

УДК 539.12

СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС ПРАВИЛ СУММ БЬЕРКЕНА И ГРОССА-ЛЛЕВЕЛЛИНА СМИТА

В. Л. ХАНДРАМАЙ, О. П. СОЛОВЦОВА

*Учреждение образования «Гомельский государственный
технический университет имени П. О. Сухого»,
Республика Беларусь*

Введение

В последние годы развитие теории сильных взаимодействий – квантовой хромодинамики (КХД) – в значительной степени связано с экспериментальными данными, полученными с высокой точностью как в области высоких, так и в области низких энергий. Основным методом проведения вычислений в КХД является теория возмущений (ТВ), дополненная процедурой перенормировок и методом ренормализационной группы (РГ). В области больших передач импульса благодаря свойству асимптотической свободы в КХД пертурбативная компонента оказывается доминирующей, а неизвестные вклады высших порядков ТВ малы. Поэтому КХД хорошо описывает взаимодействие адронов при больших передачах импульса. Однако при анализе адронных процессов, характерный энергетический масштаб которых принадлежит низкоэнергетической области КХД, т. е. порядка нескольких ГэВ и ниже, возникают трудности. Причина состоит в том, что в низкоэнергетической области ряды ТВ плохо сходятся и, кроме того, в этой области ограничиться лишь пертурбативным описанием нельзя, поскольку существенную роль начинают играть непертурбативные эффекты. В связи с этим надежность извлечения информации о непертурбативных эффектах, которые несут важную информацию о взаимодействии кварков и глюонов, оказывается связанной с неопределенностью, возникающей из-за ограниченности применения рядов ТВ. В настоящее время развитие теории направлено на вычисление все более высоких порядков ТВ и на модификацию пертурбативных разложений с целью улучшения их свойств в низкоэнергетической области КХД. Возможность модификации ряда ТВ базируется на том факте, что в квантовой теории поля исходный ряд ТВ, точнее, его конечная часть, после выполнения процедуры перенормировки не является конечным продуктом теории. Например, хорошо известно, что применение метода РГ позволяет модифицировать пертурбативное разложение в соответствии с общим принципом ренормализационной инвариантности, что тем самым улучшает свойства ряда в ультрафиолетовой области. Что же касается инфракрасной области, в которой пертурбативный инвариантный заряд обладает нефизическими сингулярностями (в однопетлевом приближении – это хорошо известный призрачный полюс), то применение РГ-модифицированного ряда ТВ не позволяет получать стабильные результаты.

В работе [1] для квантовой электродинамики был предложен способ разрешения проблемы появления у инвариантного заряда нефизических сингулярностей, состоящий в объединении метода РГ с требованием аналитичности. В случае КХД развитие идеи объединения метода РГ и Q^2 -аналитичности, отражающей общие принципы локальной квантовой теории поля, такие как спектральность и причинность, было предложено в [2]. Инвариантный заряд с правильными аналитическими свой-

ствами хорошо определен при всех значениях Q^2 . В ультрафиолетовой области его поведение такое же, как у пертурбативного заряда, а в инфракрасной области – заметно отличается. На основе аналитического подхода в работе [3] была сформулирована аналитическая теория возмущений (АТВ), которая в дальнейшем была применена для описания ряда адронных процессов [4]–[6]. Было показано, что, по сравнению с обычной ТВ, использование АТВ позволяет существенно расширить интервал энергий, доступных для теоретического анализа, что, в свою очередь, открывает возможность для исследования существенно непертурбативных эффектов.

Недавно АТВ была успешно применена для извлечения информации о вкладах высших твистов (НТ). Как показано в работах [7]–[9], применение АТВ позволило получить из недавних рекордно точных низкоэнергетических экспериментальных данных лаборатории имени Т. Джефферсона (JLab) для первых моментов структурных функций нуклона глубокоэластического рассеяния при $0,05 < Q^2 < 3 \text{ ГэВ}^2$ [10] стабильные значения коэффициентов НТ и достичь улучшенного качественного описания этих данных вплоть до $Q \sim 350 \text{ МэВ}$.

Далее, в связи с новейшими результатами многопетлевых вычислений [11], впервые открылась возможность для четырехпетлевого анализа правил сумм лептон-адронного рассеяния, в частности, для анализа широко известных правил сумм – Бьеркена [12] и Гросса-Ллевеллина Смита [13]. Эти правила сумм содержат информацию об инвариантном заряде КХД при относительно малых переданных импульсах и о вкладах НТ, которые в низкоэнергетической области тесно связаны между собой.

В данной работе представлен четырехпетлевой ТВ и АТВ анализ для правил сумм Бьеркена и Гросса-Ллевеллина Смита, и из имеющихся в настоящее время экспериментальных данных для этих правил сумм извлечена информация о непертурбативных вкладах.

Правило сумм Бьеркена

Правило сумм Бьеркена определяется интегралом от разности структурных функций g_1 протона и нейтрона по всевозможным значениям переменной Бьеркена x при фиксированном квадрате переданного импульса Q^2 :

$$I_{Bj}(Q^2) = \int_0^1 [g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)] dx. \quad (1)$$

В пределе больших передач, $Q^2 \rightarrow \infty$, интеграл равен: $I_{Bj} = \frac{g_A}{6}$ [12], где $g_A = 1,267 \pm 0,004$ [14]. При конечных значениях Q^2 выражение (1) может быть записано в виде:

$$I_{Bj}(Q^2) = \frac{g_A}{6} [1 - \Delta_{Bj}(Q^2)], \quad (2)$$

где Δ_{Bj} – вклад сильного взаимодействия для рассматриваемого правила сумм. Аппроксимация величины Δ_{Bj} по теории возмущений имеет вид степенного разложения по пертурбативному заряду $\alpha_{\text{ТВ}}(Q^2)$. В достигнутом на сегодняшний день четырехпетлевом уровне ($N^3\text{LO}$) ТВ разложение имеет вид:

$$\Delta_{Bj}^{\text{TB}}(Q^2) = a_{\text{TB}}(Q^2) + d_1 a_{\text{TB}}^2(Q^2) + d_2 a_{\text{TB}}^3(Q^2) + d_3 a_{\text{TB}}^4(Q^2), \quad a_{\text{TB}}(Q^2) \equiv \frac{\alpha_{\text{TB}}(Q^2)}{\pi}, \quad (3)$$

где коэффициенты разложения в \overline{MS} -схеме в случае трех активных кварков равны: $d_1 = 3,5833$ [15], $d_2 = 20,2153$ [16] и $d_3 = 175,7$ [11]. Для инвариантного заряда $\alpha_{\text{TB}}(Q^2)$ в высших порядках ТВ обычно используется рекомендованное Particle Data Group [14] выражение, которое имеет вид разложения по обратным степеням логарифма $L = \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)$. Например, трехпетлевое (N²LO) выражение для пертурбативного инвариантного заряда $\alpha_{\text{TB}}(Q^2)$ имеет вид:

$$\alpha_{\text{TB}}(Q^2) = \frac{4}{\beta_0 L} \left\{ 1 - \frac{\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln L}{L} + \frac{1}{L^2} \left[\frac{\beta_1^2}{\beta_0^4} (\ln^2 L - \ln L - 1) + \frac{\beta_2}{\beta_0^3} \right] + O\left(\frac{1}{L^3}\right) \right\}, \quad (4)$$

где β_0 , β_1 и β_2 – это соответственно одно-, двух- и трехпетлевые коэффициенты разложения β -функции в ряд ТВ.

Следует отметить, что моменты структурных функций глубокоэластичного лептон-адронного рассеяния являются аналитическими функциями в комплексной Q^2 -плоскости с разрезом вдоль отрицательной части действительной оси [17], [18]. Очевидно, что аппроксимация (3) нарушит это свойство из-за нефизических сингулярностей пертурбативного инвариантного заряда $\alpha_{\text{TB}}(Q^2)$. В аналитическом подходе правильные аналитические свойства $I_{Bj}(Q^2)$ сохраняются в любом порядке.

В четвертом порядке выражение для $\Delta_{Bj}(Q^2)$ принимает вид:

$$\Delta_{Bj}^{\text{ATB}}(Q^2) = A_{\text{ATB}}^{(1)}(Q^2) + d_1 A_{\text{ATB}}^{(2)}(Q^2) + d_2 A_{\text{ATB}}^{(3)}(Q^2) + d_3 A_{\text{ATB}}^{(4)}(Q^2), \quad (5)$$

где коэффициенты d_1 , d_2 и d_3 те же самые, что и в (3), а функции $A_{\text{ATB}}^{(k)}(Q^2)$ выражаются через спектральные функции

$$\rho_k(\sigma) = \text{Im}[a_{\text{TB}}^k(-\sigma - i\varepsilon)]$$

с помощью представления типа Челлена-Лемана

$$A_{\text{ATB}}^{(k)}(Q^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\sigma \frac{\rho_k(\sigma)}{\sigma + Q^2}. \quad (6)$$

Заметим, что первая функция в (5), т. е. функция $A_{\text{ATB}}^{(1)}(Q^2)$, связана с аналитическим инвариантным зарядом

$$\alpha_{\text{ATB}}(Q^2) = \pi A_{\text{ATB}}^{(1)}(Q^2).$$

Выражение (5) показывает, что в аналитическом подходе вклад сильных взаимодействий представляется не в виде степенного разложения по инвариантному заряду, как это имеет место в ТВ, а в виде разложения по функциям $A_{\text{ATB}}^{(k)}(Q^2)$. Эти функции при больших аргументах становятся пропорциональными k -й степени инвариантного заряда, и ряд сводится к степенному. При малых значениях Q^2 свойства несте-

пенного разложения (5) существенно отличаются от ряда ТВ (3). Требование выполнения правильных аналитических свойств приводит к появлению дополнительных степенных по Q^2 -вкладов, которые невидимы в исходных пертурбативных разложениях.

Проиллюстрируем различие свойств сходимости ТВ ряда (3) и АТВ ряда (5), выбрав для нормировки полученное в работе [19] из анализа данных по распаду тау-лептона в адроны значение четырехпетлевого инвариантного заряда на масштабе массы тау-лептона: $a(M_\tau = 1,78^2 \text{ ГэВ}^2) = 0,322 \pm 0,024$. Результат вычислений представлен в таблице, где приведены относительные вклады (в процентах) для 1, 2, 3 и 4-го слагаемых в полных суммах (3) и (5).

Сходимость для поляризованного правила сумм Бьеркена в четвертом порядке ТВ и АТВ разложений при передаче импульса $Q = 1,78 \text{ ГэВ}$

Метод	Вклад слагаемых в сумму ряда поправки Δ_{Bj} , %			
	1-е слагаемое	2-е слагаемое	3-е слагаемое	4-е слагаемое
ТВ	58	20	12	10
АТВ	74	20	5	1

Из таблицы видно, что ряд АТВ обладает лучшей сходимостью. Более того, в силу асимптотического характера ТВ ряда учет четырехпетлевой поправки в случае ТВ фактически не улучшил сходимости.

Итак, можно ожидать, что использование ТВ и АТВ приведет к разной точности предсказаний для непертурбативных вкладов. В работе [7] с использованием экспериментальных данных JLab по правилу сумм Бьеркена в области квадрата передач импульса $0,05 < Q^2 < 3 \text{ ГэВ}^2$ [10] была исследована взаимосвязь между высшими порядками ТВ вплоть до третьего порядка и вкладами высших твистов. В частности, в этой работе было показано, что включение высших петлевых ТВ вкладов эффективно компенсирует вклады НТ.

Расширим анализ, представленный в работе [7], до четырехпетлевого уровня. С учетом вклада НТ выражение (1) принимает вид:

$$I_{Bj}(Q^2) = \frac{g_A}{6} [1 - \Delta_{Bj}(Q^2)] + \sum_{i=2}^{\infty} \frac{\mu_{2i}}{Q^{2i-2}}. \tag{7}$$

На рис. 1 и 2 приведены значения коэффициента высшего твиста μ_4 , соответствующего ведущей непертурбативной поправке $\frac{1}{Q^2}$. Эти значения были получены при фитировании JLab данных (см. рис. 4 ниже) с использованием в выражении (7) для $\Delta_{Bj}(Q^2)$ двух-, трех- и четырехпетлевых АТВ и ТВ аппроксимаций.

На этих рисунках двухпетлевые результаты (NLO) изображены штрихпунктирной кривой, трехпетлевые результаты (N²LO) представлены пунктиром, четырехпетлевые (N³LO) – сплошными линиями.

Как видно из рис. 1 и 2, результаты, полученные в различных порядках АТВ, демонстрируют слабую чувствительность значения μ_4 от выбора порядка приближения. В то же время ТВ не дает стабильного результата для значения коэффициента μ_4 , так как вклад НТ меняется от порядка к порядку.

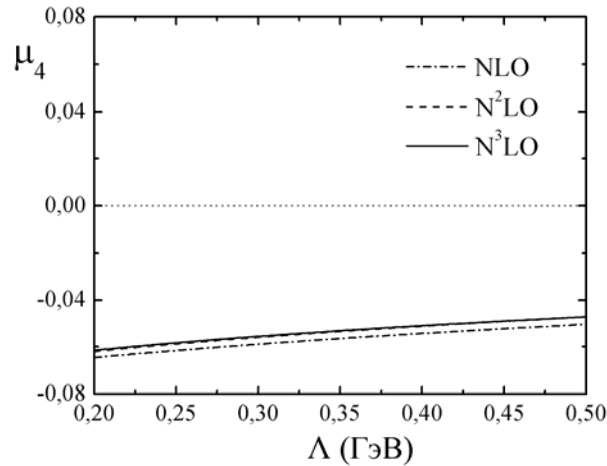


Рис. 1. Значение коэффициента μ_4 как функции параметра Λ при использовании двухпетлевых (штрих-пунктир), трехпетлевых (пунктир) и четырехпетлевых (сплошная линия) АТВ разложений

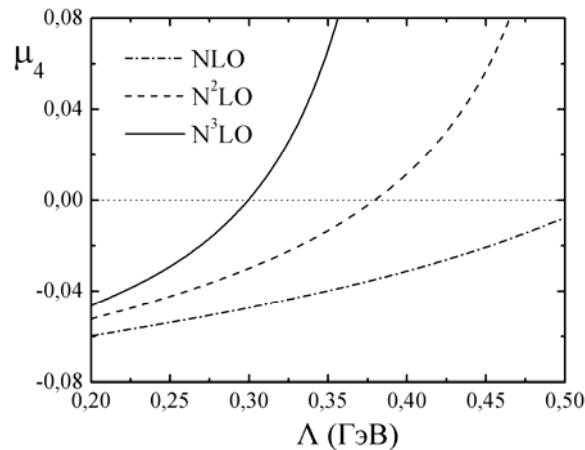


Рис. 2. Значение коэффициента μ_4 как функции параметра Λ при использовании двухпетлевых (штрих-пунктир), трехпетлевых (пунктир) и четырехпетлевых (сплошная линия) ТВ разложений

Правило сумм Гросса-Ллевеллина Смита

Правило сумм Гросса-Ллевеллина Смита (GLS) определяется интегралом от структурной функции F_3 рассеяния нейтрино (антинейтрино) на протоне [13]:

$$I_{\text{GLS}}(Q^2) = \frac{1}{2} \int_0^1 dx [F_3^{vp}(x, Q^2) + F_3^{\bar{v}p}(x, Q^2)]. \quad (8)$$

На партонном уровне значение функции $I_{\text{GLS}}(Q^2)$ равно трем, поэтому обычно записывают:

$$I_{\text{GLS}}(Q^2) = 3[1 - \Delta_{\text{GLS}}] = 3[1 - (\Delta_{\text{GLS}}^{\text{TB/ATB}} + \Delta_{\text{GLS}}^{\text{HT}})], \quad (9)$$

где вклад $\Delta_{\text{GLS}}^{\text{TB/ATB}}$ соответствует пертурбативной составляющей, а $\Delta_{\text{GLS}}^{\text{HT}}$ – высшим твистам.

Надежные теоретические предсказания для НТ сегодня отсутствуют. Для правила сумм GLS попытки нахождения НТ из экспериментальных данных также не дают

определенных результатов. Так, например, фитирование данных коллаборации CCFR/NuTeV для структурных функций xF_3 , выполненное в работе [20], показывает, что не удается фиксировать даже знак ведущей непертурбативной $\frac{1}{Q^2}$ -поправки.

Предварительный анализ влияния вклада НТ проведем, используя переменную Q^2 и фиксируя значение параметра Q^2 для четырех активных кварков равным 300 МэВ. Это значение хорошо согласуется с результатом обработки данных коллаборации CCFR'97, представленным в [20], и фактически соответствует нормировке на значение $I_{\text{GLS}}(Q^2 = 3,16 \text{ ГэВ}^2) = 2,55$, которое представлено в работе [21].

На рис. 3 показана Q^2 -зависимость Δ_{GLS} , полученная при использовании выражения в АТВ и ТВ с учетом вклада НТ, величина которого соответствует теоретической оценке, приведенной в работе [22], которая рекомендована Particle Data Group [14]:

$$\Delta_{\text{GLS}}^{\text{HT}} = \frac{0,09 \pm 0,045}{Q^2}. \quad (10)$$

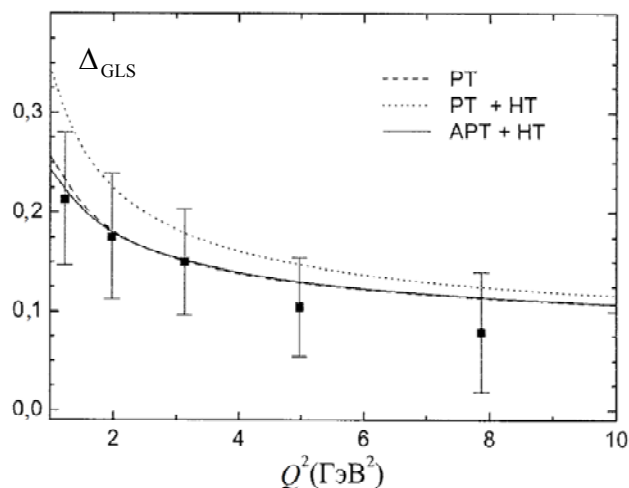


Рис. 3. Q^2 -зависимость полной КХД поправки с использованием АТВ и ТВ с учетом вклада НТ [22] (см. выражение (10)) и результат ТВ без вклада НТ. Экспериментальные значения взяты из [21]

Отметим, что непертурбативный вклад в Δ_{GLS} может оказаться близким к нулю, как это следует, например, из трехпетлевого анализа, приведенного в [20], а также из анализа в [21], где использовалось $\Delta_{\text{GLS}}^{\text{HT}} = (0,05 \pm 0,05)/Q^2$. Это согласуется и с рис. 3, который демонстрирует, что трехпетлевая ТВ кривая без НТ (изображена пунктиром) практически совпадает с результатом АТВ с учетом вклада НТ (сплошная линия).

На рис. 4 и 5 для полного КХД вклада приведены современные низкоэнергетические экспериментальные данные для правил сумм Бьеркена и Гросса-Ллевеллина Смита. Экспериментальные точки на рис. 4 – это данные JLab [10]. На этом рисунке также изображены теоретические кривые, которые соответствуют: сплошная кривая – применению АТВ, а пунктирная – ТВ. На рис. 5 данным для правила сумм Гросса-Ллевеллина Смита соответствуют: кружки – данным из Серпухова [23], направленные вниз треугольники – данным коллаборации CHARM [24], направленные вверх треугольники – CCFR [25], а квадраты – CCFR/NuTeV [21]. Сплошная кривая

соответствует фитированию с использованием АТВ, а пунктирная кривая – это АТВ предсказание.

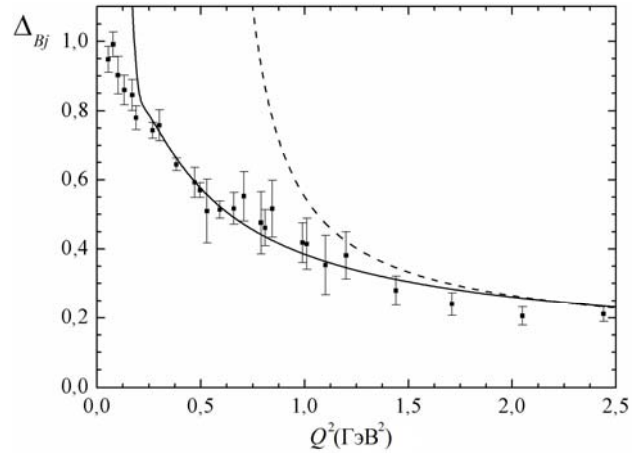


Рис. 4. Экспериментальные данные для полного КХД вклада в правиле сумм Бьеркена [10]. Сплошная кривая соответствует фитированию с использованием АТВ, а пунктирная кривая – ТВ

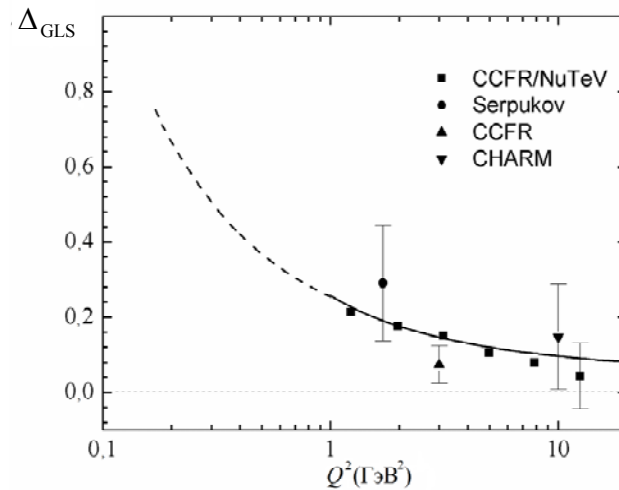


Рис. 5. Современные данные для полного КХД вклада в правиле сумм Гросса-Ллевеллина Смита. Сплошная кривая соответствует фитированию с использованием АТВ, а пунктирная кривая – АТВ предсказание для $Q^2 < 1 \text{ ГэВ}^2$

Заключение

Проведенный анализ показал, что аналитический подход является естественным аппаратом для анализа правил сумм глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния. Показано, что свойства аналитических аппроксимаций существенно отличаются от пертурбативных в области квадратов переданных импульсов $Q^2 < 3 \text{ ГэВ}^2$, тогда как при больших Q^2 результаты практически совпадают. Вклад степенных поправок, появляющихся автоматически при восстановлении правильных аналитических свойств, оказался существенным и сравнимым по величине с непертурбативным вкладом НТ. Следует отметить, что вклады НТ и степенные вклады, обусловленные Q^2 -аналитичностью, имеют разные знаки, в результате чего эти вклады в значительной мере компенсируют друг друга. Эффективно это выглядит как уменьшение вклада НТ.

В пертурбативных разложениях для физических величин в КХД важно иметь, по крайней мере, несколько членов ряда для того, чтобы понять поведение рядов и оценить надежность извлечения информации при сравнении с экспериментом. В данной работе впервые выполнен четырехпетлевой ТВ и АТВ анализ для правил сумм Бьеркена и Гросса-Ллевеллина Смита. Этот анализ показал, что в исследуемой области КХД для ТВ ряда вклады третьего и четвертого порядков примерно одинаковы, т. е. поведение ряда таково, что высшие порядки далее считать не имеет смысла (ряд асимптотический), поскольку точность от этого не увеличится. В случае АТВ анализа вклад от четвертого порядка в несколько раз меньше, чем от третьего порядка. Вклад от четвертого порядка в АТВ становится важен только при условии, что требуется точность менее процента. В настоящее время при анализе экспериментальных данных для правила сумм Бьеркена и тем более для правила сумм Гросса-Ллевеллина Смита необходимости в такой точности нет.

Выполненный анализ вновь продемонстрировал, что с теоретических позиций в низкоэнергетической области КХД аналитический подход имеет преимущества и позволяет надежно извлекать непертурбативные вклады.

Работа выполнена в рамках Государственной программы фундаментальных исследований «Физика взаимодействий» и программы сотрудничества учреждений Республики Беларусь и Объединенного института ядерных исследований.

Литература

1. Боголюбов, Н. Н. Метод дисперсионных соотношений и теория возмущений / Н. Н. Боголюбов, А. А. Логунов, Д. В. Ширков // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 37, вып. 3 (9). – С. 805–815.
2. Shirkov D.V., Solovtsov I.L., Analytic model for the QCD running coupling with universal $\alpha_s(0)$ value. Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 79. – P. 1209–1212.
3. Milton K.A., Solovtsov I.L., Solovtsova O.P., Analytic perturbation theory and inclusive tau decay. Phys. Lett. B. – 1997. – Vol. 415. – P. 104–110.
4. Milton K.A., Solovtsov I.L., Solovtsova O.P., Analytic perturbative approach to QCD. High Energy Physics (ICHEP'98): Proc. XXIX Int. Conf., Vancouver, Canada, 23–29 Jul. – 1998. – Vol. II. – P. 1608–1612.
5. Solovtsov I.L., Shirkov D.V., Analytic approach in quantum chromodynamics. Theor. Math. Phys. – 1999. – Vol. 120. – P. 1220–1224.
6. Shirkov D.V., Solovtsov I.L., Ten years of the Analytic Perturbation Theory in QCD. Theor. Math. Phys. – 2007. – Vol. 150. – P. 132–152.
7. Pasechnik R.S., Shirkov D.V., Teryaev O.V., Bjorken Sum Rule and pQCD frontier on the move. Phys. Rev. D. – 2008. – Vol. 78. – P. 071902.
8. Pasechnik R.S., Shirkov D.V., Teryaev O.V., Solovtsova O.P., Khandramai V.L., Nucleon spin structure and pQCD frontier on the move. Phys. Rev. D. – 2010. – Vol. 81. – P. 016010.
9. Solovtsova O.P., Teplyakov V.G., Khandramai V.L., Comparative Analysis to the Bjorken Sum Rule in the Low Energy Domain. Nonlinear Dynamics and Applications, Proceedings of XV Annual Seminar «NPCS'2009. Chaos, Fractals, Phase Transition, Self-organization», Minsk, 2010. – P. 213–218.
10. Deur A. *et al.*, Determination of the effective strong coupling constant $\alpha_{s,g_1}(Q^2)$ from CLAS spin structure function data. Phys. Lett. B – 2008. – Vol. 665. – P. 349–351.
11. Baikov P.A., Chetyrkin K.G., and J. Kuhn, Adler Function, Bjorken Sum Rule, and the Crewther Relation to Order α_s^4 in a General Gauge Theory. Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 104. – P. 132004.

12. Bjorken J. D., Applications of the Chiral $U(6) \times (6)$ Algebra of Current Densities. Phys. Rev. – 1966. – Vol. 148. – P. 1467–1478.
13. Gross D.J., Llewellyn Smith C.H., High-energy neutrino - nucleon scattering, current algebra and partons. Nucl. Phys. B. – 1969. – Vol. 14. – P. 337–347.
14. Amsler C. *et al.*, Review of Particle Physics. Phys. Lett. B. – 2008. – Vol. 667. – P. 1–1340.
15. Gorishny S.G., Larin S.A., Qcd Corrections To The Parton Model Rules For Structure Functions Of Deep Inelastic Scattering. Phys. Lett. B. – 1986. – Vol. 172. – № 1. – P. 109–112.
16. Larin S.A., Vermaseren J.A.M., The α_s^3 corrections to the Bjorken sum rule for polarized electroproduction and to the Gross-Llewellyn Smith sum rule. Phys. Lett. B. – 1991. – Vol. 259. – P. 345–352.
17. Geyer B., Robaschik D., Wieczorek E., Theory of Deep Inelastic Lepton-Hadron Scattering. Fortschr. Phys. – 1979. – Vol. 27. – P. 75–168.
18. Solovtsov I.L., Integral representation for structure functions and target mass effects // Письма в ЭЧАЯ. – 2000. – № 4 (101). – С. 10–18.
- 19 Baikov P.A., Chetyrkin K.G., Kuhn J.H., Order α_s^4 QCD Corrections to Z and tau Decays. Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 101. – P. 012002.
20. Kataev A.L., Kotikov A.V., Parente G., Sidorov A.V., Next to next-to-leading order QCD analysis of the revised CCFR data for xF_3 structure function and the higher twist contributions. Phys. Lett. B. – 1998. – Vol. 417. – P. 374–384; Next-to-next-to-leading order fits to CCFR'97 xF_3 data and infrared renormalons. J. Phys. G. – 2003. – Vol. 29. – P. 1985–1988.
21. Kim J.H., Harris J.H., Arroyo C.G. *et al.* (CCFR/NuTeV Collaboration), A Measurement of $\alpha_s(Q^2)$ from the Gross-Llewellyn Smith sum rule. Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol. 81. – P. 3595–3598.
22. Balitsky I.I., Braun V.M., Kolesnichenko A.V., Power corrections $1/Q^2$ to parton sum rules for deep inelastic scattering from polarized targets. Phys. Lett. B. – 1990. – Vol. 242. – P. 245–250.
23. Barabash L.S., Baranov S.A., Batusov Y.A. *et al.* (IHEP-JINR Neutrino Detector Collaboration), Measurement of xF_3 , F_2 structure functions and Gross-Llewellyn-Smith sum rule with IHEP-JINR neutrino detector, Preprint JINR; E1-96-308. Dubna. – 1996. – P. 10; Eur. Phys. J. C. – 1999. – Vol. 10. – P. 405–408.
24. Bergsma F., Dorenboscha J., Jonkera M. *et al.* (CHARM Collab.), Experimental Study of the Nucleon Structure Functions and of the Gluon Distribution from Charged Current Neutrino and anti-neutrinos Interactions. Phys. Lett. B. – 1983. – Vol. 123, № 3/4. – P. 269–274.
25. Leung W.C., Quintas P.Z., Mishra S.R. *et al.* (CCFR Collab.), A Measurement of the Gross-Llewellyn-Smith sum rule from the CCFR xF_3 structure function. Phys. Lett. B. – 1993. – Vol. 317. – P. 655–659.

Получено 10.09.2010 г.