УДК 539.123.17

ИНТЕГРАЛ ГОТТФРИДА И ВКЛАД ВАЛЕНТНЫХ КВАРКОВ

Е. Н. Букина*), В. М. Дубовик*), В. С. Замиралов

(*НИИЯФ*)

Показано, что экспериментальное значение интеграла Готтфрида равно величине модифицированного вклада валентных кварков. Правило сумм Бьеркена выполняется в приближении валентных кварков, в то время как вклады морских кварков приводят к его нарушению. На основе известных экспериментальных данных получены поляризационные распределения кварков и антикварков в протоне.

Введение

Поляризационная структурная функция нейтрона $g_1^n(x)$ была измерена в двух различных экспериментах [1, 2]. Среднее значение соответствующего интеграла равно [1]

$$I_n = \int g_1^n(x)dx = -0{,}055 \pm 0{,}025.$$

Рассматривая этот результат вместе с аналогичным результатом для протона [2]:

$$I_p = \int g_1^p(x)dx = 0{,}126 \pm 0{,}009 \pm 0{,}015$$

(отличие которого от величины $\sim 0{,}185$, предсказанной правилом сумм Эллиса–Джаффе [3], привело к проблеме «спинового кризиса») и с величиной интеграла Готтфрида [4] (найденного на основании экспериментальных данных в [5]:

$$I_G = \int \{F_2^p(x) - F_2^n(x)\}\frac{dx}{x} = 0{,}235 \pm 0{,}026,$$

в резком разногласии с предсказанием $I_G = 1/3$ [4]), можно получить важные сведения о спиновой структуре нуклонов.

В настоящей работе мы найдем в рамках кварк-партонной модели поляризационные распределения кварков (антикварков) в нуклоне $q_{\uparrow(\downarrow)}$, $(\overline{q}_{\uparrow(\downarrow)})$ $(q = u, d)$:

$$q_{\uparrow(\downarrow)} = \int q_{\uparrow(\downarrow)}(x)\, dx, \quad q_{\uparrow(\downarrow)} = q_{\uparrow(\downarrow)}^{val} + q_{\uparrow(\downarrow)}^{sea}, \quad q = q_\uparrow + q_\downarrow,$$

определенные стандартным образом (см., напр., [6]), опираясь на экспериментальное значение интеграла Готтфрида, и объясним его расхождение с предсказанием [4].

В интегралах $I_{p,n}$, как обычно, учитываются следующие основные вклады:

$$I_p = \frac{1}{2}\Big(\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s + \ldots\Big),$$
$$I_n = \frac{1}{2}\Big(\frac{1}{9}\Delta u + \frac{4}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s + \ldots\Big),$$

где $\Delta q = q_\uparrow - q_\downarrow + \overline{q}_\uparrow - \overline{q}_\downarrow$. Пренебрегая вкладом морских кварков с ненулевой странностью в нуклоне (см., однако, [7]), найдем:

$$\Delta u = \frac{6}{5}(4I_p - I_n) = 0{,}672 \pm 0{,}120,$$
$$\Delta d = \frac{6}{5}(4I_n - I_p) = -0{,}415 \pm 0{,}144.$$

Вычисляя разность

$$\Delta u - \Delta d = 1{,}086 \pm 0{,}300$$

и сравнивая ее с известным правилом сумм Бьеркена [8]

$$\Delta u - \Delta d = G_A/G_V = 1{,}2601 \pm 0{,}0025,$$

видим, что это правило сумм нарушено. Однако расхождение правила сумм Бьеркена с экспериментом, учитывая большие ошибки в [1], можно считать небольшим. Правило сумм Готтфрида $I_G = \int(u(x) - d(x))dx = 1/3$ [4] оказывается нарушенным сильнее, а расхождение с опытом поддается объяснению гораздо труднее (см., напр., [9–11]). Поэтому ниже мы сосредоточимся на решении именно этой проблемы.

1. Модификация вклада валентных кварков

Интересная попытка разрешить проблему с нарушением правила сумм Готтфрида была сделана в серии работ [12–14]. Распределения валентных кварков были связаны со значениями аксиально-векторных констант F и D в модели унитарной симметрии $SU(3)_f$ (см., напр., [15]), а именно:

$$u_\uparrow^{val} = 1 + F, \quad u_\downarrow^{val} = 1 - F,$$
$$d_\uparrow^{val} = \frac{1}{2}(1 + F - D), \quad d_\downarrow^{val} = \frac{1}{2}(1 - F + D). \tag{1}$$

При этом были использованы известный результат Сегала [16]:

$$\Delta u^{val} = 2F, \quad \Delta d^{val} = F - D \tag{2}$$

*) Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна.

и два основных правила сумм кварк-партонной модели [6]:

$$u-\overline{u}=2, \quad d-\overline{d}=1, \tag{3}$$

которые в приближении валентных кварков сводятся к равенствам $u^{val}=2$, $d^{val}=1$.

В отличие от авторов [12] мы полагаем, что в последовательной записи величин, входящих в кварк-партонную модель, следует использовать или вышеприведенные конкретные числа, или характерные для октетных токов $SU(3)_f$ константы связи F и D, но не их линейные комбинации. При этом результаты обычной кварк-партонной модели должны восстанавливаться в пределе $F=2/3$, $D=1$.

В [17, 18] константы связи F и D были связаны с матричными элементами оператора $\hat{\omega}_q$, который различает взаимодействия W- и Z-бозонов с бикварком одного аромата (qq) и с одиночным кварком q' в барионе $B(qq,q')$:

$$\langle q_\uparrow q_\uparrow, q'_\downarrow|\hat{\omega}_q|q_\uparrow q_\uparrow, q'_\downarrow\rangle = w_{\uparrow\uparrow}, \quad \langle q_\uparrow q_\downarrow, q'_\uparrow|\hat{\omega}_q|q_\uparrow q_\downarrow, q'_\uparrow\rangle = w_{\uparrow\downarrow},$$

$$\langle q_\uparrow q_\uparrow, q'_\downarrow|\hat{\omega}_{q'}|q_\uparrow q_\uparrow, q'_\downarrow\rangle = v_{\uparrow\uparrow}, \quad \langle q_\uparrow q_\downarrow, q'_\uparrow|\hat{\omega}_{q'}|q_\uparrow q_\downarrow, q'_\uparrow\rangle = v_{\uparrow\downarrow}.$$

Соответствующие соотношения имеют вид

$$\frac{2}{3}w_{\uparrow\uparrow}=F, \quad w_{\uparrow\downarrow}=D, \quad \frac{1}{3}(2v_{\uparrow\uparrow}-v_{\uparrow\downarrow})=D-F. \tag{4}$$

Отметим, что условие $w_{\uparrow\uparrow}=w_{\uparrow\downarrow}$ естественным образом приводит к результату модели $SU(6)$: $F/D=2/3$ [17]. Вычисляя матричные элементы операторов $\hat{\omega}_u$ и $\hat{\omega}_d$ в обкладках между волновыми функциями протона в кварковой модели, получаем

$$\begin{aligned}\langle p|\hat{\omega}_u|p\rangle &= 2\Big(\frac{2}{3}w_{\uparrow\uparrow}+\frac{1}{3}w_{\uparrow\downarrow}\Big)=2\Big(F+\frac{1}{3}D\Big),\\ \langle p|\hat{\omega}_d|p\rangle &= \frac{2}{3}v_{\uparrow\uparrow}+\frac{1}{3}v_{\uparrow\downarrow}.\end{aligned} \tag{5}$$

Первое выражение в (5) в пределе $F=2/3$, $D=1$ представляет собой число валентных u-кварков. Естественно предположить, что второе выражение в (5) дает в этом же пределе число валентных d-кварков и отличается от первого только множителем:

$$\langle p|\hat{\omega}_d|p\rangle = F+\frac{1}{3}D. \tag{6}$$

Тогда можно разрешить уравнения (4)–(6), получив для v:

$$\frac{2}{3}v_{\uparrow\uparrow}=\frac{2}{3}D, \quad \frac{1}{3}v_{\uparrow\downarrow}=F-\frac{1}{3}D. \tag{7}$$

В пределе $Q^2=0$ (с точностью до поправок по КХД) (см. [13]) можно теперь связать $q^{val}_{\uparrow(\downarrow)}$ и w, v и получить вместо (1) следующие выражения:

$$\begin{aligned}\Delta u^{val} &= u^{val}_\uparrow - u^{val}_\downarrow = 2F = \frac{4}{3}w_{\uparrow\uparrow},\\ \Delta d^{val} &= d^{val}_\uparrow - d^{val}_\downarrow = F-D = -\frac{1}{3}(2v_{\uparrow\uparrow}-v_{\uparrow\downarrow}),\\ u^{val} &= u^{val}_\uparrow + u^{val}_\downarrow = \frac{4}{3}w_{\uparrow\uparrow}+\frac{2}{3}w_{\uparrow\downarrow},\\ d^{val} &= d^{val}_\uparrow + d^{val}_\downarrow = \frac{2}{3}v_{\uparrow\uparrow}+\frac{1}{3}v_{\uparrow\downarrow},\end{aligned} \tag{8}$$

откуда находим

$$\begin{aligned}u^{val}_\uparrow &= 2F+\frac{1}{3}D = 1{,}208\pm0{,}025 \quad \Big(\frac{5}{3}\Big),\\ u^{val}_\downarrow &= \frac{1}{3}D = 0{,}252\pm0{,}004 \quad \Big(\frac{1}{3}\Big),\\ d^{val}_\uparrow &= F-\frac{1}{3}D = 0{,}225\pm0{,}004 \quad \Big(\frac{1}{3}\Big),\\ d^{val}_\downarrow &= \frac{2}{3}D = 0{,}504\pm0{,}008 \quad \Big(\frac{2}{3}\Big).\end{aligned} \tag{9}$$

Здесь использованы значения [19] $F=0{,}477\pm0{,}011$, $D=0{,}755\pm0{,}011$. При $D=1$, $F=2/3$ мы возвращаемся к результатам модели $SU(6)$ (и нерелятивистской кварковой модели), приведенным в скобках.

Вычислим значение интеграла Готтфрида с модифицированными вкладами валентных кварков:

$$I_G=\frac{1}{3}(u^{val}-d^{val})=\frac{1}{3}(F+\frac{1}{3}D)=0{,}243\pm0{,}005. \tag{10}$$

Оно оказывается в прекрасном согласии с величиной, найденной из экспериментальных данных [5]. Это позволяет сделать вывод, что вклад морских кварков в (10) обращается в нуль:

$$u^{sea}+\overline{u}^{sea}-d^{sea}-\overline{d}^{sea}=0. \tag{11}$$

2. Кварк-партонные вклады в протоне

Теперь, когда вычислен модифицированный вклад валентных кварков, можно приступить к вычислению вкладов морских кварков в протоне. Экспериментальные данные из [1, 2, 5] дают три уравнения для восьми величин: $u^{sea}_{\uparrow(\downarrow)}, \overline{u}^{sea}_{\uparrow(\downarrow)}, d^{sea}_{\uparrow(\downarrow)}, \overline{d}^{sea}_{\uparrow(\downarrow)}$. Еще два уравнения берем из [12]:

$$\overline{u}^{sea}_\uparrow-\overline{u}^{sea}_\downarrow-u^{sea}_\uparrow+u^{sea}_\downarrow=0, \quad \overline{d}^{sea}_\uparrow-\overline{d}^{sea}_\downarrow-d^{sea}_\uparrow+d^{sea}_\downarrow=0.$$

(Они получены в предположении, что в рождении пары кварк–антикварк спины кварка и антикварка имеют одинаковое направление благодаря поперечной поляризации глюонов.) Одну пару уравнений дают правила сумм кварк-партонной модели (3). Чтобы получить восьмое уравнение, используем параметризацию структурной функции протона, полученной в работе [20] для значений Q_0^2 в области 2–6 ГэВ^2:

$$F_2(x,Q_0^2)=Ax\alpha(1-x)^\beta(1-\gamma x),$$

$A=1{,}66$, $\alpha=0{,}56$, $\beta=2{,}39$, $\gamma=0{,}76$. Вычисляя интеграл

$$\int F_2(x,Q_0^2)\frac{dx}{x}=\frac{4}{9}u+\frac{1}{9}d=1{,}203,$$

получаем последнее, восьмое уравнение.

Выпишем целиком всю систему восьми уравнений:

$$
\begin{aligned}
&\overline{u}_{\uparrow}^{sea} - \overline{u}_{\downarrow}^{sea} - u_{\uparrow}^{sea} + u_{\downarrow}^{sea} = 0,\\
&\overline{d}_{\uparrow}^{sea} - \overline{d}_{\downarrow}^{sea} - d_{\uparrow}^{sea} + d_{\downarrow}^{sea} = 0,\\
&u_{\uparrow}^{sea} + u_{\downarrow}^{sea} - \overline{u}_{\uparrow}^{sea} - \overline{u}_{\downarrow}^{sea} + u_{\uparrow}^{val} + u_{\downarrow}^{val} = 2,\\
&d_{\uparrow}^{sea} + d_{\downarrow}^{sea} - \overline{d}_{\uparrow}^{sea} - \overline{d}_{\downarrow}^{sea} + d_{\uparrow}^{val} + d_{\downarrow}^{val} = 1,\\
&u_{\uparrow}^{sea} - u_{\downarrow}^{sea} + \overline{u}_{\uparrow}^{sea} - \overline{u}_{\downarrow}^{sea} + u_{\uparrow}^{val} - u_{\downarrow}^{val} = 0{,}672, \qquad (12)\\
&d_{\uparrow}^{sea} - d_{\downarrow}^{sea} + \overline{d}_{\uparrow}^{sea} - \overline{d}_{\downarrow}^{sea} + d_{\uparrow}^{val} - d_{\downarrow}^{val} = -0{,}415,\\
&u_{\uparrow}^{sea} + u_{\downarrow}^{sea} + \overline{u}_{\uparrow}^{sea} + \overline{u}_{\downarrow}^{sea} - d_{\uparrow}^{sea} - d_{\downarrow}^{sea} - \overline{d}_{\uparrow}^{sea} - \overline{d}_{\downarrow}^{sea} = 0,\\
&4(u_{\uparrow}^{sea} + u_{\downarrow}^{sea} + \overline{u}_{\uparrow}^{sea} + \overline{u}_{\downarrow}^{sea} + u_{\uparrow}^{val} + u_{\downarrow}^{val}) +\\
&\quad + (d_{\uparrow}^{sea} + d_{\downarrow}^{sea} - \overline{d}_{\uparrow}^{sea} - \overline{d}_{\downarrow}^{sea} + d_{\uparrow}^{val} + d_{\downarrow}^{val}) = 11{,}088.
\end{aligned}
$$

Решение этой системы имеет вид

$$
\begin{aligned}
u_{\uparrow}^{sea} &= 0{,}290, & d_{\uparrow}^{sea} &= 0{,}260,\\
u_{\downarrow}^{sea} &= 0{,}432, & d_{\downarrow}^{sea} &= 0{,}328,\\
\overline{u}_{\uparrow}^{sea} &= 0{,}020, & \overline{d}_{\uparrow}^{sea} &= 0{,}124,\\
\overline{u}_{\downarrow}^{sea} &= 0{,}162, & \overline{d}_{\downarrow}^{sea} &= 0{,}192.
\end{aligned}
\qquad (13)
$$

Наконец, для полных кварковых распределений $q_{\uparrow(\downarrow)} = q_{\uparrow(\downarrow)}^{val} + q_{\uparrow(\downarrow)}^{sea}$ получаем

$$
\begin{aligned}
u_{\uparrow} &= 1{,}498, & d_{\uparrow} &= 0{,}485,\\
u_{\downarrow} &= 0{,}684, & d_{\downarrow} &= 0{,}832,\\
\overline{u}_{\uparrow} &= 0{,}020, & \overline{d}_{\uparrow} &= 0{,}124,\\
\overline{u}_{\downarrow} &= 0{,}162, & \overline{d}_{\downarrow} &= 0{,}192.
\end{aligned}
\qquad (14)
$$

Наши результаты отличаются от результатов [12–14] тем, что они предсказывают большую асимметрию в поляризации морских кварков.

Заключение

Итак, исходное предположение для объяснения расхождения правила сумм Готтфрида с опытом противоположно тем, с помощью которых ищут причину в различного рода аномалиях вклада морских кварков. Нам кажется, что логичнее объяснить имеющееся расхождение модификацией вклада валентных кварков. Вид этой модификации указывают связанные с вкладами поляризованных кварков правила сумм Бьеркена [8] и Эллиса–Джаффе [3], правые части которых вычисляются в рамках унитарной симметрии с константами F и D. В то же время результат, полученный с помощью простой кварк-партонной модели, $I_G = 1/3$, воспроизводится в стандартной модели $SU(6)$, в которой константы F и D равны $2/3$ и 1.

Поэтому представляется более последовательным рассмотреть все партонные правила сумм, включая правила сумм Готтфрида, в терминах модели унитарной симметрии, т. е. через константы F и D.

В результате естественно возникает модификация вкладов всех валентных кварков. Эта модификация, по существу, есть другой способ учета гипотетических кварк-пионных взаимодействий в киральных моделях. Она эффективно изменяет взаимные веса прежних морских и валентных кварков.

Основной результат состоит в том, что значение интеграла Готтфрида равно величине модифицированного вклада валентных кварков. Используя известные экспериментальные данные из работ [1, 2, 5], мы также получили поляризационные распределения кварков и антикварков в протоне. Правило сумм Бьеркена выполняется здесь в приближении валентных кварков, в то время как вклады морских кварков приводят к его нарушению.

Литература

1. Spin Muon Collaboration: *Adeva B.* et al. // Phys. Lett. 1994. **B320**. P. 400; E142 Collab.: *Anthony P.L.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. **71**. P. 959.
2. European Muon Collab.: *Ashman J.* et al. // Phys. Lett. 1988. **B206**. P. 364; Nucl. Phys. 1989. **B328**. P. 1.
3. *Ellis J., Jaffe R.L.* // Phys. Rev. 1974. **D9**. P. 1444; **D10**. P. 69(E).
4. *Gottfried K.* // Phys. Rev. Lett. 1967. **18**. P. 1174.
5. New Muon Collab. (NMC): *Arneodo J.* et al. // Phys. Rev. 1994. **D50**. P. R1; NMC: *Amaudruz A.P.* et al. // Phys. Lett. 1990. **B249**. P. 336; Phys. Rev. Lett. 1991. **66**. P. 2712.
6. *Фейнман Р.* Взаимодействие фотонов с адронами. М.: Мир, 1975.
7. *Malheiro M., Melnitchouk W.* // Phys. Rev. 1997. **D56**. P. R2373.
8. *Bjorken J.D.* // Phys. Rev. 1966. **148**. P. 1467.
9. *Song X., McCarthy J.S.* // Phys. Rev. 1994. **D49**. P. 3169.
10. *Koretune S.* // Nucl. Phys. 1998. **B526**. P. 445; Phys. Rev. 1993. **D47**. P. 2690.
11. *Isgur N.* // Phys. Rev. 1999. **D59**. P. 034013.
12. *Buccella F., Soffer J.* // Mod. Phys. Lett. 1993. **A8**. P. 225.
13. *Bourrely C., Buccella F., Pisanti O.* et al. // Progr. Theor. Phys. 1998. **99**. P. 1017.
14. *Bourrely C., Soffer J.* // Phys. Rev. 1995. **D51**. P. 2108.
15. *Газиорович С.* Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1969.
16. *Sehgal L.M.* // Phys. Rev. 1974. **D10**. P. 1663.
17. *Жельми Л., Замиралов В.С.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. № 2. С. 39 (Moscow University Phys. Bull. 1987. No. 2. P. 46).
18. *Gelmi L., Lepshokov S.N., Zamiralov V.S.* // Prepr. of Inst. Nucl. Phys. Mosc. State University. Moscow, Russia. MSU INP 94-12/334. 1994.
19. *Bourquin M.* et al. // Z. Phys. C. 1983. **21**. P. 17; *Ratcliffe P.G.* // Phys. Lett. 1996. **B365**. P. 383.
20. *Aubert J.* et al. // Nucl. Phys. 1985. **B259**. P. 189.

Поступила в редакцию
18.01.99