ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2010. Т. 41. ВЫП. 6

ПЕРЕСУММИРОВАНИЕ В ДРОБНО-АНАЛИТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ КХД

А. П. Бакулев *

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Кратко изложен аналитический подход в теории возмущений КХД, инициированный работами Джонса, Соловцова и Ширкова. Также кратко представлены основные положения дробно-аналитической теории возмущений (ДАТВ) при фиксированном числе кварковых ароматов, а также с учетом порогов тяжелых кварков в глобальной версии ДАТВ. Рассмотрено пересуммирование пертурбативных рядов в (Д)АТВ. Описано приложение развитой глобальной версии ДАТВ к расчету ширины распада хиггсовского бозона $H \to b\bar{b}$.

PACS: 11.10.Hi; 11.15.Bt; 12.38.Bx; 12.38.Cy

1. АТВ И ДАТВ В КХД

В стандартной теории возмущений (ТВ) КХД у нас имеется ренорм-групповое (РГ) уравнение $da_s[L]/dL = -a_s^2 - \ldots$ для эффективного заряда $\alpha_s(Q^2) = a_s[L]/\beta_f$, где $L = \ln(Q^2/\Lambda^2)$, $\beta_f = b_0(N_f)/(4\pi) = (11 - 2N_f/3)/(4\pi)$**. Тогда однопетлевое решение обладает сингулярностью в виде полюса Ландау, $a_s[L] = 1/L$.

Строго говоря, аналитическая теория возмущений (АТВ) была инициирована работой Н. Н. Боголюбова с соавторами 1959 г. [1], где был построен эффективный заряд КЭД, свободный от призрачных полюсов. Затем в 1982 г. Радюшкин [2] и Красников и Пивоваров [3], используя ту же самую дисперсионную технику, предложили регулярный эффективный заряд в КХД (для $s \geqslant \Lambda^2$) в области Минковского — знаменитый $\dfrac{1}{\pi}\,\mathrm{arctg}\,\dfrac{\pi}{L}$. А в 1995 г. Джонс и Соловцов открыли представление для этого эффективного заряда, которое оказывалось регулярным для всех s и совпадало с арктангенсом Радюшкина при $s \geqslant \Lambda^2$: именно, $\mathfrak{A}_1[L]$ в (1.2 б). Примерно в это же время

---

*E-mail: bakulev@theor.jinr.ru

**Мы используем обозначения $f(Q^2)$ и $f[L]$ для того, чтобы различать аргументы функций, которые мы используем — квадрат переданного импульса Q^2 или его логарифм $L = \ln(Q^2/\Lambda^2)$, т. е. $f[L] = f(\Lambda^2 \cdot \mathrm{e}^L)$ и Λ^2 обычно относится к области $N_f = 3$.

Бенеке с соавторами [4,5], используя ренормалонные аргументы, и Ширков и Соловцов [6], используя тот же самый дисперсионный подход [1], построили аналитический эффективный заряд в евклидовой области, $\mathcal{A}_1[L]$, см. (1.2а).

Однако подход Ширкова–Соловцова, называемый теперь АТВ, был мощнее: в евклидовой области, $-q^2 = Q^2$, $L = \ln Q^2/\Lambda^2$, он давал следующий набор аналитических образов эффективного заряда и его n-х степеней: $\{\mathcal{A}_n[L]\}_{n\in\mathbb{N}}$, в то время как в минковской области, $q^2 = s$, $L_s = \ln s/\Lambda^2$, — другой набор, $\{\mathfrak{A}_n[L_s]\}_{n\in\mathbb{N}}$ (см. также в [7]). АТВ основана на РГ и причинности, что гарантирует стандартную пертурбативную УФ асимптотику эффективных зарядов, а также задает их правильные спектральные свойства. Степенные ряды обычной ТВ $\sum\limits_m d_m a_s^m[L]$ преобразуются в АТВ в нестепенные ряды $\sum\limits_m d_m \mathcal{A}_m[L]$.

Под аналитизацией в АТВ для наблюдаемой $f(Q^2)$ мы понимаем спектральное представление типа Челлена–Лемана

$$\big[f(Q^2)\big]_{\text{an}} = \int\limits_0^\infty \frac{\rho_f(\sigma)}{\sigma + Q^2 - i\epsilon} d\sigma, \tag{1.1}$$

причем $\rho_f(\sigma) = \dfrac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\,\big[f(-\sigma)\big]$. Тогда в однопетлевом приближении $\rho_1(\sigma) = 1/\sqrt{L_\sigma^2 + \pi^2}$ и

$$\mathcal{A}_1[L] = \int\limits_0^\infty \frac{\rho_1(\sigma)}{\sigma + Q^2}\, d\sigma = \frac{1}{L} - \frac{1}{\mathrm{e}^L - 1}, \tag{1.2а}$$

$$\mathfrak{A}_1[L_s] = \int\limits_s^\infty \frac{\rho_1(\sigma)}{\sigma}\, d\sigma = \frac{1}{\pi}\, \arccos \frac{L_s}{\sqrt{\pi^2 + L_s^2}}, \tag{1.2б}$$

в то время как аналитические образы высших степеней ($n \geqslant 2, n \in \mathbb{N}$) таковы:

$$\begin{pmatrix} \mathcal{A}_n[L] \\ \mathfrak{A}_n[L_s] \end{pmatrix} = \frac{1}{(n-1)!} \left(-\frac{d}{dL}\right)^{n-1} \begin{pmatrix} \mathcal{A}_1[L] \\ \mathfrak{A}_1[L_s] \end{pmatrix}. \tag{1.3}$$

На первый взгляд АТВ является законченной теорией, способной построить аналитический образ для любого пертурбативного ряда в КХД. Однако в 2001 г. Караникас и Стефанис [8] указали на появление в высших порядках теории возмущений логарифмических вкладов и предложили для адронных наблюдаемых в Q^2-плоскости, рассчитываемых пертурбативно, принцип аналитизации «в целом». Более точно, они предложили такой рецепт аналитизации для вкладов типа $\int\limits_0^1 dx \int\limits_0^1 dy\, \alpha_s\left(Q^2 xy\right) f(x) f(y)$, которые могут трактоваться как возникающие в результате эффективного учета логарифмических вкладов в следующем за ведущим порядке теории возмущений КХД. Такой принцип аналитизации существенно уточнял АТВ, применявшуюся в [9] не в полной мере. В самом деле, в стандартной теории возмущений КХД мы имеем

(1) факторизационную КХД-процедуру, которая приводит к появлению логарифмических вкладов типа $a_s^\nu[L]\,L$;

(2) РГ-эволюцию, которая генерирует эволюционные факторы типа $B(Q^2) = \left[Z(Q^2)/Z(\mu^2)\right]\ B(\mu^2)$, сводящиеся в однопетлевом приближении к $Z(Q^2) \sim a_s^\nu[L]$, где $\nu = \gamma_0/(2b_0)$ — дробная (нецелая) величина.

Все это означает, что для обобщения АТВ в направлении «аналитизации в целом» необходимо построить аналитические образы новых функций: $a_s^\nu,\ a_s^\nu\,L^m,\ldots$ Эта задача была решена в рамках так называемой ДАТВ, предложенной в работах [10, 11]. Сейчас мы кратко опишем этот подход.

В однопетлевом приближении, использовав рекуррентное соотношение (1.3), мы получили явные выражения для $\mathcal{A}_\nu[L]$ и $\mathfrak{A}_\nu[L]$:

$$\mathcal{A}_\nu[L] = \frac{1}{L^\nu} - \frac{F(\mathrm{e}^{-L}, 1-\nu)}{\Gamma(\nu)}, \tag{1.4 а}$$

$$\mathfrak{A}_\nu[L] = \frac{\sin\left[(\nu-1)\arccos\left(\dfrac{L}{\sqrt{\pi^2+L^2}}\right)\right]}{\pi(\nu-1)\,(\pi^2+L^2)^{(\nu-1)/2}}. \tag{1.4 б}$$

Здесь $F(z,\nu)$ — редуцированная трансцендентная функция Лерха, которая является аналитической функцией аргумента ν. Построенные выражения для $\mathcal{A}_\nu[L]$ и $\mathfrak{A}_\nu[L]$ имеют очень интересные свойства, которые мы детально обсудили в предыдущих работах [10–13].

Построение ДАТВ с заданным числом активных кварковых ароматов, N_f, является двухступенчатой процедурой: мы стартуем с пертурбативного выражения $\left[a_s(Q^2)\right]^\nu$, строим отвечающую ему спектральную плотность $\rho_\nu(\sigma)$ с помощью уравнения (1.1), а затем получаем аналитические заряды $\mathcal{A}_\nu[L]$ и $\mathfrak{A}_\nu[L]$ из уравнений (1.2). Здесь N_f задано всюду одним и тем же и отфакторизовано. Мы можем повторить эту двушаговую процедуру для N_f-зависимых величин: $\left[\alpha_s(Q^2;N_f)\right]^\nu \Rightarrow \bar{\rho}_\nu(\sigma;N_f) = \bar{\rho}_\nu[L_\sigma;N_f] \equiv \rho_\nu(\sigma)/\beta_f^\nu \Rightarrow \bar{\mathcal{A}}_\nu[L;N_f]$ и $\bar{\mathfrak{A}}_\nu[L;N_f]$ — здесь N_f задано, но не отфакторизовано.

Глобальная версия ДАТВ [12], в которой учитываются пороги тяжелых кварков, строится по той же самой схеме, но в качестве начального объекта берется глобальный пертурбативный заряд $\left[\alpha_s^{\text{glob}}(Q^2)\right]^\nu$, который является непрерывной функцией Q^2 за счет подбора различных значений КХД-масштабов Λ_f, отвечающих различным значениям N_f. Мы проиллюстрируем эту схему на примере наличия только одного порога при $s = m_4^2$, отвечающего переходу $N_f = 3 \to N_f = 4$. В результате мы получаем кусочнонепрерывную спектральную плотность

$$\rho_n^{\text{glob}}(\sigma) = \theta\left(L_\sigma < L_4\right)\bar{\rho}_n\left[L_\sigma; 3\right] + \theta\left(L_4 \leqslant L_\sigma\right)\bar{\rho}_n\left[L_\sigma + \lambda_4; 4\right], \qquad (1.5)$$

где $L_\sigma \equiv \ln\left(\sigma/\Lambda_3^2\right)$, $L_f \equiv \ln\left(m_f^2/\Lambda_3^2\right)$ и $\lambda_f \equiv \ln\left(\Lambda_3^2/\Lambda_f^2\right)$ для $f = 4$. Она выражается через спектральные плотности с заданным числом (3 и 4) ароматов, $\bar{\rho}_n[L;3]$ и $\bar{\rho}_n[L+\lambda_4;4]$. Тем не менее в области Минковского мы получаем непрерывные по s заряды

$$\mathfrak{A}_\nu^{\text{glob}}[L] = \theta\left(L < L_4\right)\left(\bar{\mathfrak{A}}_\nu[L;3] + \Delta_{43}\bar{\mathfrak{A}}_\nu\right) + \theta\left(L_4 \leqslant L\right)\bar{\mathfrak{A}}_\nu[L+\lambda_4;4], \quad (1.6\,\text{а})$$

где $\Delta_{43}\bar{\mathfrak{A}}_\nu = \bar{\mathfrak{A}}_\nu[L_4+\lambda_4;4] - \bar{\mathfrak{A}}_\nu[L_4;3]$, и аналитические по Q^2 евклидовы заряды

$$\mathcal{A}_\nu^{\text{glob}}[L] = \bar{\mathcal{A}}_\nu[L+\lambda_4;4] + \int\limits_{-\infty}^{L_4} \frac{\bar{\rho}_\nu[L_\sigma;3] - \bar{\rho}_\nu[L_\sigma+\lambda_4;4]}{1+\mathrm{e}^{L-L_\sigma}}\,dL_\sigma \qquad (1.6\,\text{б})$$

(детали см. в [12]).

2. ПЕРЕСУММИРОВАНИЕ В ОДНОПЕТЛЕВЫХ АТВ И ДАТВ

Рассмотрим теперь пертурбативное разложение типичной физической величины типа функции Адлера или R-отношения в однопетлевой АТВ. Из-за ограничений объема доклада мы приводим здесь формулы только для области Минковского:

$$\mathcal{R}[L] = \sum_{n=1}^{\infty} d_n\,\mathfrak{A}_n[L]. \qquad (2.1)$$

Предположим, что нормированные коэффициенты пертурбативного ряда $\tilde{d}_n = d_n/d_1$ генерируются производящей функцией $P(t)$ по следующему правилу:

$$\tilde{d}_n = \int\limits_0^\infty P(t)\,t^{n-1}dt \quad \text{с} \quad \int\limits_0^\infty P(t)\,dt = 1. \qquad (2.2)$$

С целью укорачивания последующих формул введем для интеграла $\int\limits_0^\infty f(t)P(t)dt$ следующее обозначение: $\langle\langle f(t)\rangle\rangle_{P(t)}$. Тогда коэффициенты $d_n = d_1\,\langle\langle t^{n-1}\rangle\rangle_{P(t)}$, и, как было показано в [14], мы можем точно просуммировать в (2.1)

$$\mathcal{R}[L] = d_1\,\langle\langle \mathfrak{A}_1[L-t]\rangle\rangle_{P(t)}. \qquad (2.3)$$

Интегрирование по переменной t здесь проводится совершенно строго, благодаря конечности заряда $\mathfrak{A}_1[t] \leqslant 1$ и быстрому спаду производящей функции $P(t)$ при больших t.

В наших предыдущих публикациях [12, 15] мы построили обобщения этой конструкции сперва для случая глобальной АТВ, когда учитываются пороги тяжелых кварков. В этом случае нас интересует ряд типа (2.1), где все $\mathfrak{A}_n[L]$ заменены своими глобальными аналогами $\mathfrak{A}_n^{\text{glob}}[L]$ (заметим, что из-за другой нормировки глобальных зарядов, $\mathfrak{A}_n^{\text{glob}}[L] \simeq \mathfrak{A}_n[L]/\beta_f$, коэффициенты d_n должны быть также изменены). Тогда

$$\mathcal{R}^{\text{glob}}[L] = d_1\theta(L < L_4)\left\langle\!\!\left\langle \Delta_4\bar{\mathfrak{A}}_1[t] + \bar{\mathfrak{A}}_1\Big[L - \frac{t}{\beta_3}; 3\Big]\right\rangle\!\!\right\rangle_{P(t)} + \\ + d_1\theta(L \geqslant L_4)\left\langle\!\!\left\langle \bar{\mathfrak{A}}_1\Big[L + \lambda_4 - \frac{t}{\beta_4}; 4\Big]\right\rangle\!\!\right\rangle_{P(t)}, \quad (2.4)$$

где $\Delta_4\bar{\mathfrak{A}}_\nu[t] \equiv \bar{\mathfrak{A}}_\nu\Big[L_4 + \lambda_4 - t/\beta_4; 4\Big] - \bar{\mathfrak{A}}_\nu\Big[L_3 - t/\beta_3; 3\Big]$.

Второе обобщение было получено для случая глобальной ДАТВ. В этом случае начальный ряд имеет вид $\sum\limits_{n=0}^{\infty} d_n\, \mathfrak{A}_{n+\nu}^{\text{glob}}[L]$ и результат пересуммирования есть полный аналог формулы (2.4) с подстановками

$$P(t) \Rightarrow P_\nu(t) = \int\limits_0^1 P\left(\frac{t}{1-x}\right)\frac{\nu\, x^{\nu-1}dx}{1-x}, \quad (2.5)$$

$d_0 \Rightarrow d_0\,\bar{\mathfrak{A}}_\nu[L]$, $\bar{\mathfrak{A}}_1[L-t] \Rightarrow \bar{\mathfrak{A}}_{1+\nu}[L-t]$ и $\Delta_4\bar{\mathfrak{A}}_1[t] \Rightarrow \Delta_4\bar{\mathfrak{A}}_{1+\nu}[t]$. Все формулы, необходимые для пересуммирования нестепенных рядов в евклидовой области, также были получены.

3. ПРИЛОЖЕНИЯ К РАСПАДУ БОЗОНА ХИГГСА

Проанализируем распад бозона Хиггса в пару $\bar{b}b$. Для его ширины имеется следующая формула:

$$\Gamma(\mathrm{H} \to b\bar{b}) = \frac{G_F}{4\sqrt{2}\pi}\, M_H\, \widetilde{R}_S(M_H^2), \quad (3.1)$$

где $\widetilde{R}_S(M_H^2) \equiv m_b^2(M_H^2)\, R_S(M_H^2)$ и $R_S(s)$ есть R-отношение для коррелятора двух скалярных b-кварковых токов, детали см. в [10, 16]. В однопетлевой

ДАТВ для этой величины получается следующее нестепенное разложение*:

$$\widetilde{\mathcal{R}}_{\rm s}[L] = 3\,\hat{m}^2_{(1)} \left\{ \mathfrak{A}^{\rm glob}_{\nu_0}[L] + d_1^S \sum_{n\geqslant 1} \frac{\tilde{d}_n^S}{\pi^n} \mathfrak{A}^{\rm glob}_{n+\nu_0}[L] \right\}, \tag{3.2}$$

где $\hat{m}^2_{(1)} = (9{,}05 \pm 0{,}09)$ ГэВ^2 есть РГ-инвариант однопетлевой эволюции массы: $m_b^2(Q^2) = \hat{m}^2_{(1)}\,\alpha_s^{\nu_0}(Q^2)$, где $\nu_0 = 2\gamma_0/b_0(5) = 1{,}04$, а γ_0 есть однопетлевая аномальная размерность кварковой массы. Это значение $\hat{m}^2_{(1)}$ было получено с помощью однопетлевого соотношения [17] между полюсной массой b-кварка из [18] и массой $m_b(m_b)$.

Для производящей функции $P(t)$ мы построили модель с липатовской асимптотикой [15]

$$\tilde{d}_n^S = c^{n-1}\frac{\Gamma(n+1) + \beta\,\Gamma(n)}{1+\beta}, \quad P_S(t) = \frac{(t/c)+\beta}{c\,(1+\beta)}\,{\rm e}^{-t/c} \tag{3.3}$$

с параметрами $\{c = 2{,}4,\ \beta = -0{,}52\}$. Она дает достаточно хорошее описание пертурбативных коэффициентов $\tilde{d}_n^s$ при $n = 2, 3, 4$: 7,50, 61,1 и 625, что следует сравнить с результатами прямых расчетов [16]: 7,42, 62,3 и 620. После этого мы можем применить формулу пересуммирования глобальной ДАТВ и оценить, насколько хорошо частичная сумма ДАТВ описывает результат полного суммирования $\widetilde{\mathcal{R}}_{\rm s}[L]$ в области $L \in [12{,}6, 13{,}7]$, отвечающей массе бозона Хиггса $M_H \in [100, 180]$ ГэВ при $\Lambda^{N_f=3}_{\rm QCD} = 189$ МэВ и $\mathfrak{A}^{\rm glob}_1(m_Z^2) = 0{,}122$. В этой области ($L_6 = \ln(m_t^2/\Lambda_3^2)$)

$$\frac{\widetilde{\mathcal{R}}_S[L]}{3\,\hat{m}^2_{(1)}} = \mathfrak{A}^{\rm glob}_{\nu_0}[L] + \frac{d_1^S}{\pi} \left\langle\!\!\left\langle \bar{\mathfrak{A}}_{1+\nu_0}\left[L + \lambda_5 - \frac{t}{\pi\beta_5}; 5\right] + {} \right.\right. \\ \left.\left. {} + \Delta_6 \bar{\mathfrak{A}}_{1+\nu_0}\left[\frac{t}{\pi}\right] \right\rangle\!\!\right\rangle_{P^S_{\nu_0}}, \tag{3.4}$$

где $P^S_{\nu_0}(t)$ определена в (3.3) и (2.5).

Оценим теперь точность, которую дает обрывание ряда на N-м вкладе:

$$\widetilde{\mathcal{R}}_S[L;N] = 3\,\hat{m}^2_{(1)} \left[\mathfrak{A}^{\rm glob}_{\nu_0}[L] + d_1^S \sum_{n=1}^{N} \frac{\tilde{d}_n^S}{\pi^n} \mathfrak{A}^{\rm glob}_{n+\nu_0}[L] \right], \tag{3.5}$$

и сравним со значением всей суммы $\widetilde{\mathcal{R}}_S[L]$ в (3.4) с помощью относительных ошибок $\Delta_N[L] = 1 - \widetilde{\mathcal{R}}_S[L;N]/\widetilde{\mathcal{R}}_S[L]$. На рис. 1 эти ошибки показаны для

*Появление знаменателей π^n при коэффициентах $\tilde{d}_n$ связано с нормировкой коэффициентов d_n.

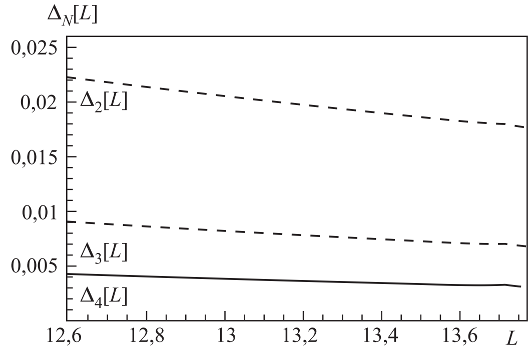

Рис. 1. Относительные ошибки обрыва ряда ДАТВ, $\Delta_N[L]$, $N = 2, 3$ и 4

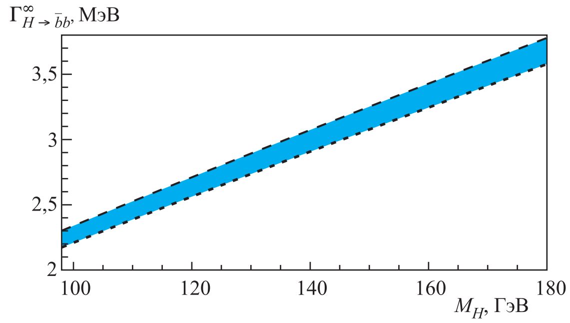

Рис. 2. Ширина $\Gamma_{H\to b\bar{b}}$ как функция массы бозона Хиггса M_H в пересуммированной ДАТВ. Ширина серой полосы отражает полную неопределенность предсказаний, индуцированную как неопределенностями процедуры пересуммирования, так и ошибками определения РГ-инвариантной массы $\hat{m}_{(1)}$

$N = 2$, $N = 3$ и $N = 4$ в интервале значений $L \in [12{,}6, 13{,}7]$. Хорошо видно, что уже $\widetilde{\mathcal{R}}_S[L;2]$ дает точность порядка 2,5 %, в то время как $\widetilde{\mathcal{R}}_S[L;3]$ достигает точности порядка 1 %. Изучение рис. 1 говорит нам, что только в случае, когда мы хотим иметь точность лучше 0,5 %, нам надо учитывать четвертую поправку. Мы также показали, что неопределенность моделирования производящей функции $P(t)$ мала, $\lesssim 0{,}6\%$, в то время как неопределенность нашего знания РГ-инвариантной массы порядка 2 %. Таким образом, суммарная неопределенность оказывается порядка 3 % (рис. 2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этом докладе мы описали подход пересуммирования в глобальных версиях однопетлевых АТВ и ДАТВ и показали, что он дает конечные ответы, если только производящая функция $P(t)$ коэффициентов d_n хорошо известна.

Основной вывод таков: для достижения точности предсказаний порядка 1 % достаточно учитывать все вклады вплоть до третьей поправки, что хорошо согласуется с результатами Катаева–Кима [17]. Коэффициент d_4 нужен при этом для лучшего моделирования производящей функции $P(t)$.

Благодарности. Автор благодарен своим друзьям и соавторам С. Михайлову и Н. Стефанису за понимание и поддержку. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-91557 и 08-01-00686), программы сотрудничества БРФФИ–ОИЯИ (контракт № F06D-002), программы Гейзенберг–Ландау (гранты 2009–2010 гг.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bogolyubov N. N., Logunov A. A., Shirkov D. V.* // Sov. Phys. JETP. 1960. V. 10. P. 574.
2. *Radyushkin A. V.* // JINR Rapid Commun. 1996. No. 4[78]. P. 96; JINR Preprint, E2-82-159. 1982; hep-ph/9907228.
3. *Krasnikov N. V., Pivovarov A. A.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 116. P. 168.
4. *Beneke M., Braun V. M.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 348. P. 513.
5. *Ball P., Beneke M., Braun V. M.* // Nucl. Phys. B. 1995. V. 452. P. 563.
6. *Shirkov D. V., Solovtsov I. L.* // JINR Rapid Commun. 1996. No. 2[76]. P. 5; Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 1209; Theor. Math. Phys. 2007. V. 150. P. 132.
7. *Simonov Y. A.* // Phys. At. Nucl. 2002. V. 65. P. 135.
8. *Karanikas A. I., Stefanis N. G.* // Phys. Lett. B. 2001. V. 504. P. 225; 2006. V. 636. P. 330.
9. *Stefanis N. G., Schroers W., Kim H.-C.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 449. P. 299; Eur. Phys. J. C. 2000. V. 18. P. 137.
10. *Bakulev A. P., Mikhailov S. V., Stefanis N. G.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 074014; 119908(E); 2007. V. 75. P. 056005; 2008. V. 77. P. 079901(E).
11. *Bakulev A. P., Karanikas A. I., Stefanis N. G.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 074015.
12. *Bakulev A. P.* // Phys. Nucl. 2009. V. 40. P. 715.
13. *Stefanis N. G.* hep-ph/0902.4805.
14. *Mikhailov S. V.* // JHEP. 2007. V. 06. P. 009.
15. *Bakulev A. P., Mikhailov S. V.* // Proc. of the Intern. Seminar on Contemp. Problems of Part. Phys., dedicated to the memory of I. L. Solovtsov, Dubna, Jan. 17–18, 2008 / Eds. A. P. Bakulev et al. Dubna, 2008. P. 119–133; arXiv:0803.3013.
16. *Baikov P. A., Chetyrkin K. G., Kühn J. H.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 012003.
17. *Kataev A. L., Kim V. T.* // Proc. of the Intern. Seminar on Contemp. Problems of Part. Phys., dedicated to the memory of I. L. Solovtsov, Dubna, Jan. 17–18, 2003 / Eds. A. P. Bakulev et al. Dubna, 2008. P. 167–182; arXiv:0804.3992;
Plenary tak, presented by A. L. Kataev at XII Intern. Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, Erice, Sicily, Italy, Nov. 3–7, 2008; arXiv:0902.1442.
18. *Kuhn J. H., Steinhauser M.* // Nucl. Phys. B. 2001. V. 619. P. 588.