

временной задержки радиосигнала в [2] показано, что эта неоднозначность не устраняется даже при выражении величины эффекта через физически наблюдаемые величины. С другой стороны, ряд авторов [10] приводят оценки для величин эффектов в ОТО. Если сравнивать эти результаты с полученными выше, то можно убедиться, что для эффекта временной задержки радиосигнала различие сказывается уже на поправках первого порядка по гравитационной постоянной  $G$ , а для двух других эффектов — на поправках второго порядка по  $G$ .

В заключение следует отметить, что все выражения для этих трех классических гравитационных тестов получены в области взаимной однозначности преобразования (1). Как видно из постньютоновских асимптотик эффектов, зависимость метрики от неопределенных констант  $a_i, a_i^+, b_i, b_i^+, q_i$  сказывается лишь в постньютоновском и более высоких приближениях. Величины этих констант должны определяться из условия сшивки внутреннего решения с внешним. В сильном керр-ньюеновском поле эти константы могут давать существенный вклад в величины рассмотренных выше эффектов.

Авторы выражают благодарность А. А. Логунову и М. А. Мествиришвили за ценные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Логунов А. А., Мествиришвили М. А. Основы релятивистской теории гравитации. М., 1986. [2] Логунов А. А., Лоскутов Ю. М., Мествиришвили М. А. // УФН. 1988. 155, № 3. С. 369. [3] Карабут П. В., Чугреев Ю. В. // ТМФ. 1989. 79, № 3. С. 394. [4] Карабут П. В., Чугреев Ю. В. // Точные решения уравнений Эйнштейна и их физическая интерпретация. Тарту, 1988. С. 79. [5] Карабут П. В., Чугреев Ю. В. // ТМФ. 1989. 78, № 2. С. 305. [6] Newman E. T. et al. // J. Math. Phys. 1965. 6, N 6. P. 918. [7] Выблй Ю. П. // Точные решения уравнений Эйнштейна и их физическая интерпретация. Тарту, 1988. С. 74. [8] Власов А. А., Логунов А. А. // ТМФ. 1987. 70, № 2. С. 171. [9] Логунов А. А., Лоскутов Ю. М., Чугреев Ю. В. // ТМФ. 1986. 69, № 3. С. 328. [10] Иваницкая О. С. Лоренцев базис и гравитационные эффекты в эйнштейновской теории тяготения. Минск, 1979.

Поступила в редакцию  
24.02.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 2

УДК 539.172

## О ВКЛАДЕ ХИГГСОВСКОГО СЕКТОРА В ПОПЕРЕЧНЫЙ ФОРМФАКТОР И АНОМАЛЬНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОНА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

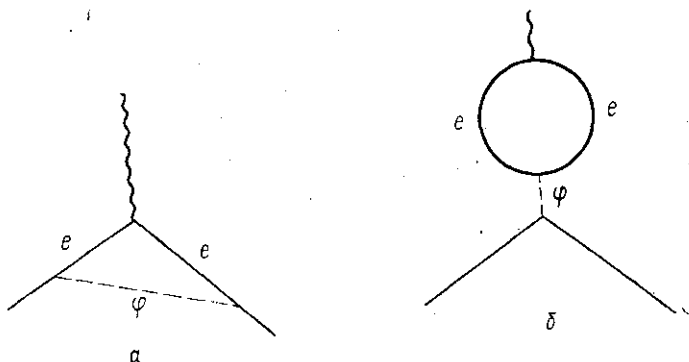
Ю. М. Лоскутов, В. В. Скобелев

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

В однопетлевом приближении рассчитан вклад лидирующих диаграмм с хиггсовскими бозонами в формфакторы вершины ( $\epsilon\epsilon\gamma$ ) и в аномальный магнитный момент электрона в магнитном поле  $B$ . Отмечено, что при  $B \rightarrow 0$  диаграмма с электронной петлей дает нулевой результат. Вклад хиггсовской диаграммы, топологически идентичной диаграмме КЭД, при  $B=0$  и значении  $M \sim 6$  ГэВ равнозначен по порядку шестипетлевым диаграммам КЭД.

Исследование вакуумных радиационных поправок к операторам и наблюдаемым в рамках квантовой электродинамики (КЭД) имело принципиальное значение для становления ее как законченной физической теории, описывающей электрон-фотонное взаимодействие. Эффек-

ты высшего порядка КЭД, индуцируемые поляризацией электронно-позитронного вакуума (эффект Дельбрюкка [1], расщепление фотона на ядре [2]) получили экспериментальное подтверждение [3, 4]. С большой точностью проверены радиационные поправки к вершинному оператору КЭД  $\Lambda_\alpha$  и связанному с ним аномальному магнитному моменту (АММ) электрона [5]. Достигнутая точность измерений подразумевает в дальнейшем необходимость учета вклада вакуума тяжелых частиц в вершинную функцию и АММ в рамках стандартной модели электрослабых взаимодействий Глэшоу—Вайнберга—Салама (ГВС). Фундаментальную роль в теории играют нейтральные скалярные бозоны Хиггса  $\phi$ , ответственные за механизм спонтанного нарушения симметрии и пока не обнаруженные ни в прямых, ни в косвенных экспериментах. В этой связи представляет несомненный интерес определение вклада хиггсовского сектора в формфакторы вершины ( $ee\gamma$ ) и в АММ электрона. В работе эта задача решена в общем случае наличия постоянного и однородного магнитного поля  $B$ , приводящего, как известно, к усилению вакуумных эффектов [6] и к появлению новых вкладов в амплитуды [7]. Часть результатов пересекается с выводами работ [8, 9].



1. В однопетлевом приближении модели ГВС лидирующий хиггсовский вклад в вершинный оператор  $\Lambda_\alpha$  дают диаграммы «а», «б» на рисунке (электронные линии берутся в магнитном поле), которые по отдельности оказываются калибровочно-инвариантными по фотонному индексу (см. пп. 2, 3). Диаграмма «а» топологически идентична диаграмме КЭД с заменой  $\gamma \rightarrow \phi$ . Ранее в нашей работе [10] в аппарате развитого «двумерного приближения» было выяснено, что при значениях поля  $B \gg B_0 = m^2/e = 4,41 \cdot 10^{13}$  Гс ( $m$  — масса электрона)  $\Lambda^{(1)} \gg \Lambda^{(1)}$  в соответствии с определением

$$\Lambda_\alpha = \Lambda_\alpha^{(\parallel)} + \Lambda_\alpha^{(\perp)}, \quad (1)$$

где  $\Lambda_\alpha^{(\parallel)}$  отлично от нуля при значениях индекса  $\alpha = 0, 3$ , а  $\Lambda_\alpha^{(\perp)}$  — при значениях  $\alpha = 1, 2$  (ось 3 — по полю). «Продольная часть» выражается, как и в отсутствие поля, через два формфактора:  $f_{\parallel}(k_{\parallel}^2, B)$  и  $g_{\parallel}(k_{\parallel}^2, B)$ , зависящих от  $k_{\parallel}^2 = k_0^2 - k_z^2$ , однако  $g_{\parallel}(0, B)$  не связан с АММ электрона. Как показано нами в [11], альтернативный подход заключается в определении «поперечной части»  $\Lambda_\alpha^{(\perp)}$ , содержащей формфактор  $g_{\perp}(k_{\parallel}^2, k_{\perp}^2, \tilde{B})$ ,  $k_{\perp}^2 = k_1^2 + k_2^2$ , причем внешние электронные линии можно

взять на основном уровне Ландау, а внутренние — с точным учетом взаимодействия с магнитным полем. Тогда в частном случае  $B \equiv B/B_0 = 0$   $g_{\perp}$  становится функцией  $k^2 = k_{\parallel}^2 - k_{\perp}^2$  и совпадает со швингеровским значением [11], а при  $k_{\parallel}^2 = k_{\perp}^2 = 0$  описывает зависимость АММ электрона от величины поля в обычной КЭД. Цель настоящей работы заключается в определении хиггсовского вклада в  $g_{\perp}$  в рамках указанного подхода.

При вычислениях используется представление гриновской функции электрона в магнитном поле [12]:

$$G(x, y) = \exp \left[ -\frac{i}{2} \gamma (x_1 + y_1) (x_2 - y_2) \right] G(x - y), \quad (2)$$

$$G(x - y) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4 p G(p) \exp[-ip(x - y)], \quad \gamma = |eB|, \quad (2a)$$

а вид  $G(p) \equiv G(p_{\parallel}, p_{\perp})$  и обозначения идентичны работе [11].

Вклад диаграмм «а», «б» в  $\Lambda_{\alpha}$  может быть определен из сравнения матричного элемента эффективной диаграммы

$$\langle |S| \rangle_{\text{eff}}^{\alpha} = -ie \int d^4 x \bar{\Psi}_{-}(x) \Lambda^{\alpha} \Psi_{+}(x) \exp[-i(kx)] \quad (3)$$

и диаграмм «а», «б» в модели ГВС:

$$\begin{aligned} \langle |S| \rangle_a^{\alpha} = & -eg_H^2 \int d^4 x d^4 y d^4 z \bar{\Psi}_{-}(y) G(y, x) \gamma^{\alpha} \times \\ & \times G(x, z) \Psi_{+}(z) \mathcal{D}(z - y) \exp[-i(kx)], \end{aligned} \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} \langle |S| \rangle_b^{\alpha} = & eg_H^2 \int d^4 x d^4 y d^4 z \bar{\Psi}_{-}(z) \Psi_{+}(z) \mathcal{D}(y - z) \times \\ & \times \text{Sp} \{ G(y - x) \gamma^{\alpha} G(x - y) \} \exp[-i(kx)], \end{aligned} \quad (3б)$$

где  $g_H = m(\sqrt{2}G)^{1/2}$ ,  $G$  — постоянная Ферми,  $\mathcal{D}$  — пропагатор хиггсовского бозона,  $\Psi_{\mp}$  — волновые функции электрона на основном уровне [10], а разные знаки (3а) и (3б) обусловлены наличием фермионной петли в диаграмме «б».

Отметим сразу, что в отсутствие внешнего поля вклад (3б) должен равняться нулю, так как в  $\Lambda_{\alpha}^{(б)}$  может входить единственный 4-вектор  $k_{\alpha}$ , но это привело бы к нарушению калибровочной инвариантности  $\Lambda_{\alpha} k^{\alpha} = 0$  (см. п. 3).

При включении внешнего поля вклад (3б), вообще говоря, отличен от нуля, так как существуют калибровочно-инвариантные комбинации вида  $k_{\sigma} F^{\alpha\sigma}$  и т. д. в  $\Lambda_{(\sigma)}^{\alpha}$ .

2. Используя приведенные соотношения и вычисляя интегралы по координатам, получаем следующее общее выражение для вклада диаграммы «а» в вершинный оператор:

$$\begin{aligned} \Lambda_{\alpha}^{(a)} = & -\frac{4ig_H^2}{(2\pi)^6 \gamma^2} \int d^2 q_{\perp} \int d^2 p_{\perp} \int d^2 p'_{\perp} \exp \left\{ -\frac{(p - p')_{\perp}^2}{\gamma} + \frac{k(p - p')_{\perp}}{\gamma} + \right. \\ & + \frac{i}{\gamma} [-k_2(p_1 + p'_1) + k_1(p_2 + p'_2) + 2(p_2 p'_1 - p_1 p'_2) + 2q_2(p_1 - p'_1 - k_1) - \\ & \left. - 2q_1(p_2 - p'_2 - k_2)] \right\} \int \frac{d^2 p_{\perp} G(p_{\parallel}, p_{\perp}) \gamma_{\alpha} G(p_{\parallel} - k_{\parallel}, p'_{\perp})}{[(p - p')^2 - q_{\perp}^2 - M^2]}, \end{aligned} \quad (4)$$

где интеграл  $d^2q_{\perp}$  берется по поперечному импульсу хиггсовского скаляра массы  $M$ ,  $d^2p_{\perp}$  и  $d^2p'_{\perp}$  — по поперечным импульсам виртуальных электронов,  $d^2p_{\parallel}$  — по продольному импульсу петли ( $p_{\perp}$  — импульс выходящей электронной линии).

Интегрирование по  $d^2p_{\perp}$  и  $d^2p'_{\perp}$  с учетом явного вида  $G(p)$  [11, 12] и с выделением поперечной части  $\Lambda_{1(a)}^{\alpha}$  после некоторых преобразований приводит к результату:

$$\Lambda_{1(a)}^{\alpha} = \frac{ig_H^2}{(2\pi)^4 \gamma^3} \int_0^1 \frac{dt_1}{1+t_1} \int_0^1 \frac{dt_2}{1+t_2} \int_0^{\infty} d\tau \int d^2q_{\perp} F \int d^2p_{\parallel} \times$$

$$\times \exp \left\{ \frac{1}{\gamma} (p_{\parallel}^2 - m^2) \ln T_1 + \frac{1}{\gamma} [(p-k)_{\parallel}^2 - m^2] \ln T_2 + \frac{\tau}{\gamma} [(p-p_-)^2 - \right.$$

$$\left. - q_{\perp}^2 - M^2] \right\} \left[ \frac{\widehat{q}_{\perp} \gamma_{\perp}^{\alpha} (\widehat{p}_{\parallel} - \widehat{k}_{\parallel} + m)}{(1+t_1)(1-t_2)} + \frac{(\widehat{p}_{\parallel} + m) \gamma_{\perp}^{\alpha} \widehat{q}_{\perp}}{(1+t_2)(1-t_1)} \right], \quad (5)$$

$$F = \exp \left\{ -\frac{q_{\perp}^2}{\gamma} T - \frac{1}{(1+t_2)\gamma} (k_1 + ik_2)(q_1 - iq_2) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{(1+t_1)\gamma} (k_1 - ik_2)(q_1 + iq_2) + \frac{2i}{\gamma} (q_1 k_2 - q_2 k_1) \right\}, \quad (5a)$$

$$T_{1,2} = \left( \frac{1+t_{1,2}}{1-t_{1,2}} \right)^{1/2}, \quad T = \frac{t_1 + t_2}{(1+t_1)(1+t_2)}.$$

Определяя поперечный формфактор обычным образом:

$$\Lambda_{1-}^{\alpha} = -\frac{1}{2m} g_{\perp} \sigma_{\perp}^{\alpha\beta} k_{\beta} \quad (6)$$

и учитывая возможность замены (см. также [10])

$$i(g^{\alpha k_2} - g^{2\alpha k_1}) \rightarrow \sigma_{\perp}^{\alpha\beta} k_{\beta}, \quad (6a)$$

после вычисления интегралов гауссова типа окончательно получаем

$$g_{\perp}^{(a)}(k_{\parallel}^2, k_{\perp}^2, \tilde{B}) = \frac{g_H^2}{(2\pi)^2 \tilde{B}} \int_0^1 \frac{dt_1 t_1}{(1+t_1)^3} \int_0^1 \frac{dt_2}{1-t_2^2} \int_0^{\infty} d\tau \times$$

$$\times \frac{2\tau + \ln(T_1 T_2)}{(\tau + T)^2 [\tau + \ln(T_1 T_2)]^2} \exp \left\{ -\frac{k_{\perp}^2}{\gamma(\tau + T)} \cdot \frac{t_1 t_2}{(1+t_1)(1+t_2)} - \right.$$

$$\left. - \frac{m^2 \ln^2(T_1 T_2) - k_{\parallel}^2 \ln T_1 \ln T_2}{\gamma[\tau + \ln(T_1 T_2)]} - \tau \frac{M^2}{\gamma} \right\}. \quad (7)$$

Значение  $g_{\perp}^{(a)}(0, 0, \tilde{B})$  дает полевую зависимость вклада диаграммы «а» в АММ электрона.

Переходя к случаю отсутствия поля:  $\gamma, \tilde{B} \rightarrow 0$ , заметим, что в этом пределе эффективные значения  $t_1, t_2 \sim 0$ . После мультипликативной замены переменных интегрирования  $t_{1,2}/\tilde{B} \rightarrow t_{1,2}$  находим

$$g_{\perp}^{(a)}(k_{\parallel}^2, k_{\perp}^2, 0) \equiv g^{(a)}(k^2) = \frac{g_H^2}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} dt_1 t_1 \int_0^{\infty} dt_2 \times \\ \times \int_0^{\infty} d\tau \frac{2\tau + t_1 + t_2}{(\tau + t_1 + t_2)^4} \exp \left\{ \frac{(k^2/m^2) t_1 t_2 - (t_1 + t_2)^2}{\tau + t_1 + t_2} - \tau \left( \frac{M}{m} \right)^2 \right\}. \quad (8)$$

В случае  $k^2=0$  в результате очевидных преобразований получаем

$$g^{(a)}(0) = \frac{g_H^2}{2(2\pi)^2} \int_0^{\infty} dt \cdot t^2 \int_0^{\infty} d\tau \frac{2\tau + t}{(\tau + t)^4} \exp \left[ -\frac{t^2}{\tau + t} - \tau \left( \frac{M}{m} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Приближенное интегрирование при  $(M/m) \gg 1$  дает

$$g^{(a)}(0) \simeq \frac{g_H^2}{2(2\pi)^2} \left( \frac{m}{M} \right)^2 \left[ \ln \left( \frac{M}{m} \right)^2 - \frac{7}{6} \right], \quad (9a)$$

что множителем  $1/4$  отличается от соответствующего результата работы [8].

В асимптотике сверхсильного поля в диапазоне  $m^2 \ll \gamma \ll M^2$  ( $1 \ll \tilde{B} \ll (M/m)^2$ ) эффективное значение  $t_2 \sim 1$  и из (7) получаем при  $k_{\parallel}^2 = k_{\perp}^2 = 0$

$$g_{\perp}^{(a)}(0, 0, \tilde{B}) \simeq \frac{g_H^2}{2(2\pi)^2} \left( \frac{m}{M} \right)^2 \ln \tilde{B}, \quad (10)$$

т. е. в отличие от диаграммы КЭД [11] имеет место логарифмический рост по полю  $g_{\perp}^{(a)}$ .

3. Вклад диаграммы «б» может быть преобразован к виду

$$\Lambda_{\alpha}^{(b)} = \frac{ig_H^2}{2(2\pi)^4 (k^2 - M^2)} \int d^4p \operatorname{Sp} \{ G(p) \gamma_{\alpha} G(p-k) \rightarrow G_{+}(p) \gamma_{\alpha} G_{+}(p-k) \}, \quad (11)$$

где  $G_{+}$  получается из  $G$  заменой операторов проектирования  $\Pi_{-} \rightarrow \Pi_{+}$  [10, 11]. Как можно убедиться,  $\Lambda_{\parallel}^{(b)} = 0$ , так что вклад «б» является полностью поперечным. После аналогичных содержанию п. 2 вычислений получаем с учетом (6a) и определения (6)

$$g_{\perp}^{(b)}(k_{\parallel}^2, k_{\perp}^2, \tilde{B}) = \frac{m^2 g_H^2}{\pi^2 (k^2 - M^2)} \int_0^1 dt_1 \int_0^1 \frac{dt_2 t_2^2}{(t_1 + t_2)^2 (1 - t_2^2) \ln(T_1 T_2)} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{k_{\perp}^2}{\gamma} \frac{t_1 t_2}{t_1 + t_2} - \frac{m^2 \ln^2(T_1 T_2) - k_{\parallel}^2 \ln T_1 \ln T_2}{\gamma \ln(T_1 T_2)} \right\}, \quad (12)$$

причем значение  $\tilde{g}_{\perp}^{(b)}(0, 0, \tilde{B})$  определяет вклад диаграммы «б» в АММ электрона.

В пределе слабого поля  $\gamma \rightarrow 0$  находим

$$g_{\perp}^{(b)}(k^2) \simeq \frac{g_H^2 m^2 \tilde{B}}{\pi^2 (k^2 - M^2)} \int_0^{\infty} dt_1 \int_0^{\infty} \frac{dt_2 t_2^2}{(t_1 + t_2)^3} \exp \left\{ \frac{k^2}{m^2} \frac{t_1 t_2}{t_1 + t_2} - (t_1 + t_2) \right\}, \quad (13)$$

так что при  $\tilde{B}=0$   $g_{\perp}^{(b)}=0$ , как и утверждалось в п. 1.

В частном случае  $k^2=0$ ; отсюда получаем

$$g_{\perp}^{(6)}(0) \simeq -\frac{g_H^2 \tilde{B}}{3\pi^2} \left(\frac{m}{M}\right)^2. \quad (136)$$

Для значений  $k_{\parallel}^2 = k_{\perp}^2 = 0$ ,  $\tilde{B} \gg 1$  из (12) имеем для полевой асимптотики вклада диаграммы «б»

$$g_{\perp}^{(6)}(0, 0, \tilde{B}) \simeq -\frac{g_H^2}{(2\pi)^2} \left(\frac{m}{M}\right)^2 \ln \tilde{B}, \quad (14)$$

что вполне аналогично асимптотическому поведению (10), а суммарный вклад обеих диаграмм является отрицательным.

4. Измерение АММ электрона является наиболее прецизионным методом проверки высших поправок теории возмущений КЭД и стандартной модели. Достигнутая в настоящее время точность эксперимента требует учета поправок  $\sim \alpha^4$  КЭД, что технически весьма сложно, так как уже в этом порядке вклад дает 891 диаграмма КЭД. Даже при значении  $M \sim 6$  ГэВ (нижняя граница массы хиггсовского бозона) вклад (9а) соответствует учету диаграмм КЭД в порядке  $\alpha^6$ . Насколько нам известно, эти расчеты не делались, не говоря уже о корректном учете адронных состояний. Таким образом, экспериментальные возможности пока превышают имеющиеся теоретические результаты. Включение внешнего поля увеличивает долю хиггсовского вклада в АММ (10), (14) при экстремальных значениях  $B \gg B_0$ , однако реализация такой ситуации в лабораторных условиях в обозримом будущем исключена.

Один из нас (В.В.С.) благодарит В. Р. Халилова и А. В. Борисова за сообщения информационного характера.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Delbrück M. // Z. Phys. 1933. 84. P. 144. [2] Bolsterly M. // Phys. Rev. 1962. 94. P. 282. [3] Jackson H. E., Wetzell K. J. // Phys. Rev. Lett. 1969. 22. P. 1008. [4] Jarlskog G. et al. // Phys. Rev. 1973. D. 8. P. 3813. [5] Ициксон К., Зюбер Ж.-Б. // Квантовая теория поля. М., 1984. Ч. 1. С. 420. [6] Loskutov Yu. M., Skobelev V. V. // Phys. Lett. 1977. 62A. P. 53. [7] Скобелев В. В. // ЖЭТФ. 1976. 71. С. 1263. [8] Аверин А. В., Борисов А. В. // Изв. вузов. Физика. 1988. № 5. С. 75. [9] Халилов В. Р. // Электроны в сильном магнитном поле. М., 1988. С. 157. [10] Скобелев В. В. // ЖЭТФ. 1977. 72. С. 1298. [11] Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1982. 23, № 3. С. 47. [12] Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. // Ядерная физика. 1980. 31. С. 1279.

Поступила в редакцию  
17.03.89