линий в спектре γ-квантов в интервале энергий от 100 до 400 МэВ [12].

Среди новых экспериментов, содержащих указания на существование узкой резонансной структуры в $\bar{p}p$-системе, отметим следующие: [12,13]

- 1936 МэВ : эксперимент с пузырьковой камерой, выполняемый коллаборацией Γ= 9МэВ ЦЕРН/Ливерпуль/Монс/ Падуя/Рим/Триест/БНЛ
- 2020 ± 3 МэВ : "Ω" спектрометр
- 2204 ± 5 МэВ : ЦЕРН/Коллеж де Франс/Эколь Политекник/Орсэ $\Gamma \sim 20$ МэВ

В последнем эксперименте изучалась реакция $\pi^- p \to p_F \pi^- (\bar{p}p)$ при энергии начального пиона 9 и 12 ГэВ. Летящая вперед в лабораторной системе пара $(p_F \pi^-)$ образуется в основном посредством распада изобар $\Delta^0(1236)$ и $N^0(1520)$, тогда как пара $\bar{p}p$ летит в заднюю полусферу. Кварковая диаграмма, описывающая эту диаграмму, относится к классу разрешенных, т.е. доминирующих



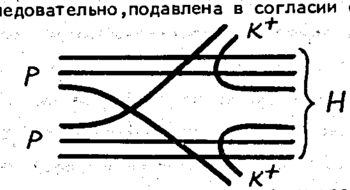
Недавно в этом эксперименте был обнаружен новый узкий пик при энергии 2950 МэВ. Кроме того, группа Брюссель/ЦЕРН/Лондон/Монс/Орсэ, изучая аннигиляцию $\bar{p}p$ при 12 Гэв, обнаружила узкий пик в системе $(K^0\pi\pi\pi)$ с массой 2600 МэВ. Этот так называемый I-резонанс мог бы стать первым примером бариония, несущего странность.

ДИБАРИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ

Простейшее дибарионное состояние - дейтрон- представляет собой, как известно, слабосвязанное состояние $(pn)^{J=1}_{I=0}$ с энергией связи $\epsilon_d \approx 2,2$ МэВ и эффективным радиусом $R_d \sim (2m_d \epsilon_d)^{-1/2} \approx 4$ фм. Сразу же после введения в теорию сильных взаимодействий SU_3 симметрии появился ряд работ, авторы которых ставили вопрос о возможности существования странных гиперядерных состояний [14]. Поиск этих состояний ведется уже в течение длительного времени [15]. В частности, наблюдающийся в системе (Λp) узкий пик с массой $\sim$2129 МэВ и шириной $\sim$ 6 МэВ в эксперименте по $K^- d \to \pi^- \Lambda p$ реакции, проведенном недавно группой ЦЕРН/Гейдельберг/Мюнхен, в согласии с более ранними опытами, проделанными в Дубне [16], мог бы быть компаньоном дейтрона по $\underline{10}^*$-плету SU_3 группы. Теоретические расчеты показывают [17], что это состояние могло бы рассматриваться как связанное $^3S_1$-состяние в системе ΣN с энергией связи ≈ 3 МэВ.

В настоящее время трудно сказать, являются ли подобные слабосвязанные гиперядерные состояния аналогом тех экзотических $6q$ систем, которые возникают в теории дуальности. Отметим однако, что модель кваркового мешка для $6q$ системы предсказывает существование стабильного дважды странного S-волнового дигиперона с массой 2150 МэВ и спин-четностью 0^+, соответствующего синглетному состоянию SU_3 группы [9].

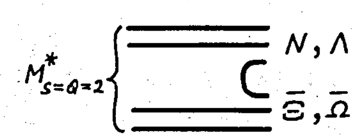
Поиск этого так называемого H-дигиперона предполагается провести в ближайшем будущем на ускорителе AGS коллаборацией Брукхейвен/Принстон. Будет изучаться реакция $pp \to HK^+K^+$ при импульсе протона P_L = 5 ГэВ/с с измерением импульсов обоих каонов. Отметим, что соответствующая этому процессу кварковая диаграмма непланарна и, следовательно, подавлена в согласии с правилом OZI:



Анализ разрешенных кварковых диаграмм, проведенный в предыдущей лекции, говорит в пользу образования H-дигиперона совместно с экзотической мезонной системой

$$PP \to H + M^*_{S=Q=2},$$

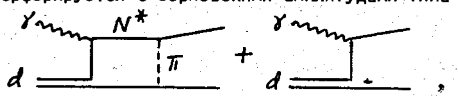
связанной со следующими барион-антибарионными каналами



В настоящее время в литературе обсуждается вопрос о существовании дибариона в pp-системе (I=1), который позволил бы объяснить ряд аномалий, наблюдаемых в эксперименте по упругому рассеянию продольно поляризованных протонов, проводимой группой А.Йокосавы в Аргоннской Национальной лаборатории /США/ [18]. Масса этого $^3F_3$- pp- состояния=2250 МэВ, ширина $\sim$250 МэВ.

Еще одно известие о предполагаемом дибарионном состоянии связано с наблюдением аномальной структуры поляризации протона в реакции фоторасщепления дейтрона $\gamma d \to pn$ [19,20]. Обнаружено, что при энергии $E_\gamma \sim 500 \div 550$ МэВ поляризация конечного протона, летящего под углом $\theta_p^* = 90^o$ в системе центра масс, достигает весьма большого значения $P_p \approx -80\%$.

Амплитуда образования в прямом канале дибарионного резонанса с массой $\left.\sqrt{m_d^2 + 2m_d \cdot E_\gamma}\right|_{E_\gamma \approx 536 \text{ МэВ}} \approx 2350$ интерферируется с борновскими амплитудами типа



что позволяет дать описание наблюдаемого поведения поляризации конечного протона. Интересно, что приведенная здесь масса удивительно близка значению, предсказанному в работе Ф.Дайсона [21] для связанной системы $(\Delta\Delta)^{I=0}_{J^P=3^+}$. Проведенные недавно теоретические расчеты в рамках мезонной модели ядерных сил подтверждают возможность существования подобной сильносвязанной $\Delta\Delta$ -системы [20].

КВАРК-МЕЗОННЫЕ МОЛЕКУЛЫ

Существует достаточно обширная литература по теории кварковых мезонных молекул. Фактически они явились первым теоретическим объектом, на котором испытывались теоретические модели насыщения кварковых сил и экзотических многокварковых состояний [22].

В последнее время интерес к кварк-мезонным молекулам был связан с их возможной ролью в описании структуры конечных адронных состояний в аннигиляции e^+e^--пар [23]. В частности, наличие молекулярных образований в системах типа $(\bar{c}c\bar{q}q)$ приводило бы к 10% выходу Ψ/J частиц за счет перераспределения четырех кварков в конечном состоянии. Последние экспериментальные данные по инклюзивному образованию Ψ/J находятся в сильном противоречии с этими ожиданиями.

ЛЕКЦИЯ 2
МОДЕЛИ КВАРКОВЫХ СИЛ

Здесь мы познакомимся с наиболее популярными сейчас моделями кварковых сил, т.е. сил, удерживающих кварки внутри адронов.

Первым прототипом динамических кварковых моделей явилась модель "дубненского кваркового мешка" [24], в которой удержание кварков в адронах обеспечивалось необходимой высотой барьера потенциала сил, "съедающих" массы кварков. Принципиально новым моментом явилось указание на возможность теоретико-полевой реализации неограниченно растущих с расстоянием кварковых потенциалов в рамках квантовой хромодинамики [25].

Наиболее употребимая, пожалуй, в настоящее время модель "массачусетского кваркового мешка" (MIT Bag Model) представляет собой, по существу, своеобразное слияние первых двух подходов [26].

КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА КАК ТЕОРИЯ ЦВЕТНЫХ КВАРКОВ И ГЛЮОНОВ

Как известно, решение проблемы статистики кварков потребовало введения в теорию трех типов фундаментальных триплетов [27]. Появление связанной с этим новой степени свободы - цвета- привело в дальнейшем к весьма богатым следствиям.

Применение принципа локальной калибровочной инвариантности к преобразованиям кварковых полей в соответствии с цветной SU_3^{color}-симметрией привело к формулировке квантовой хромодинамики (QCD)- теории цветных кварков и глюонов.

В отличие от квантовой электродинамики (QED) новая теория является неабелевой, т.к. группа ее калибровочных преобразований некоммутативна. Именно с этим свойством QCD теоретики связывают свои надежды на появление неограниченно растущих потенциалов и объяснение абсолютного заключения кварков внутри адронов.

Одним из основных положений QCD является утверждение, что цветные кварки и глюоны, несущие на себе цвет, не существуют изолированно в природе, а единственно наблюдаемыми объектами являются бесцветные адроны [x].

Приведем здесь общепринятую аргументацию о несуществовании заряженных, т.е. цветных, тел в квантовой хромодинамике в отличие от квантовой электродинамики.

QED:

$$\varphi = \frac{e}{4\pi r}$$

$$\vec{E} = \frac{e}{4\pi r^2}\vec{n}_r$$

QCD:

$$\phi \sim r \quad (\text{потенциал сил})$$

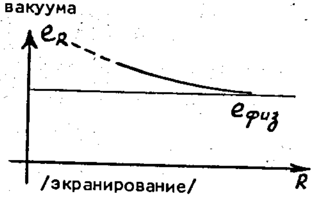
$$\vec{F} \sim const \times \vec{n}_r \quad (\text{сила})$$

[x] Это утверждение, принимаемое пока без доказательств, известно среди теоретиков как "догма QCD". См. по этому поводу, однако, доклады А.Де Рухулы и А.Салама на XVIII Международной конференции по физике высоких энергий /Тбилиси, 1976/.

QED:

$$e=\oint_R \vec{E}\,d\vec{s}$$

Перенормировка заряда за счет эффектов квантовой поляризации вакуума



энергия поля $\propto \frac{e^2}{4\pi}\frac{1}{a}$

a -размер заряженного тела

QCD:

$$\oint_R \vec{F}\,d\vec{s}\ (\text{эффективный заряд}) \propto R^2$$

Делокализация цветного заряда за счет "одевания" полем глюонов, переносящих цвет

энергия поля $\propto L$

L - линейный размер большого пространственного объема

Таким образом, в квантовой хромодинамике расходимости на больших расстояниях – "инфракрасная катастрофа" - приводят к невозможности локализации цветного заряда и, следовательно, к полному заключению кварков и глюонов внутри бесцветных глюонов / "Догма QCD"/.

МОДЕЛЬ КВАРКОВОГО МЕШКА

Изложенные выше соображения лежат в основе релятивистского обобщения "дубненского кваркового мешка", развитого в работах группы авторов из Массачусетского Технологического института /США/ и известного как модель "массачусетского кваркового мешка"[26].

В основе этой модели лежит положение о том, что элементарные образующие адронов- цветные кварки и глюоны- связаны в конечной области пространства, ограниченной некоторой поверхностью $S(t)$ /см.рис.5/:

Рис.5. Схематическая модель кваркового мешка

Тензор энергии- импульса системы определяется следующим образом

$$T_{\mu\nu}(\mathrm{Bag}) = \begin{cases} T_{\mu\nu}^{\text{quark-gluon}} - B g_{\mu\nu} & /\text{внутри}/ \\ 0 & /\text{вне мешка}/, \end{cases}$$

где B - некоторая константа с размерностью плотности энергии. При этом выполняются следующие уравнения

$$\partial_\mu T_{\mu\nu} = 0\ /\text{внутри}/\ ; \qquad n_\mu T_{\mu\nu} = 0\ /\text{на поверхности}/$$

где n_μ - единичный пространственно-подобный вектор, ортогональный к полости мешка в 4-мерном пространстве-времени.

Данные уравнения обеспечивают неизменность интеграла действия при вариациях формы поверхности кваркового мешка, что гарантирует релятивистскую инвариантность подхода.

Из них следуют уравнения для операторов поля элементарных составляющих с определенными условиями. В частности, тензор напряженностей векторного глюонного поля $\hat{F}_{\mu\nu}$ удовлетворяет на поверхности кваркового мешка линейному граничному условию $n_\mu \hat{F}_{\mu\nu} = 0$, что автоматически приводит к требованию обращения в нуль цветного заряда системы, т.е.

$$\hat{C} = \int d^3x\, \hat{J}_0 = \int d^3x\, div\hat{E}\,\Big|_{\hat{E}_i=\hat{F}_{0i}} = \int_{S(t)} dS(n_\mu \hat{F}_{\mu\nu}) = 0 .$$

Общий случай произвольной зависящей от времени поверхности является весьма сложным. Обычно предполагают, что при описании основного состояния достаточно ограничиться приближением статической сферически-симметричной полости, в которой связаны кварки ("cavity approximation")[29]. В этом случае решение задачи может быть получено в явном виде. В частности, из уравнения Дирака

$$(\omega - m\beta - i\vec{\alpha}\cdot\vec{\nabla})\psi = 0 , \quad r < R ;$$

с граничным условием $\bar{\psi}\hat{n}_r\psi = 0$ при $r = R$ находится спектр кварков

$$\omega = \sqrt{m^2 + \frac{X^2}{R^2}} ; \qquad tg\,X = \frac{X}{1 - mR - \sqrt{X^2 + (mR)^2}} .$$

Для безмассовых кварков (m=0) нижайшее состояние имеет энергию $E = 2.04/R$.

Важным элементом модели является вычисление энергии нулевых колебаний фундаментальных полей в полости кваркового мешка.

Рассмотрим в качестве примера случай скалярного поля $\phi(x,t)$, связанного в одномерной области с размером L . Вклад нулевых колебаний поля в энергию вакуума определяется известной формулой (m = 0)

$$E_0 = \frac{1}{2}\sum_K \omega_K \ ; \quad \omega_K = K = \frac{\pi n}{L} .$$

Регуляризуем это выражение, вводя экспоненциальное обрезание $E_0 = \frac{1}{2}\sum_K \omega_K e^{-\omega_K/\Omega}$, и перейдем к пределу $\Omega \to \infty$ после нахождения суммы ряда. Имеем, очевидно,

$$E_0 = -\frac{1}{2}\frac{d}{d\tau}\sum_{n=0} e^{-\frac{\pi n}{L}\tau} = -\frac{1}{2}\frac{d}{d\tau}\left(\frac{1}{1-\exp -\pi\tau/L}\right) , \quad \tau = \frac{1}{\Omega}$$

откуда следует в пределе $\tau \to 0$:

$$E_0 \to \Omega^2 \cdot L/_{2\pi} - \frac{1}{L}\frac{\pi}{24} + O(1/\Omega).$$

Нас интересует, однако, энергия нулевых колебаний в полости размера L за вычетом энергии вакуума окружающего пространства, которое содержит вклад типа

$$E_0' = \Omega'^2 \cdot \frac{1}{2\pi} x \ / \text{ линейный объем пространства}/,$$

где Ω' - некоторый, вообще говоря, отличный от Ω предельный параметр.

Основная гипотеза массачусетской модели кваркового мешка состоит в предположении, что разность двух бесконечных величин, здесь $(\Omega^2 - \Omega'^2)$, является конечной величиной - универсальной постоянной.

Переходя к трехмерной задаче и используя для простоты выкладок в качестве выделенной полости куб с линейным размером L, получим для энергий нулевых колебаний выражения типа

$$E_0 \to \Omega^4 \cdot \frac{3V}{\pi^2} - \frac{\pi^2}{720} \cdot \frac{1}{L} \quad ; \qquad / \text{ векторное поле } / ,$$

$$E_0 \to \Omega^4 \cdot \frac{6V}{\pi^2} - \frac{7}{4} \cdot \frac{\pi^2}{720} \cdot \frac{1}{L} \quad ; \qquad / \text{ дираковское поле } / .$$

Отсюда для интересующей нас задачи восьми цветных глюонных полей и трех триплетов цветных кварков находим:

$$E_0 = B\,\frac{4\pi}{3} R^3 - \frac{\pi^2}{540}\left(8 + \frac{7}{4}\cdot 9\right)\cdot\frac{1}{R}$$

Подчеркнем, что последний член этого соотношения находится без перенормировок в конечном виде и оказывается равным $\approx -1{,}36/R$, тогда как фитирование масс известных мезонов и барионов дает весьма близкое значение $-1{,}84/R$.

Следующий важный инградиент модели - взаимодействие кварков в мешке посредством обмена цветными векторными глюонами. Учет энергии этого взаимодействия производится в низшем порядке по константе $\alpha_c = g_c^2/4\pi$, причем для легких кварков ($m = 0$) лишь магнитная часть взаимодействия оказывается существенной

$$E_{\text{quark-gluon}} = \Delta E_M = -\tfrac{1}{2} g_c^2 \int_{Bag} d^3x \sum_{a=1}^{8} (\vec{B}^a)^2 .$$

Так как валентные кварки занимают низшее энергетическое состояние в мешке, их цветные токи, а следовательно, и генерируемые ими цветные поля являются статическими.

Для цветного магнитного поля имеем уравнение

$$\text{rot } B^a = J_i^a = \psi^+ \alpha_i \lambda^a \psi ; \qquad r < R ,$$

$$\text{div } B^a = 0 ,$$

с граничным условием $\vec{r} \times \vec{B}^a = 0$ при $r = R$.

Решая эти уравнения, находим $E_{\text{quark-gluon}} = -\alpha_c \eta \sum_{i \neq j} (\vec{\sigma}\lambda^a)_i (\vec{\sigma}\lambda^a)_j$,

где $\alpha_c = 0{,}55$; η -динамический фактор, определяемый интегралом перекрытия волновых функций кварков в полости мешка.

ЦВЕТОМАГНИТНЫЕ СИЛЫ И ХАРАКТЕР АДРОННЫХ СПЕКТРОВ

Полученное выше выражение для энергии кварк-глюонного взаимодействия в низшем порядке по α_c получило название энергии цветомагнитных сил из-за его схожести с соответствующим выражением для энергии магнитного взаимодействия электронов, определяющего характер сверхтонкого расщепления в атомах.

Структура этого выражения побудила Р.Джаффе [9] ввести понятие спино-цветовой группы симметрии SU_6^{sc}.

Кварки с определенным значением "аромата" преобразуются по 6-мерному фундаментальному представлению этой группы с генераторами

$$\Lambda = \begin{cases} \vec{\sigma} \otimes 1/\sqrt{3} & - \ 3 \\ 1 \otimes \lambda^a/\sqrt{2} & - \ 8 \\ \vec{\sigma} \otimes \lambda^a/\sqrt{2} & - \ 3 \cdot 8 \end{cases}$$

$$\overline{\text{Всего} - 35}$$

с нормировкой $Sp\,\Lambda_\alpha \Lambda_\beta = 2\delta_{\alpha\beta}$ $(\alpha, \beta = 1, 2, .., 35)$.

Квадратичный оператор Казимира этой группы есть

$$C_6^{sc} = \sum_{\alpha=1}^{35} \Lambda_\alpha^2 = \frac{1}{3}\Big(\sum_i \vec{\sigma}_i\Big)^2 + \frac{1}{2}\Big(\sum_i \lambda_i^a\Big)^2 + \frac{1}{2}\Big(\sum_i \vec{\sigma}_i \lambda_i^a\Big)^2 ,$$

причем

$$\Big(\sum_i \lambda_i^a\Big)^2 = C_3^{color} = 0 \ (\text{для синглетов } SU_3^c) ,$$

$$\Big(\sum_i \vec{\sigma}_i \lambda_i^a\Big)^2 = 16n + \sum_{i \neq j} (\vec{\sigma}\lambda^a)_i (\vec{\sigma}\lambda^a)_j ,$$

где n -общее число кварков и антикварков, образующих состояние.

Таким образом, выражение для энергии цветомагнитных сил

$$E_{\text{quark-gluon}} \propto 16n + \frac{8}{3} J\cdot(J + 1) - 2\,C_6^{sc}$$

подсказывает нам классификацию адронных состояний в терминах неприводимых представлений группы SU_6^{sc}, на которых диагонализуется оператор Казимира C_6^{sc}.

Состояния, принадлежащие одному неприводимому представлению SU_6^{sc}, расщепляются затем благодаря члену $J(J+1)$ /аналог сверхтонкого расщепления/. При этом, при заданном значении полного углового момента J наиболее выгодным, то есть имеющим наименьшую массу, будет то, которое соответствует наибольшему значению оператора Казимира C_6^{sc}. Отметим, что большим значениям C_6^{sc} соответствуют представления SU_6^{sc} более высокой размерности. Найденная закономерность представляет собой, в некотором смысле, аналогию с правилом Хунда в теории атомных спектров.

Л Е К Ц И Я 3

Я Д Р О КАК МНОГОКВАРКОВАЯ СИСТЕМА

Совершенно очевидно, что атомные ядра, являющиеся относительно слабо связанными системами нуклонов, не могут быть описаны в терминах модели кваркового мешка, по крайней мере, в рамках приближений, используемых при описании адронов (cavity approximation).

Тем не менее, атомные ядра представляют нам своеобразный пример многокварковых систем и при определенных условиях могли бы рассматриваться как модель адронов с числом элементарных составляющих, изменяющихся в широких пределах [31/].

В этой связи возникает вопрос- какую роль играют кварковые степени свободы при описании ядерных явлений? Для того чтобы ответить на этот и другие возникающие здесь вопросы, следует обратиться к изучению конкретных динамических моделей квазиядерных многокварковых систем [32,33/].

ТЕОРИЯ ШЕСТИКВАРКОВОГО МЕШКА

Ниже мы рассмотрим модель дибариона - простейшей квазиядерной системы, состоящей из 6 кварков и имеющей барионное число B= 2.

Будем предполагать, что шесть кварков находятся на нижайшем энергетическом уровне с угловым моментом и четностью $j^P = 1/2^+$ и энергией $E_q = \frac{2.04}{R}$,определяемой уравнением Дирака для сферически-симметричной статической полости радиуса R . Откладывая на время обсуждение вопроса о физической интерпретации, попытаемся дать по-возможности полное описание свойств подобных объектов [33/].

При построении волновой функции 6-кварковой системы - дибариона следует исходить из следующих принципов:

1/ Принцип Паули (антисимметрия волновой функции дибариона по отношению к кварковым переменным)

$$P_{ij} \equiv P_{ij}^{spin} \times P_{ij}^{isospin} \times P_{ij}^{color} = -1$$

$$(i, j = 1, 2, \dots, 6).$$

2/ Бесцветность физического состояния (волновая функция дибариона соответствует синглетному представлению группы SU_3^{color}).

Очевидно, что единственно допустимым типом симметрии цветовой части волновой функции дибариона с нулевым цветом является симметрия,отвечающая диаграмме Юнга :

цвет

$$\begin{array}{|c|c|}\hline 1 & 4 \\ \hline 2 & 5 \\ \hline 3 & 6 \\ \hline \end{array}$$

Принцип Паули позволяет по известному типу симметрии цветовой части волновой функции многокварковой системы определить тип симметрии ее спин-изоспиновой части:

$$\underset{\text{цвет}}{\begin{array}{|c|c|}\hline 1 & 4 \\ \hline 2 & 5 \\ \hline 3 & 6 \\ \hline \end{array}} \xrightarrow[\text{Принцип Паули}]{} \underset{\text{спин-изоспин}}{\begin{array}{|c|c|c|}\hline 1 & 2 & 3 \\ \hline 4 & 5 & 6 \\ \hline \end{array}} \sim \underline{50}\text{ -плет группы } SU_4^{SI} .$$

Полностью антисимметричная в переменных цвета,спина и изоспина волновая функция 6-кварковой системы определяется при этом выражением вида

$$\Psi^{S\text{-}wave}(6q) = \frac{1}{\sqrt{20}}\Big(1 - \sum_{\substack{i=1,2,3\\ j=4,5,6}} P_{ij}\Big) \begin{array}{|c|c|}\hline 1 & 4 \\ \hline 2 & 5 \\ \hline 3 & 6 \\ \hline \end{array}^{\,C} \times \begin{array}{|c|c|c|}\hline 1 & 2 & 3 \\ \hline 4 & 5 & 6 \\ \hline \end{array}^{\,SI},$$

где для краткости отдельные части волновой функции обозначены соответствующими им диаграммами Юнга, и P_{ij} -оператор перестановки кварков i и j.

Спин-изоспиновое содержание семейства дибарионов, образующего 50-плет группы SU_4^{SI} (мы игнорируем здесь для простоты странность и шарм), дается разложением в терминах (2J + 1, 2I+ 1):

$$\underline{50} = (3,1)+(1,3)+(5,3)+(3,5)+(7,1)+(1,7).$$

Таким образом, семейство дибарионов включает в себя следующие состояния:

J	I	
1	0	- d-подобное состояние
0	1	- s- подобное состояние
2	1	
1	2	
3	0	
0	3	

Что дает модель кваркового мешка для энергий этих дибарионных состояний? В общем случае системы n нестранных кварков, находящихся на одном и том же энергетическом уровне $E = \frac{2.04}{R}$ в сферически-симметричной полости радиуса R , масса,. определяется минимумом выражения

$$E(n\text{-кварков}) = n\frac{2.04}{R} - \frac{1.84}{R} + \frac{4\pi}{3}BR^3 + E_{quark\text{-}gluon} .$$

Здесь

$$E_{quark\text{-}gluon} = -\alpha_c \eta \sum_{i \neq j} (\lambda^a \vec{\sigma})_i (\lambda^a \vec{\sigma})_j$$

есть уже обсуждавшееся в предыдущей лекции выражение для энергии кварк-кваркового взаимодействия посредством глюонного обмена, где

α_c = 0,55 - константа кварк-глюонного взаимодействия,

η = 0,085 $\frac{1}{R}$ -динамический фактор.

Диагонализация появляющегося здесь оператора моежт быть произведена с использованием принципа Паули $P^c_{ij}\cdot P^s_{ij} = -P^I_{ij}$, откуда следует, что

$$\left(\frac{1+\vec\sigma_i\cdot\vec\sigma_j}{2}\right)\left(\frac{2+3\lambda^a_i\lambda^a_j}{6}\right) = -\left(\frac{1+\vec\tau_i\cdot\vec\tau_j}{2}\right)$$

или

$$-(\lambda^c\vec\sigma)_i(\lambda^c\vec\sigma)_j = \frac{8}{3}+\lambda^c_i\lambda^a_j+\frac{2}{3}\vec\sigma_i\vec\sigma_j+2\vec\tau_i\vec\tau_j .$$

Таким образом, выражение для энергии кварк-глюонного взаимодействия может быть приведено к виду

$$E_{quark-gluon} = 0{,}125\frac{1}{R}\left[n(n-6)+J(J+1)+3I(I+1)\right],$$

где было использовано, что $(\sum_i\lambda^c_i)^2 = 0$ для физических состояний. Требование стабильности $\partial E/\partial R = 0$ дает

$$E(n\text{-}quark) = 0{,}62\,GeV\cdot\nu^{3/4},$$

$$\nu = n-0.90+0{,}06\left[n(n-6)+J(J+1)+3I(I+1)\right].$$

Результаты вычислений энергий дибарионов приведены на рис.6.

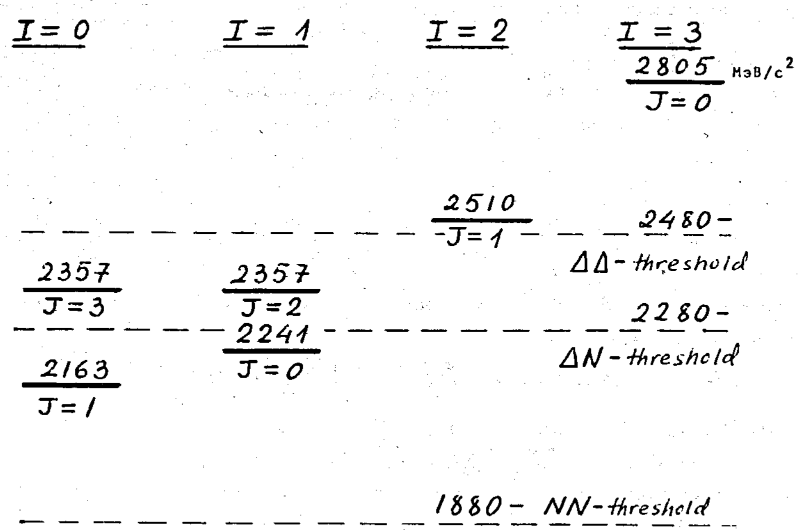


Рис. 6. Спектр энергий дибарионов (B = Y = 2) в рамках модели 6-кваркового мешка.

Как видно из приведенных здесь результатов, дибарионные состояния оказываются, вообще говоря, классически нестабильными относительно деления на два изолированных бариона.

Обратимся теперь к обсуждению электромагнитных свойств дибарионов. Найдено, что

$(\overline{r^2})^{1/2} = 0{,}63$ Фм $\cdot\,\nu^{1/4}$ – среднеквадратичный электромагнитный радиус,

$2M\mu = 1{,}08\,g_M\cdot\nu$ – магнитный момент,

$Q = 0$ – квадрупольный момент,

где $\nu = n - 0{,}90 + 0{,}06\left[n(n-6)+J(J+1)+3I(I+1)\right]$.

Здесь $g_M = \langle\sum\sigma_z e\rangle_{J,\,J_z=\frac{1}{2}\sum\sigma_z}$ – магнитный фактор, определяемый структурой волновой функции 6-кварковой системы. Определим этот фактор для конкретного примера – шестикварковой системы с квантовыми числами дейтрона и $J_z=+1$ /см.таблицу1/:

ТАБЛИЦА 1. Дейтроноподобное состояние ($J_z=1$)

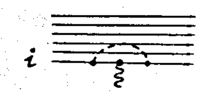
	Кварковая конфигурация	Вес	$\sum e\sigma_z$
I	$u^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow d^\uparrow d^\downarrow d^\downarrow$	2/15	7/3
II	$u^\uparrow u^\uparrow u^\downarrow d^\uparrow d^\uparrow d^\downarrow$	11/15	1/3
III	$u^\uparrow u^\downarrow u^\downarrow d^\uparrow d^\uparrow d^\uparrow$	2/15	−5/3

Отсюда нетрудно найти, что g_M(d-like state) = 1/3, -результат, который в действительности может быть найден на основе лишь изоскалярной природы данного состояния.

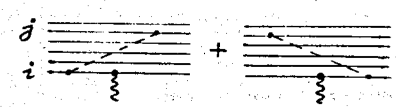
Приведем ниже для сравнения электромагнитные характеристики реального дейтрона [34] и дейтроноподобного 6-кваркового мешка:

d - подобный мешок.	реальный дейтрон
$(\overline{r^2})^{1/2} \approx 1$ Фм	≈ 2 Фм
$(2M\mu) = 1{,}88$	$= 1{,}71$
$Q = 0$	$\approx 0{,}29$ Фм^2

Интересно узнать, насколько чувствительны эти результаты к учету эффектов, обусловленных глюонными обменами? В частности, учет однократного обмена приводит к следующим поправкам для магнитного момента системы n нестранных кварков [35,34]



$$\delta\mu' = cR\sum_i\left(\vec\Gamma^a e\sigma_z\vec\Gamma^a\right)_i \quad ;$$



$$\delta\mu'' = cR\sum_{i\neq j}\left\{\vec\Gamma^a, e\sigma_z\right\}^+_i\cdot\vec\Gamma^a_j \quad ;$$

где $\vec{\Gamma}^a = \lambda^a \vec{\sigma}$ — кварк-глюонная вершина,

$C = 0{,}004$ — динамический фактор.

В результате получаем

$$\delta\mu_{\text{gluon/exch.}} = \delta\mu' + \delta\mu'' =$$

$$= -0{,}005 \cdot R \cdot \frac{J_z}{J}\Big[g_A(I+1) + 4g_H(n-3) + J(8Q-n-2)\Big].$$

Здесь

$$g_A = \langle \sum \tau_3 \sigma_z \rangle_{J_z = J;\ I_3 = I}$$

— аксиально-векторная константа. Интересным образом, однако, оказывается, что $g_A = 0$ для всех членов 50-плета дибарионов, т.е. аксиально-векторный ток не имеет отличных от нуля диагональных матричных элементов. Действительно, из всех членов 50-плета лишь пара состояний (3,5) и (5,3) обладает одновременно спином и изоспином, причем

$$|\underline{50}; (3,5); J_z = 1, I_3 = 2\rangle \sim u^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow u^\downarrow u^\downarrow d^\uparrow;$$

$$|\underline{50}; (5,3); J_z = 2, I_3 = 1\rangle \sim u^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow u^\downarrow d^\uparrow d^\uparrow.$$

Из этого обстоятельства следует, что $g_A = N_{u\uparrow} + N_{d\downarrow} - N_{u\downarrow} - N_{d\uparrow} = 0$, и

$$g_H = \langle \sum_{quarks} \sigma_z e \rangle \Big/ e = \tau_3/2 + 1/6 = \frac{1}{3} J_z + \frac{1}{2}\langle \sum_{quarks} \tau_3 \sigma_z \rangle \Big|_{J_z = J} = \frac{1}{3} J.$$

В итоге формулы, определяющие магнитные моменты дибарионов и первые поправки к ним за счет глюонного обмена, существенно упрощаются и принимают вид:

$$\mu = 0{,}2 R J/3 \quad / \text{ в единицах } e/_{2M}/\,;$$

$$\delta\mu = -0{,}02 R \cdot J(2Q-1)\,;$$

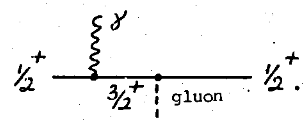
$$(\delta\mu/\mu)_{6q} = -0{,}3(2Q-1).$$

Как следует из последнего соотношения, глюонные поправки к магнитному моменту дибариона могут принимать огромные значения, до 150% при $Q = Q_{max} = 3$. Укажем для сравнения, что для нуклона соответствующие поправки составляют величину 10%/протон/ и 0% /нейтрон/. Таким образом, многокварковые системы оказываются гораздо более чувствительными к эффектам глюонного обмена, причем теория возмущений может оказаться здесь просто неприменимой.

Ниже суммированы результаты вычислений магнитных моментов кварковых систем с барионными числами B= 1,2 и 3, причем для сравнения приведены значения магнитных моментов нуклонов и ядер с соответствующими квантовыми числами:

$(2J+1, 2I+1)$	Q	g_H	$(2M\mu)_{Bag}$	$(2M\mu)_{Exp}$	$\delta\mu/\mu$
3- кварковая система					
$(2,2)$ $I_3 = 1/2$	1	1		2,79 (p)	- 10%
$I_3 = -1/2$	0	$-2/3$		- 1,91 (n)	0
6- кварковая система					
(3,1)	1	$1/3$	1,88	1,71 (d)	- 30%
(7,1)	3	1	6,28		- 150%
(3,5)	1	$1/3$	2,28		- 30%
(5,3)	2	$2/3$	4,19		- 90%
9 - кварковая система					
$(2,2)$ $I_3 = 1/2$	2	$-2/3$	-7,13	-6,4 ($_3He$)	- 60%
$I_3 = -1/2$	1	1	10,7	8,96 (H^3)	- 50%

Отметим наконец, что учет кварк-глюонного взаимодействия приводит к появлению наведенного квадрупольного момента за счет диаграмм типа



Оценки дают $Q \propto \alpha_c \overline{r_d^2} \approx 0{,}5$ фм^2, что по порядку величины совпадает со значением квадрупольного момента реального дейтрона.

Завершив на этом краткое обсуждение динамических аспектов модели, перейдем теперь к весьма важному вопросу о барионной композиции 6-кваркового мешка.

Разобьем мысленно 6-кварковую систему на две подсистемы по три кварка в каждой

$$(6q)_{B=2} \rightarrow (3q)_{B=1} + (3q)_{B=1}$$

и опишем свойства возникающих таким образом композиций.

Для конкретности рассмотрим 6-кварковую систему с квантовыми числами дейтрона и значением проекции углового момента $J_z = 1$. Именно этот случай наиболее интересен с точки зрения физических приложений.

Опишем наиболее очевидные компоненты дейтроноподобной 6-кварковой системы:

$$d_{J_z=1} \to P_{1/2} + n_{1/2}\ ;$$
$$\to \Delta^{+}_{1/2}\Delta^{0}_{1/2}\ ,\ \Delta^{+}_{3/2}\Delta^{0}_{-1/2}\ ,\ \Delta^{+}_{-1/2}\Delta^{0}_{3/2}\ ;$$
$$\to \Delta^{++}_{1/2}\Delta^{-}_{1/2}\ ,\ \Delta^{++}_{3/2}\Delta^{-}_{-1/2}\ ,\ \Delta^{++}_{-1/2}\Delta^{-}_{3/2}\ ;$$
$\to$ что еще ?!

Чтобы продемонстрировать, что никакой из выписанных здесь каналов диссоциации, ни все вместе взятые не в состоянии воспроизвести исходную структуру d -подобного состояния, обратимся к таблице, где приведены относительные веса различных кварковых конфигураций для некоторых из этих каналов.

ТАБЛИЦА 11. Относительные веса кварковых конфигураций для состояния $d_{J_z} = +1$

	$u^\uparrow u^\uparrow u^\uparrow d^\uparrow d^\downarrow d^\downarrow$	$u^\uparrow u^\uparrow u^\downarrow d^\uparrow d^\uparrow d^\downarrow$	$u^\uparrow u^\downarrow u^\downarrow d^\uparrow d^\uparrow d^\uparrow$
$d_{J_z=1}$ (total)	$2/15$	$11/15$	$2/15$
$P_{1/2} n_{1/2}$ или $\Delta^{+}_{1/2}\Delta^{0}_{1/2}$	$2/9$	$5/9$	$2/9$
$\Delta^{++}_{1/2}\Delta^{-}_{1/2}$	0	1	0
	I	II	III

Числа, приведенные здесь, получаются весьма просто. Имеем, например,

$$B^{+}_{1/2}B^{0}_{1/2} \sim \left[u^\uparrow u^\uparrow d^\downarrow \oplus u^\uparrow u^\downarrow d^\uparrow\right]\cdot\left[u^\downarrow d^\uparrow d^\uparrow \oplus u^\uparrow d^\uparrow d^\downarrow\right]$$

$P_{1/2} n_{1/2}$:	$2/3$	$1/3$	$2/3$	$1/3$
$\Delta^{+}_{1/2}\Delta^{0}_{1/2}$:	$1/3$	$2/3$	$1/3$	$2/3$

где стрелками связаны члены, дающие вклады в обозначенные кварковые конфигурации I, II или III d-подобной системы. Перемножая приведенные под схемой веса 3-кварковых подсистем и выполняя, если необходимо, суммирование, найдем вторую строчку таблицы III. Аналогично имеем

$$\Delta^{++}_{1/2}\Delta^{-}_{1/2} \sim (u^\uparrow u^\uparrow u^\downarrow)\cdot(d^\uparrow d^\uparrow d^\downarrow),$$

что дает третью строчку таблицы III. Относительные веса кварковых конфигураций остальных из обозначенных выше каналов могут быть, в принципе, найдены из таблицы коэффициентов Клебш-Гордона группы SU_4^{SI}, определяющих связь d-подобного состояния с различными 2-барионными системами.

ТАБЛИЦА III. Константы связи d -подобного состояния с $J_z = 1$ с 2-барионными системами

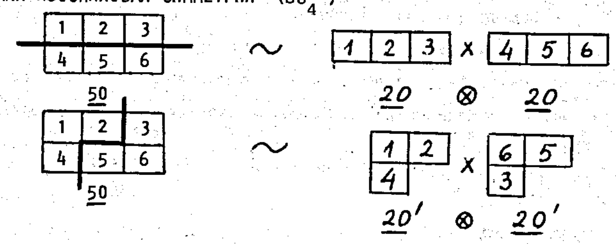
Заряды \ спины	$\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$
$\Delta^{++}\Delta^{-}$	$2/3\sqrt{10}$	$-1/\sqrt{30}$	$-1/\sqrt{30}$
$\Delta^{+}\Delta^{0}$	$-2/3\sqrt{10}$	$1/\sqrt{30}$	$1/\sqrt{30}$
$p\ n$	$5/3\sqrt{10}$	—	—

Анализируя получающиеся таким образом результаты, приходим к заключению о том, что кроме выписанных выше каналов диссоциации существенный вклад в структуру d -подобного состояния вносят какие-то иные 2-барионные системы, оставшиеся пока за пределами нашего внимания. Что же было упущено ?

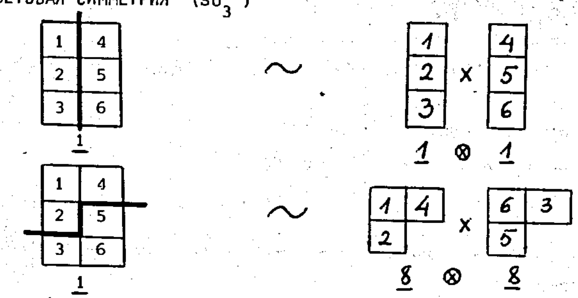
Ниже мы покажем, что при анализе дибарионной композиции 6-кварковой системы исключительно важно учитывать цвет кварков.

Выпишем различные неэквивалентные разбиения 6-кварковой системы, следя как за спин-изоспиновыми, так и за цветовыми степенями свободы кварков.

СПИН-ИЗОСПИНОВАЯ СИММЕТРИЯ (SU_4^{SI})



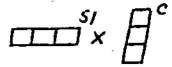
ЦВЕТОВАЯ СИММЕТРИЯ (SU_3^{C})



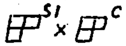
Таким образом, в терминах $SU_4^{SI} \times SU_3^{C}$ – симметрии барионная композиция 6-кваркового состояния определяется формулой

$$(50,1) = (20,1)\times(20,1)\quad,\quad - BB$$
$$= (20',8)\times(20',8)\quad,\quad - B_C B_{\bar{C}}$$

и содержит как нормальную BB-компоненту, так и компоненту $B_c B_{\bar{c}}$ со "скрытым" цветом. Чтобы сделать этот вывод более понятным, приведем ниже типы симметрии, характеризующие нормальный B-, т.е. бесцветный, и цветной B_c- барионы:

B :  $= (20,1)$

$$\underline{20} = (2,2) + (4,4) \qquad -(2J+1, 2I+1)$$

B_c:  $= (20',8)$

$$\underline{20}' = (2,4) + (4,2) + (2,2) \qquad -(2J+1, 2I+1)$$

Итак, мы приходим к выводу, что цветные барионные состояния и составленные из них компоненты со "скрытым цветом" неизбежно появляются при разложении 6-кварковой системы по полному набору 2-барионных состояний.

Велика ли доля компоненты со скрытым цветом в рассматриваемой здесь модели 6-кваркового мешка? Чтобы найти ответ на этот вопрос, недостаточно одной лишь спин-изоспиновой SU_4^{SI},- знание структуры полной функции дибариона является необходимым. В работе Поля Сорбы и автора было предложено использовать вспомогательную группу симметрии SU_{12}^{SIC}, объединяющую спин, изоспин и цвет. В терминах группы симметрии SU_{12}^{SIC}, дибарионы и барионы входят в состав гипотетических мультиплетов $\underline{924}(1^6)$ и $\underline{220}(1^3)$, соответственно. Было найдено, что веса нормальной компоненты и компоненты со "скрытым цветом" определяются обобщенными изоскалярными факторами[35]

$$\left(\begin{array}{cc|c} 220 & 220 & 924 \\ (20,1) & (20,1) & (50,1) \end{array}\right) = \frac{1}{\sqrt{5}} \quad ; \qquad (BB) \quad ,$$

$$\left(\begin{array}{cc|c} 220 & 220 & 924 \\ (20',8) & (20',8) & (50,1) \end{array}\right) = \frac{2}{\sqrt{5}} \quad ; \qquad (B_c B_{\bar{c}}) \quad .$$

В итоге барионная композиция 6-кваркового мешка с квантовыми числами дейтрона определяется как

протон-нейтрон - $^{10}/_{90} \approx 11\%$,

пара изобар - $^{8}/_{90} \approx 9\%$,

барионная пара со скрытым цветом - $^{72}/_{90} = 80\%$.

Таким образом, содержимое d-подобного кваркового мешка существенно отличается от реального дейтрона.

Количественное определение примеси изобарных состояний в дейтроне, построенном из шести кварков, проводилось также в ряде работ[36].

ЯВЛЯЕТСЯ ЛИ ДЕЙТРОН 6q-СИСТЕМОЙ?

Как мы только что показали, d-подобный шестикварковый мешок на 80% состоит из пар цветных барионов в отличие от реального дейтрона, являющегося преимущественно слабосвязанной системой протона и нейтрона.

Подчеркнем, что этот результат вытекает из предположения о том, что все кварки сидят на одном и том же энергетическом уровне с $j^P = 1/2^+$ в статической сферически-симметричной полости. Один из возможных путей к более реалистической кварковой модели дейтрона состоит в рассмотрении более общих зависящих от времени границ полости, в которой заключены кварки, приводящих к более богатому спектру кварковых состояний. Взамен мы будем исходить из предположения, что рассмотренная выше модель 6-кваркового мешка дает разумное описание реального дейтрона в процессах с большими передачами импульса. Основные свойства этих процессов, определяемые динамикой взаимодействия на малых расстояниях, не могут зависеть от таких деталей модели на больших расстояниях, как форма или размер кваркового мешка.

Недавние измерения электромагнитного формфактора дейтрона при больших передачах $0{,}8 \leq q^2 \leq 6{,}0$ /ГэВ/с/^{2}, приведшие к результату[37] $F_d(q^2) \sim \left(\frac{1}{q^2}\right)^{5,0\pm,5}$, показали замечательное согласие с предсказаниями размерного кваркового счета для экспоненты $\left(\frac{1}{q^2}\right)^{n_d-1}$, где n_d -минимальное число элементарных составляющих дейтрона[38].

В то же время было обнаружено, что прямое аналитическое продолжение этих данных к точке $q^2 = 0$ дает значение, на порядок величины меньшее, чем то, которое следует ожидать из нормализации на полный заряд дейтрона, т.е. $F_d(0) = 1$. Например, "пентапольная" формула $F_d(q^2) = A\,(1 - aq^2)^{-5}$ с $a = 0{,}51$ ГэВ/с^2 дает $F_d(0) = A = 7 \times 10^{-2}$ /см.работу[39]/.

Решение этого парадокса состоит в том, что реальный дейтрон имеет лишь небольшую($\sim 7\%$) вероятность перехода в состояние, описываемое моделью 6-кваркового мешка. Механизм этого перехода заключается в туннелировании протона и нейтрона, составляющих дейтрон, под барьер межнуклонного отталкивательного кора. Эта идея предложена в работе[33]. Здесь мы кратко очертим основные моменты данного подхода.

Как известно, модель кваркового мешка предсказывает наличие отталкивающего кора у межнуклонного потенциала /см.рис.7/, высота которого определяется из соотношения

$$U_c = E_{6q} - 2E_{3q}\Big|_{d\text{- подобное состояние}} = 270 \text{ МэВ}.$$

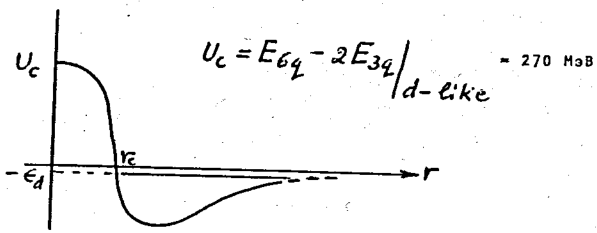


Рис.7. Межнуклонный потенциал для дейтрона как $6q$-системы.

Исходя из предположении о применимости квазиклассического приближения для вероятности туннелирования под барьер отталкивающего кора до слияния двух нуклонов в единую $6q$ -систему, получим

$$\alpha \sim e^{-\frac{2}{\hbar} Jm \int_0^{r_c} dr \sqrt{2m_d(-\epsilon_d - U_c)}}\,; \qquad m_d = m_p m_n/(m_p+m_n)\,;$$
$$\epsilon_d = 2{,}2 \text{ МэВ}.$$

Выбирая для радиуса кора значения в интервале $r_c = 0{,}4 \div 0{,}6$ Фм, найдем следующую оценку для вероятности перехода $\alpha = 13 \div 5$ %, что хорошо согласуется со значениями, определяемыми из анализа электромагнитного формфактора дейтрона [37] и процессов кумулятивного образования пионов дейтронами [40].

Аналогичным образом могут быть рассмотрены переходы других легких ядер в соответствующие многокварковые состояния. Вероятности этих переходов могут быть оценены как

D	$\alpha \sim 7 \times 10^{-2}$	($r_c = 0{,}5$ Фм)
^{3}He	$\alpha^2/2! \sim 2{,}5 \times 10^{-3}$	
^{4}He	$\alpha^3/3! \sim 5{,}7 \times 10^{-5}$	

и для более тяжелых ядер практически равны нулю.

Относительно небольшая вероятность перехода дейтрона в шестикварковое компактное образование приводит, однако, к появлению у дейтрона определенной примеси компоненты со "скрытым цветом". Исходя из барионной композиции $6q$-мешка и выбирая для вероятности перехода значение 7×10^{-2}, приходим к следующей оценке для величины экзотических примесей в дейтроне

$\Delta\Delta$ - компонента $\sim 0{,}6$%,

"скрытый цвет" $\sim 5{,}6$%.

Очевидно, что использованная здесь модель дейтрона может претендовать лишь на качественное описание кварковой структуры дейтрона и, в частности, не учитывает $\mathcal{D}$ -волновой примеси. Тем не менее из этих результатов становится ясным, то ортодоксальная теория ядерной материи, "не знающая" цвета, не является полной на уровне нескольких процентов.

КВАРКОВЫЙ АНАЛИЗ МНОГОБАРИОННЫХ СИСТЕМ

Представляет интерес обобщение результатов модели кварковых мешков для более сложных многобарионных систем, чем дибарионы B=2, а именно для трибарионов B=3 и тетрабарионов B=4 [36]. При этом мы будем учитывать в дальнейшем странность, что приводит к систематике состояний в терминах $SU_6^{SI} \times SU_3^{C}$.

Большая часть многокварковых состояний с B=2,3 и 4, которые будут обсуждены ниже, оказываются классически нестабильными и могут представлять интерес лишь при описании ядерных явлений, протекающих на малых расстояниях [41]. Отдельные из них являются, однако, стабильными относительно деления и могут соответствовать относительно долгоживущим состояниям, распадающимся за счет слабого взаимодействия.

Ниже мы опишем спектр масс и квантовых чисел многобарионных состояний с B=2,3 и 4, исходя из стандартной модели кваркового мешка. Ввиду того, что общий случай кварков с различными массами представляет значительные технические трудности, мы ограничимся в этих лекциях случаем безмассовых кварков, отдавая первенство анализу массовых расщеплений, обусловленных цветомагнитными силами.

Как мы уже знаем из предыдущей лекции, энергия цветомагнитных сил, обязанных кварк-глюонному взаимодействию, определяется выражением типа $(m_q = 0)$

$$E_{\text{quark-gluon}} \propto 16n + \frac{8}{3}J(J+1) - 2C_6^{SC},$$

где C_6^{SC} - оператор Казимира цветоспиновой группы SU_6^{SC}, а n -число всех кварков на низшем энергетическом уровне.

Спектр масс определяется при этом формулой

$$M_{bag} = m_p\left[\frac{2{,}04n - 1{,}84 + 0{,}0325\Delta}{3{,}50}\right]^{3/4};\ (\text{при } m_q = 0),$$

где

$$\Delta = 24n + 4J(J+1) - 3C_6^{SC}.$$

Замечательно, однако, что благодаря принципу Паули выполняется соотношение

$$\Delta = 3n(n-10) + 4J(J+1) + 3C_3^f,$$

где C_3^f -оператор Казимира SU_3^f- симметрии сильных взаимодействий, что позволяет избежать классификации состояний в терминах цветоспиновой группы SU_6^{SC}.

Приведем ниже полезную для дальнейших приложений таблицу значений оператора Казимира C_3^f для различных неприводимых представлений группы SU_3^f:

Размерность представления группы SU_3^f

Оператор Казимира $C_3^f = \frac{4}{3}(p+q+pq+3p+3q)$

Размерность
1
8
10, $10^{\times}$
27
28
35, $35^{\times}$
64

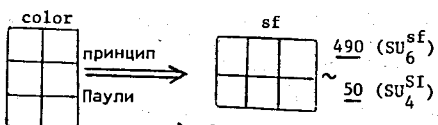
Оператор	
0	p=q=0
12	p=q=1
24	p=3,q=0 и наоборот
32	.
72	.
48	.
60	p=6,q=0 и наоборот

Целые числа p и q определяют количество симметричных верхних и нижних индексов соотвествующего неприводимого тензорного представления.

Приведем теперь результаты кваркового анализа для многобарионных систем с B= 2,3 и 4.

6q -СИСТЕМА, ДИБАРИОНЫ

Исходя из диаграммы Юнга, определяющей тип симметрии синглетной цветовой части кварковой системы, находим с помощью принципа Паули соответствующий тип ее $SU_6^{sf}(SU_4^{SI})$ части.



Разложение по спину-аромату ($SU_6^{sf} \to SU_2^s \times SU_3^f$) определяется формулой

$$490 = (7,10^*) + (5,27+8) + (3,35+10+10^*+8) + (1,28+27+1).$$

Нетрудно также определить спиноцветовую структуру состояния. Действительно, для каждого неприводимого представления SU_3^f или SU_2^I существует лишь одно неприводимое представление группы SU_6^{SC} ,которое позволяет сконструировать полностью антисимметричную волновую функцию системы. Например,

SU_3^f	SU_6^{SC}
35	35
28	I

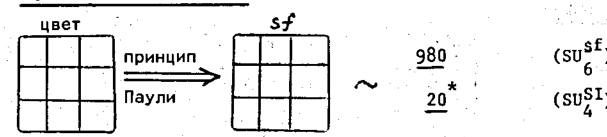
и т.д.

Результаты этого анализа вместе с вычисленными по формуле массами дибарионов /при $m_q = 0$/ приведены в таблице IV.

ТАБЛИЦА IV: S- волновые дибарионы

J	I_Y=2	SU_3^f	SU_6^{SC}	Δ	M theor /МэВ/	STATES Y=2
0	3	28	I	I44	2805	(I.7)
	I	27	I89	24	224I	S
		I	490	-72	I753	
I	2	35	35	80	25I0	(3.5)
	0	I0*	I75	8	2I63	d
		I0	280	8	2I63	
		8	896	-28	I982	
2	I	27	I89	48	2357	(5.3)
		8	896	-I2	2063	
3	0	I0*	I75	48	2357	(7.I)

9q-СИСТЕМА, ТРИБАРИОНЫ



Разложение по спину-аромату

$$980 = (2,35+35^*+27+8) + (4,64+27+10+10^*+8+1) + (6,27+8+1) + (8,8) + (10,10)$$

Разложение по спину-изоспину (Y= B= 3)

$20^* = (2,2) + (4,4)$,

где первый член соответствует 9q состоянию с квантовыми числами ядер $_3He$ и H^3=T.

Результаты кваркового анализа трибарионов приведены в таблице У.

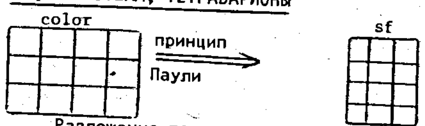
ТАБЛИЦА У. S-волновые трибарионы

J	SU_3^f	SU_6^{SC}	Δ	Mtheor.	STATES with Y=3
I/2	35	70	I20	3,52I	
	35	70	I20	3,52I	$_3He$,T
	27	540	72	3,3I7	
	8	I960	I2	3,057	

ТАБЛИЦА У. /продолжение/

$^3/_2$	64	20	I68	3,72I	(4.4)
	27	540	84	3,369	
	I0	560	60	3,266	
	I0	560	60	3,266	
	8	I960	24	3,I09	
	I	980	-I2	2,950	
$^5/_2$	27	540	I04	3,454	
	8	I960	44	3,I97	
	I	980	8	3,039	
$^7/_2$	8	I960	72	3,3I7	
$^9/_2$	I	980	72	3,3I7	

I2q - СИСТЕМА, ТЕТРАБАРИОНЫ



$$\sim \quad \frac{490}{I} \; \begin{matrix} ^*(SU_6^{\,sf}) \\ (SU_4^{\,SI}) \end{matrix}$$

Разложение по спину-аромату аналогично разложению для дибарионных состояний с заменой представлений группы SU_3^f на сопряженные.

Состояние с Y= B = 4 соответствует кварковому мешку с квантовыми числами ядра $_4He$.

Результаты кваркового анализа тетрабарионов приведены в таблице У1.

ТАБЛИЦА VI S-волновые тетрабарионы

J	SU_3^f	SU_6^{SC}	Δ	$M_{theor.}$	STATES Y=4
0	28	I	288	4932	$_4He$
	27	I89	I68	4474	
	I	490	72	4096	
I	35	35	224	4689	
	I0	I75	I52	44I2	
	I0	280	I52	44I2	
	8	896	II6	4270	
2	27	I89	I92	4567	
	8	896	I32	4333	
3	I0	I75	I92	4567	

Таким образом, кварковая теория приводит естественным образом к весьма большому числу мультибарионных состояний, большая часть которых не удовлетворяет требованию классической стабильности. Трудно дать однозначный ответ на вопрос о возможности экспериментального наблюдения мультибарионных многокварковых систем до развития более детальной теории, позволяющей описать эволюцию подобных образований с учетом как разрешенных каналов диссоциации, так и запрещенных, обладающих "скрытым цветом". В опытах с релятивистскими ядрами при больших передачах импульса классически нестабильные многобарионные образования могли бы проявить себя как "флуктоны", идея которых была высказана Д.И.Блохинцевым много лет назад.

Не исключено также, что в ядерной материи могут существовать высоколежащие возбуждения, обладающие преимущественно чистым "скрытым цветом",подобно тому как в физике элементарных частиц обнаружение Ψ/J частиц дает нам пример преимущественного чистого скрытого шарма, в отличие от ω и φ мезонов, содержащих лишь малую его примесь.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поиск экзотических состояний, не укладывающихся в традиционные рамки моделей с двумя и тремя элементарными образующими, в том числе мультибарионных многокварковых систем, а также изучение проявления кварковых степеней свободы в ядерном веществе является важной задачей на пути к пониманию основ кваркового строения материи.

ЛИТЕРАТУРА

1.M.Gell-Mann,Phys.Rev.Lett.,8,2I4(I964); G.Zweig,CERN preprint,TH-40I(I964).

2. Н.Н.Боголюбов,Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе, препринт ОИЯИ Д-1968,Дубна /1965/

3. В.П.Шелест,Г.М.Зиновьев, В.А.Миранский. Модели сильновзаимодействующих частиц. Том 2,Москва, Атомиздат/1976/.

4. A.A.Logunov, L.D.Soloviev, A.N.Tavkhelidze, Phys.Lett,24B,I8I(I967); R.Dolen, D.Horn and C.Schmid,Phys.Rev.I66,I768(I968); K.Igi and S.Matsuda, Phys.Rev.Lett,I8,625(I967); V.A.Matveev.Dispersion Sum Rules in the Theory of Strong Interactions, in "Methods in Subnuclear Physics,vol.IV,part I, Ed.by M.Nikolic(Gordon and Breach Science Publisher,I970,p.2II)

5. H.Harari.Phys.Rev.Lett.22,562(I969); J.L.Rosner,Phys.Rev.Lett,22,689(I969); T.Matsuoka et al. Nagoya Preprint(I969).

6.J.L.Rosner.Phys.Rev.Lett,2I,950(I968).

7. S.Okubo,Phys.Lett,5,I65(I963) and Univ.Rochester Report,UR-6I6(I977); G.Zweig,CERN Report,TH-4I2(I964); J.Iizuka,Prog.Theor.Phys.Suppl.37-38,2I (I966).

8. F.Myhrer,CERN TH-2348(1977); G.C.Rossi and G.Veneziano,preprint CERN TH-2287 (1977); H.G.Dosch and M.G.Schmidt,Preprint CERN TH-2296(1977).

9. R.L,Jaffe,Phys.Rev.Lett.,38,195(1977).

10. И.С.Шапиро, УФН,109,431/1973/; L.N.Bogdanova,O.D.Dalkarov and I.S.Shapiro, Ann.of Phys.(N.Y.),84,261(1974).

11. T.E.Kalogeropoulos, A.Vayaki et al. Phys.Rev.Lett,33,1965(1974); T.E.Kalogeropoulos,The Antinucleon-Nucleon System at Non-relativistic Energies.In Proc.of the VI Int.Conf.on High Energy Physics and Nuclear Structure,Santa-Fe, June 1975,AIP,p.155(1975).

12. L.Montanet,CERN EP/PHYS 77-22(1977).

13. C.Evangelista et al. CERN EP/PHYS,77-24(1977).

14. V.I.Ogievetsky,H.Ting Chang,Phys.Lett,9,354(1964); R.J.Oakes, Phys.Rev.131,2239(1963).

15. Б.А.Шахбазян.Поиск и исследование многобарионных резонансов с нулевой и отличной от нуля странностью. ЭЧАЯ,том 4,вып.3/1973/.

16. А.А.Кузнецов. In High Energy and Nucl.Structure.Plennum Press,N.Y.-L,Sept. 8-12/1969/; ХУ Межд.конф.по физике высоких энергий,Киев 1970.Аннотации докладов ОИЯИ,Дубна,стр.38/1970/.

17. S.Ryang and T.Saito,Progress of Theor.Phys.56,1826(1976).

18. A.Yokosawa,Talk at the Coral Gables Conference,Orbis Scientiae,Jan.16-21,1977

19. T.Kamae et al. Phys.Rev.Lett.,38,468(1977).

20. T.Kamae and T.Fujita,Phys.Rev.Lett.,38,471(1977).

21. F.Dyson and Nguen Huu Xuong,Phys.Rev.Lett.,13,815(1964).

22. H.J.Lipkin,Phys.Lett.,45B,267(1973); A.D.Dolgov,L.B.Okun' and V.I.Zakharov, Phys.Lett.,49B,455(1974).

23. Л.Б.Окунь, М.В.Волошин.ЖЭТФ,23,369/1976/; A.De Rujula, R.L.Jaffe,MIT-Report, CTP-658(1977).

24. Н.Н.Боголюбов,В.А.Матвеев, Нгуен Ван Хьеу,Д.Стоянов,Б.В.Струминский, Б.В. Струминский, А.Н.Тавхелидзе,В.П.Шелест, ОИЯИ,Д-2075,2141,Дубна/1965/; P.N.Bogolubov,Ann.Inst.Henri Poincaré,VIII,2(1968); П.Н.Боголюбов,ЭЧАЯ,3, вып.1,144/1972/.

25. S.Weinberg, Phys.Rev.D8,4492(1973) and Phys.Rev.Lett,31,494(1973); H.Fritzch,M.Gell-Mann and H.Leutwyler,Phys.Lett.,47B,365(1973); D.J.Gross and F.Wilczek,Phys.Rev.D8,3633(1973); K.Wilson,Phys.Rev.D10, 2445(1974); J.Kogut and L.Susskind,Phys.Rev.,D9,3501(1974).

26. A.Chodos, R.L.Jaffe,K.Johnson,C.B.Thorn and V.F.Weisskopf,Phys.Rev.D9, 3471(1974); T.De Grand, R.L.Jaffe,K.Johnson and J.Kiskis,Phys.Rev.D12,2060, (1975).

27. Н.Н.Боголюбов и др. Препринт ОИЯИ,Р-2141,Дубна/1965/,A. Tavkhelidze,Proc. Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles,Trieste,1965,Vienna, IAEA,p.763(1965); M.Han and Y.Nambu,Phys.Rev.B139,1006(1965); Y.Miyamoto, Progr.Theor.Phys.Suppl.Extra Number,p.187(1965); M.Gell-Mann,Elementary Particle Physics,Ed.P.Urban,Springer-Verlag,p.733(1972).

28. Abdus Salam,N 91; A.De Rujula,NIII,Труды ХУШ Международной Конференции по физике высоких энергий,Тбилиси 1976,ОИЯИ Д-1,2-10400,Дубна/1977/том 2.

29. K.Johnson, Acta Physica Polonica,B6,865(1975); R.L.Jaffe,SLAC-PUB-1772,1773, July 1976.

30. H.J.Lipkin, Fermilab-Conf-77/65,66-THY,July 1977.

31. A.M.Baldin, in High Energy Physics and Nuclear Structure 1975,Ed.by D.E.Nagle et al.(American Inst.of Physics,New York,1975)p.261.

32. G.T.Fairly and E.J.Squires, Nucl.Phys.B93,56(1975); C.de Tar,MIT-Report,No MIT-C.T.P.-546(1976).

33. V.A.Matveev and P.Sorba, Is Deutron a Six Quark System? Fermilab-Pub-77/36-THY, April 1977, Nuovo Cim.Letters,20,443(1977).

34. A.Halperin and P.Sorba, Fermilab-Pub-76/83-THY-October 1976.

35. V.A.Matveev and P.Sorba, Quark Analysis of Multibaryonic Systems,Fermilab-Pub-77/56-THY, June 1977, Nuovo Cimento A(1978)- in print.

36. Yu.F.Smirnov. Yu.M.Tchuvilsky. C.I.E.A.-I.P.N.-preprint(1977); И.А.Мачабели. Труды Тбилисского Госуниверситета/1977/; А.П.Кобушкин, ИТФ-77-113Е,Киев/1977/; A.N.Mitra, IC/77/40, Trieste,Miramare(1977).

37. R.G.Arnold et al.Phys.Rev.Lett.,35,776(1975).

38. S.J.Brodsky "Few Body Problems in Nuclear and Particle Physics",p.676, Les Presses de l'Univ.Laval,Quebec(1975); В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян,А.Н.Тавхелидзе, в трудах 1У Международного Семинара по проблемам физики высоких энергий,Дубна 1975,изд.под ред.А.М.Балдина и др. Дубна,Д1-9224/1975/стр.219.

39. С.В.Голоскоков,С.П.Кулешов,В.А.Матвеев,М.А.Смондырев,В.И.Тепляков,препринт ОИЯИ,Р2-10142,Дубна/1976/.

40. А.М.Балдин и др. ЯФ,18,41/1974/; E.Lehman,preprint DL/Daresbury Lab(1975)p.259

41. Д.И.Блохинцев, ЖЭТФ,33,1295/1957/;

V.V.Burov, V.K.Lukyanov,A.I.Titov,Phys.Letters,67B,46(1977), Preprint JINR, P2-10927,E2-10680,Dubna(1977);
А.В.Ефремов, препринт ОИЯИ Е2-9529,Дубна/1976/.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 декабря 1978 года.