Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 2, стр. 54 – 57 *25 июля 1989 г.*

СТЕПЕННЫЕ ПОПРАВКИ К ПАРТОННЫМ ПРАВИЛАМ СУММ ДЛЯ ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НА ПОЛЯРИЗОВАННОЙ МИШЕНИ

Я.Я.Балицкий, В.М.Браун, $\boxed{\text{А.В.Колесниченко}}$

В рамках правил сумм КХД вычислены степенные поправки к интегралу от структурной функции $g_1(x)$ и второй момент структурной функции $g_2(x)$.

1. Данные ЕМС [1] по глубоконеупругому рассеянию на поляризованной мишени привели к возникновению "спинового кризиса", который пока не нашел удовлетворительного разрешения. В скейлинговом пределе $Q^2 \to \infty$ структурная функция $g_1(x)$ меряет распределение спина в адроне между конституэнтами [2,3]. Меньшая по сравнению с ожидаемой величина $\int dx g_1^p(x, Q^2) \approx 0{,}114$ [1] означает, что значительную часть спина протона несут глюоны, в то время как вклад валентных кварков невелик.

Ввиду важности этого утверждения интересно оценить возможные нескейлинговые поправки $1/Q^{2n}$ к партонным правилам сумм. Их роль на сегодня не выяснена. В работе [4] высказано предположение, что значительная часть отклонения результата эксперимента от предсказаний стандартной модели связана именно с большими степенными поправками. С другой стороны, имеется ряд косвенных аргументов против существенной роли нескейлинговых поправок (данные слабо зависят от Q^2).

В этой статье мы приводим результаты явного вычисления степенных поправок $1/Q^2$ к величине $\int dx g_1(x, Q^2)$ в рамках метода правил сумм КХД. При характерных значениях $Q^2 \sim$ $\sim$ 10 ГэВ^2 они оказались весьма малы, не объясняют спиновый кризис и, по-видимому, могут не учитываться при анализе экспериментальных данных. Как часть общей степенной поправки $1/Q^2$ вычислены вклады неведущего твиста 3 во второй момент $\int dx x^2 g_2(x)$ структурной функции $g_2(x, Q^2)$. Они не малы по сравнению с вкладами операторов ведущего твиста. В настоящее время планируются эксперименты по измерению структурной функции $g_2(x)$, поэтому этот результат представляет самостоятельный интерес.

2. Исходным пунктом для нашего анализа служат результаты [5] по операторному разложению амплитуд глубоконеупругого рассеяния лептонов на поляризованных нуклонах , приводящие к правилам сумм

$$\int dx g_1^{(p\pm n)}(x, Q^2) = \begin{pmatrix} 5/18 \\ 1/6 \end{pmatrix} \left\{ g_A^{S(NS)} \left(1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right) - \frac{8}{9Q^2} \ll O^{S(NS)} \gg \right\} + \tag{1}$$
$$+ \frac{8}{3}\frac{m_N^2}{Q^2} \int dx x^2 \left(g_2^{(p\pm n)}(x) + \frac{5}{6} g_1^{(p\pm n)}(x) \right) + O(1/Q^4)$$

Здесь и далее верхнее число в круглых скобках отвечает сумме , а нижнее – разности сечений на протоне и нейтроне, $\ll O^{S(NS)} \gg$ – приведенные матричные элементы по протону от локальных операторов твиста 4

$$O_\mu^{S(NS)} = \bar{u}_g \tilde{G}^a_{\mu\nu} \gamma_\nu \frac{\lambda^a}{2} u \pm (u \to d), \tag{2}$$
$$\langle N | O_\mu | N \rangle = s_\mu \ll O \gg, \qquad s_\mu = \bar{u}_p \gamma_\mu \gamma_5 u_p .$$

Вкладами странных кварков в $\ll O^S \gg$ можно пренебречь. Аксиальные константы равны $g_A^{NS} = 1{,}25$, $g_A^S = \frac{\sqrt{3}}{5}(a_8 + 2\sqrt{2}a_0)$, $\sqrt{3}a_8 = 3F - D$.

Слагаемое $\sim m_N^2$ в правой части (1) представляет собой так называемую кинематическую степенную поправку и содержит вклад другой структурной функции $g_2(x)$. Как известно, структурная функция g_2 в отличие от g_1 содержит на равных вклады операторов твиста 2 и твиста 3. Их удобно разделить. В частности [5]

$$\int x^2 dx g_2^{p\pm n}(x) = \frac{2}{3} \int x^2 dx g_1^{p\pm n} - \frac{1}{6} \begin{pmatrix} 5/18 \\ 1/6 \end{pmatrix} \ll Q^{S(NS)} \gg , \tag{3}$$

где

$$Q^{S(NS)}_{\mu\nu,\sigma} = S_{\nu,\sigma} \bar{u}_g \tilde{G}^a_{\mu\nu} \gamma_\sigma \frac{\lambda^a}{2} u \pm (u \to d) - \text{следы}, \tag{4}$$
$$\langle N | Q_{\mu\nu,\sigma} | N \rangle = S_{\nu,\sigma} A_{\mu,\nu} s_\mu p_\nu p_\sigma \ll Q \gg .$$

$A_{\mu,\nu}$ и $S_{\nu,\sigma}$ – (анти)симметризаторы по соответствующим индексам.

Имеет смысл переписать (1), сохранив в качестве кинематической поправки только вклады $\sim g_1(x)$, а вклады твиста 3 в $g_2(x)$, включить в динамическую поправку (в фигурных скобках в (1)). Как нетрудно убедиться, последняя приобретает вид

$$-\frac{8}{9Q^2} \left(\ll O \gg + \frac{1}{2} m_N^2 \ll Q \gg \right).$$

Задача состоит в вычислении матричных элементов $\ll O \gg$ и $\ll Q \gg$.

3. С этой целью рассмотрим трехточечные корреляционные функции операторов (2), (4) с нуклонным током $\eta = \epsilon^{abc}(u^a C\gamma_\lambda u^b)\gamma_5\gamma_\lambda d^c$:

$$i^2 \int dx e^{ipx} \int dy \langle T \{ \eta(x) O_\mu(y) \bar{\eta}(0) \} \rangle = -2p_\mu \hat{p} \gamma_5 \lambda_p^2 \ll O \gg (m_N^2 - p^2)^{-2} + \ldots \qquad (5)$$

$$i^2 \int dx e^{ipx} \int dy \langle T \{ \eta(x) Q_{\mu\nu,\sigma}(y) \bar{\eta}(0) \} \rangle = -2S_{\nu,\sigma} A_{\mu,\nu} p_\sigma p_\mu \gamma_\nu \gamma_5 m_N^2 \ll Q \gg (m_N^2 - p^2)^{-2} + \ldots \qquad (6)$$

λ_p -- константа связи протона с током η. Операторное разложение для корреляционных функций (5), (6) в евклидовской области $p^2 \to -\infty$ имеет вид, соответственно

$$p_\mu \hat{p} \gamma_5 \{ \binom{9}{5} \frac{\alpha_S}{360\pi^5} p^4 \ln^2(\mu^2/-p^2) - \binom{0}{1} \frac{\langle \frac{\alpha_S}{\pi} G^2 \rangle}{72\pi^2} \ln(\mu^2/-p^2) - \binom{1}{0} \frac{f_\pi^2 \delta^2}{3\pi^2} \ln(\mu^2/-p^2) +$$

$$\binom{\ln(\mu^2/-p^2) - 1/24}{\ln(\mu^2/-p^2) + 11/24} \frac{16\alpha_S}{27\pi} \frac{\langle \bar{\psi}\psi \rangle^2}{-p^2} + \frac{\Pi}{36\pi^2} \frac{1}{-p^2} - \binom{3}{1} \frac{m_0^2 \langle \bar{\psi}\psi \rangle^2}{9p^4} + \ldots \}, \qquad (7)$$

$$2S_{\nu,\sigma} A_{\mu,\nu} p_\sigma p_\mu \gamma_\nu \gamma_5 \{ \binom{7}{-13} \frac{\alpha_S}{4320\pi^5} p^4 \ln^2(\mu^2/-p^2) - \binom{0}{1} \frac{\langle \frac{\alpha_S}{\pi} G^2 \rangle}{72\pi^2} \ln(\mu^2/-p^2) -$$

$$- \binom{2\ln(\mu^2/-p^2) - 71/6}{20\ln(\mu^2/-p^2) + 157/6} \frac{\alpha_S}{27\pi} \frac{\langle \bar{\psi}\psi \rangle^2}{-p^2} + \binom{-1}{2} \frac{R}{144\pi^2} \frac{1}{-p^2} + \binom{1}{-1} \frac{m_0^2 \langle \bar{\psi}\psi \rangle^2}{9p^4} + \ldots \},$$

где (8)

$$\Pi = i \int dy \langle T \{ O_\mu(y) O_\mu(0) \} \rangle \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^6,$$

$$R = i \int dy \langle T \{ Q_{\mu\nu,\sigma}(y) Q_{\mu\nu,\sigma}(0) \} \rangle \approx 1 \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^6, \qquad (9)$$

$\delta^2 = 0{,}2$ ГэВ^2, $m_0^2 = \langle \bar{\psi}\sigma G\psi \rangle / \langle \bar{\psi}\psi \rangle$. Подробный вывод разложений (7), (8) и численных оценок (9) будет дан в отдельной работе.

Далее используем стандартную технику правил сумм КХД (см., например, [6]). Применяя преобразование Бореля, вычитая различные фоновые вклады (в том числе однополюсные слагаемые) и приравнивая разложения (5) и (7), (6) и (8) в области значений Борелевского параметра $M^2 \sim 7$ ГэВ^2, получаем

$$\ll O^{NS} \gg \approx 0{,}18 \text{ ГэВ}^2, \qquad \ll O^S \gg \approx -(0 \div 0{,}06) \text{ ГэВ}^2, \qquad (10)$$

$$\ll Q^{NS} \gg \approx 0{,}28, \qquad \ll Q^S \gg \approx -0{,}20. \qquad (11)$$

Погрешность в определении каждого из матричных элементов (10), (11) порядка $\pm 0{,}1$. Тогда получаем правила сумм (1) в виде

$$\int dx g_1^{p-n}(x, Q^2) = \frac{1}{6} \{ g_A (1 - \frac{\alpha_S(Q^2)}{\pi}) - \frac{0{,}3 \text{ ГэВ}^2}{Q^2} \} + 4\frac{m_N^2}{Q^2} \int dx x^2 g_1^{p-n}(x), \qquad (12)$$

$$\int dx g_1^{p+n}(x, Q^2) = \frac{5}{18} \{ g_A^S (1 - \frac{\alpha_S(Q^2)}{\pi}) + \frac{0{,}1 \text{ ГэВ}^2}{Q^2} \} + 4\frac{m_N^2}{Q^2} \int dx x^2 g_1^{p+n}(x). \qquad (13)$$

Точность в определении степенной поправки к правилу сумм Бъеркена (12) как мы полагаем, не хуже $\sim 50\%$. В синглетном канале поправка меньше чем в несинглетном и имеет другой знак. Погрешность в этом случае порядка 100%. Отметим, что масштаб степенных поправок в (12), (13) примерно на порядок меньше ожиданий работы [4].

Второй момент $\int dx x^2 g_1(x)$ пока неизвестен, поскольку измерения ограничены областью $x < 0{,}5$ [1]. Приняв для оценки грубую модель $g_1^{p-n} \sim \frac{1}{6} g_A \cdot 4(1-x)^3$, получаем кинематическую поправку к правилу сумм Бъеркена $+0{,}05 \frac{m_N^2}{Q^2}$, которая сокращает вычисленную выше динамическую поправку, связанную с взаимодействием кварков. Наш основной вывод – степенные поправки к партонным правилам сумм весьма малы и не существенны для интерпретации современных данных. Масштаб этих поправок аналогичен вычисленным ранее [6] поправкам к правилу сумм Гросса – Ллевеллина–Смита для интеграла от структурной функции F_3.

Подставляя вычисленные значения (11) в (3) и используя для сравнения грубую оценку $\frac{2}{3} \int dx x^2 g_1^{p-n} \sim 0{,}01$, видим, что вклады твиста 3 в $g_2(x)$ не малы. Они имеют разный знак в синглетном и несинглетном каналах. Этот результат неожиданен и доступен экспериментальной проверке в ближайшее время.

Литература

1. *Ashman J. et al.* Phys. Lett. B, 1988, **206**, 364.
2. *Bjorken J.D.* Phys. Rev., 1966, **48**, 1467.
3. *Ellis J., Jaffe R.L.* Phys. Rev. D, 1974, 9, 1444; (E), **10**, 1669.
4. *Ансельмино М. и др.* ЯФ, 1989, **49**, 214.
5. *Shuryak E.V., Vainshtein A.I.* Nucl. Phys. B, 1982, **201**, 144.
6. *Braun V.M., Kolesnichenko A.V.* Nucl. Phys. B, 1987, **283**, 723.

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 июня 1989г.