АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.173

НОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ БОРЕЛЕВСКИМИ ПРАВИЛАМИ СУММ ДЛЯ СИЛЬНЫХ КОНСТАНТ СВЯЗИ $g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0}$ И $g_{\eta\Lambda\Lambda}$

В. С. Замиралов, А. Озпинечи*), С. Б. Яковлев

(*НИИЯФ; кафедра общей ядерной физики*)

E-mail: zamir@depni.sinp.msu.ru

Получены новые соотношения между борелевскими правилами сумм в квантовой хромодинамике для сильных констант связи. Показано, что, отправляясь от правила сумм для $g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0}$, можно непосредственно получить соответствующее правило сумм для $g_{\eta\Lambda\Lambda}$ и наоборот. Получено отношение $g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0}/g_{\eta\Lambda\Lambda} = -0.66$ и определено значение константы $g_{\eta\Lambda\Lambda}$, равное -3.39.

Введение

Правила сумм квантовой хромодинамики (КХД) оказались мощным инструментом при изучении свойств адронов [1]. Особенно большое внимание сразу привлекло построение правил сумм для масс, магнитных моментов [2–6] и аксиально-векторных констант связи барионов [7, 8] (более полный перечень ссылок можно найти во многих обзорах по правилам сумм). В рамках борелевских правил сумм (БПС) изучались также сильные мезон-барионные константы связи [9–13]. При этом во многих работах, начиная с [2], отмечались трудности при построении правил сумм с участием Λ-гиперона. Как правило, правила сумм для Λ-гиперона строились отдельно от соответствующих правил сумм для других барионов октета $SU(3)$.

Недавно нам удалось построить соотношения между правилами сумм КХД для масс и магнитных моментов гиперонов Σ^0 и Λ [14] и тем самым во многом обойти упомянутые трудности.

Естественно поставить вопрос, можно ли построить подобные соотношения для других характеристик барионов, например для сильных мезон-барионных констант связи? Задача имеет и практическое значение, поскольку, как правило [12, 13], строятся правила сумм для всех констант связи $g_{\eta BB}$ барионов с η-мезоном, кроме $g_{\eta\Lambda\Lambda}$.

Оказывается, эта задача имеет решение, а именно можно построить правило сумм для константы $g_{\eta\Lambda\Lambda}$, отправляясь от известных правил сумм для константы $g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0}$.

Соотношения между $g_{\eta\Lambda\Lambda}$ и $g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0}$ в $SU(3)$

Начнем, как и в [14], с простого примера. В модели унитарной симметрии константы связи псевдоскалярных мезонов с барионами октета выражаются через константы F и D, входящие в лагранжиан

$$L = D\,\mathrm{Sp}\,\bar{B}\{P,B\} + F\,\mathrm{Sp}\,\bar{B}[P,B] \tag{1}$$

(см., напр., [15]):

$$g_{\eta\Sigma^+\Sigma^+} = \sqrt{\frac{2}{3}}D, \quad g_{\eta\Xi^0\Xi^0} = -\frac{1}{\sqrt{6}}(3F+D), \quad g_{\eta\Lambda\Lambda} = -\sqrt{\frac{2}{3}}D \;\text{ и т. д.} \tag{2}$$

Запишем константы связи нейтральных мезонов π^0 и η, с Σ-подобными барионами (вида $B(qq,q')$, т. е. N,Σ,Ξ октета барионов) следующим образом:

$$g_{\mathcal{M}B(qq,q')B(qq,q')} = g_{\mathcal{M}qq}2F + g_{\mathcal{M}q'q'}(F-D) \tag{3}$$

или для каждого бариона в отдельности:

$$g_{\pi^0\Sigma^+\Sigma^+} = g_{\pi^0uu}2F + g_{\pi^0ss}(F-D) = \sqrt{2}F,$$

$$g_{\eta\Xi^0\Xi^0} = g_{\eta ss}2F + g_{\eta uu}(F-D) = -\sqrt{\frac{1}{6}}(3F+D).$$

и т. д., где константы $g_{\pi^0uu} = +\sqrt{\frac{1}{2}}$, $g_{\pi^0dd} = -\sqrt{\frac{1}{2}}$, $g_{\pi^0ss} = 0$, $g_{\eta uu} = +\sqrt{\frac{1}{6}}$, $g_{\eta dd} = +\sqrt{\frac{1}{6}}$, и $g_{\eta ss} = -\sqrt{\frac{2}{3}}$ могут быть вычислены с помощью формул

$$j^{\pi^0} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\bar{u}\gamma_5u - \bar{d}\gamma_5d\right], \quad j^{\eta} = \frac{1}{\sqrt{6}}\left[\bar{u}\gamma_5u + \bar{d}\gamma_5d - 2\bar{s}\gamma_5s\right]. \tag{4}$$

Для константы связи η с Λ-гипероном результат $SU(3)$ может быть получен следующим образом. Запишем соотношение для константы связи $g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0}$ в виде

$$g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0} = g_{\eta uu}F + g_{\eta dd}F + g_{\eta ss}(F-D) = \sqrt{\frac{2}{3}}D \tag{5}$$

*) INFN, Sezione di Bari, Bari, Italy.

и произведем замены $(d \leftrightarrow s)$ и $(u \leftrightarrow s)$, чтобы образовать вспомогательные величины

$$g_{\eta\tilde{\Sigma}^0_{ds}\tilde{\Sigma}^0_{ds}} = g_{\eta uu}F + g_{\eta ss}F + g_{\eta dd}(F-D) = -\sqrt{\frac{1}{6}}D, \quad (6)$$

$$g_{\eta\tilde{\Sigma}^0_{us}\tilde{\Sigma}^0_{us}} = g_{\eta dd}F + g_{\eta ss}F + g_{\eta uu}(F-D) = -\sqrt{\frac{1}{6}}D. \quad (7)$$

Выполняется следующее соотношение:

$$2g_{\eta\tilde{\Sigma}^0_{ds}\tilde{\Sigma}^0_{ds}} + 2g_{\eta\tilde{\Sigma}^0_{us}\tilde{\Sigma}^0_{us}} - g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0} = 3g_{\eta\Lambda\Lambda}. \quad (8)$$

Справедливость этого соотношения связана со строением волновых функций барионов с изоспином $I = 1,0$ и проекцией $I_3 = 0$ в нерелятивистской кварковой модели:

$$2\sqrt{3}|\Sigma^0(ud,s)\rangle_\uparrow = |2u_\uparrow d_\uparrow s_\downarrow + 2d_\uparrow u_\uparrow s_\downarrow - u_\uparrow s_\uparrow d_\downarrow - s_\uparrow u_\uparrow d_\downarrow - d_\uparrow s_\uparrow u_\downarrow - s_\uparrow d_\uparrow u_\downarrow\rangle,$$

$$2|\Lambda\rangle_\uparrow = |d_\uparrow s_\uparrow u_\downarrow + s_\uparrow d_\uparrow u_\downarrow - u_\uparrow s_\uparrow d_\downarrow - s_\uparrow u_\uparrow d_\downarrow\rangle,$$

где $q_\uparrow$ $(q_\downarrow)$ — волновая функция кварка q (здесь $q = u,d,s$) спиральности $+\frac{1}{2}$ $(-\frac{1}{2})$. Замены $d \leftrightarrow s$ и $u \leftrightarrow s$ переводят изоспиновые волновые функции в U-спиновые волновые функции с $U = 1,0$ и $U_3 = 0$

$$-2|\tilde{\Sigma}^0_{ds}(us,d)\rangle = |\Sigma^0(ud,s) > +\sqrt{3}|\Lambda\rangle,$$

$$-2|\tilde{\Lambda}_{ds}\rangle = -\sqrt{3}|\Sigma^0(ud,s) > +|\Lambda\rangle$$

и V-спиновые волновые функции с $V = 1$, $V_3 = 0$ и $V = 0$

$$-2|\tilde{\Sigma}^0_{us}(ds,u)\rangle = |\Sigma^0(ud,s)\rangle - \sqrt{3}|\Lambda\rangle,$$

$$2|\tilde{\Lambda}_{us}\rangle = \sqrt{3}|\Sigma^0(ud,s)\rangle + |\Lambda\rangle.$$

Легко показать, что отсюда сразу следует соотношение (8).

Соотношение между поляризационными операторами КХД для гиперонов Σ^0 и Λ

Теперь покажем справедливость подобных рассуждений в КХД на примере борелевских правил сумм (БПС) КХД для констант связи η-мезона с барионами октета. Отправной точкой нам послужит выражение для поляризационных операторов Σ^0 и Λ [1, 2]:

$$\Pi^{\Sigma^0,\Lambda} = i\int d^4x\, e^{ipx}\langle 0|T\{J^{\Sigma^0,\Lambda}(x), J^{\Sigma^0,\Lambda}(0)\}|\eta\rangle, \quad (9)$$

где изовекторный (с $I_3 = 0$) и изоскалярный операторы можно выбрать в виде [13]

$$J^{\Sigma^0} = \frac{1}{2}\varepsilon_{abc}\Big[(u^{aT}Cs^b)\gamma_5 d^c - (d^{aT}Cs^b)\gamma_5 u^c - (u^{aT}C\gamma_5 s^b)d^c + (d^{aT}C\gamma_5 s^b)u^c\Big],$$

$$J^{\Lambda} = \frac{1}{2\sqrt{3}}\varepsilon_{abc}\Big[-2(u^{aT}Cd^b)\gamma_5 s^c + (u^{aT}Cs^b)\gamma_5 d^c + (d^{aT}Cs^b)\gamma_5 u^c + 2(u^{aT}C\gamma_5 d^b)s^c - (u^{aT}C\gamma_5 s^b)d^c - (d^{aT}C\gamma_5 s^b)u^c\Big], \quad (10)$$

где a,b,c — индексы цвета, а u,d,s — кварковые волновые функции, C — оператор зарядового сопряжения, а T означает транспонирование.

Покажем теперь, каким образом, оперируя с выражениями для гиперона Σ, можно получить результаты для Λ. С тем чтобы получить искомые соотношения, напишем наряду с (9) выражения для U- и V-спиновых величин. Введем U-векторный ($U_3 = 0$) и U-скалярный полевые операторы заменой $(d \leftrightarrow s)$ в (10):

$$J^{\tilde{\Sigma}^0_{ds}} = \frac{1}{2}\varepsilon_{abc}\Big[(u^{aT}Cd^b)\gamma_5 s^c - (s^{aT}Cd^b)\gamma_5 u^c - (u^{aT}C\gamma_5 d^b)s^c + (s^{aT}C\gamma_5 d^b)u^c\Big],$$

$$J^{\tilde{\Lambda}_{ds}} = \frac{1}{2\sqrt{3}}\varepsilon_{abc}\Big[(-2(u^{aT}Cs^b)\gamma_5 d^c + (u^{aT}Cd^b)\gamma_5 s^c + (s^{aT}Cd^b)\gamma_5 u^c) + 2(u^{aT}C\gamma_5 s^b)d^c - (u^{aT}C\gamma_5 d^b)s^c - (s^{aT}C\gamma_5 d^b)u^c\Big]. \quad (11)$$

Подобным образом введем V-векторный (с $V_3 = 0$) и V-скалярный полевые операторы заменой $(u \leftrightarrow s)$ в (10). Полевые операторы (10) и (11) связаны между собой соотношениями

$$-2J^{\tilde{\Lambda}_{ds}} = \sqrt{3}J^{\Sigma^0} + J^{\Lambda}, \quad 2J^{\tilde{\Sigma}^0_{ds}} = J^{\Sigma^0} - \sqrt{3}J^{\Lambda},$$
$$2J^{\tilde{\Lambda}_{us}} = \sqrt{3}J^{\Sigma^0} + J^{\Lambda}, \quad 2J^{\tilde{\Sigma}^0_{us}} = J^{\Sigma^0} + \sqrt{3}J^{\Lambda}. \quad (12)$$

С использованием соотношений (10)–(12) поляризационные операторы (9) для гиперонов Σ^0 и Λ выражаются друг через друга с помощью вспомогательных операторов следующим образом:

$$2[\Pi^{\tilde{\Sigma}^0_{ds}} + \Pi^{\tilde{\Sigma}^0_{us}}] - \Pi^{\Sigma^0} = 3\Pi^{\Lambda},$$
$$2[\Pi^{\tilde{\Lambda}_{ds}} + \Pi^{\tilde{\Lambda}_{us}}] - \Pi^{\Lambda} = 3\Pi^{\Sigma^0}. \quad (13)$$

Соотношение между БПС для Σ^0 и Λ

В [13] константы связи пионов и η-мезонов с барионами октета были вычислены в рамках КХД на световом конусе. Было показано, что что полученные правила сумм имеют структуру, задаваемую унитарной симметрией. Однако не было построено правило сумм для константы связи η-мезона с Λ-гипероном. Покажем, как это можно сделать, используя выражение (13).

Запишем общую формулу для выражений (40) из [13] в виде

$$-\frac{1}{\sqrt{2}}m_B\lambda_B^2 g_{\eta BB}e^{-(M^2/m_B^2)} = g_{\eta qq}\Pi_1^\gamma + g_{\eta q'q'}(-\Pi_2^\gamma), \quad (14)$$

где $\Pi^{\gamma}_{1,2}(M^2)$ даны в [13] и не приведены здесь из-за их громоздкости; $B = B(qq, q')$; $q, q' = u, d, s$; λ_B — борелевский вычет; M^2 — борелевский параметр.

Видно, что выражение (14) обладает унитарной симметрией и с точностью до обозначений совпадает с (3).

Следуя рассуждениям предыдущего пункта и используя выражения, аналогичные (8), получаем:

$$\sqrt{3} m_\Lambda \lambda^2_\Lambda g_{\eta\Lambda\Lambda} e^{-(M^2/m^2_\Lambda)} = \Pi^{\gamma}_1(M^2) + 2\Pi^{\gamma}_2(M^2). \quad (15)$$

Но в [13] правила сумм симметричны относительно ароматов. Мы же хотим рассмотреть более сложный случай, когда унитарная симметрия нарушена.

Недавно в [12] были построены правила сумм КХД для констант связи пионов и η-мезонов с барионами октета с учетом поправок, связанных с невырожденными значениями масс кварков и их конденсатов, что нам подходит в качестве независимой проверки наших соотношений. Перепишем подробно правило сумм из [12] только для константы связи η-мезона с Σ^0-гипероном

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{\sqrt{2}} m^2_\eta \lambda^2_{\Sigma^0} g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0} e^{-(M^2/m^2_{\Sigma^0})}[1 + A_\Sigma M^2] = \\
&= -g_{\eta ss}\frac{m^2_\eta}{72 f_\eta}\langle\bar{s}s\rangle < \frac{\alpha_s}{\pi}\mathcal{G}^2 > + \\
&\quad + g_{\eta ss} m^2_\eta M^4 E_0(x)\Big[\frac{\langle\bar{s}s\rangle}{12\pi^2 f_\eta} + \frac{3 f_{3\eta}}{4\sqrt{2}\pi^2}\Big] - \\
&\quad - g_{\eta ss}\frac{1}{f_\eta} M^2\left(m_d\langle\bar{u}u\rangle + m_u\langle\bar{d}d\rangle\right)\langle\bar{s}s\rangle + \\
&+ \frac{1}{6 f_\eta} m^2_0 \Big[\langle\bar{s}s\rangle\left(m_d g_{\eta uu}\langle\bar{u}u\rangle + m_u g_{\eta dd}\langle\bar{d}d\rangle\right) + \\
&\qquad + m_s(g_{\eta uu} + g_{\eta dd})\langle\bar{u}u\rangle\langle\bar{d}d\rangle\Big],
\end{aligned} \quad (16)$$

где m_u, m_d, m_s — токовые массы кварков; f_η — константа распада η-мезона (здесь $f_\eta = 1.2 f_\pi$); $\langle\bar{u}u\rangle, \langle\bar{d}d\rangle, \langle\bar{s}s\rangle$ — ваккумные средние кварков ($\langle\bar{u}u\rangle = \langle\bar{d}d\rangle = -(0.23)^3$ Гэв^3, $\langle\bar{s}s\rangle/\langle\bar{u}u\rangle = 0.8$); $m^2_0 = 0.8$ Гэв^2; $E_0(x) = 1 - e^{-x}$ — фактор, учитывающий вклад непрерывного спектра, $x = W^2/M^2$; $< \frac{\alpha_s}{\pi}\mathcal{G}^2 >$ — вклад глюонного конденсата. Константы A_Σ и (далее) A_Λ отражают вклады переходов $\Sigma, \Lambda \to \Sigma^*$. В дальнейших вычислениях взяты значения $W^2 = 2.0$ Гэв^2, а борелевские вычеты равны $(2\pi)^4\lambda^2_{\Sigma^0} = 1.88$ Гэв^6 и $(2\pi)^4\lambda^2_\Lambda = 1.64$ Гэв^6. Малой константой $f_{3\eta} \approx 0.03$, отвечающей η-мезону как кварк-антикварк-глюонному состоянию, в конкретных расчетах мы в дальнейшем пренебрегаем. Эффективные константы связи η-мезона с кварками $g_{\eta uu}, g_{\eta dd}, g_{\eta ss}$ даются формулой (4).

Теперь можно построить два вспомогательных правила сумм для констант связи $g_{\eta\tilde{\Sigma}^0_{ds}\tilde{\Sigma}^0_{ds}}$, $g_{\eta\tilde{\Sigma}^0_{us}\tilde{\Sigma}^0_{us}}$ посредством замен $d \leftrightarrow s$ и $u \leftrightarrow s$ в выражении (16).

Используя соотношения (13), получаем правило сумм для константы связи η-мезона с Λ-гипероном:

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{\sqrt{2}} m^2_\eta \lambda^2_\Lambda g_{\eta\Lambda\Lambda} e^{-(m^2_\Lambda/M^2)}[1 + A_\Lambda M^2] = \\
&= -\frac{m^2_\eta}{216 f_\eta}\left[2g_{\eta uu}\langle\bar{u}u\rangle + 2g_{\eta dd}\langle\bar{d}d\rangle - g_{\eta ss}\langle\bar{s}s\rangle\right] < \frac{\alpha_s}{\pi}\mathcal{G}^2 > + \\
&+ \frac{m^2_\eta M^4 E_0(x)}{3}\Big[\frac{(2g_{\eta uu}\langle\bar{u}u\rangle + 2g_{\eta dd}\langle\bar{d}d\rangle - g_{\eta ss}\langle\bar{s}s\rangle)}{12\pi^2 f_\eta} + \\
&\qquad + \frac{9 f_{3\eta}}{4\sqrt{2}\pi^2}\Big] - \frac{M^2}{3 f_\eta}\Big[\Big[(2g_{\eta uu} - g_{\eta ss}) m_d\langle\bar{u}u\rangle + \\
&\qquad\qquad + (2g_{\eta dd} - g_{\eta ss}) m_u\langle\bar{d}d\rangle\Big]\langle\bar{s}s\rangle + \\
&\qquad\qquad\qquad + 2m_s(g_{\eta uu} + g_{\eta dd})\langle\bar{u}u\rangle\langle\bar{d}d\rangle\Big] + \\
&+ \frac{m^2_0}{18 f_\eta}\Big[4g_{\eta ss}(m_d\langle\bar{u}u\rangle + m_u\langle\bar{d}d\rangle)\langle\bar{s}s\rangle + \\
&\qquad + m_s(g_{\eta uu} + g_{\eta dd})\langle\bar{u}u\rangle\langle\bar{d}d\rangle + \\
&\qquad + (g_{\eta dd} m_u\langle\bar{d}d\rangle + g_{\eta uu} m_d\langle\bar{u}u\rangle)\langle\bar{s}s\rangle\Big]. \qquad (17)
\end{aligned}$$

Окончательно

$$\begin{aligned}
&\sqrt{3} m^2_\eta \lambda^2_\Lambda g_{\eta\Lambda\Lambda} e^{-(M^2/m^2_\Lambda)}[1 + A_\Lambda M^2] = \\
&= -\frac{m^2_\eta}{108 f_\eta}\Big[\langle\bar{u}u\rangle + \langle\bar{d}d\rangle + \langle\bar{s}s\rangle\Big] < \frac{\alpha_s}{\pi}\mathcal{G}^2 > + \\
&+ \frac{1}{3} m^2_\eta M^4 E_0(x)\Big[\frac{\langle\bar{u}u\rangle + \langle\bar{d}d\rangle + \langle\bar{s}s\rangle}{6\pi^2 f_\eta} + \frac{9\sqrt{3} f_{3\eta}}{4\pi^2}\Big] - \\
&- \frac{4M^2}{3 f_\eta}\Big[(m_d\langle\bar{u}u\rangle + m_u\langle\bar{d}d\rangle)\langle\bar{s}s\rangle + m_s\langle\bar{u}u\rangle\langle\bar{d}d\rangle\Big] + \\
&+ \frac{m^2_0}{18 f_\eta}\Big[-7(m_d\langle\bar{u}u\rangle + m_u\langle\bar{d}d\rangle)\langle\bar{s}s\rangle + 2m_s\langle\bar{u}u\rangle\langle\bar{d}d\rangle\Big].
\end{aligned} \quad (18)$$

Кроме того, показано, что, начав вспомогательные преобразования с заменами $d \leftrightarrow s$ и $u \leftrightarrow s$ с правила сумм для Λ-гиперона и используя вторую формулу из (13), мы возвращаемся к выражению (16).

Анализ правил сумм и обсуждение результатов

Правила сумм (16) и (18) были вычислены в области значений M^2 от 0.4 до 2.4 Гэв^2. Результаты для правой части правил сумм, умноженных на экспоненту $e^{M^2_B/M^2}$, $B = \Sigma, \Lambda$, приведены на рис. 1, 2 сплошной кривой. Как обычно, константы связи в левой части правил сумм (уже без экспоненциального фактора) находились линейной аппроксимацией этой сплошной кривой в некотором доверительном интервале M^2. В выбранном интервале $1 \leqslant M^2 \leqslant 2$ Гэв^2 получены значения констант $g_{\eta\Lambda\Lambda} = -3.39$ и $g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0} = 2.24$, а также $g_{\eta\Lambda\Lambda}A_\Lambda = -1.92$ Гэв$^{-2}$ и $g_{\eta\Sigma\Sigma}A_\Sigma = 1.2$ Гэв$^{-2}$. Для отношения констант получено значение $g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0}/g_{\eta\Lambda\Lambda} = -0.66$, стабильное в интервале $1.0 \leqslant M^2 \leqslant 2.0$ Гэв^2.

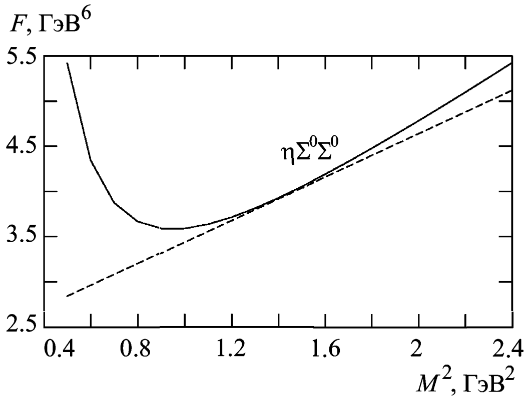

Рис. 1. Борелевская кривая $F(M^2)$ для Σ^0 (16), деленная на $\sqrt{3}\lambda^2_{\Sigma^0} m^2_\eta \exp(-m^2_{\Sigma^0}/M^2)$. Штрихованная линия $F_{\Sigma^0}(M^2) = g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0}(1 + A_{\Sigma^0} M^2)$

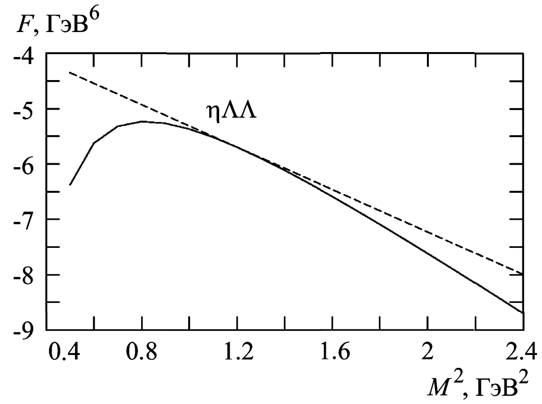

Рис. 2. Борелевская кривая $F(M^2)$ для Λ (18), деленная на $\sqrt{3}\lambda^2_\Lambda m^2_\eta \exp(-m^2_\Lambda/M^2)$. Штрихованная линия $F_\Lambda(M^2) = g_{\eta\Lambda\Lambda}(1 + A_\Lambda M^2)$

Напомним, что в модели $SU(3)$ эти константы равны по величине и противоположны по знаку, $g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0} = -g_{\eta\Lambda\Lambda}$, $g_{\eta\Lambda\Lambda} = -12.8$ при выборе $g_{\pi NN} = 13.4$ и $F/D = 2/3$ (см. (3)).

Значения констант, полученные из правил сумм, сильно отличаются от предсказаний модели $SU(3)$, $g_{\eta\Lambda\Lambda}/g_{\eta\Lambda\Lambda}|_{SU(3)} = 0.26$, $g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0}/g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0}|_{SU(3)} = 0.18$. Это согласуется с результатами [12] для $g_{\eta\Sigma\Sigma}$. Точнее, наш результат показывает сильное нарушение симметрии для константы D, поскольку в точной $SU(3)$ обе константы связи определяются именно через нее.

Основным результатом работы являются новые соотношения между борелевкими правилами сумм для сильных констант связи η-мезона с Σ^0- и Λ-гиперонами. Эти соотношения дали возможность вывести правило сумм для константы $g_{\eta\Lambda\Lambda}$ исходя из правила сумм для константы $g_{\eta\Sigma^0\Sigma^0}$. Справедливо и обратное соотношение.

Авторы благодарны Т. М. Алиеву, В. М. Дубовику и Б. С. Ишханову за интерес к работе и обсуждения. Работа частично поддержана грантом президента РФ для ведущих научных школ НШ-1619.2003.2.

Литература

1. *Shifman M.A.* // Vacuum structure and QCD sum rules. Amsterdam, 1992.
2. *Беляев В.М., Иоффе Б.Л.* // ЖЭТФ. 1982.**56**. С. 493; *Ioffe, B.L., Smilga A.V.* // Nucl. Phys. 1984. **B232**. P. 109.
3. *Balitsky I.I., Yung A.V.* // Phys. Lett. 1983. **B129**. P. 328.
4. *Chiu Ch.B., Pasupathy J., Wilson S.L.* // Phys. Rev. 1986. **D33**. P. 1961.
5. *Singh J.P., Pasupathy J., Wilson S.L., Chiu Ch.B.* // Phys. Rev. 1986.**D36**. P. 1442.
6. *Chiu Ch.B., Wilson S.L., Pasupathy J., Singh J.P.* // Phys. Rev. 1987.**D36**. P. 1553.
7. *Chiu Ch.B., Wilson S.L., Pasupathy J., Singh J.P.* // Phys. Rev. 1986. **D32**. P. 1553.
8. *Беляев В.М., Коган Ю.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1983. **37**. С. 611; Phys. Lett. 1984. **136B**. P. 273.
9. *Choe S., Cheoun M.K., Lee Su H.* // Phys. Rev. 1996. **C53**. P. 1363.
10. *Choe S.* // Phys. Rev. 1998. **C57**. P. 2061.
11. *Bracco M.E., Navarra F.S., Nielsen M.* // Phys. Lett. 1996. **B454**. P. 346.
12. *Kim H., Doi T., Oka M., Lee S.H.* // Nucl.Phys. 2000.**A662**. P. 371.
13. *Aliev T.M., Ozpineci A., Savci M.* // Phys.Rev. 2001. **D64**. P. 034001.
14. *Замиралов В.С., Озпинечи А., Яковлев С.Б.* // Ядерная физика. 2005. **68**. С. 304; hep-ph/0310345; *Özpineci A., Yakovlev S.B., Zamiralov V.S.* // Mod. Phys. Lett. A. 2005. **20**. P. 243; hep-ph/0310345.
15. *Нгуен Ван Хьеу.* Лекции по теории унитарной симметрии. М., 1967.

Поступила в редакцию
23.06.04