В.С.Замиралов

Правила сумм квантовой хромодинамики и статические свойства барионов в унитарных и кварковых моделях

Настоящая диссертация посвящена изучению в основном статических свойств барионов, таких как массы, магнитные моменты и константы слабых радиационных распадов, константы связи с мезонами.

Эти свойства барионов интенсивно исследуются в течение последних нескольких десятков лет в рамках самых различных моделей.

Выдающаяся роль в нашем понимании свойств элементарных частиц, в том числе и барионов, сыграла и продолжает играть унитарная симметрия элементарных частиц.

Впервые сформулированная Гелл-Манном и Окубо в начаде 60-х, идея классификации всех элементарных частиц по мультиплетам унитарной группы SU(3) не только позволила распределить по унитарным мультиплетам известные барионы и мезоны, но в дальнейшем дала возможность расширить эту классификацию до мультиплетов высших унитарных групп, в которые в настоящее время помещены большинство вновь открытых частиц, в том числе барионов.

Однако, роль унитарной симметрии не ограничивается классификацией частиц по мультиплетам. По законам унитарной симметрии преобразуются мезонные и барионные токи, им подчиняются в той или иной мере константы распадов частиц, электромагнитные и слабые токи.

Появление в 1964 г. революционной идеи о кварках - прачастицах с дробным электрическим зарядом - позволило связать между собой различные мультиплеты и свойства частиц в этих мультиплетах.

В этот момент казалось, что задача сильных взаимодействий решена – достаточно было выразить параметры частиц через кварковые степени свободы.

Волновые функции элементарных частиц были выражены через волновые функции кварков, что оказалось решающим для плодотворного развития всей феноменологии элементарных частиц.

Создание квантовой хромодинамики позволила по новому подойти к проблеме сильных взаимодействий. Появилась принципиальная возможность найти все характеристики адронов.

Однако, на сегодня вычисление статических характеристик барионов, исходя из первых принципов теории, превышает возможности собственно КХД. Поэтому в рамках КХД ищутся другие пути решения этой задачи.

Благодаря основнополагающим работам российских школ (ИТЭФ, ЛИЯФ и др.) были созданы мощные непертурбативные методы расчетов, связанные с созданием формализма правил сумм.

Унитарная симметрия проявляется и в КХД, благодаря которой впервые появилась возможность количественного расчета поправок к результатам строгой унитарной симметрии.

Во многих случаях результаты сложных расчетов по КХД практически воспроизводят прежние результаты унитарной симметрии, полученные до эры КХД.

Задачи, связанные с расчетами характеристик адронов в рамках унитарных и кварковых моделей и в правилах сумм КХД и составили предмет настоящей диссертации.

Слабое радиационное излучение гиперонов

Предсказание Хара и слабый ток Кабиббо

Покажем, что проблемы с описанием слабых радиационных распадов гиперонов в унитарной симметрии могут быть частично решены обращением к модели Глэшоу- Илиопулоса- Майяни (ГИМ).

Модель SU(3) предсказывает нулевое значение асимметрии α для распада $\Sigma^+ \to p + \gamma$

$$\alpha(\Sigma^+ \to p + \gamma) = 0$$

(Y.Hara, Phys. Lett. 1964)

в противоречии с экспериментами, которые дают

$$\alpha(\Sigma^+ \to p + \gamma) = 0.76 \pm 0.08$$

(Particle Data Group), (1-ый эксп. Gerschwin et al. 1969).

Получим результат Хара, именуемый часто теоремой Хара. Эффективный слабый гамильтониан с $|\Delta S|=1$ в 3х-кварковой модели:

$$H_W^{eff}(|\Delta S|=1)=\frac{G_F}{\sqrt{2}}\sin\theta_C\cos\theta_C\{(\bar{u}O_\mu d)(\bar{s}O_\mu u)+(\bar{u}O_\mu s)(\bar{d}O_\mu u)\},$$

где $O_\mu = \gamma_\mu (1-\gamma_5)$, инвариантен относительно замены кварков $s \leftrightarrow d$. Амплитуды слабых радиационных распадов гиперонов у Хара должны соответствовать «встроенному»

$$H_W^{eff}(|\Delta S|=1)$$

Часть амплитуд при замене $s \leftrightarrow d$ переходят в амплитуды других процессов, например:

$$A((\Sigma^0,\Lambda)(usd)\to n(ddu)+\gamma)\to A(\Xi^0(ssu))\to(\Sigma^0,\Lambda)(uds)+\gamma)$$

Напротив, при замене $s \leftrightarrow d$ PV амплитуда распада $\Sigma^+ \to p + \gamma$ перейдет в эрмитово сопряженную того же процесса:

$$A^{PV}(\Sigma^+(uus) \to p(uud) + \gamma) \to A^{PV}(p(uud) \to \Sigma^+(uus) + \gamma) =$$
$$= A^{PV\dagger}(\Sigma^+ \to p + \gamma),$$

тогда как эрмитово сопряжение дает другой знак:

$$A^{PV}(\Sigma^+ \to p + \gamma) = -A^{PV\dagger}(\Sigma^+ \to p + \gamma),$$

Поэтому эта амплитуда должна обращаться в нуль, а вместе с ней и значение асимметрии распада.

Модель ГИМ и радиационные распады гиперонов

Картина слабых взаимодействий в работе Хара 1964 основывалась на модели Кабиббо с одним слабым изодублетом $(ud_C)_L$.

Уже в рамках 4-кварковой модели ГИМ еще с одним слабым изодублетом $(cs_C)_L$ положение меняется.

Эффективный слабый гамильтониан с изменением странности $|\Delta S|=1$ примет вид:

$$H_{GIM}^{eff}(|\Delta S|=1)=\frac{G_F}{\sqrt{2}}\sin\theta_C\cos\theta_C\{(\bar{u}O_\mu d+\bar{c}O_\mu s)(\bar{s}O_\mu u-\bar{d}O_\mu c)+$$

$$+(\bar{u}O_\mu s-\bar{c}O_\mu d)(\bar{d}O_\mu u+\bar{s}O_\mu c)\}.$$

H_{GIM}^{eff} более не инвариантен относительно замены s↔d.
Он инвариантен относительно одновременной замены

$$s \leftrightarrow d,\ c \leftrightarrow u\ \text{ и }\ \theta_C \leftrightarrow -\theta_C.$$

Это и есть решение проблемы Хара:
для амплитуд распада $\Sigma^+(uus) \rightarrow p\,(uud) + \gamma$ эрмитово сопряжение и инвариантность эффективного гамильтониана H_{GIM}^{eff} относительно замены ароматов оказываются разнесенными, так как замена

$$s \leftrightarrow d\ ,\ c \leftrightarrow u\ ,\ \theta_C \leftrightarrow -\theta_C$$

переводит этот распад в другой, сопряженный к

$$\Omega^+_{cc}(ccs) \rightarrow \Xi^+_{cc}\,(ccd) + \gamma.$$

Букина, Дубовик, Замиралов. Nucl.Phys.B(S),2001,
Е.Дубовик, Замиралов, Лепшоков, Школьников. ЯФ 2007

распад	A^{PV}	B^{PC}	$\pi\Gamma_\gamma/k_\gamma^3$	A_γ	$k_\gamma^3 \times 10^3$ ГэВ^3
$\Sigma^+ \to p\gamma$	-1.41	3.12	11.73 $(11.04\pm0.4)^{эксп}$	-0.75 $(-0.76\pm0.08)^{эксп}$	11.4
$\Sigma^0 \to n\gamma$	0.04	2.54	6.50	0.03	11.6
$\Lambda \to n\gamma$	2.08	-3.21	14.63 $(13.0\pm1.1)^{эксп}$	-0.91	4.25
$\Xi^0 \to \Lambda\gamma$	-0.75	1.91	4.21 $(5.4\pm0.4)^{эксп}$	-0.68 $(-0.78\pm0.19)^{эксп}$	6.23
$\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$	2.20	-7.84	66.31 $(59.75\pm2.0)^{эксп}$	-0.52 $(-0.63\pm0.09)^{эксп}$	1.60
$\Xi^- \to \Sigma^-\gamma$	-1.75	-0.89	3.85 $(3.82\pm0.8)^{эксп}$	0.81	1.64

Барионные константы связи в SU(3) и в кварковой модели
Различные редукции октета по представлениям SU(2)

Группа SU(3) содержит SU(2) в качестве подгруппы. Но разложение октета по мультиплетам можно сделать различным образом.

33-компонента является изосинглетом, а мультиплеты формируются по значениям Y и изоспина I

$$B^{\alpha}_{\beta} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda^0 & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda^0 & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda^0 \end{pmatrix}$$

11 – компонента является U-синглетом, а SU(2) U-мультиплеты образованы с одинаковым значением Q:

$$B^{\alpha}_{\beta}=\begin{pmatrix} -\frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda_{us} & \Sigma^{+} & p \\ \Sigma^{-} & \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^{0}_{us}+\frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda_{us} & n \\ \Xi^{-} & \Xi^{0} & -\frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^{0}_{us}+\frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda_{us} \end{pmatrix}$$

22 – компонента является V-синглетом, а $SU(2)$ V-мультиплеты образованы с одинаковым значением $(Q\text{-}Y)$:

$$B^{\alpha}_{\beta} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^{0}_{ds} + \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda_{ds} & \Sigma^{+} & p \\ \Sigma^{-} & -\frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda_{ds} & n \\ \Xi^{-} & \Xi^{0} & -\frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^{0}_{ds} + \frac{1}{\sqrt{6}}\Lambda_{ds} \end{pmatrix}$$

В кварковой модели волновые функции барионов имеют вид:

$$\sqrt{6}\left|p\uparrow\right\rangle = B_1^3\uparrow = \left|2u\uparrow u\uparrow d\downarrow - u\uparrow d\uparrow u\downarrow - d\uparrow u\uparrow u\downarrow\right\rangle,$$

$$\sqrt{12}\left|\Sigma^0\uparrow\right\rangle = \sqrt{6}(B_1^1 - B_2^2)\uparrow = |\,2u\uparrow d\uparrow s\downarrow + 2d\uparrow u\uparrow s\downarrow -$$
$$- u\uparrow s\uparrow d\downarrow - s\uparrow u\uparrow d\downarrow - d\uparrow s\uparrow u\downarrow - s\uparrow d\uparrow u\downarrow\rangle,$$

Волновая функция изосинглета Λ имеет иную структуру:

$$2\left|\Lambda\uparrow\right\rangle = -\sqrt{6}B_3^3\uparrow = |\,d\uparrow s\uparrow u\downarrow + s\uparrow d\uparrow u\downarrow - u\uparrow s\uparrow d\downarrow - s\uparrow u\uparrow d\downarrow\rangle,$$

Волновые функции Λ и Σ^0 соотносятся с волновыми функциями состояний с определенными U- и V– спинами поворотами на 60^o и 120^o:

$$-\Lambda_{us} = (\sqrt{3}/2)\Sigma^0+(1/2)\Lambda,$$

$$-\Lambda_{ds} =-(\sqrt{3}/2)\Sigma^0+(1/2)\Lambda,$$

$$\Sigma_{us} = (1/2)\Sigma^0+(\sqrt{3}/2)\Lambda,$$

$$\Sigma_{ds} = -(1/2)\Sigma^0+(\sqrt{3}/2)\Lambda.$$

Для произвольного оператора O справедливы следующие соотношения между матричными элементами:

$$2\langle\Sigma_{us}|O|\Sigma_{us}\rangle + 2\langle\Sigma_{ds}|O|\Sigma_{ds}\rangle - \langle\Sigma^0|O|\Sigma^0\rangle = 3\langle\Lambda|O|\Lambda\rangle$$

$$2\langle\Lambda_{us}|O|\Lambda_{us}\rangle + 2\langle\Lambda_{ds}|O|\Lambda_{ds}\rangle - \langle\Lambda|O|\Lambda\rangle = 3\langle\Sigma||\Sigma\rangle$$

$$-2\langle\Sigma_{us}||\Sigma_{us}\rangle + 2\langle\Sigma_{ds}||\Sigma_{ds}\rangle = \sqrt{3}(\langle\Sigma^0||\Lambda\rangle + \langle\Lambda|O|\Sigma^0\rangle)$$

$$2\langle\Lambda_{us}|O|\Lambda_{us}\rangle - 2\langle\Lambda_{ds}|O|\Lambda_{ds}\rangle = \sqrt{3}(\langle\Sigma^0|O|\Lambda\rangle + \langle\Lambda|O|\Sigma^0\rangle)$$

Ozpineci, Yakovlev, Zamiralov. Mod. Phys. Lett. A 20, 2005,
Ядерная физика 68, 2005.

Магнитные моменты барионов в $SU(3)_f$ и в кварковой модели

Электромагнитный ток барионов и кварков строится так же, как и ток электронов, только следует еще учесть неточечную структуру барионов, введя два формфактора.

Для бариона с зарядом e, описываемого спинором $u_B(p)$ и электромагнитного поля $A^\mu(x)$ с вектором поляризации ε^μ имеем:

$$eJ_\mu \varepsilon^\mu = e\bar{u}_B(p_2)(\gamma_\mu F_1(q^2) + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2m_B} F_2(q^2) u_B(p_1)\varepsilon^\mu,$$

F_1 - электрический формфактор, $F_1(0) = 1$; F_2 – магнитный формфактор, а $F_1(0) + F_2(0) = \mu_B$ – полный магнитный момент бариона в единицах собственных магнетонов $e\hbar/2m_B c$, $q = p_1 - p_2$.

Магнитные моменты барионов B_β^α задаются током

$$J_1^{m1} = F^m(\bar{B}_1^\alpha B_\alpha^1 - \bar{B}_\alpha^1 B_1^\alpha) + D^m(\bar{B}_1^\alpha B_\alpha^1 + \bar{B}_\alpha^1 B_1^\alpha - \frac{2}{3} B_\beta^\alpha B_\alpha^\beta),$$

откуда можно получить:

$$\mu(p) = \mu(\Sigma^+) = F^m + D^m/3,$$

$$\mu(\Sigma^-) = \mu(\Xi^-) = -F^m + D^m/3,$$

$$\mu(n) = \mu(\Xi^0) = -(2/3)\, D^m,$$

$$\mu(\Lambda) = -\mu(\Sigma^0) = -(1/3)\, D^m.$$

Согласие с экспериментов при двух параметрах F^m и D^m довольно неважное.

При этом многие современные модели магнитных моментов барионов содержат эти вклады в качестве ведущих, к которым затем рассчитываются поправки.

Правила сумм КХД для магнитных моментов барионов содержат структуры вида F- и D-структур, хотя исходят из кварковой модели барионов.

Представляет интерес найти связь между кварковой моделью НРКМ и унитарным подходом для магнитных моментов барионов с тем, чтобы потом перейти к КХД.

Магнитные моменты барионов в НРКМ

представляют собой сумму магнитных моментов кварков с оператором $\mu_q \sigma_z^q$.

G.Morpurgo. Physics 2(1965)95;
W.Thirring. Acta Phys.Austr.Suppl.2(1965)205.

Магнитные моменты протона и $\mu(\Sigma^0)$ равны тогда

$$\mu(p) = \sum_{q=u,d} \left\langle p \uparrow \middle| \mu_q \sigma_z^q \middle| p \uparrow \right\rangle = \frac{4}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_d,$$

$$\mu(\Sigma^0) = \frac{2}{3}\mu_u + \frac{2}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_s.$$

Применим ранее полученные соотношения для расчета $\mu(\Lambda)$:

$$3\mu(\Lambda) = 2\mu(\Sigma_{us}) + 2\mu(\Sigma_{ds}) - \mu(\Sigma^0) =$$

$$= 2\left(\frac{2}{3}\mu_u + \frac{2}{3}\mu_s - \frac{1}{3}\mu_d\right) + 2\left(\frac{2}{3}\mu_d + \frac{2}{3}\mu_s - \frac{1}{3}\mu_u\right) - \left(\frac{2}{3}\mu_u + \frac{2}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_s\right) = 3\mu_s.$$

Магнитные моменты

Барион	$\mu(B)^{эксп}$ в ед. μ_N	(i) 4 парам.	(ii) 5 парам.	Lee 4 парам.	Karl 5 парам.	Bos 7 парам.
p	2.79285	2.79	2.79	2.78	2.69	2.793
n	-1.91304	-1.91	-1.913	-1.86	-1.85	-1.969
Σ^+	2.458±0.010	2.43	2.43	2.50	2.59	2.481
Σ^-	-1.160±0.025	-1.15	-1.15	-1.215	-1.22	-1.155
Ξ^0	-1.250±0.014	-1.35	-1.248	-1.244	-1.33	-1.274
Ξ^-	-0.6507±0.0025	-0.65	-0.65	-0.6397	-0.61	-0.6507
Λ	-0.613±0.004	-0.64	-0.67	-0.631	-0.59	-0.604

Кварк-бикварковая модель

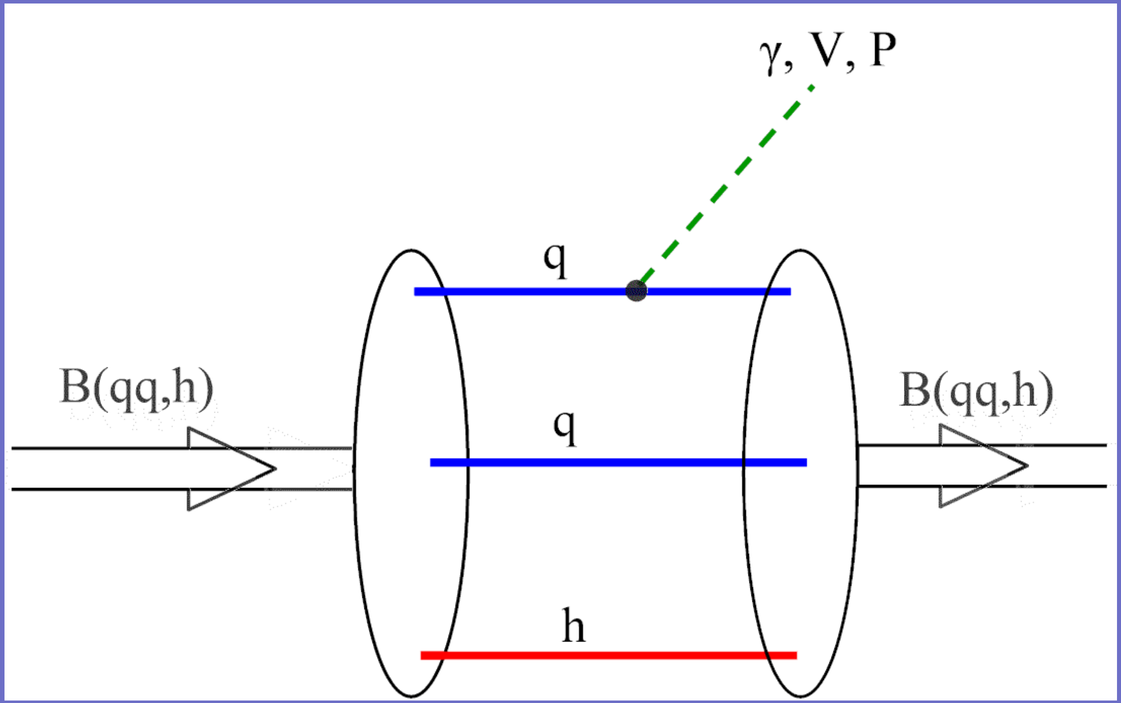
Предположим, что фотон взаимодействует различным образом с парой кварков одинакового аромата Σ-подобного бариона $B(qq,h)$ и с одиночным кварком.

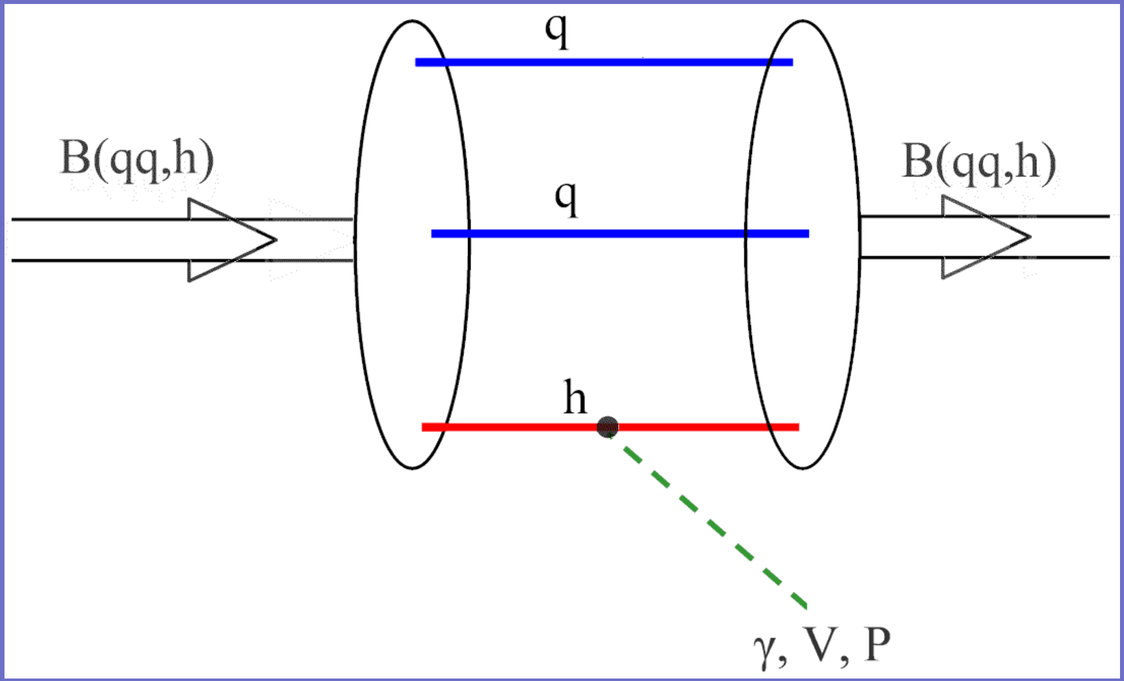
Введем оператор магнитного момента $e_q\ \omega_q\ \sigma_z^q$, в котором оператор ω_q различает между одиночным кварком h бариона $B(qq,h)$ и кварком бикварка $(q_\uparrow q_\uparrow)$ или $(q_\uparrow q_\downarrow)$ через матричные элементы:

$$<q_\uparrow q_\uparrow,h_\downarrow|\omega_q|q_\uparrow q_\uparrow,h_\downarrow> = w_{\uparrow\uparrow},$$
$$<q_\uparrow q_\downarrow,h_\uparrow|\omega_q\,|q_\uparrow q_\downarrow,h_\uparrow> = w_{\uparrow\downarrow},$$

$$<q_\uparrow q_\uparrow,h_\downarrow|\omega_h|q_\uparrow q_\uparrow,h_\downarrow> = v_{\uparrow\uparrow},$$
$$<q_\uparrow q_\downarrow,h_\uparrow|\omega_h|q_\uparrow q_\downarrow,h_\uparrow> = v_{\uparrow\downarrow}.$$

Жельми, Замиралов, Лепшоков. Вестник МГУ (1987/89)
Букина, Дубовик, Замиралов. Вестник МГУ (1999/2000)


γ, V, P
q
B(qq,h)
q
B(qq,h)
h


q
B(qq,h)
q
B(qq,h)
h
γ, V, P

$$\mu(p) = \sum_{u,d} \left\langle p_\uparrow \middle| e_q \omega_q \sigma_z^q \middle| p_\uparrow \right\rangle =$$

$$= \frac{1}{6} \left\langle 2u_\uparrow u_\uparrow d_\downarrow - u_\uparrow d_\uparrow u_\downarrow - d_\uparrow u_\uparrow u_\downarrow \middle| e_q \omega_q \sigma_z^q \middle| 2u_\uparrow u_\uparrow d_\downarrow - u_\uparrow d_\uparrow u_\downarrow - d_\uparrow u_\uparrow u_\downarrow \right\rangle =$$

$$\frac{4}{3} e_u w_{\uparrow\uparrow} - \frac{1}{3} e_d (2v_{\uparrow\uparrow} - v_{\uparrow\downarrow}) = e_u 2F^m + e_d (F^m - D^m) = F^m + \frac{D^m}{3}.$$

Итак, константа F-связи связана со взаимодействием фотона с "бикварком", состоящим из двух кварков одинакового аромата, а константа $(F\text{-}D)$ связана со взаимодействием фотона с единичным кварком.

Результат носит общий характер и справедлив для взаимодействия произвольных бозонов с барионами.

В кварк-бикварковой модели новые формулы для магнитных моментов Σ-подобных барионов октета (т.е. для всех, кроме Λ-гиперона) могут быть записаны через заряды кварков и константы F^m и D^m:

$$\mu(\Sigma^0) = (e_u + e_d)F^m + e_s(F^m - D^m).$$

$\mu(\Lambda)$ вычисляется через наши соотношения как

$$\mu(\Lambda) = (e_u + e_d)(F^m - (2/3)D^m) + e_s(F^m + (1/3)D^m) \rightarrow - D^m/3$$

Барионные константы связи с векторными мезонами

$$V^{\alpha}_{\beta} = \begin{pmatrix} \frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega}{\sqrt{2}} & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & -\frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\omega}{\sqrt{2}} & K^{*+} \\ K^{*-} & \overline{K^{*0}} & \varphi \end{pmatrix}$$

В SU(3) константы VBB также выражаются через F и D.

Отметим, что здесь имеется два набора констант F и D: один для "электрического", а другой для "магнитного" характера связи.

VBB константы связи в SU(3) и кварк-бикварковой модели

В НРКМ используются операторы $\tau_q^{\pm}\sigma_z^q$ для переходов с $\rho^{\pm}$ или K* и оператор $\tau_q^3\sigma_z^q$, где τ^3 – 3-я матрица Паули, для ρ^0.

Как и ранее, введем оператор ω, который различает взаимодействие векторного мезона с кварком "бикварка" и с одиночным кварком.

Константа связи протона с ρ^0-мезоном вычисляется аналогично $\mu(p)$:

$$g(pp\rho^0) = \sum_{ud} \left\langle p_{\uparrow} \middle| \tau_q^3 \omega_q \sigma_z^q \middle| p_{\uparrow} \right\rangle =$$

$$= \frac{1}{6}(8w_{\uparrow\uparrow} + 4v_{\uparrow\uparrow} - 2v_{\uparrow\downarrow}) = 2F - (F - D) = F + D.$$

Константы с заряженными мезонами $\rho^{\pm}$ содержат новый матричный элемент $w_{\uparrow\downarrow}$, выпадавший в расчетах с фотонами и ρ^0 - мезонами. Так,

$$g(pn\rho^+) = -(4w_{\uparrow\uparrow} + 6\, w_{\uparrow\downarrow})/6 = -(F+D')/6.$$

Здесь мы положили $2w_{\uparrow\uparrow}/3 = F$ и $w_{\uparrow\downarrow} = D'$, чтобы вернуться к результатам SU(3). Вообще говоря, величина D' может не совпадать с D из комбинации $(F-D)$, кроме как в пределе точной SU(3).

Кварк-бикварковая модель приводит к 3-м различным константам связи F, D', $(F-D)$ и сводится к обычной модели SU(3) при $D=D'$.

Предположение о вырождении матричных элементов w по ориентации спинов в бикварке: $w_{\uparrow\uparrow} = w_{\uparrow\downarrow}$ приводит к известному соотношению $F/D = 2/3$!

Становится понятным физический смысл отношения констант связи F и D.

Жельми, Замиралов. Вестн. Моск. Ун-та **28**, 39 (1987)

Соотношения между $g(\rho^0\Sigma\Sigma)$ и $g(\rho\Sigma\Lambda)$ в SU(3)

В унитарной модели все константы связи ρ^0 с барионами вида $B(qq,h)$ можно представить, как и магнитные моменты, в виде

$$g(\rho^0 BB)=g(\rho^0 qq)\,2F + g(\rho^0 hh)(F-D),$$

где $g(\rho^0 uu) = -g(\rho^0 dd) = 1/\sqrt{2}$, $g(\rho^0 ss) = 0$ считываются с мезонного тока

$$J_\mu^{\rho^0} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d).$$

Для мезонов ω и φ следует взять

$$g(\omega uu) = g(\omega dd) = 1/\sqrt{2},\ g(\omega ss) = 0\ ,$$
$$g(\varphi uu) = g(\varphi dd) = 0,\ g(\varphi ss) = 1.$$

Единственной константой связи, которую нельзя получить таким образом, является $g(\rho^0\Sigma\Lambda)$

Чтобы ее получить, рассмотрим $g(\rho^0\Sigma^0\Sigma^0)$ – (равную нулю !) и сделаем замены ($d \leftrightarrow s$) и ($u \leftrightarrow s$), образовав вспомогательные величины $g(\rho^0\Sigma_{ds}\Sigma_{ds})$ и $g(\rho^0\Sigma_{us}\Sigma_{us})$.

Справедливо соотношение:

$$\sqrt{3}g(\rho^0\Sigma\Lambda) = g(\rho^0\Sigma_{ds}\Sigma_{ds}) - g(\rho^0\Sigma_{us}\Sigma_{us}) = \sqrt{2}\,D$$

Замиралов, Озпинечи, Яковлев. ЯФ 69, 2006.

Константы связи K* Y N и K*YΞ в SU(3)

Константы связи K* и заряженных ρ^--мезонов с барионами даются формулами SU(3) и кварк-бикварковой модели. Получим их способом, удобном для применения в правилах сумм КХД.

Запишем константу связи ρ^--мезона с гипероном Σ^+ и вспомогательным гипероном Λ_{ds}:

$$2[g(\rho^-\Sigma^+\Lambda_{ds})] = \sqrt{3}g(\rho^-\Sigma^+\Sigma^0) + g(\rho^-\Sigma^+\Lambda) =$$

$$= -\sqrt{3}(-\sqrt{2}F) + \sqrt{\frac{2}{3}}D = \sqrt{\frac{2}{3}}(3F + D).$$

Алиев, Замиралов, Лепшоков, Озпинечи, Яковлев. ЯФ 70 (2007)

Применим операцию d $\leftrightarrow$s. Вспомогательный гиперон Λ_{ds} вернется в состояние обычного Λ, тогда как $\rho^-(du)$ превратится в $K^{*-}(\bar{s}\,u)$, а $\Sigma^+(uu,s)$ – в $-p(uu,d)$, так что в итоге

$$2[g(\rho^-\Sigma^+\Lambda_{ds})]_{ds} = -\,2\,[g(K^{*-}\,p\Lambda)] = \sqrt{2}/\sqrt{3}\ (3F+D).$$

Это есть результат унитарной симметрии.

Таким же образом формальная константа связи ρ^- - мезона с Σ^+ и Λ_{us} приводит к

$$2\,[g(\rho^-\Sigma^+\Lambda_{us})]_{us} = 2\,[g(K^{*0}\Xi^0\Lambda)] = -\sqrt{2}/\sqrt{3}\ (3F-D).$$

Это опять совпадает с результатом унитарной симметрии.

Вывод соотношений для этих констант связи показывает путь их построения в правилах сумм КХД.

Правила сумм КХД для констант VBB и PBB

Выберем интерполирующие токи барионов в виде:

$$\sqrt{2}\eta^{\Sigma^0} = \varepsilon_{abc}\{(u^{aT}Cs^b)\gamma_5 d^c + (s^{aT}Cd^b)\gamma_5 u^c\}$$

$$\langle 0|\eta^B|B(p)\rangle = \lambda_B u(p)$$

Все токи получаются из тока Σ^0 кроме Λ, равного

$$-\sqrt{3}\eta^{\Lambda} = \eta^{\Sigma_{us}} - \eta^{\Sigma_{ds}}$$

В нерелятивистском пределе они сводятся к волновым функциям НРКМ.

Правила сумм КХД и интерполирующие токи

Для вершины VBB построим поляризационный оператор (коррелятор)

$$\Pi(B_1 \to B_2 V) = i\int d^4x\, e^{ipx} \langle V(q)|T\{\eta^{B_2}(x)\eta^{B_1}(0)\}|0\rangle,$$

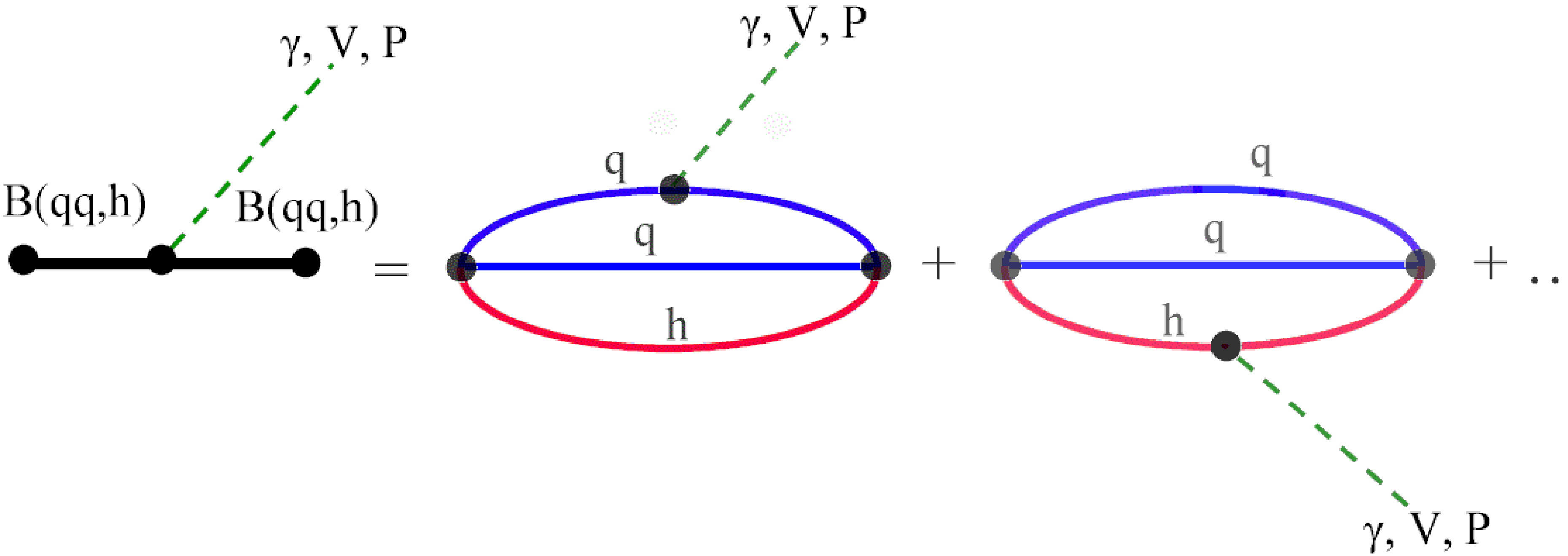
символ T *означает упорядочение по времени.*

Корреляторы вычисляются

(1) феноменологически через параметры адронов;

(2) в глубоко--неупругой эвклидовой области импульсов (через кварковые и глюонные степени свободы с помощью операторного разложения OPE).

Правила сумм получаются приравниванием (1) и (2).



γ, V, P
B(qq,h)
B(qq,h)
=
γ, V, P
q
q
h
+
q
q
h
+ ...
γ, V, P

В феноменологической части правил сумм вставим полный набор промежуточных состояний с квантовыми числами тока η^B, выделяя барионы в основном состоянии:

$$\Pi(B_1 \to B_2 V) = \frac{\langle 0 | \eta^{B_2} | B_2(p_2) \rangle \langle B_2(p_2) | V(q) | B_1(p_1) \rangle \langle B_1(p_1) | \eta^{B_1} | 0 \rangle}{(p_2^2 - m_2^2)(p_1^2 - m_1^2)},$$

где $p_1 = p_2 + q$, m_i – масса бариона B_i.

Матричный элемент векторного тока барионов определяется выражением:

$$\langle B_2(p_2) | V(q) | B_1(p_1) \rangle = \bar{u}(p_2) \left\{ f_1 \gamma_\mu - f_2 \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{m_1 + m_2} \right\} u(p_1) \varepsilon^\mu,$$

$f_{1,2}$ - искомые константы связи, q^ν – 4-импульс V-мезона, $u(p)$ – дираковский спинор бариона $B, \bar{u}u = 2m$.

Феноменологическое выражение для коррелятора примет вид:

$$\Pi(B_1 \to B_2 V) = \frac{\lambda_{B_1}\lambda_{B_2}}{(p_1^2 - m_1^2)(p_1^2 - m_1^2)} \varepsilon^{\mu} (\hat{p}_2 + m_2) \left\{ f_1 \gamma_\mu - f_2 \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^{\nu}}{(m_1 + m_2)} \right\} (\hat{p}_1 + m_1) =$$

$$= \frac{\lambda_{B_1}\lambda_{B_2}}{(p_1^2 - m_1^2)(p_1^2 - m_1^2)} \{\hat{p}\hat{\varepsilon}\hat{q}(f_1 + f_2) + 2(\varepsilon p)\hat{p} f_1 + \ldots\} = \Pi^{f_1+f_2} \hat{p}\hat{\varepsilon}\hat{q} + \Pi^{f_1} \hat{p}(\varepsilon p) + \ldots$$

Поляризационный оператор КХД представлен как разложение по лоренц - структурам, содержащим комбинации импульсов, матриц Дирака и т.п., с некоторыми функциями $\Pi_i(p^2)$ при каждой структуре. Написав для $\Pi_i(p^2)$ дисперсионное соотношение

$$\Pi_i(p^2) = \frac{1}{\pi} \int \frac{\operatorname{Im} \Pi_i(s)}{(s + p^2)} ds,$$

и сделав борелевское преобразование, можно получить правило сумм вида (Шифман, Вайнштейн, Захаров 1979)

$$\Pi_i(M^2) = \frac{1}{\pi} \int \operatorname{Im} \Pi_i(s) e^{-s/M^2} ds.$$

Левая часть правил сумм вычисляется на основе КХД.

Правая часть правил сумм вычисляется феноменологически с учетом вкладов низколежащих адронных состояний.

В результате получаем правила сумм для $f = f_1,\ f_1 + f_2$:

$$f = \zeta \Pi^f (M^2),$$

где $$\zeta = \frac{1}{\lambda_{B_1}\lambda_{B_2}} \exp\left(-\frac{m_1^2}{M_1^2} - \frac{m_2^2}{M_2^2} - \frac{m_V^2}{M_1^2 + M_2^2} \right).$$

Замиралов, Озпинечи, Яковлев. ЯФ 2006; Вестн. МГУ 2005

- S.Choe et al. “g(KNΛ) and g(KNΣ) from QCD sum rules",
  Phys.Rev. C 53, 1363 (1996).

- S.Choe, "g(πΛΣ) and g(KΣΞ) from QCD sum rules",
  Phys. Rev. C 57, 2061-2064 (1998).

- M.E.Bracco et al."g(NKΛ) and g(NKΣ) from QCD SR's
  Phys. Lett. B 454, 346-352 (1999);
  "Hyperon-nucleon coupling from QCD sum rules",
  Nucl. Phys. Proc. Suppl. B 86, 417 (2000).

- T.M.Aliev, M.Savci, "πBB coupling constants in LC QCD sum rules",
  Phys.Rev. D 65, 016008 (2000);
  "g(KΛ N) and g(KΣN) in light cone QCD sum rules",
  Phys. Rev. C 61, 045201 (2000).

Соотношения между корреляторами

- ✓ Вычислены корреляторы $\Pi^{f_{1,2}}$ для всех вершин VBB и найдены соотношения между ними, следуя
  Aliev, Ozpineci, Yakovlev, Zamiralov, Phys. Rev. D74 (2006).

- ✓ Все корреляторы выражаются через три независимые функции как для электро-подобных, так и для магнито-подобных формфакторов.

- ✓ В пределе точной симметрии $SU(3)_f$ все константы связи VBB выражаются друг через друга известными соотношениями.

Достоинством подхода через правила сумм является возможность учесть эффекты нарушения $SU(3)_f$.

Рассмотрим соотношения между корреляторами.

Коррелятор перехода $\Sigma^0 \to \Sigma^0 + \rho^0$ имеет тот же вид, что и ранее полученные выражения в кварк-бикварковой модели:

$$\Pi(\Sigma^0 \to \Sigma^0 \rho^0) = g(\rho^0 uu)\Pi_1(u,d,s) + g(\rho^0 dd)\,\Pi'_1(u,d,s) + g(\rho^0 ss)\Pi_2(u,d,s),$$

что определяет две из трех независимых функций.

Для Σ^+ получаем

$$\Pi(\Sigma^+ \to \Sigma^+ \rho^0) = \sqrt{2}\,\Pi_1(u,u,s),$$

а для Σ^- имеем

$$\Pi(\Sigma^- \to \Sigma^- \rho^0) = -\sqrt{2}\,\Pi_1(d,d,s).$$

Эти равенства устанавливают соотношения между взаимодействием ρ^0-мезона с барионам Σ^+, Σ^- и Σ^0.

В пределе изотопической симметрии получаем

$$\Pi(\Sigma^+ \to \Sigma^+ \rho^0) = -\Pi(\Sigma^- \to \Sigma^- \rho^0),\ \Pi(\Sigma^0 \to \Sigma^0 \rho^0) = 0.$$

Корреляторы связи ρ0-мезона с протоном имеют вид:

$$\sqrt{2}\Pi(p \to p\rho^0) = 2\,\Pi_1(u,u,d) - \Pi_2(u,u,d),$$

Аналогично для нейтронов и Ξ-гиперонов

$$\sqrt{2}\Pi(n \to n\rho^0) = -2\,\Pi_1(d,d,u) + \Pi_2(d,d,u),$$

$$\sqrt{2}\Pi(\Xi^0 \to \Xi^0\rho^0) = \Pi_2(s,s,u),\ \sqrt{2}\Pi(\Xi^- \to \Xi^-\rho^0) = \Pi_2(s,s,d).$$

Подобные соотношения описывают взаимодействие ρ^0-мезона с барионами октета через $\Pi_{1,2}(u,d,s)$.

С заряженными ρ-мезонами имеем:

$$\Pi(\Sigma^0 \to \Sigma^+\rho^-) = -\sqrt{2}\Pi'_1(u,d,s) = \sqrt{2}\Pi_1(d,u,s).$$

Аналогичные вычисления для гиперонов Ξ дают:

$$\Pi(\Xi^0 \to \Xi^- \rho^+) = \Pi_2(s,s,u),$$

$$\Pi(\Xi^- \to \Xi^0 \rho^-) = \Pi_2(s,s,d).$$

Корреляторы с мезонами K* имеют вид:

$$\Pi(\Sigma^+ \to pK^{*0}) = -\Pi_2(u,u,s),$$

$$\Pi\,(n \to \Sigma^- K^{*+}) = -\Pi^2(d,d,s).$$

На примере

$$\Pi(\Sigma^0 \to \Xi^0 K^{*0}) - \sqrt{3}\Pi(\Lambda \to \Xi^0 K^{*0}) = -2\sqrt{2}\Pi_1(d,s,u),$$

видно, что корреляторы с участием одиночного Λ-гиперона оказываются в паре с корреляторами с участием Σ^0- гиперона.

Чтобы разделить их, введем еще одну независимую функцию

$$\Pi_3(u,d,s) = -\Pi(\Sigma^0 \to \Xi^- K^{*+}) = -\langle us|\Xi^-\Sigma^0|\,0\rangle.$$

Ограничимся двумя примерами:

$$\Pi(\Sigma^+ \to \Xi^0 K^{*+}) = \sqrt{2}\Pi(\Sigma^0 \to \Xi^- K^{*+})\ (d \to u) = -\sqrt{2}\Pi_3(u,u,s),$$

$$\Pi(p \to n\rho^+) = \Pi(\Sigma^+ \to \Xi^0 K^{*+})\ (s \to d) = -\sqrt{2}\Pi_3(u,u,d),$$

Инвариантную функцию $\Pi_3(u,d,s)$ можно разбить на симметричную и антисимметричную части по отношению к замене кварков d и s:

$$\Pi_3(u,d,s) = \Pi_3^{sym}(u,d,s) + \Pi_3^{asym}(u,d,s),$$

симметричная часть выражается через Π_1 и Π_2 как

$$\sqrt{2}\Pi_3^{sym}(u,d,s) = \Pi_1(u,d,s) + \Pi_1(u,s,d) - \Pi_2(s,d,u).$$

С этой новой функцией получаем соотношения между всеми переходами через $\Pi_{1,2,3}(u,d,s)$.

В пределе $SU(3)_f$ Π_1 и Π_2 соответствуют F и $(F\text{-}D)$, тогда как $\Pi_3^{asym}(u,d,s)$ соответствует разности $(D\text{-}D`)$ в кварк-бикварковой модели и исчезает в пределе точной унитарной симметрии.

Итак, все возможные вершины взаимодействия VBB выражаются через три инвариантные функции $\Pi_{1,2,3}(u,d,s)$.

Численные результаты для VBB и PBB из правил сумм КХД

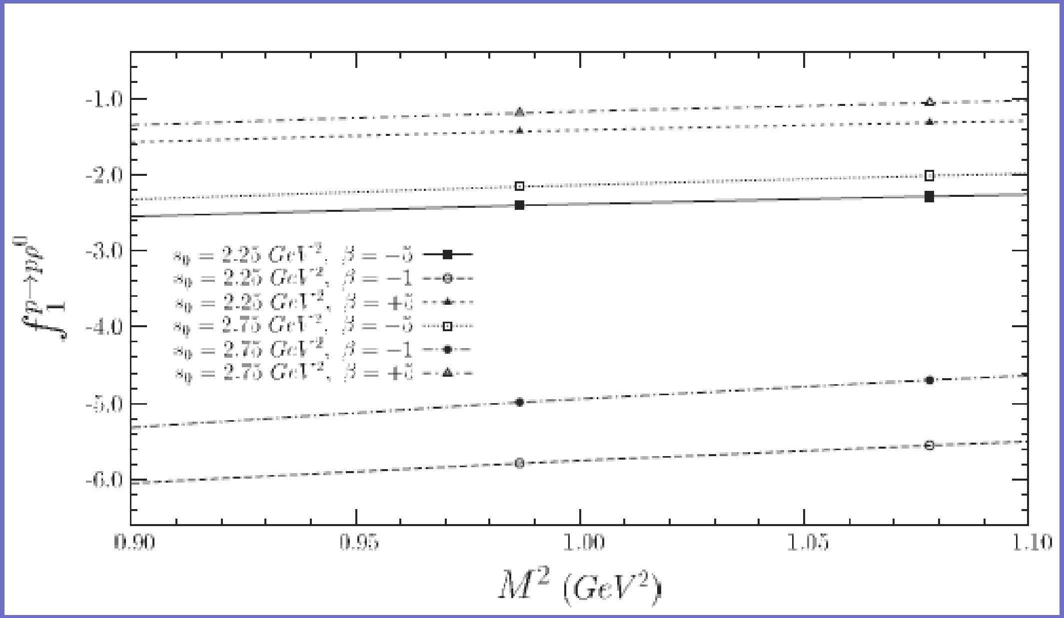
Для $B_1 \rightarrow B_2 + V$ после борелевского преобразования над коэффициентными функциями Π^{f_1} и $\Pi^{f_1+f_2}$ и вычитания вклада континуума получаем правила сумм для констант связи электрического и магнитного вида

$$f = \zeta \Pi^f(M^2), \quad f = f_1,\, f_1 + f_2,$$

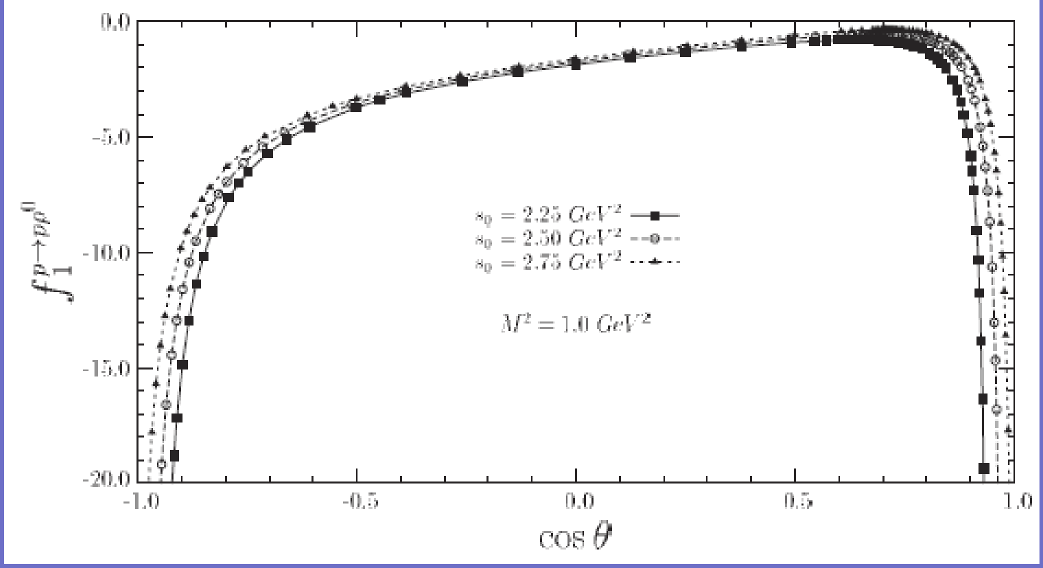
где $$\zeta = \frac{1}{\lambda_{B_1}\lambda_{B_2}} \exp\left(-\frac{m_1^2}{M_1^2} - \frac{m_2^2}{M_2^2} - \frac{m_V^2}{M_1^2 + M_2^2} \right).$$

Для вычисления λ_B использованы правила сумм КХД для масс барионов.

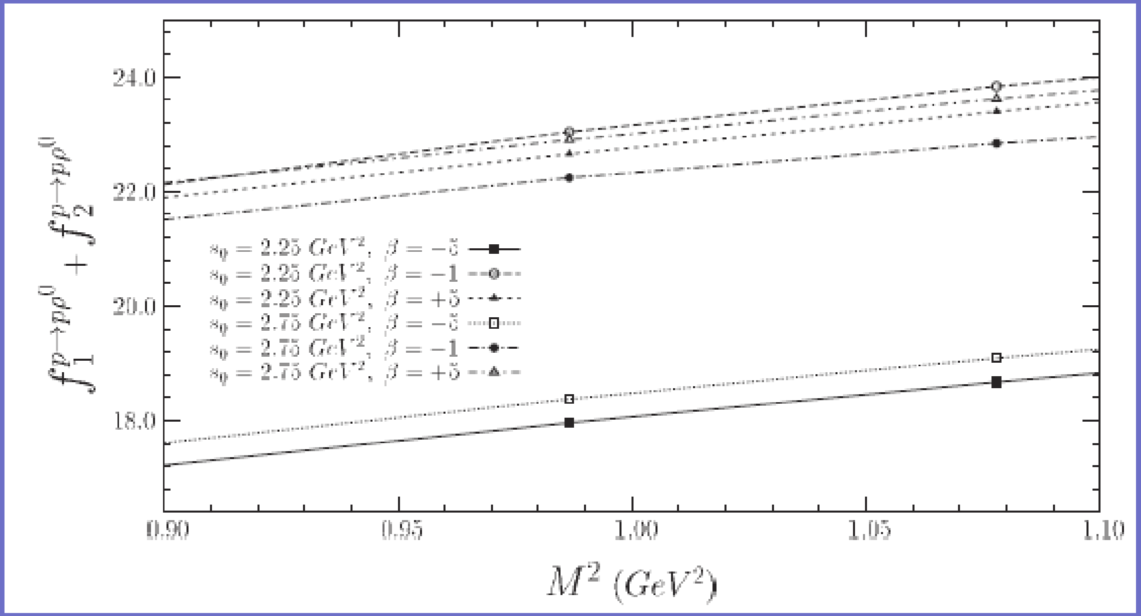
Aliev, Ozpineci, Savci, Zamiralov. Phys. Rev. D80, (2009).



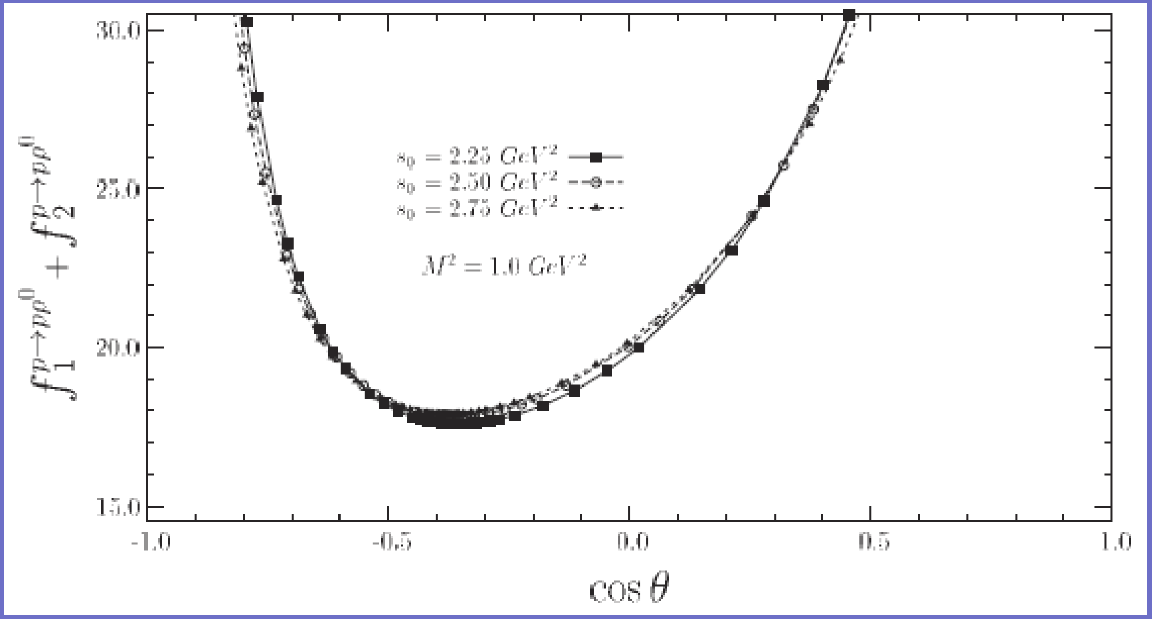
Зависимость f_1 перехода $p \to p\rho^0$ от θ



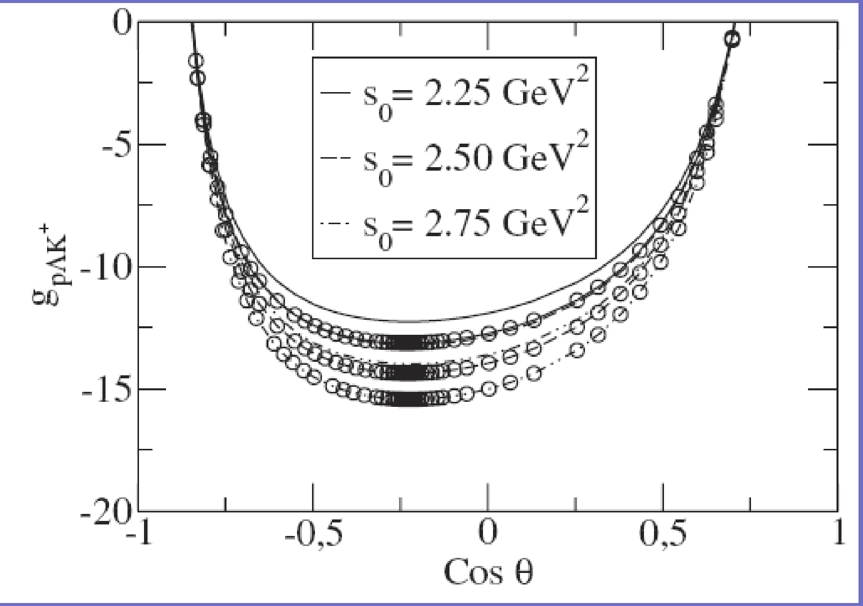
Зависимость f_1 перехода $p \to p\rho^0$ от M^2



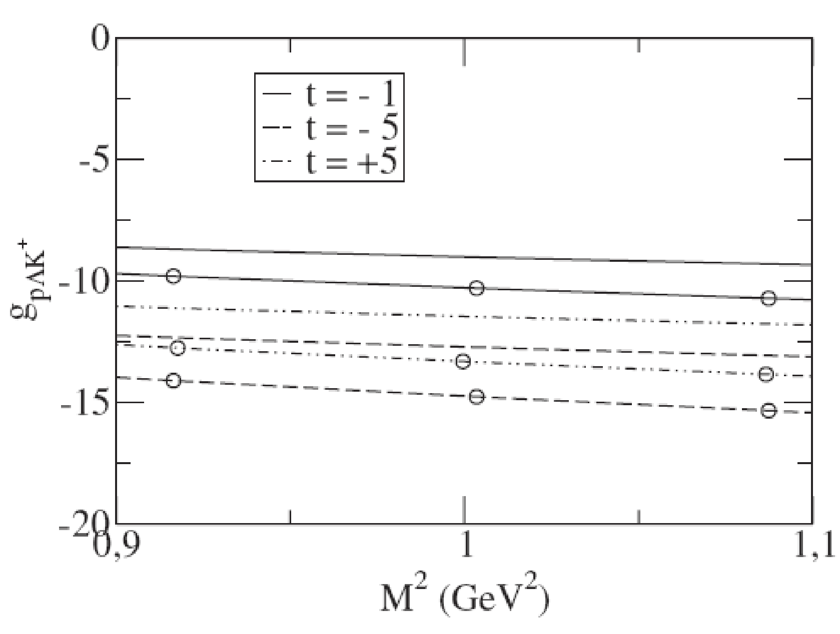
Зависимость (f_1+ f_2) перехода p → pρ^0 от θ



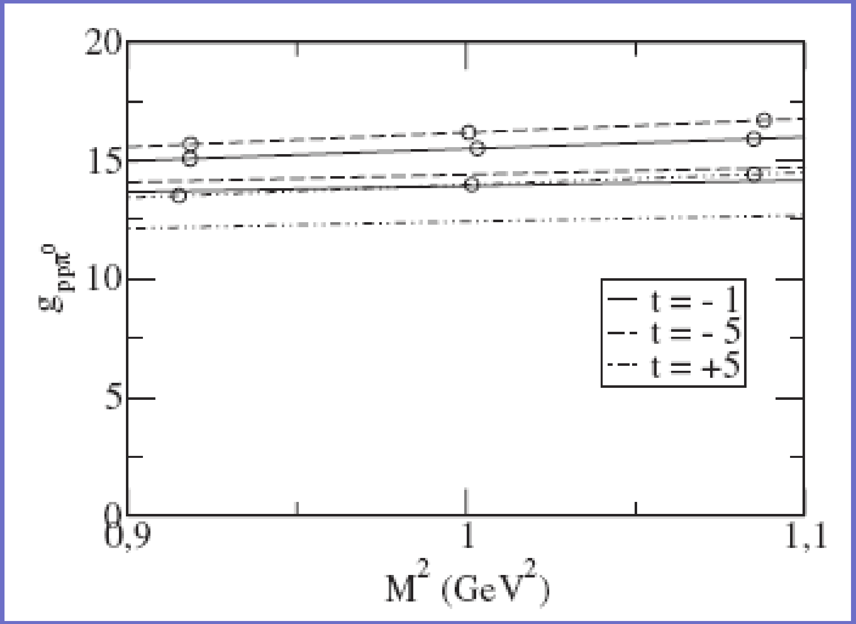
Зависимость (f_1+f_2) перехода p → pρ^0 от M^2



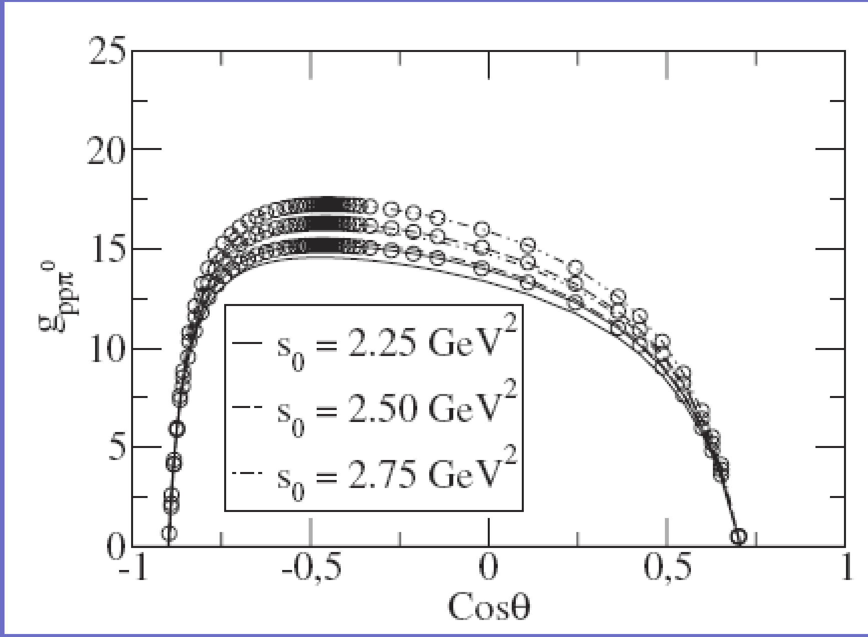
Зависимость перехода $p \to \Lambda K^+$ от θ



Зависимость перехода $p \to \Lambda K^+$ от M^2



Зависимость перехода $p \to p\pi^0$ от θ



Зависимость перехода $p \to p\pi^0$ от M^2

f_1(канал перехода)	Обобщ. ток	SU $(3)_f$	Ток Иоффе	SU$(3)_f$	Zhu QSR	Wang QSR	Erkol QSR
$f_1(p \to p\rho^0)$	-2.5±1.1	-1,7	-5.9±1.3	-6.4	2.5±0.2	2.4±0.6	3.2±0.9
$f_1(p \to p\omega)$	-8.9±1.5	-10.3	-8.2±0.4	-9.6	18±8	7.2±1.8	
$f_1(\Xi^0 \to \rho^0\Xi^0)$	-4.2±2.1	-4.3	-2.0±0.2	-1.6		2.4±0.6	1.5±1.1
$f_1(\Sigma^0 \to \Lambda\rho^0)$	1.9±0.7	1.5	-3.0±0.5	-2.8			
$f_1(\Lambda \to \Sigma{+}\rho^-)$	1.9±0.7	1.5	-2.8±0,6	-2.8			
$f_1(\Sigma^+ \to \Sigma^0\rho^+)$	7.2±1.2	6.0	8.5±0.8	8.0			
$f_1(\Sigma^+ \to \Lambda\rho^+)$	2.0±0.6	1.5	-2.8±0.6	-2.8			
$f_1(p \to \Lambda K^{*+})$	5.1±1.8	4.4	7.4±0.8	8.3			
$f_1(\Sigma^- \to n\ K^{*-})$	6.6±1.8	6.1	1.7±0.4	2.3			

Константы сравниваем с результатами работ: Zhu, ρNN, PR C59 (1999); Erkol et al., ρNN, ωNN, PR C 74 (2006); Wang, ρNN, ρΣΣ, ρΞΞ , PR D75 (2007).

f_1(Канал перехода)	Обобщ. ток	$SU(3)_f$	Ток Иоффе	SU(3)f	Zhu QSR	Wang QSR	Erkol QSR
$f_1(\Xi^0 \rightarrow \Sigma + K^{*-})$	-2.3±1.7	-2.4	-10.0±1.8	-9.1			
$f_1(\Xi^- \rightarrow \Lambda\ K^{*-})$	-5.9±0.7	-5.8	-6.2±0.4	-5.5			
$f_1(\Sigma^0 \rightarrow \Xi^0\ K^{*0})$	1.6±1.0	1.7	7.1±1.3	6.4			
$f_1(\Lambda \rightarrow \Xi^0\ K^{*0})$	-6.0±0.7	-5.8	-6.2±0.2	-5,5			
$f_1(n \rightarrow \Sigma^0\ K^{*0})$	-4.0±0.7	-4.3	-1.5±0.3	-1.6			
$f_1(\Lambda \rightarrow \Lambda\ \omega)$	-7.1±1.1	-7.7	-4.8±0.2	-4.8		4.8±1,2	
$f_1(\Xi^0 \rightarrow \Xi^0\ \varphi)$	-9.5±2.5	-8.5	-13.5±1.6	-11.3			
$f_1(\Lambda \rightarrow \Lambda\ \varphi)$	-5.3±1.5	-3.6	-8.0±1.0	-6.8			
$f_1(\Sigma^0 \rightarrow \Sigma^0\ \varphi)$	-6.0±0.8	-6.1	-0.25±0.50	-2.3			

f_1+f_2(канал перехода)$\equiv f_{12}$	Обобщ. ток	SU (3)f	Ток Иоффе	SU(3)f	Zhu QSR	Wang QSR	Erkol QSR
$f_{12}(p\to p\ \rho^0)$	19.7±2.8	21±4	22.7±1.3	24±7	21.6±6.6	10.1±3.7	36.8±13
$f_{12}(p\to p\omega)$	14.5±2.6	15.0	21.2±1.2	25.7	32.4±14.4	5.0±1.2	
$f_{12}(\Xi^0\to\rho^0\Xi^0)$	-2.8±1.6	-3.2	-0.24±0.24	0.5		-3.6±1.6	5.3±3.3
$f_{12}(\Sigma^0\to\Lambda\rho^0)$	13,8±2.7	14.2	15.1±0.9	14.0			
$f_{12}(\Lambda\to\Sigma^+\rho^-)$	14.3±2.9	14.2	15.1±0,8	14.0			
$f_{12}(\Sigma^+\to\Sigma^0\rho^+)$	-17.8±2.2	-18.2	-27..9±1.8	-25.2		7.1±1.0	53.5±19
$f_{12}(\Sigma^+\to\Lambda\rho^+)$	14.3±2.9	14.2	15.1±0.8	14.0			
$f_{12}(p\to\Lambda K^{*+})$	-22.9±4.2	-22.9	-27..3±1.5	-28.8			
$f_{12}(\Sigma^-\to n\ K^{*-})$	3.8±2.8	4.5	-0.80±0.05	-0.7			

f_1+f_2(канал перехода)$\equiv f_{12}$	Обобщ. ток	SU(3)f	Ток Иоффе	SU(3)f	Zhu QSR	Wang QSR	Erkol QSR
$f_{12}(\Xi^0\to\Sigma^+K^{*-})$	33.8±5.9	30.3	41.3±2.4	34.9			
$f_{12}(\Xi^-\to\Lambda K^{*-})$	11.6±2.9	8.7	17.9±1.0	14.8			
$f_{12}(\Sigma^0\to\Xi^0K^{*0})$	-24.6±4.8	-21.4	-29.2±1.7	-24.7			
$f_{12}(\Lambda\to\Xi^0K^{*0})$	11.1±2.6	8.7	15.0±1.0	14,8			
$f_{12}(n\to\Sigma^0K^{*0})$	-2.8±1.8	-3.2	0.56±0.04	0.5			
$f_{12}(\Lambda\to\Lambda\omega)$	1.6±0.6	1,8	7.1±0.5	9.1		-5.7±1,0	
$f_{12}(\Xi^0\to\Xi^0\varphi)$	22.8±6.4	25.7	37.7±2.5	35.6			
$f_{12}(\Lambda\to\Lambda\varphi)$	19.3±5.0	18.7	22.0±1.4	23.5			
$f_{12}(\Sigma^0\to\Sigma^0\varphi)$	3.5±2.5	4.5	0.81±0.05	0.7			

Правила сумм КХД для констант PBB были вычислены теми же методами. (Aliev,Ozpineci, Yakovlev, Zamiralov,PR D 74 (2006).)

Полученные результаты сведены в таблицы и сравниваются с результатами работ:
H.Kim, T. Doi, M.Oka, S.H. Lee, NPh A678, 295 (2000);
M.E.Bracco, F.S.Navarra, M.Nielsen, PL b454, 346 (1999);
S. Choe, Phys. Rev. C 62, 025204 (2000);
R. Lawall et al., PDG, Eur.Phys.J A 24, 275 (2005);
R.A.Arndt et al., PRL 65, 157 (1990);
T.Doi, Y. Kondo, M. Oka Phys. Rep. 398, 253 (2004)

Канал	Обобщ. ток	Ток Иоффе	SU(3)	QSR*	QSR#	Эксп. феном.
$\Sigma^- \to nK^-$	5±3	15±2	4.7			
$\Sigma^+ \to \Lambda\pi^+$	10±3.5	12.5±1	Input			
$\Sigma^+ \to \Sigma^0\pi^+$	-9±2	-7.5±0.7	-10.7	-11.9±0.4 Kim 2000		
$\Xi^0 \to \Lambda K^0$	4.5±1	-2.6±0.3	4.25			
$\Xi^0 \to \Sigma^0 K^0$	-12.5±3	13.5±1	-14			
$\Xi^0 \to \Sigma^+ K^-$	18±4	19±2	19.8			
$\Xi^0 \to \Xi^0\pi^0$	10±2	0.3±0.6	-3.32	-1.60±0.05 Kim 2000		

Канал	Обобщ. ток	Ток Иоффе	$SU(3)_f$	QSR	QSR* Choe2000	Эксп. феном.
$\Lambda \to nK$	-13±3	-9.5±1	-14.3	-2.37±0.09 Bracco 1999	-2.49±1.25	-13.5 Lavall
$\Lambda \to \Sigma^+\pi^-$	10±3	12±1	10.0			
$\Lambda \to \Xi^0 K^0$	4.5±2	-2.5±0.5	4.25			
$n \to p\pi^-$	21±4	20±2	19.8			21.2 Arndt
$n \to \Sigma^0 K^0$	-3.2±2.2	-9.5±0.5	-3.3	-0.025±0.015 Bracco 1999	-0.40±0.38	-4.25 Lavall
$p \to \Lambda K^+$	-13±3	-10±1	-14.25	-2.37±0.09 Bracco 1999	-2.49±1.25	-13.5 Lavall
$p \to p\pi^0$	14±4	15±1	Input	13.5±0.5 Kim 2000		14.9 Arndt
$p \to \Sigma^+ K^0$	4±3	14±1	5.75			
$\Sigma^0 \to nK^0$	-4±3	-9.5±1	-3.32	-0.025±0.015 Bracco 1999	-0.40±0.38	-4.25 Lavall
$\Sigma^0 \to \Lambda\pi^0$	11±3	12±1.5	10.0	6.9±1 Doi 2004		
$\Sigma^0 \to \Xi^0$	5±3	15±2	-14			

В работе получены следующие основные результаты:

- На основе теории групп получены соотношения, связывающие между собой матричные элементы с участием гиперонов Λ и Σ.

- Предложена кварк-бикварковая модель, в которой устанавливается физический смысл констант F- и D-связи и отношения $F/D = 2/3$.

- Для слабых радиационных распадов гиперонов получено новое решение для теоремы Хара о нулевой асимметрии в распаде $\Sigma^+ \to p + \gamma$ и установлена связь между кварковым и унитарным описанием этих процессов.

- Получены новые соотношения между магнитными моментами гиперонов Λ и Σ в унитарной симметрии и в кварковой модели.

- Все константы связи PBB и VBB выражены через 3 константы, сводящиеся к F и D в унитарном пределе.
- Построены правила сумм КХД для констант PBB и VBB. Установлена унитарная структура правил сумм КХД, получены соотношения между корреляторами.
- С помощью правил сумм все константы PBB и VBB выражены через три универсальные функции $\Pi_{1,2,3}$ для каждого типа взаимодействия, сводящиеся в пределе к константам F и D.
- Получены численные значения констант PBB, VBB. Проведено сравнение с другими теоретическими результатами и с экспериментальными данными.

Спасибо за внимание!