

АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ И ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Д.А. Волкова^{1,2}, О.В. Теряев^{1,2}, Н.А. Грамотков^{2,3}, А.В. Котиков²,
И.А. Земляков^{2,4}

¹Государственный университет «Дубна»

²Объединенный институт ядерных исследований

³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

⁴Томский государственный университет

E-mail: dvolkova@theor.jinr.ru

Экспериментальные данные, полученные для поляризованного правила сумм Бьёркена при малых значениях Q^2 , аппроксимируются предсказаниями, полученными в рамках аналитической КХД, с точностью до 5-го порядка теории возмущений. Найдено хорошее согласие между экспериментальными данными и предсказаниями аналитической КХД, а также сильное различие между этими данными и результатами, полученными в рамках стандартной КХД.

Ключевые слова: аналитическая теория возмущений, глубоконеупругое рассеяние, правило сумм Бьёркена, квантовая хромодинамика

Введение

В настоящее время одним из приоритетных направлений исследований в области физики элементарных частиц является изучение взаимодействий частиц при высоких энергиях. Это позволяет получить новые знания о фундаментальных свойствах материи и проверить существующие теоретические модели. Важной задачей физики элементарных частиц является проверка предсказаний квантовой хромодинамики (КХД) как фундаментальной теории сильных взаимодействий.

Глубоконеупругое рассеяние лептонов на нуклонах является одним из ключевых процессов для проверки КХД и изуче-

ния динамики кварков и глюонов в нуклонах. Структура протона описывается структурными функциями, которые подчиняются правилу сумм. Для того, чтобы описывать поправки в области больших импульсов Q^2 , используется модификация — АТВ (аналитическая теория возмущений). Развитие АТВ в последнее десятилетие выявило ряд новых принципиальных особенностей аналитического подхода.

В рамках АТВ решается проблема устранения нефизических сингулярностей эффективного заряда в квантовой хромодинамике (КХД). Эта особенность, называемая полюсом Ландау, впервые была обнаружена при изучении квантовой электродинамики (КЭД) в середине 1950-х годов и вызвала множество обсуждений, включая временный отказ от использования локальной квантовой теории поля (КТП).

В конце 50-х годов была опубликована работа Н.Н. Боголюбова, А.А. Логунова и Д.В. Ширкова [1], основанная на предыдущих исследованиях, в которой было предложено явное решение проблемы полюса Ландау. Это решение позволило устранить расходимости и получить конечные результаты для некоторых физических величин. Работа Н.Н. Боголюбова, А.А. Логунова и Д.В. Ширкова имела большое значение для развития квантовой теории поля и физики элементарных частиц. Она стала основой для дальнейших исследований в этой области.

В частности, помимо решения проблемы нефизических сингулярностей, АТВ приводит к нестепенному функциональному разложению для наблюдаемых в КХД. Это обладает удивительной (по сравнению с пертурбативными степенными рядами) устойчивостью как по отношению к поправкам высших петель, так и по отношению к выбору способа перенормировки. Поправки высших порядков пертурбативной КХД и высших твистов становятся очень важными, в частности в наблюдении глубоконеупругого рассеяния при передачах импульса $Q < 1 \text{ ГэВ}$. В качестве примера использования результатов аналитической КХД в работе рассмотрено правило сумм Бьёркена (ПСБ), которое играет центральную роль в исследовании спиновой структуры нуклонов и позволяет получать ценные сведения о свойствах адронов и взаимодействии кварков и глюонов.

Правило сумм Бьёркена

Поляризованное правило сумм Бьёркена определяется интегралом от разности спинзависимых структурных функций $g_1(x, Q^2)$ протона и нейтрона по возможным значениям переменной Бьёркена x при фиксированном квадрате переданного импульса Q^2 :

$$\Gamma_1^{p-n}(Q^2) = \int_0^1 dx [g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)]. \quad (1)$$

Функция g_1 характеризует парциальный вклад кварков в спин нуклона. Интегралы от $g^{p(n)}(x, Q^2)$ при конечных передачах импульса зависят от Q^2 и характеризуют полный вклад активных кварков в спин протона (нейтрона). Теоретически, величину $\Gamma_1^{p-n}(Q^2)$ можно записать в форме OPE (operator product extension) [4,5].

$\Gamma_1^{p-n}(Q^2) = \frac{g_A}{6} (1 - D_{BS}(Q^2)) + \sum_{i=2}^{\infty} \frac{\mu_{2i}(Q^2)}{Q^{2i-2}}$, (2) где $g_A = 1.2762 \pm 0.0005$ — аксиальный заряд нуклона, $(1 - D_{BS}(Q^2))$ — вклад ведущего твиста (или twist-2), $\frac{\mu_{2i}}{Q^{2i-2}}$ ($i \geq 1$) — вклад высшего твиста.

При рассмотрении очень малых значений Q^2 представление (2) высшего твиста состоит из бесконечного числа членов ряда. Чтобы избежать этого, используется так называемое «массивное» представление в виде твиста-4, включающее в себя часть вкладов высшего твиста в (2): $\Gamma_1^{p-n}(Q^2) = \frac{g_A}{6} (1 - D_{BS}(Q^2)) + \sum_{i=2}^{\infty} \frac{\hat{\mu}_4 M^2}{Q^2 + M^2}$ (3), где значения $\hat{\mu}_4$ и M^2 были приведены в работах [2, 3] в различных аналитических моделях КХД: $M^2 = 0.439 \pm 0.012 \pm 0.463$ и $\hat{\mu}_{MA,4} = -0.173 \pm 0.002 \pm \pm 0.666$ (4), где представлены статистические (малые) и систематические (большие) погрешности.

Твист-2 в $D_{BS}(Q^2)$ в РТ и АРТ имеет вид $(Q^2) = \frac{4}{\beta_0} (\tilde{a}_1^{(k)} + \sum_{m=2}^k \tilde{d}_{m-1} \tilde{a}_m^{(k)})$ (5), $D_{MA,BS}^{(k)}(Q^2) = \frac{4}{\beta_0} (A_{MA}^{(k)} + \sum_{m=2}^k \tilde{d}_{m-1} \tilde{A}_{MA,v=m}^{(k)})$ (6).

В случае МА КХД выражение (3) становится следующим $\Gamma_{MA,1}^{p-n}(Q^2) = \frac{g_A}{6} (1 - D_{MA,BS}(Q^2)) + \sum_{i=2}^{\infty} \frac{\hat{\mu}_{MA,4} M^2}{Q^2 + M^2}$ (7), где пертурбативная часть $D_{MA,BS}(Q^2)$ имеет тот же вид, однако с аналитической константой связи $\tilde{A}_{MA,v}^{(k)}$ [6].

Значения фитов параметров в (7)

	M^2 для $Q^2 \leq 5$ ГэВ ² (для $Q^2 \leq$ 0.6 ГэВ ²)	$\hat{\mu}_{MA,4}$ для $Q^2 \leq$ 5 ГэВ ² (для $Q^2 \leq 0.6$ ГэВ ²)	$\chi^2/(d.o.f)$ для $Q^2 \leq 5$ ГэВ ² (для $Q^2 \leq 0.6$ ГэВ ²)
LO	0.472 ± 0.035 (1.631 ± 0.301)	-0.212 ± 0.006 (-0.166 ± 0.001)	0.667 (0.789)
NLO	0.414 ± 0.035 (1.545 ± 0.287)	-0.206 ± 0.008 (-0.155 ± 0.001)	0.728 (0.757)
N ² LO	0.397 ± 0.034 (1.417 ± 0.241)	-0.208 ± 0.008 (-0.156 ± 0.002)	0.746 (0.728)
N ³ LO	0.394 ± 0.034 (1.429 ± 0.248)	-0.209 ± 0.008 (-0.157 ± 0.002)	0.754 (0.747)
N ⁴ LO	0.397 ± 0.035 (1.462 ± 0.259)	-0.208 ± 0.007 (-0.157 ± 0.001)	0.753 (0.754)

Результаты

Результаты фитирования экспериментальных данных только со статистическими погрешностями представлены в таблице и показаны на Рис. 1 и Рис. 2. Для фитирования использованы Q^2 -зависимые параметры M^2 и $\hat{\mu}_4$ и вклад твист-2, представленный в (5) и (6) для ТВ и АТВ. Как можно увидеть, с увеличением порядка обычной теории возмущения растет несоответствие расчётов и экспериментальных данных. Это связано с тем, что константа связи становится сингулярной при всё больших значениях Q^2 , что приводит к отрицательным значениям правил сумм Бьёркена. результаты, полученные для разных порядков АРТ, практически эквивалентны: соответствующие кривые становятся неразличимыми, когда Q^2 приближается к 0, и немного отличаются везде. Как видно на Рис. 2, по сравнению с обычной теорией возмущений результаты, полученные в рамках аналитической теории в различных её порядках, практически не отличаются и становятся неразличимы при Q^2 , стремящимся к нулю. Качество фитов довольно высокое, о чем свидетельствуют соответствующие значения $\chi^2/(d.o.f)$ (см. табл.).

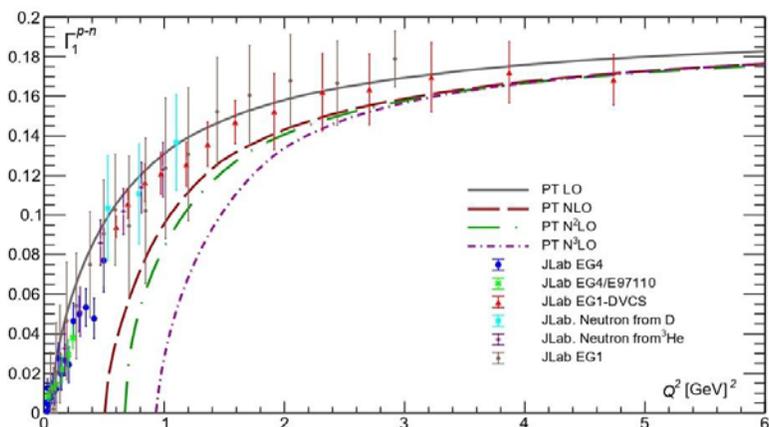


Рис. 1. Результаты для $\Gamma_1^{p-n}(Q^2)$ в первых пяти порядках ТВ

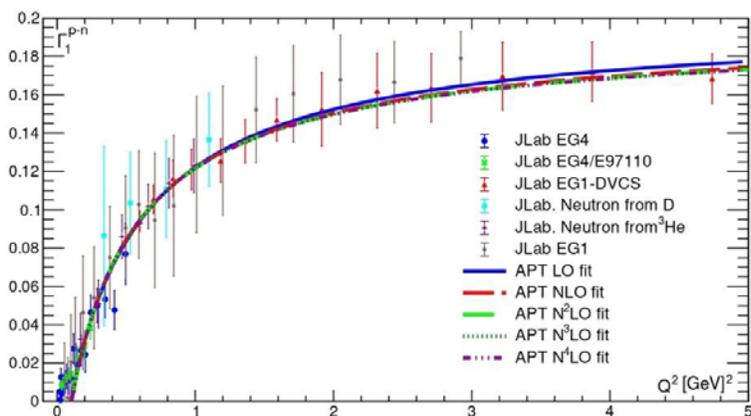


Рис. 2. Результаты для $\Gamma_1^{p-n}(Q^2)$ в первых пяти порядках АТВ

Заключение

Рассмотрено правило сумм Бьёркена в рамках МА и пертурбативной КХД, получены результаты для первых четырех порядков ТВ. Найдено хорошее согласие между экспериментальными данными и предсказаниями аналитической КХД (в отличие от обычной ТВ) а также сильное различие между этими данными и результатами, полученными в рамках стандартной КХД. При некоторых значениях Q^2 результаты ТВ ста-

новятся отрицательными, поскольку поправки высокого порядка велики и входят в твист-2 со знаком минус. АРТ в МА приводит к хорошему согласию с экспериментальными данными, в случае использования «массивной» версию (4) для вклада твист-4.

Список литературы

1. Н. Н. Боголюбов, А. А. Логунов, Д. В. Ширков, «Метод дисперсионных соотношений и теория возмущения», ЖЭТФ 37 (1959) 805-15 [17 IV '59]. Sov. Phys. JETP 10, No. 3, 574-81 (1960).
2. C. Ayala et al., Int. J. Mod. Phys. A **33** (2018) no.18n19, 1850112; J. Phys. Conf. Ser. **938** (2017) no.1, 012055
3. C. Ayala et al., Eur. Phys. J. C **78**, no.12, 1002 (2018); J. Phys. Conf. Ser. **1435** (2020) no.1, 012016
4. E. V. Shuryak and A. I. Vainshtein, Nucl. Phys. B 201, 141 (1982)
5. I. I. Balitsky, V. M. Braun and A. V. Kolesnichenko, Phys. Lett. B 242, 245-250 (1990) [erratum: Phys. Lett. B 318, 648 (1993)]
6. A. V. Kotikov and I. A. Zemlyakov, J. Phys. G 50, no.1, 015001 (2023)