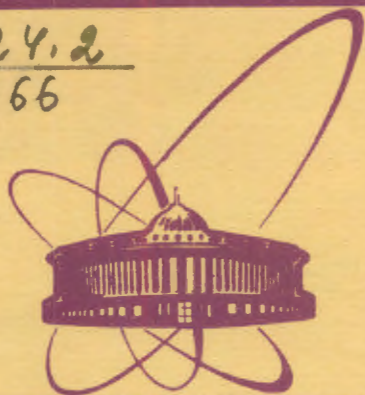


СЗ24.2
Д-466



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

3985/2-79

8/10-79
P2 - 12430

М. Динейхан, Г. В. Ефимов, Ю. Ю. Лобанов

РАСПАДЫ БАРИОНОВ
В НЕЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

1979

P2 - 12430

М. Динейхан, Г. В. Ефимов, Ю. Ю. Лобанов

РАСПАДЫ БАРИОНОВ

В НЕЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Распады барионов в нелокальной модели кварков

В рамках нелокальной модели кварков исследуются лептонные распады барионного октета. Построен лагранжиан сильного взаимодействия барионов с кварками, инвариантный относительно $SU(3) \times SU^c(3) \times U(1)$. Слабое взаимодействие вводится как чистое V-A взаимодействие без примеси D-связи. Все параметры, определяющие кварковое поле, были определены путем анализа распадов мезонов. Рассмотрены ширины лептонных распадов барионов, вычислена перенормировка аксиальной константы связи, обусловленная сильным взаимодействием, рассчитана интенсивность вкладов F- и D-связи в матричные элементы лептонных распадов, определены величины аномальных магнитных моментов и "слабого магнетизма" барионов. Эффективная константа разложения в ряд по теории возмущений оказалась меньше единицы. Результаты находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединяющего института ядерных исследований. Дубна 1979

Baryon Decays to Nonlocal Quark Model

In the framework of the nonlocal quark model the leptonic decays of baryons are studied. The Lagrangian of strong interaction between baryons and quark is invariant with respect to $SU(3) \times SU^c(3) \times U(1)$. The weak interaction is introduced as the pure V-A-interaction without adding D coupling. All quark parameters have been determined by the analysis of meson decays. In the paper we have found: the decay width of the leptonic decays of baryons, the renormalization of the axial coupling constant β provided by the strong interaction, the intensity of contributions α of F and D coupling to the matrix elements of leptonic decays, the values of the anomalous magnetic moments and "weak magnetism" of baryons. The effective constant of the perturbation expansion is proved to be less than unity. A good fit to experimental data is obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

I. Введение

За последнее десятилетие было получено много экспериментальных данных по лептонным и полулептонным распадам сильно взаимодействующих частиц. Были уточнены отношения аксиальной и векторной констант связи G_A/G_V для распадов $n \rightarrow p e \bar{\nu}$, $\Lambda \rightarrow p e \bar{\nu}$, $\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}$. Большое внимание было уделено $\Sigma^- - \Lambda$ переходу, где было также определено отношение G_V/G_A ; были измерены ширины распадов каскадных Ξ -гиперонов. Современные значения экспериментальных данных по лептонным распадам барионов приведены в табл. I, более подробно с ними можно ознакомиться в работе^{1/}.

Фундаментальным свойством как электромагнитных, так и слабых взаимодействий является их универсальность. Требование выполнения принципа универсальности в лептон-адронных взаимодействиях приводит к теории Кабиббо^{2,3/}. В рамках теории Кабиббо учет перенормировки аксиальной константы связи лептонных распадов барионов, вызванной чисто сильным взаимодействием, приводит к нарушению $SU(3)$ -симметрии^{3/}. Общий подход к учету нарушения $SU(3)$ -симметрии в теории алгебры токов осуществляется в модели Гелл-Манна, Оакса и Реннера^{4/}. В рамках этой модели в работе^{5/} с учетом нарушения $SU(3)$ -симметрии при помощи угла Кабиббо, а также аксиального и векторного формфакторов матричных элементов лептонных распадов барионов были получены значения ширины распадов и отношений констант связи, хорошо совпадающие с экспериментальными (см. табл. I). Другое направление (см.^{6/}) предполагает выполнение точной $SU(3)$ -симметрии асимптотическим образом (модель асимптотической свободы). В этом подходе вводится $SU(3)$ -синглет Λ' (1770) для объяснения $\Sigma^- - \Lambda$ переходов (см. табл. I).

В вышеперечисленных работах лептонные распады барионов рассматриваются чисто феноменологическим путем в рамках теории ал-

гебры токов, причем предполагается, что основные экспериментальные значения (ширины распадов, константы связи) объясняются только при нарушении $SU(3)$ -симметрии.

Нарушающие феноменологические параметры вводятся формальным образом, так, например, нарушение аксиального формфактора^{/5/} представляется в виде

$$G_A' = G_A \left(\frac{m_f}{m_i} \right)^2,$$

где m_i , m_f - начальная и конечная массы барионов, τ - нарушающий параметр.

В данной работе лептонные распады барионов рассматриваются в рамках нелокальной модели кварков^{/7/} при простейшем выборе лагранжианов взаимодействия, инвариантных относительно $SU(3)$.

В работе^{/8/} в рамках этой модели был рассмотрен ряд физических процессов с участием мезонов низких энергий. Были рассмотрены сильные, слабые и электромагнитные распады мезонов и показано, что модель довольно хорошо описывает эти процессы. На основе анализа ширин и сильных распадов мезонов были определены значения всех параметров модели. Эти значения будут использованы в настоящей работе (как оказалось, для описания лептонных распадов барионов новых параметров вводить не требуется).

Согласно принятой нами модели реальные физические частицы - адроны - могут взаимодействовать между собой только через кварковые поля. Другими словами, адроны, которые описываются обычным образом, взаимодействуют друг с другом не непосредственно, а путем обмена кварками. Например, взаимодействие барионного поля $B(x)$ с кварковым полем $q(x)$ можно описать лагранжианом типа

$$\mathcal{L}_2(x) = i g (\bar{B}(x) \gamma_5 \gamma_\mu q(x)) (\bar{q}(x) \gamma_\mu q(x)). \quad (I.1)$$

Предположение о том, что барионы являются связанными состояниями кварков, эквивалентно требованию, чтобы константа Z перенормировки волновой функции бариона равнялась нулю:^{/10/}

$$Z = 0. \quad (I.2)$$

Точечная структура электромагнитных и слабых токов предполагает, что взаимодействие электромагнитного поля A_μ и лептонного поля $\psi_\mu = (\bar{\psi} \gamma_\mu \psi)$ с полями барионов и кварков должно быть типа

Таблица

Эксперимент /1/	/6/	M. Roos ^{/5/}		Нелокальная модель кварков
		точн. $SU(3)$	нарушен.	
$\Sigma^+ \rightarrow n e^+ \bar{\nu}$	$1,082 \cdot 10^{-3}$	$1,06 \cdot 10^{-3}$	$1,08 \cdot 10^{-3}$	$1,12 \cdot 10^{-3}$
$\Sigma^+ \rightarrow n \mu^+ \bar{\nu}$	$4,8 \cdot 10^{-4}$	$4,87 \cdot 10^{-4}$	$4,96 \cdot 10^{-4}$	$5,15 \cdot 10^{-4}$
$\Lambda \rightarrow p e^+ \bar{\nu}$	$7,64 \cdot 10^{-4}$	$8,26 \cdot 10^{-4}$	$8,08 \cdot 10^{-4}$	$7,32 \cdot 10^{-4}$
$\Lambda \rightarrow p \mu^+ \bar{\nu}$	$1,23 \cdot 10^{-4}$	$1,36 \cdot 10^{-4}$	$1,33 \cdot 10^{-4}$	$1,21 \cdot 10^{-4}$
$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e^+ \bar{\nu}$	$6,11 \cdot 10^{-5}$	$0,68 \cdot 10^{-4}$	$0,64 \cdot 10^{-4}$	$0,61 \cdot 10^{-4}$
$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda \mu^+ \bar{\nu}$	$2,00 \cdot 10^{-5}$	$2,22 \cdot 10^{-5}$	$2,09 \cdot 10^{-5}$	$0,2 \cdot 10^{-4}$
$\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e^+ \bar{\nu}$	$(0,69 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$	$0,57 \cdot 10^{-3}$	$0,59 \cdot 10^{-3}$	$0,25 \cdot 10^{-3}$
$\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^+ e^+ \bar{\nu}$	$< 0,5 \cdot 10^{-3}$	-	-	$0,078 \cdot 10^{-3}$
$\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^+ \mu^+ \bar{\nu}$	$< 1,1 \cdot 10^{-3}$	-	-	$0,25 \cdot 10^{-3}$
$\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^+ e^+ \bar{\nu}$	$< 2,3 \cdot 10^{-4}$	-	-	$0,09 \cdot 10^{-10}$

$$\mathcal{L}_{el} = e A_\mu [j_\mu^{elB} + j_\mu^{elq}],$$

$$\mathcal{L}_w = \frac{G}{\sqrt{2}} [j_\mu^{wB} + j_\mu^{wq}] l_\mu, \quad (I.3)$$

где J_μ соответственно точечные электромагнитные (el) и слабые (w) токи барионов (B) и кварков (q).

С помощью методов нелокальной квантовой теории поля, развитых в [7-9], можно построить конечную унитарную S -матрицу и вычислить матричные элементы различных физических процессов.

В данной работе рассмотрены ширины лептонных распадов барионов /см.табл./, вычислены перенормировка аксиальной константы связи, обусловленная сильным взаимодействием, интенсивность вкладов F и D -связи в матричные элементы лептонных распадов и магнитные моменты барионного октета. Из сравнения полученных результатов с экспериментальными значениями следует, что модель довольно хорошо описывает рассмотренные процессы. Весьма важным фактом является то, что эффективная константа разложения в ряд по теории возмущений оказалась меньше единицы.

2. Нелокальная модель кварков

Современная кварковая теория успешно описывает имеющиеся экспериментальные данные. Основной проблемой всех кварковых моделей является тот факт, что кварки экспериментально не обнаружены. В связи с этим возникло большое количество моделей, пытающихся объяснить природу "удержания" кварка [II]. Основная идея всех подходов заключается в предположении, что кварки являются обычными дираковскими частицами, но не рождаются согласно какому-то динамическому механизму.

В работах [7,8] для решения проблемы удержания кварка предложен иной принцип: кварк не существует как обычная частица, а является таким квантовополевым объектом, который может находиться только в виртуальном состоянии. Эта гипотеза реализуется следующим образом (см. [7]): в рамках квантовой теории поля были построены такие "частицы", названные виртонами, для которых, во-первых, поле, описывающее их в свободном состоянии, тождественно равно нулю (т.е. они не существуют в свободном состоянии), и, во-вторых, причинная функция Грина нетривиальна (т.е. они существуют только в виртуальном состоянии).

В рамках лагранжевого формализма эта идея была осуществлена следующим образом. Было построено регуляризованное поле

$$q^\delta(x) = \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^j \sqrt{A_j(\delta)} q_j^\delta(x). \quad (2.1)$$

Здесь $q_j^\delta(x)$ - дираковские поля, удовлетворяющие уравнениям ($j=1,2,\dots$) :

$$(\hat{p} - M_j(\delta)) q_j^\delta(x) = 0 \quad (M_j(\delta) \xrightarrow{\delta \rightarrow 0} \infty)$$

с индефинитной метрикой

$$\{q_j^\delta(x), \bar{q}_{j'}^\delta(x')\}_+ = (-1)^{jj'} S(x-x'; M_j(\delta)),$$

где $S(x, M_j(\delta))$ - обычная перестановочная функция спинорного поля с массой $M_j(\delta)$. Коэффициенты $A_j(\delta)$ таковы, что при $\delta > 0$ поле $q^\delta(x)$ в (2.1) является локальным полем, т.е.

$$\{q^\delta(x), \bar{q}^\delta(x')\}_+ = 0$$

при $(x-x')^2 < 0$. Поле $q^\delta(x)$ определено на пространстве Фокса \mathcal{H} с индефинитной метрикой. Физические состояния $\Psi(E) \in \mathcal{H}$ в этом пространстве строятся стандартным образом, причем для каждого состояния $\Psi(E)$ энергия E может принимать любое произвольное, но конечное значение.

Оказалось, что коэффициенты $A_j(\delta)$ таковы, что

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} (\Psi_1(E_1) : q^\delta(x_1) \dots q^\delta(x_n) : \Psi_2(E_2)) = 0$$

для любых $\Psi_1(E_1)$ и $\Psi_2(E_2)$ из \mathcal{H} , т.е. в слабом смысле

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} q^\delta(x) = 0. \quad (2.2)$$

Для пропагатора же оказалось, что

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \langle 0 | T(q^\delta(x) \bar{q}^\delta(y)) | 0 \rangle = G(x-y) = \frac{1}{(2\pi)^4 i} \int G(\hat{p}) e^{-iP(x-y)} d^4p, \quad (2.3)$$

$$G(\hat{p}) = L e^{\hat{p} + \frac{1}{4} p^2}. \quad (2.4)$$

В [7] было показано, что в рамках определенных требований пропагатор $G(\hat{p})$ виртонного поля $q(x)$ однозначно определяется фор-

мулой (2.4) с двумя произвольными параметрами ℓ и L . Удобно ввести параметр

$$\xi = \frac{2\ell}{L}. \quad (2.5)$$

Если теперь задан некоторый лагранжиан взаимодействия типа (I.1) и (I.3), то S -матрица строится следующим образом. Вводится регуляризованный лагранжиан взаимодействия $\mathcal{L}_I^\delta(x)$, где поля $q(x)$ заменяются на $q^\delta(x)$ согласно (2.1) и строится регуляризованная матрица рассеяния

$$S^\delta = T \exp \left\{ i \int dx \mathcal{L}_I^\delta(x) \right\}.$$

Как показано в [9], существует предел

$$S = \lim_{\delta \rightarrow 0} S^\delta,$$

который и определяет искомую матрицу рассеяния. Как показано в [9], эта S -матрица удовлетворяет всем необходимым условиям: конечности, унитарности, причинности и т.д.

3. Барийное сильное $SU(3)$ - инвариантное взаимодействие

В нашем подходе основной проблемой является выбор лагранжианов взаимодействия между физическими частицами и кварк-виртонным полем. Основным принципом при построении лагранжианов является требование симметрии относительно определенных групп преобразований. В данной работе при построении лагранжианов взаимодействия между барионным и виртонным полем будем исходить прежде всего из соображения простоты. Именно, мы выбираем лагранжианы, инвариантные относительно $SU(3) \times SU(3)$ и группы U градиентных преобразований при предположении, что они не зависят от производных. Как обычно, цветная $SU(3)$ -симметрия предполагается абсолютной и сказывается лишь в наличии еще одной внутренней степени свободы-цвета. В соответствии с вышесказанным лагранжиан взаимодействия между барионным и кварк-виртонным полем, инвариантный относительно C , P , T - и $SU(3)$ -симметрий, может быть записан в следующем виде:

$$\mathcal{L}_I(x) = i \left\{ g_5 (\bar{B}^{kz} q_z) (q_p^m \gamma_5 q_r^n) + \right. \quad (3.1)$$

$$\left. + g_A (\bar{B}^{kz} \gamma_\mu \gamma_5 q_z) (q_p^m \gamma_\mu q_r^n) + \right. \\ \left. + g_P (\bar{B}^{kz} \gamma_5 q_z) (q_p^m \gamma_\mu q_r^n) \varepsilon^{kmn} \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} \right\}.$$

Здесь \bar{B}^{kz} - октетная матрица барионов, поля кварков

$$q_\alpha = \begin{pmatrix} q_\alpha^m \\ q_\alpha^2 \\ q_\alpha^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_\alpha \\ n_\alpha \\ \lambda_\alpha \end{pmatrix},$$

где m и α - соответственно $SU(3)$ и цветовой индексы.

Варианты взаимодействия в лагранжиане (3.1) в нерелятивистском пределе соответствуют следующим состояниям кварка q_α^z и дикварка (qq) в $(q_p^m \Gamma q_r^n)$:

S - вариант:	дикварк 0^+ ,	s - состояние,
A - вариант:	дикварк 1^+ ,	s - состояние,
P - вариант:	дикварк 1^- ,	p - состояние.

Как оказалось (см. раздел 4), только S -вариант в (3.1) правильно описывает лептонные распады барионного октета.

Причинные функции кварк-виртонных полей записываются в виде

$$\langle 0 | T (q_\alpha^k(x) \bar{q}_\beta^z(y)) | 0 \rangle = \delta_{kz} \delta_{\alpha\beta} G(x-y), \quad (3.2)$$

где $G(x-y)$ определяется (2.3) и (2.4). В данной работе мы не будем рассматривать нарушение $SU(3)$ -симметрии в кварковых полях.

Из анализа мезонных распадов в [8] были определены значения кварковых параметров

$$L = 3, 12 \text{ ГэВ}^{-1} = 1/320 \text{ МэВ}, \\ |f| = \left| \frac{2\ell}{L} \right| = 1, 4 \pm 0, 1. \quad (3.3)$$

Существенно, что из ширины мезонных распадов нельзя было определить знак параметра ξ , т.е. знак параметра ℓ в (2.4).

Константа связи сильных взаимодействий g_j , входящих в лагранжиан (3.1), имеет размерность L^2 . Безразмерный параметр

$$\lambda_j = \frac{1}{2} \left(\frac{g_j}{L^2} \right)^2 \left(\frac{2}{3\pi} \right)^4 \quad (3.4)$$

является эффективной константой разложения в ряд по теории возмущений. Для того, чтобы показать это, рассмотрим произвольную амплитуду с B внешними барионными линиями. Соответствующая инвариантная амплитуда может быть представлена (в некотором условном смысле) в виде следующего ряда, где интегрирование проводится по евклидову пространству:

$$T(p_1, \dots, p_B) = \sum_{n=n_0}^{\infty} g^n \int \prod_{i=1}^S \frac{d^4 k_i}{(2\pi)^4} \prod_{j=1}^Q L \exp \left\{ i l (\hat{k}_j + \hat{p}) - \frac{L^2}{4} (k_j + p)^2 \right\} \times \\ \times \prod_{t=1}^I \frac{1}{m + (\hat{k}_t + \hat{p})} = \sum_{n=n_0}^{\infty} T_n(p_1, \dots, p_B),$$

где n - порядок теории возмущений, I - число внутренних барионных линий, Q - число внутренних кварковых линий, S - число независимых интегрирований.

Очевидны соотношения

$$S = I + Q - (n-1), \\ B + 2I = n, \\ 2Q = 3n.$$

Переходя к безразмерным переменным $q_i = \frac{1}{2} k_i$, после некоторых преобразований получаем для больших n :

$$T_n(p_1, \dots, p_B) \approx \left\{ g \left(\frac{2}{L} \right)^2 \frac{2^{3/2}}{(2\pi)^4} \right\}^n \times \\ \times \int \prod_{i=1}^n d^4 q_i \left[e^{\frac{1}{2} \hat{q}_i + q_i^2} \right]^{\frac{3}{2}n} \cdot \left[\frac{1}{\frac{mL}{2} + \hat{q}_i} \right]^{\frac{n}{2}}.$$

По порядку величины

$$\left(\frac{g}{4\pi^2} \right)^n \int \prod_{j=1}^n d^4 q_j \exp \left\{ i \frac{1}{2} \hat{q}_j - q_j^2 \right\} \cdot \left[\frac{1}{\frac{mL}{2} + \hat{q}_j} \right]^{\frac{n}{2}} \approx \\ \approx \left[\left(\frac{g}{4\pi^2} \right) \int d^4 q e^{-\frac{3}{2} q^2} \right]^n = 1,$$

поэтому величина λ_j в (3.4) является эффективной константой разложения в ряд по теории возмущений.

Обратимся теперь к условию связности (I.2). Массовый оператор $\tilde{\Sigma}_j(\hat{p})$ для каждого вида связи $j = P, S, A$ во втором порядке теории возмущений описывается диаграммой Фейнмана, показанной на рис. I.

При выборе лагранжиана взаимодействия в виде (3.1) соответствующий S - матричный элемент записывается для варианта взаимодействия j в следующем виде:

$$-i \bar{B}(x) \tilde{\Sigma}_j(x-y) B(y), \quad (3.5)$$

где для каждого вида связи j

$$\tilde{\Sigma}_j(x-y) = 24 g_j^2 \left[\Gamma_j G(x-y) \Gamma_j' \delta_P(\Gamma_j \gamma_5 G(x-y) \Gamma_j' \gamma_5 G(y-x)) \right. \\ \left. + \Gamma_j G(x-y) \Gamma_j' \gamma_5 G(y-x) \Gamma_j \gamma_5 G(x-y) \Gamma_j' \right] = \\ = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d\rho \tilde{\Sigma}_j(\hat{p}) e^{-i\rho(x-y)}. \quad (3.6)$$

Перенормировка волновой функции бариона определяется выражением

$$\tilde{Z}_j = 1 + \frac{\partial}{\partial \hat{p}} \tilde{\Sigma}_j(\hat{p}) \Big|_{\hat{p}=M} = 1 + \tilde{\Sigma}_j'(M). \quad (3.7)$$

Из (3.6), переходя к безразмерным переменным интегрирования и выделяя эффективную константу связи λ по (3.4), получим после некоторых вычислений

$$\tilde{\Sigma}_j'(M) = \lambda_j \mathcal{F}_j(\xi), \quad (3.8)$$

где

$$\mathcal{F}_P(\xi) = -(5V_1 + V_2 + 12V_3), \\ \mathcal{F}_S(\xi) = -(5V_1 + V_2 - 12V_3), \\ \mathcal{F}_A(\xi) = -(8V_1 + 4V_2). \quad (3.9)$$

Здесь V_1 , V_2 и V_3 - безразмерные инвариантные интегралы в евклидовой метрике:

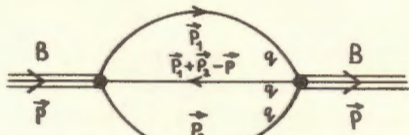


Рис. 1

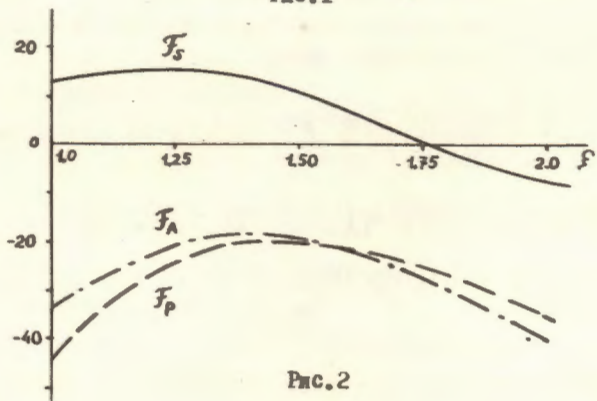


Рис. 2

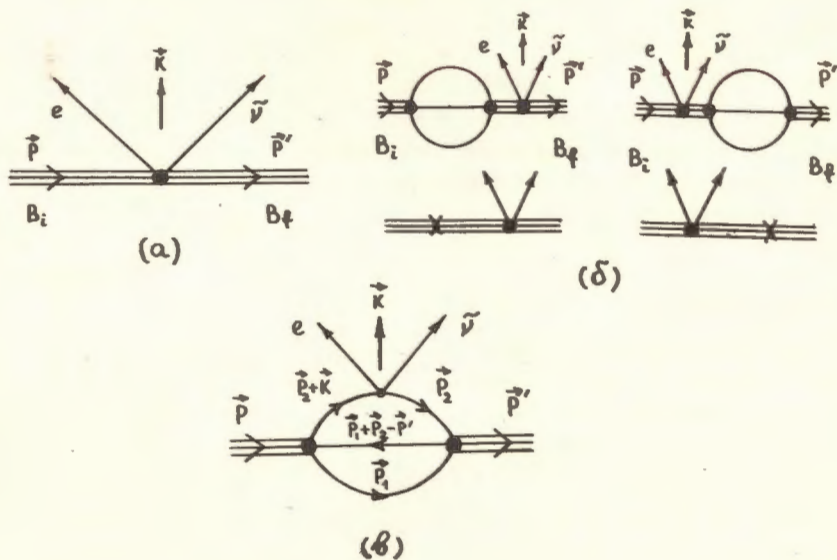


Рис. 3

$$V_1(\xi) = \frac{3^5}{\pi^4} d^4 p_{1E} d^4 p_{2E} A(p_{1E}^2) A((p_{1E} + p_{2E})^2) \left[B(p_{2E}^2) + 2p_{2E}^2 \frac{\partial B(p_{2E}^2)}{\partial p_{2E}^2} \right],$$

$$V_2(\xi) = \frac{3^5}{\pi^4} d^4 p_{1E} d^4 p_{2E} B(p_{1E}^2) B((p_{1E} + p_{2E})^2) (p_{1E}^2 + p_{1E} p_{2E}) \left[B(p_{2E}^2) + 2p_{2E}^2 \frac{\partial B(p_{2E}^2)}{\partial p_{2E}^2} \right],$$

$$V_3(\xi) = \frac{3^5}{\pi^4} d^4 p_{1E} d^4 p_{2E} A(p_{1E}^2) B((p_{1E} + p_{2E})^2) (p_{2E}^2 + p_{1E} p_{2E}) \frac{\partial A(p_{2E}^2)}{\partial p_{2E}^2} \quad (3.10)$$

и

$$A(p_E^2) = \cos(\xi \sqrt{p_E^2}) \cdot e^{-p_E^2},$$

$$B(p_E^2) = \frac{\sin(\xi \sqrt{p_E^2})}{\sqrt{p_E^2}} \cdot e^{-p_E^2}. \quad (3.10a)$$

Вычисление инвариантных интегралов приведено в Приложении.

На рис. 2 приведена зависимость величин $\mathcal{F}_j(\xi)$ от параметра $\xi = \frac{2e}{L} > 0$ для каждого возможного варианта сильной связи $j = S, A, P$. Существенно, что согласно (3.10)

$$\mathcal{F}_j(-\xi) = -\mathcal{F}_j(\xi). \quad (3.11)$$

Поэтому условие связности $\mathcal{L}_j = 0$ для (3.7) может быть выполнено лишь в случае

- (1) A и P для $\xi > 0$,
- (2) S для $\xi < 0$.

Ниже мы рассмотрим обе эти возможности.

Оценим теперь величину константы связи g_S при $\xi < 0$ из соотношения

$$\mathcal{L}_S = 1 + \lambda_S \mathcal{F}_S(\xi) = 0. \quad (3.13)$$

В окрестности точки $\xi = -1,4 \pm 0,1$ имеем

$$\lambda_S = 0,085 \pm 0,015, \quad (3.14)$$

откуда согласно (3.4)

$$g_S \approx \frac{3}{4} \cdot \frac{10^2}{m_p^2}, \quad (3.15)$$

где m_p - масса протона. Соответственно в окрестности точки $\xi = 1,4 \pm 0,1$ имеем

$$\begin{aligned} \lambda_A &= 0,052 \pm 0,005, \\ \lambda_P &= 0,048 \pm 0,005. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Сравнивая величину сильной константы связи (3.15) с константой связи слабых взаимодействий $G = \frac{10^{-5}}{m_p^2}$, получим

$$\frac{g_s}{G} \approx 10^7.$$

Таким образом, константа сильных взаимодействий в 10^7 раз больше константы слабых взаимодействий. Тем не менее в рамках не-локальной модели кварков при описании сильных взаимодействий применима теория возмущений. Это связано с тем, что в евклидовой метрике пропагатор кварка очень быстро убывает.

4. Лептонные и электромагнитные взаимодействия барионов

Нашей целью является исследование слабой и электромагнитной вершин адрона. Как говорилось выше, лагранжиан лептон-барионного контактного взаимодействия и слабого взаимодействия между лептонными и кварковыми полями выбирается в форме "ток x ток" в чистой V-A теории, т.е.

$$\mathcal{L}_w(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} \left[J_\mu^w(x) \cdot J_\mu^{w+}(x) \right], \quad (4.1)$$

где $G = \frac{10^{-5}}{m_p^2}$ - константа слабого взаимодействия,

$$J_\mu^w = J_\mu^{w,B} + J_\mu^{w,q} + J_\mu^{w,l},$$

$$J_\mu^{w,B} = Sp \left(\bar{B} O_\mu [J, B] \right) \quad - \text{слабый адронный ток,}$$

$$O_\mu = \gamma_\mu (1 - \gamma_5); \quad J = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \cos \theta & 0 & 0 \\ \sin \theta & 0 & 0 \end{pmatrix};$$

$$J_\mu^{w,l} = \ell_\mu = \left(\bar{\ell}(x) O_\mu \nu(x) \right) \quad - \text{лептонный ток};$$

слабый кварковый ток $J_\mu^{w,q}$ выбирается градиентно-инвариантным образом $\frac{1}{8}$. В регуляризованном виде он записывается как

$$\left(J_\mu^{w,q}(x) \right)^\delta = \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^j \left(\bar{q}_{i,d}^\delta O_\mu J q_{j,d}^\delta \right).$$

Мы предполагаем, что \mathcal{D} -связь отсутствует в барион-лептонном контактном взаимодействии и появляется динамическим образом в результате сильного взаимодействия.

Лагранжиан электрического взаимодействия барионов и кварков записывается следующим образом:

$$\mathcal{L}_{el}(x) = e J_\mu^{el}(x) \cdot A_\mu(x), \quad (4.2)$$

где $A_\mu(x)$ - электромагнитное поле,

$$J_\mu^{el}(x) = J_\mu^{el,B}(x) + J_\mu^{el,q}(x),$$

$$J_\mu^{el,B}(x) = Sp \left(\bar{B} \gamma_\mu [Q, B] \right) \quad - \text{электромагнитный барионный ток,}$$

$$\left(J_\mu^{el,q}(x) \right)^\delta = \sum_{j=1}^{\infty} (-1)^j \left(\bar{q}_{i,d}^\delta(x) \gamma_\mu Q q_{j,d}^\delta(x) \right) \quad - \text{электромагнитный кварковый ток в регуляризованном виде.}$$

$$Q = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad - \text{зарядовый оператор.}$$

Итак, полный лагранжиан взаимодействия лептонных, электромагнитных и барионных полей может быть записан в виде

$$\mathcal{L}(x) = \mathcal{L}_w(x) + \mathcal{L}_{el}(x) + \mathcal{L}_s(x), \quad (4.3)$$

где лагранжиан барион-кваркового взаимодействия $\mathcal{L}_s(x)$ выбран в форме (3.1).

Фейнмановские диаграммы, дающие вклад в матричный элемент лептонных распадов барионов $B_i \Rightarrow B_f + e + \bar{\nu}$, с учетом перенормировки волновой функции барионов представлены на рис. 3. Совокупность диаграмм (а) и (б) на рис. 3 в сумме равна нулю в силу условия (1.2) или (3.13). Поэтому лептонный распад барионов описывается в рассматриваемом порядке теории возмущений только вершинной диаграммой (в) на рис. 3.

Элемент S - матрицы, соответствующий диаграмме Фейнмана,

представленной на рис. 3(в), записывается в виде

$$i \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{B}(x) \Lambda_{\mu}^i(x, y | z) B(y) \ell_{\mu}(z), \quad (4.4)$$

где

$$\Lambda_{\mu}^i(x, y | z) = \int \frac{d^4 p'}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \tilde{\Lambda}_{\mu}^i(p', k) e^{i p'(x-y) + i k(z-y)}$$

При вычислении вершинной части мы не будем учитывать массы барионного октета, это составляет ошибку порядка 10-15%.

$$\bar{B}(p') \tilde{\Lambda}_{\mu}^i(p', k) B(p) = \frac{g_j^2}{4} \varepsilon^{kmn} \varepsilon^{itx} \left\{ \bar{B}^{ks}(p') \right\} \Gamma_{\mu}^{ix}$$

$$\begin{aligned} & [2 \delta_{qt} \delta_{st} (\delta_{mp} \delta_{nz} - \delta_{mz} \delta_{np}) \cdot V_{\mu}^{i,1}(p', k) + \\ & + 2 \delta_{qz} \delta_{st} (\delta_{mp} \delta_{nt} - \delta_{mt} \delta_{np}) \cdot V_{\mu}^{i,2}(p', k) + \\ & + 2 \delta_{st} \delta_{qt} (\delta_{np} \delta_{mz} - \delta_{nz} \delta_{mp}) \cdot V_{\mu}^{i,3}(p', k) + \\ & + 2 \delta_{sp} \delta_{qt} (\delta_{mz} \delta_{nt} - \delta_{mt} \delta_{nz}) \cdot V_{\mu}^{i,4}(p', k) + \\ & + \delta_{sp} \delta_{qt} (\delta_{mt} \delta_{nz} - \delta_{mz} \delta_{nt}) \cdot V_{\mu}^{i,5}(p', k)] B^{zi}(p) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Функции $V_{\mu}^{i,x}(p', k)$ $x=1, \dots, 5$ определяются интегралами:

$$\begin{aligned} [V_{\mu}^{i,1}(p', k)]^{\delta} &= \frac{24}{(2\pi)^8} \int d^4 p_1 d^4 p_2 \int_{\Gamma_j} G^{\delta}(p_1) \Gamma_p \int_{\Gamma_p} \int_{\Gamma_p} G^{\delta}(p_1 + p_2 - \hat{p}) \delta_5 \Gamma_j \left(\sum_{t=1}^{\infty} (-1)^t A_t^{\delta}(\hat{p}) S_t^{\delta}(\hat{p}) O_{\mu}^{\delta} S_t^{\delta}(\hat{p} + \hat{k}) \right), \\ [V_{\mu}^{i,2}(p', k)]^{\delta} &= \frac{24}{(2\pi)^8} \int d^4 p_1 d^4 p_2 \int_{\Gamma_j} G^{\delta}(p_1) \delta_5 \Gamma_p \left(\sum_{t=1}^{\infty} (-1)^t A_t^{\delta}(\hat{p}) S_t^{\delta}(-\hat{p} - \hat{k}) O_{\mu}^{\delta} S_t^{\delta}(-\hat{p}) \right) \delta_5 \Gamma_j G^{\delta}(\hat{p} - \hat{p} + \hat{p}) \Gamma_p, \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$[V_{\mu}^{i,3}(p', k)]^{\delta} = \frac{24}{(2\pi)^8} \int d^4 p_1 d^4 p_2 \int_{\Gamma_j} G^{\delta}(p_1) \delta_5 \Gamma_p G^{\delta}(p_1 + p_2 - \hat{p}) \delta_5 \Gamma_j \left(\sum_{t=1}^{\infty} (-1)^t A_t^{\delta}(\hat{p}) S_t^{\delta}(\hat{p}) O_{\mu}^{\delta} S_t^{\delta}(\hat{p} + \hat{k}) \right) \Gamma_p,$$

$$[V_{\mu}^{i,4}(p', k)]^{\delta} = \frac{24}{(2\pi)^8} \int d^4 p_1 d^4 p_2 \int_{\Gamma_j} \left(\sum_{t=1}^{\infty} (-1)^t A_t^{\delta}(\hat{p}) S_t^{\delta}(\hat{p}) O_{\mu}^{\delta} S_t^{\delta}(\hat{p} + \hat{k}) \right) \delta_5 \Gamma_p G^{\delta}(\hat{p} + p_2 - \hat{p}) \delta_5 \Gamma_j G^{\delta}(\hat{p}) \Gamma_p,$$

$$[V_{\mu}^{i,5}(p', k)]^{\delta} = \frac{24}{(2\pi)^8} \int d^4 p_1 d^4 p_2 \int_{\Gamma_j} \left(\sum_{t=1}^{\infty} (-1)^t A_t^{\delta}(\hat{p}) S_t^{\delta}(\hat{p}) O_{\mu}^{\delta} S_t^{\delta}(\hat{p} + \hat{k}) \right) \Gamma_p \int_{\Gamma_p} \int_{\Gamma_p} G^{\delta}(p_1 + p_2 - \hat{p}) \delta_5 \Gamma_j G^{\delta}(\hat{p}) \Gamma_p,$$

$$\text{и } O_{\mu}^* = -\delta_{\mu}^{\nu} (1 + \gamma_5).$$

Перейдем далее в (4.6) к безразмерным переменным, воспользуемся соотношением

$$\begin{aligned} \lim_{\delta \rightarrow 0} \sum_{t=1}^{\infty} (-1)^t A_t^{\delta}(\hat{p}) S_t^{\delta}(\hat{p}) O_{\mu}^{\delta} S_t^{\delta}(\hat{p} + \hat{k}) &= O_{\mu} B(-(\hat{p} + \hat{k})^2) + \\ &+ O_{\mu} \frac{\hat{p}^2}{(\hat{p} + \hat{k})^2 - \hat{p}^2} [B(-(\hat{p} + \hat{k})^2) - B(-\hat{p}^2)] + \frac{\hat{p}^2 O_{\mu} + O_{\mu}(\hat{p} + \hat{k})}{(\hat{p} + \hat{k})^2 - \hat{p}^2} [A(-(\hat{p} + \hat{k})^2) - \\ &- A(-\hat{p}^2)] + \frac{\hat{p}^2 O_{\mu}(\hat{p} + \hat{k})}{(\hat{p} + \hat{k})^2 - \hat{p}^2} [B(-(\hat{p} + \hat{k})^2) - B(-\hat{p}^2)] \end{aligned}$$

и представим $V_{\mu}^{i,x}$ $x=1, \dots, 5$ в виде

$$V_{\mu}^{i,x} = V_{\nu}^{i,x} \gamma_{\mu} - V_{\lambda}^{i,x} \gamma_{\mu} \gamma_5.$$

После некоторых преобразований получим в пределе $\delta \rightarrow 0$ для S-варианта сильной связи:

$$\begin{aligned} Z_S^{\nu} &= \lambda_S (-2R_3 + \frac{7}{2}R_4 - 3R_5 + \frac{1}{4}R_6), \\ \theta_S &= \lambda_S (-3R_1 + 3R_2 - 3R_3 + \frac{3}{4}R_6), \\ C_S &= \lambda_S (\frac{1}{2}R_2 + 6R_3 - R_6). \end{aligned} \quad (4.7a)$$

Для P-варианта сильной связи

$$\begin{aligned} Z_P^{\nu} &= \lambda_P (-3R_1 + 3R_3 + \frac{7}{2}R_4 - \frac{1}{2}R_6), \\ \theta_P &= \lambda_P (-3R_1 - 3R_2 - \frac{3}{4}R_6), \\ C_P &= \lambda_P (-2R_1 + \frac{1}{2}R_2 + 3R_3 + \frac{3}{2}R_6). \end{aligned} \quad (4.7b)$$

Для A-варианта сильной связи

$$\begin{aligned} Z_A^{\nu} &= \lambda_A (-2R_3 + 5R_4 + R_6), \\ \theta_A &= \lambda_A \cdot 12R_3, \\ C_A &= \lambda_A (4R_1 + \frac{19}{2}R_2 - 6R_6), \end{aligned} \quad (4.7b)$$

где R_j - инвариантные интегралы в евклидовой метрике

$$\begin{aligned}
R_1 &= \frac{3^5}{\pi^4} \left\{ d^y_{P_{1E}} d^y_{P_{2E}} A(P_{1E}^2) A((P_{1E}+P_{2E})^2) \left[B(P_{2E}^2) + \frac{3}{2} P_{2E}^2 \frac{\partial B(P_{2E}^2)}{\partial P_{2E}^2} \right] \right\}, \\
R_2 &= \frac{3^5}{\pi^4} \left\{ d^y_{P_{1E}} d^y_{P_{2E}} B(P_{1E}^2) B((P_{1E}+P_{2E})^2) \left[B(P_{2E}^2) + \frac{3}{2} P_{2E}^2 \frac{\partial B(P_{2E}^2)}{\partial P_{2E}^2} \right] \cdot (P_{1E}^2 + P_{1E} \cdot P_{2E}) \right\}, \\
R_3 &= \frac{3^5}{\pi^4} \left\{ d^y_{P_{1E}} d^y_{P_{2E}} B(P_{1E}^2) A((P_{1E}+P_{2E})^2) \frac{\partial A(P_{2E}^2)}{\partial P_{2E}^2} (P_{1E} \cdot P_{2E}) \right\}, \\
R_4 &= \frac{3^5}{\pi^4} \left\{ d^y_{P_{1E}} d^y_{P_{2E}} B(P_{1E}^2) B((P_{1E}+P_{2E})^2) \left[B(P_{2E}^2) + \frac{1}{2} P_{2E}^2 \frac{\partial B(P_{2E}^2)}{\partial P_{2E}^2} \right] \cdot (P_{1E}^2 + P_{1E} \cdot P_{2E}) \right\}, \\
R_5 &= \frac{3^5}{\pi^4} \left\{ d^y_{P_{1E}} d^y_{P_{2E}} A(P_{1E}^2) A((P_{1E}+P_{2E})^2) \left[B(P_{2E}^2) + \frac{1}{2} P_{2E}^2 \frac{\partial B(P_{2E}^2)}{\partial P_{2E}^2} \right] \right\}, \quad (4.8) \\
R_6 &= \frac{3^5}{\pi^4} \left\{ d^y_{P_{1E}} d^y_{P_{2E}} B(P_{1E}^2) B((P_{1E}+P_{2E})^2) \frac{\partial B(P_{2E}^2)}{\partial P_{2E}^2} (P_{1E} \cdot P_{2E}) (P_{2E}^2 + P_{1E} \cdot P_{2E}) \right\},
\end{aligned}$$

вычисление которых показано в Приложении.

Учитывая условие связности (3.13), получим окончательно для матричного элемента лептонного распада бариона:

$$\bar{B}(P') \tilde{\Lambda}_\mu^j(P', K) B(P) = F_\mu^V - \beta_j ((1-d_j) F_\mu^A + d_j D_\mu^A), \quad (4.9)$$

где

$$\begin{aligned}
F_\mu^V &= \text{Sp} (\bar{B} \gamma_\mu [J, B]), \\
F_\mu^A &= \text{Sp} (\bar{B} \gamma_\mu \gamma_5 [J, B]), \\
D_\mu^A &= \text{Sp} (\bar{B} \gamma_\mu \gamma_5 \{J, B\}),
\end{aligned}$$

$$\beta_j = b_j + c_j; \quad d_j = \frac{c_j}{b_j + c_j}.$$

Зависимость величин β и d от параметра $|\xi| = \left| \frac{2\ell}{L} \right|$ для вариантов S, A и P сильной связи для значений констант связи λ_j из (3.14) и (3.16) приведена на рис. 4. Как видно из графиков, в окрестности точки $|\xi| = 1,5 \pm 0,1$ только S-вариант дает правильное согласие с экспериментальными значениями β и d . Имеем

$$\begin{aligned}
\beta_S &= 1,19 \pm 0,07, \\
d_S &= 0,68 \pm 0,03.
\end{aligned} \quad (4.10)$$

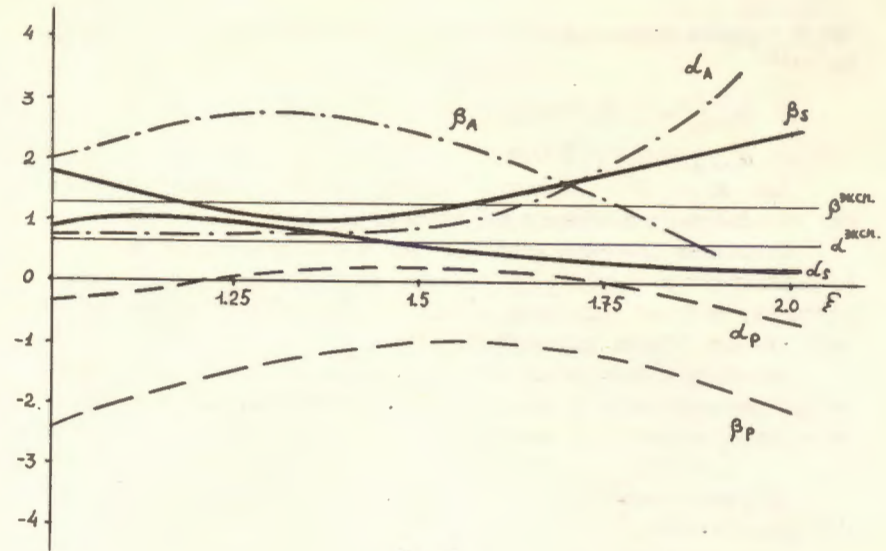


Рис. 4

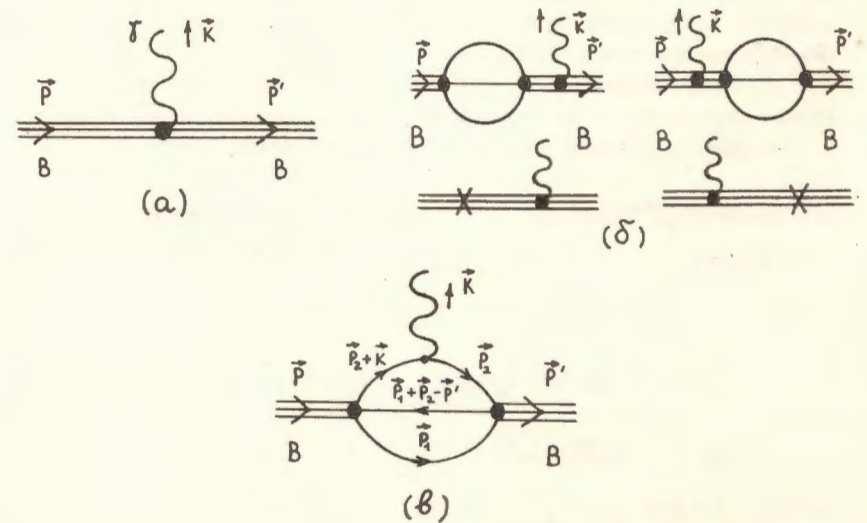


Рис. 5

что с хорошей точностью совпадает с экспериментальными значениями I_1, I_2

$$\beta_{\text{эксп.}} = 1,253 \pm 0,007, \quad (4.11)$$

$$\alpha_{\text{эксп.}} = 0,658 \pm 0,007.$$

Для А- и Р- вариантов сильной связи нет никакого согласия с (4.11) в этой области значений параметров λ и ξ .

Матричные элементы лептонных распадов барионного октета (4.9) со значениями параметров β и α (4.10) дают значения ширины распадов, которые приведены в табл. I. Совпадение с экспериментальными данными вполне удовлетворительное.

Перейдем к вычислению магнитных моментов барионов. Многие авторы рассматривали в рамках $SU(3)$ - симметрии магнитные моменты барионного октета. Эти работы ^{13/} могут быть разделены на две группы:

а) учитывающие нарушение $SU(3)$ - симметрии по схеме Гелл-Манна-Оакса-Реннера,

б) использующие модель асимптотической свободы.

Все эти модели предполагают, что если известны магнитные моменты нуклонов, то остальные могут быть выражены через них, т.е. в рамках $SU(3)$ - симметрии получаются некоторые соотношения между магнитными моментами барионов.

В рамках нелокальной кварковой модели магнитные моменты барионов определяются из фейнмановских диаграмм, показанных на рис. 5. Выберем лагранжиан электромагнитного взаимодействия в форме (4.2) и \mathcal{S} - вариант сильного кваркового взаимодействия (3.1). Проводя вычисления, аналогичные приведенным выше, получим

$$M(B \Rightarrow B + \gamma) = \bar{B}(p') (e f_0(k^2) \delta_{\rho} (\bar{B} \gamma_{\rho} [Q, B]) + \frac{ie}{2m_N} f_1(k^2) \delta_{\rho} (\bar{B} \sigma_{\rho\nu} K^{\nu} [Q, B]) + \frac{ie}{2m_N} f_2(k^2) \delta_{\rho} (\bar{B} \sigma_{\rho\nu} K^{\nu} \{Q, B\})) B(p), \quad (4.12)$$

где

$$\sigma_{\rho\nu} = \frac{i}{2} (\gamma_{\rho} \gamma_{\nu} - \gamma_{\nu} \gamma_{\rho}),$$

$$K = p - p',$$

m_N - масса нуклона; $f_0(k^2)$ - формфактор электрического заряда, удовлетворяющий условию $f_0(0) = 1$; $f_1(k^2), f_2(k^2)$ - магнит-

ные формфакторы, причем $f_1(0), f_2(0)$ определяют аномальные магнитные моменты барионного октета. В нашей модели $f_1(0), f_2(0)$ выражаются через инвариантные интегралы.

$$f_1(0) = \lambda_5 (L m_N) \cdot (-2Q_1 + 7Q_2 - 2Q_3 - \frac{5}{2}Q_4 + \frac{1}{4}Q_5 + 3Q_6),$$

$$f_2(0) = \lambda_5 (L m_N) \cdot (4Q_1 - 4Q_2 - 3Q_3), \quad (4.13)$$

здесь Q_j - инвариантные интегралы в евклидовой метрике:

$$Q_1 = \frac{3^5}{\pi^4} \int d^4 p_E d^4 p_E A(p_E^2) A((p_E + p_E)^2) \frac{\partial A(p_E^2)}{\partial p_E^2},$$

$$Q_2 = \frac{3^5}{\pi^4} \int d^4 p_E d^4 p_E A(p_E^2) B((p_E + p_E)^2) (p_E^2 + p_E \cdot p_E) \frac{\partial B(p_E^2)}{\partial p_E^2},$$

$$Q_3 = \frac{3^5}{\pi^4} \int d^4 p_E d^4 p_E B(p_E^2) B((p_E + p_E)^2) (p_E^2 + p_E \cdot p_E) \frac{\partial A(p_E^2)}{\partial p_E^2},$$

$$Q_4 = \frac{3^5}{\pi^4} \int d^4 p_E d^4 p_E A(p_E^2) A((p_E + p_E)^2) p_E^2 \frac{\partial^2 A(p_E^2)}{\partial (p_E^2)^2},$$

$$Q_5 = \frac{3^5}{\pi^4} \int d^4 p_E d^4 p_E B(p_E^2) B((p_E + p_E)^2) (p_E^2 + p_E \cdot p_E) p_E^2 \frac{\partial^2 A(p_E^2)}{\partial (p_E^2)^2}, \quad (4.14)$$

$$Q_6 = \frac{3^5}{\pi^4} \int d^4 p_E d^4 p_E A(p_E^2) B((p_E + p_E)^2) (p_E^2 + p_E \cdot p_E) p_E^2 \frac{\partial^2 B(p_E^2)}{\partial (p_E^2)^2}.$$

Аномальные магнитные моменты нуклонов выражаются через $f_1(0), f_2(0)$ следующим образом:

$$\mu_p = f_1(0) + \frac{1}{3} f_2(0),$$

$$\mu_n = -\frac{2}{3} f_2(0), \quad (4.15)$$

μ_p, μ_n выражено в единицах ядерного магнетона $\mu_N = \frac{e}{2m_p}$, зависимость от параметра ξ при $\lambda = 0,07$ величин μ_p, μ_n показана на рис. 6. В окрестности точки $|\xi| = 1,5 \pm 0,1$ имеем

$$\mu_n = -(1,88 \pm 0,22),$$

$$\mu_p = 1,66 \pm 0,2. \quad (4.16)$$

Приведем экспериментальные данные^{/I/}:

$$\begin{aligned} \mu_n &= -1,913 \dots \\ \mu_p &= 1,79 \dots \end{aligned} \quad (4.17)$$

Полученные нами значения (4.16) хорошо совпадают с (4.17).

Мы уже говорили о существовании универсальности слабых и электромагнитных взаимодействий, а также сохранении векторного тока (СВТ) в слабых взаимодействиях. Более серьезная проверка гипотезы СВТ, предложенная Гелл-Манном^{/I4/}, основана на том факте, что эта теория предсказывает наличие векторного типа связи в аномальном магнитном моменте. Этот тип связи был назван слабым магнетизмом^{/I5/}.

Для того, чтобы учесть слабый магнетизм в лептонных распадах барионов, получим из (4.5) для векторной части матричных элементов добавку:

$$\begin{aligned} \Lambda_n^{c.m.} (B_i \Rightarrow B_f + e + \bar{\nu}) &= \frac{iG}{\sqrt{2}} \left[f_1(0) \text{Sp}(\bar{B} \sigma_{\mu\nu} K^\nu [J, B]) + \right. \\ &\left. + f_2(0) \text{Sp}(\bar{B} \sigma_{\mu\nu} K^\nu \{J, B\}) \right] \frac{1}{2M_B}, \end{aligned} \quad (4.18)$$

где $2M_B = m_i + m_f$,

$f_1(0)$ и $f_2(0)$ определяются согласно (4.13).

Если мы заменим константу слабых взаимодействий G_f константой электромагнитных взаимодействий, тогда $f_1(0)$, $f_2(0)$ оказываются связанными с аномальным магнитным моментом нуклонов (4.15), а именно:

$$\mu_p = f_1(0) + \frac{1}{3} f_2(0); \quad \mu_n = -\frac{2}{3} f_2(0).$$

После такой замены (4.18) имеет следующий вид:

$$\Lambda_n^{c.m.} (B_i \Rightarrow B_f + e + \bar{\nu}) = i \frac{1}{2M_B} g_w \sigma_{\mu\nu} K^\nu. \quad (4.19)$$

Величина g_w называется^{/I5/} слабым магнетизмом соответственно для каждого конкретного распада. Выражение g_w для распада нейтрона получается из (4.18):

$$\begin{aligned} g_w (n \rightarrow p + e + \bar{\nu}) &= f_1(0) + f_2(0) = \\ &= \mu_p - \mu_n = 3,54 \pm 0,2. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Экспериментальное значение для нейтрона равно^{/I5/}

$$g_w \approx 3,70. \quad (4.21)$$

Согласие (4.20) с экспериментальным значением (4.21) хорошее.

Авторы глубоко благодарны профессору Д.И.Блохинцеву, поддержке и внимание которого оказывали нам неоценимую помощь в работе. Авторы также выражают благодарность С.Б.Герасимову, А.Б.Говоркову, С.М.Биленькому, С.С.Герштейну, М.А.Иванову и Е.П.Жидкову за полезные обсуждения.

Приложение

Рассмотрим вычисление интегралов (3.10), (4.8), (4.14), которые могут быть записаны в общем виде:

$$X = \frac{3^5}{\pi^4} \int d^4 P_{1E} d^4 P_{2E} f(P_{1E}^2, (P_{1E} + P_{2E})^2, P_{2E}^2). \quad (II.1)$$

После соответствующим образом выбранной замены переменных (II.1) имеет вид:

$$X = \frac{4 \cdot 3^5}{\pi^4} \int_0^1 t_1^3 dt_1 \int_{-1}^1 (1-t_2^2) dt_2 \int_{-1}^1 \sqrt{1-t_3^2} f(a_1^2, a_2^2, a_3^2) dt_3, \quad (II.2)$$

где

$$\begin{aligned} a_1^2 &= \frac{2t_1}{\sqrt{3}} (1 + t_3 \sqrt{1-t_2^2}), \\ a_2^2 &= \frac{t_1}{\sqrt{3}} (2 - t_2 \sqrt{3} - t_3 \sqrt{1-t_2^2}), \\ a_3^2 &= \frac{t_1}{\sqrt{3}} (2 + t_2 \sqrt{3} - t_3 \sqrt{1-t_2^2}). \end{aligned} \quad (II.3)$$

Из анализа конкретных видов $f(a_1^2, a_2^2, a_3^2)$ (см. (3.10a)) следует, что все они имеют одинаковый множитель $e^{-(a_1^2 + a_2^2 + a_3^2)} = e^{-\frac{6}{\sqrt{3}} t_1}$. После его выделения получаем

$$X = \frac{4 \cdot 3^5}{\pi^4} \int_0^1 t_1^3 e^{-\frac{6}{\sqrt{3}} t_1} dt_1 \int_{-1}^1 (1-t_2^2) dt_2 \int_{-1}^1 \sqrt{1-t_3^2} F(t_1, t_2, t_3) dt_3, \quad (II.4)$$

где

$$F(t_1, t_2, t_3) = e^{\frac{6}{\sqrt{3}} t_1} f(a_1^2, a_2^2, a_3^2).$$

Так, например, для случая

$$f(P_{1E}^2, (P_{1E} + P_{2E})^2, P_{2E}^2) = A(P_{1E}^2) A((P_{1E} + P_{2E})^2) \left[B(P_{2E}^2) + \frac{3}{2} P_{2E}^2 \frac{\partial B(P_{2E}^2)}{\partial P_{2E}^2} \right]$$

$F(t_1, t_2, t_3)$ имеет вид:

$$F(t_1, t_2, t_3) = \frac{1}{8} \cos(a_1 \xi) \cos(a_2 \xi) \left[\frac{\sin(a_3 \xi)}{a_3} (1 - 6a_3^2) + 3\xi \cos(a_3 \xi) \right].$$

При численном нахождении на ЭВМ интегралов (П.4) предварительно оценивался верхний предел интегрирования по t_1 , из условия, чтобы относительная погрешность, связанная с отбрасыванием остатка, не превышала $\varepsilon = 1\%$. Для этой цели использовалась апостериорная оценка

$$\frac{\delta_T}{|X_T - \delta_T|} \leq \varepsilon, \quad (\text{П.5})$$

где X_T - значение интеграла (П.4), вычисленное с помощью прямого произведения квадратурных формул Симпсона с относительной погрешностью $\leq 5\%$ при интегрировании по t_1 от 0 до T . Выражение для оценки остатка δ_T легко получается для каждого конкретного случая благодаря наличию множителя $e^{-\frac{\xi}{3} t_1}$. Численный счет на ЭВМ показал, что условие (П.5) для $\varepsilon = 1\%$ выполняется уже при $T = 10$ для всех вычисляемых интегралов.

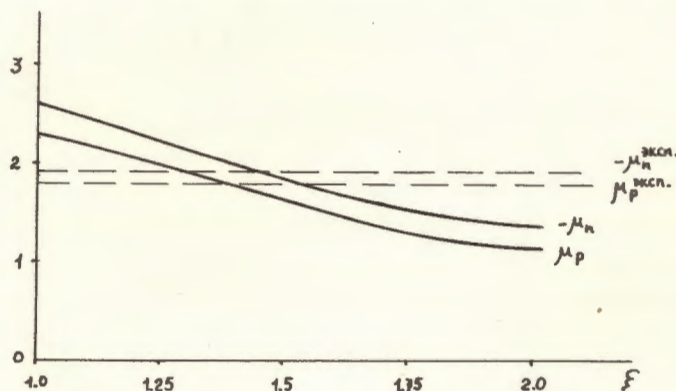


Рис.6

Литература

1. Particle Data Group, *Physics Letters*, V75B (1978);
- W. Tanenbaum et al. *Phys. Rev.* D12, 1871 (1975);
- D. Decamp et al. *Phys. Lett.* 66B, 295 (1977).

2. Cabibbo N., *Phys. Rev. Lett.*, 10, 531 (1963).
3. В. Де Альфаро и др. Токи в физике адронов. Мир., М., 1976.
4. Gell-Mann M., Oakes R.I., Renner B., *Phys. Rev.*, 175, 2195 (1968).
5. M. Roos, *Phys. Letter*, 36B 130 (1971);
Nucl. Phys., B77, 420 (1979).
6. M.D. Slaughter and S. Oneda, *Phys. Rev.*, D14, 799 (1976).
7. А.З. Дубничкова, Г.В. Ефимов. ОИЯИ, P2-10035, Дубна, 1976;
Dubnickova A.Z., Efimov G.V. JINR, E2-10371, Dubna, 1977.
8. А.З. Дубничкова, Г.В. Ефимов, М.А. Иванов, ОИЯИ, P2-10734, Дубна, 1977; Г.В. Ефимов, М.А. Иванов, ОИЯИ, E2-11065, Дубна, 1977.
9. Г.В. Ефимов. Нелокальные взаимодействия квантованных полей
Наука, Москва, 1977.
10. A. Salam. *Nuovo Cim.*, 25, 224 (1962); K. Hayashi et al. *Fort. der Phys.*, 15, N10, 625 (1967).
11. H. Joos. Quark confinement DESY 76/36, J414, 1976;
S.D. Drell. Quark confinement SLAC-PUB-2020 (T/E), 1977.
12. С. Газиорович. Физика элементарных частиц. Наука, Москва, 1969.
13. А.И. Ахиезер, М.П. Рекало. Электродинамика адронов.
Наукова думка, Киев, 1977;
D.G. Caldi, H. Pagels, Report Number C00-2232B-60, The Rockefeller University, New York N.Y. 10021;
M.D. Slaughter, S. Oneda. On Broken SU(3) in Hyperon Magnetic Moments. University of Maryland College Park. Maryland 20742.
14. M. Gell-Mann. *Phys. Rev.* 1, 362, 1958.
15. C.S. Wu. *Rev. Math. Phys.* 36, 618, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 апреля 1979 года.