son R. C. Methods in nonlinear plasma theory. N. Y. and London, Acad. Press, 1972, p. 182. [9] Kuz'menkov L. S., Sitnov M. I. Phys. Lett., 1984, 100A, p. 141. [10] Федорюк М. В. Метод перевала. М.: Наука, 1977, с. 92. [11] Bernstein I. B. Phys. Rev., 1958, 109, p. 10. [12] Галеев А. А., Рудаков Л. И. ЖЭТФ, 1963, 45, с. 647.

Поступила в редакцию
27.11.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1985, Т. 26, № 6

УДК 530.145

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОМ СКАЛЯРНЫХ БОЗОНОВ В ТЕОРИИ ВАЙНБЕРГА—САЛАМА ПРИ ДЕЙСТВИИ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. Н. Родионов, А. И. Студеникин

(кафедра теоретической физики)

Виртуальное испускание и поглощение фотона лептоном во внешнем электромагнитном поле приводит к радиационным полевым эффектам: полевому изменению массы лептона (Δm) и появлению аномального магнитного момента ($\Delta\mu$), зависящего от напряженности внешнего поля [1].

Нужно отметить, что теоретический интерес к величинам радиационных эффектов объясняется прежде всего тем, что сами по себе Δm и $\Delta\mu$ являются важными характеристиками частицы. Кроме того, сравнение данных по измерению аномального магнитного момента лептонов с теоретическими расчетами (см., например, [2]), проведенными по теории возмущений в рамках квантовой электродинамики, позволяет получать наиболее точную информацию о величине фундаментальной константы теории — постоянной тонкой структуры $\alpha=e^2/(c\hbar)$.

Теория Вайнберга — Салама предсказывает существование новых частиц: нейтральных (Z) и заряженных (W) векторных бозонов*, нейтральных хиггсовских (σ) скалярных бозонов, и, таким образом, лептон, движущийся во внешнем электромагнитном поле, может испустить не только фотон, но и другие частицы (Z-, W- или σ-бозоны). Процессы с участием виртуальных Z-, W- (см. [4—7]) и σ-бозонов во внешнем поле должны вызвать изменение величин радиационных полевых эффектов.

Проведенные ранее [4—7] исследования Z-бозонных полевых радиационных эффектов показали, что из-за наличия большой массы у Z-бозонов ($M_Z\sim90$ ГэВ) вакуумный вклад в аномальный магнитный момент лептона (т. е. вклад, не зависящий от напряженности внешнего электромагнитного поля) много меньше соответствующего фотонного вклада. Однако электромагнитное поле оказывает существенное влияние на величину отношения $|\Delta\mu^Z|/\Delta\mu^\gamma$ ($\Delta\mu^Z(\chi)<0$). В частности, в случае достаточно больших напряженностей внешнего постоянного поля для релятивистских частиц величина Z-бозонного вклада $|\Delta\mu^Z(\chi)|$ становится больше фотонного.

При аналогичных условиях Z-бозонный вклад в массу лептона, движущегося во внешнем поле, может превосходить фотонную поправку $\Delta m^\gamma(\chi)$.

Ниже будут рассмотрены процессы с участием реальных и виртуальных σ-бозонов в присутствии внешнего скрещенного поля. Не-

* Z- и W-бозоны недавно обнаружены экспериментально (см. [3]).

смотря на то, что константа G_σ, описывающая взаимодействие лептонов с σ-бозонами, содержит дополнительный (по сравнению с константами G_Z, G_W и e, характеризующими силу взаимодействия соответственно Z-, W-бозонов и фотонов с лептонами) малый множитель m/M_W (m, M_W — массы лептона и W-бозона), исследование σ-бозонных процессов во внешнем поле представляет определенный интерес, так как, во-первых, разложение по малому параметру $1/\lambda=m^2/M_\sigma^2$ (M_σ — масса σ-бозона) получаемого выражения для радиационного σ-бозонного вакуумного вклада в аномальный магнитный момент содержит член $\sim\ln\lambda$ (ср. с [8]), что несколько компенсирует малость константы G_σ. Кроме того, как показывает опыт исследования квантовых процессов и в электродинамике [1, 9], и в теории электрослабых взаимодействий [4—7], присутствие внешнего поля существенно меняет соотношение между характеристиками процессов, имевшее место без учета внешнего поля.

Мы проведем рассмотрение во втором порядке теории возмущений в модели Вайнберга — Салама вклада в массовый оператор лептона процесса виртуального излучения и поглощения хиггсовского нейтрального скалярного σ-бозона. При этом будем точно учитывать действие внешнего постоянного скрещенного электромагнитного поля. Отметим, что действие скрещенного поля на характеристики процессов в широких пределах моделирует действие любого постоянного электромагнитного поля при релятивистских энергиях частиц (подробнее см. [9]). Затем будет определен σ-бозонный вклад в амплитуду процесса упругого рассеяния лептона во внешнем поле, мнимая часть которой, как известно, пропорциональна вероятности излучения σ-бозона лептоном в поле, а реальная часть определяет радиационные полевые эффекты $\Delta m^\sigma(\chi)$ и $\Delta\mu^\sigma(\chi)$.

При вычислении σ-бозонного вклада в массовый оператор электрона во втором порядке теории возмущений будем исходить из выражения

$$\hat{M}(x', x) = -iG_\sigma^2 S(x', x) D_\sigma(x', x),$$

где $G_\sigma=\frac{g}{2}\frac{m}{M_W}$, m — масса электрона (или другого лептона, если рассматривать σ-бозонный вклад в массовый оператор соответствующего лептона), g — константа связи теории Вайнберга — Салама, $D_\sigma(x', x)$ — пропагатор σ-бозона, $S(x', x)$ — пропагатор электрона, точно учитывающий действие внешнего электромагнитного поля.

Используя метод расчета массового оператора лептона во внешнем электромагнитном поле, примененный в электродинамике для расчета фотонного вклада (см. [9]) и обобщенный на случай теории с нейтральными токами [4, 6] (т. е. при виртуальном излучении и поглощении нейтрального аксиально-векторного Z-бозона), мы приходим к следующему выражению для σ-бозонного вклада в массовый оператор электрона ($\hat{M}_\sigma^{(2)}(p', p, \chi)$):

$$\hat{M}_\sigma^{(2)}(p', p, \chi) = -\frac{G_\sigma^2 (2\pi)^4}{8\pi^2}\delta^4(p'-p)\int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^3}\left\{\left(m+\frac{\hat{p}}{u+1}\right)\left(f_1(z)+\right.\right.$$

$$\left.+\int_0^\infty e^{-iz\rho}\frac{d\rho}{\rho}\right)+if(z)\left(\frac{\chi}{u}\right)^{1/3}\left(\frac{\sigma Fe}{2m\chi}u+\frac{1}{4}\frac{\hat{p}\sigma Fe+\sigma F\hat{p}e}{m^2\chi}\frac{u}{u+1}\right)-$$

$$\left.-\frac{2}{3}\frac{\gamma FFpe^2}{m^4\chi^2}uf'(z)\left(\frac{\chi}{u}\right)^{2/3}\right\}, \qquad (1)$$

$$f(z)=i\int_0^\infty \exp i\left(-\rho z-\frac{\rho^3}{3}\right)d\rho,\quad f'(z)=\frac{d}{dz}f(z),$$

$$f_1(z)=\int_0^\infty \frac{d\rho}{\rho}e^{-i\rho z}\left(e^{-i\rho^3/3}-1\right),\quad \chi=\frac{\sqrt{(eF_{\mu\nu}p^\nu)^2}}{m^3},$$

$$z=(u/\chi)^{2/3}\left(1+\lambda(1+u)/u^2\right).$$

Как видно из полученной формулы (1), вклад $\widehat{M}_\sigma^{(2)}(p',\ p,\ \chi)$ пропорционален $\delta^4(p'-p)$, т. е. имеет место диагональность по импульсам p' и p начального и конечного состояний электрона. Отметим также, что зависящая от параметра внешнего поля χ часть $\widehat{M}_\sigma^{(2)}$ не содержит расходящихся членов.

Амплитуда упругого рассеяния электрона определяется матричным элементом оператора $\widehat{M}_\sigma(1+iS\widehat{M}_\sigma)^{-1}$ между постоянными спинорами — решениями уравнения Дирака без учета внешнего поля на массовой поверхности $p^2=m^2$ (здесь $\widehat{M}_\sigma$ — полный σ-бозонный вклад в массовый оператор, S — пропагатор электрона). Во втором порядке теории возмущений для амплитуды получаем $T^{(2)}_{p'p}(\chi)=-\overline{U}\widehat{M}_\sigma^{(2)}(p',\ p,\ \chi)\,U|_{\widehat{p}=m}$, и из (1) следует, что

$$T^{(2)}_{p'p}(\chi)=\frac{G_\sigma^2(2\pi)^4\,\delta^4(p'-p)}{8\pi^2}\,\frac{m^2}{p_0}\int_0^\infty\frac{du}{(1+u)^2}\left\{f_1(z)\frac{u+2}{u+1}-\right.$$

$$\left.-\ \frac{2}{3}f'(z)\left(\frac{\chi}{u}\right)^{2/3}u-\xi f(z)\left(\frac{\chi}{u}\right)^{1/3}\frac{u^2+2u}{u+1}\right\},\qquad(2)$$

величина $\xi=\pm1$ характеризует ориентацию спина электрона в начальном состоянии по и против направления магнитной составляющей поля.

В соответствии с оптической теоремой мнимая часть амплитуды связана с вероятностью излучения σ-бозона поляризованным электроном во внешнем поле:

$$W(\chi)=\frac{2}{VT}\,\mathrm{Im}\,T^{(2)}_{pp'},$$

и, учитывая, что $f(z)=\Upsilon(z)+i\Phi(z)$,

$$\Upsilon(z)=\int_0^\infty \sin\left(\rho z+\frac{\rho^3}{3}\right)d\rho,\quad \Phi(z)=\int_0^\infty\cos\left(\rho z+\frac{\rho^3}{3}\right)d\rho,$$

мы приходим к представлению для $W(\chi)$ в виде однократного интеграла по переменной u от выражения, содержащего функции $\Phi(z)$, $\Phi'(z)$ $F_1(z)=\int_z^\infty\Phi(y)\,dy$.

Структура полученного выражения такова, что можно выделить три характерные области значений полевого параметра χ: 1) $\chi\ll\lambda$, 2) $\lambda\ll\chi\ll\lambda^{3/2}$, 3) $\chi\gg\lambda^{3/2}$, в каждой из которых удается провести приближенное вычисление интегралов (см. [6, 10, 11]):

$$W(\chi)=\frac{G_\sigma^2}{2\pi}\,\frac{m^2}{p_0}\,\frac{\chi}{\lambda}\,e^{-\sqrt{3}\lambda/\chi}\frac{1}{\sqrt{3}}\left(1+\frac{9}{\lambda}-\xi\sqrt{3}\left(\frac{1}{2}+\frac{5}{\lambda}\right)\right),\quad \chi\ll\lambda,$$

$$W(\chi)=\frac{G_\sigma^2}{2\pi}\frac{m^2}{p_0}\frac{\chi^2}{\lambda^2}\left(\frac{1}{3}+\frac{1}{3\lambda}-\xi\frac{\lambda}{2\chi}\right),\ \lambda\ll\chi\ll\lambda^{3/2},$$

$$W(\chi)=\frac{G_\sigma^2}{2\pi}\frac{m^2}{p_0}\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)(3\chi)^{2/3}\frac{1}{27}\left(1-\xi\frac{7\pi}{\sqrt{3}\,\Gamma^2\left(\frac{2}{3}\right)(3\chi)^{1/3}}\right),\ \chi\gg\lambda^{3/2}.$$

Зависимость вероятности излучения σ-бозона электроном от параметра χ в определенном смысле повторяет зависимость вероятности излучения Z-бозона (см. [10]). В области $\chi\ll\lambda$ вероятность экспоненциально мала. В «промежуточной» области $\lambda\ll\chi\ll\lambda^{3/2}$ вероятность возрастает с ростом χ как χ^2, и, несмотря на относительную малость константы G_σ, при выполнении условия $M_\sigma\gg M_W$ процесс излучения σ-бозонов может протекать с заметной вероятностью. В области $\chi\gg\lambda^{3/2}$ вероятность растет с ростом χ как $\chi^{2/3}$.

Действительная часть амплитуды $T_{pp}^{(2)}$ определяет добавки к массе $\mathrm{Re}(\Delta m+\Delta m_\xi)$ реального электрона за счет радиационных σ-бозонных процессов в присутствии внешнего поля:

$$\mathrm{Re}\,T_{pp}^{(2)}=-VT\,\frac{m}{p_0}\,\mathrm{Re}\left(\Delta m^\sigma+\Delta m_\xi^\sigma\right).$$

Здесь величина $\mathrm{Re}\,\Delta m^\sigma$ есть изменение массы электрона, а $\mathrm{Re}\,\Delta m_\xi{}^\sigma$ связана с добавкой к аномальному магнитному моменту электрона в его системе покоя соотношением

$$\mathrm{Re}\,\Delta m_\xi{}^\sigma=-\Delta\mu^\sigma(\boldsymbol{\xi}\mathbf{H}).$$

Используя свойства функций $\Upsilon(z)$, можно в случае малых ($\chi\ll\lambda$) и больших ($\chi\gg\lambda^{3/2}$) значений параметра χ провести интегрирование по переменной u. В результате для поправки к массе получаем

$$\Delta m^\sigma(\chi)=\frac{G_\sigma^2 m}{4\pi^2}\frac{\chi^2}{\lambda^2}\cdot\frac{1}{9},\ \chi\ll\lambda,$$

$$\Delta m^\sigma(\chi)=\frac{G_\sigma^2 m}{4\pi\sqrt{3}}(3\chi)^{2/3}\,\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)\cdot\frac{1}{27},\ \chi\gg\lambda^{3/2}. \tag{3}$$

Таким образом, полевые σ-бозонные поправки к массе возрастают с ростом χ и при малых и при больших значениях χ, однако из-за относительной малости константы G_σ этот вклад меньше соответствующего Z-бозонного вклада (см. [7]).

Для σ-бозонного вклада в аномальный магнитный момент электрона в присутствии электромагнитного поля получаем

$$\frac{\Delta\mu^\sigma(\chi)}{\mu_0}=\frac{G_\sigma^2}{2\pi^2}\frac{1}{\lambda}\cdot\frac{1}{2}\left[\Delta+\frac{\chi^2}{\lambda^3}\left(\ln\lambda-\frac{257}{60}\right)\right],\ \chi\ll\lambda,$$

$$\frac{\Delta\mu^\sigma(\chi)}{\mu_0}=\frac{G_\sigma^2}{2\pi}\frac{\Gamma(1/3)}{9\sqrt{3}(3\chi)^{2/3}}\cdot\frac{7}{36},\ \chi\gg\lambda^{3/2}, \tag{4}$$

$$\mu_0=\frac{e}{2m},$$

где не зависящая от внешнего поля часть имеет вид

$$\frac{\Delta}{\lambda}=\left(\frac{\lambda^3}{4}-\frac{5}{4}\lambda^2+\lambda\right)\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\ln K-\left(\frac{\lambda^2}{4}-\frac{3}{4}\lambda\right)\ln\lambda-\frac{\lambda}{2}+\frac{3}{4},$$

$$\varepsilon=|\lambda(\lambda-4)|,\quad K=\left|\frac{\lambda-\sqrt{\varepsilon}}{\lambda+\sqrt{\varepsilon}}\right|,$$

что находится в согласии с результатами работы [12].

Из формул (4) видно, что характер зависимости от параметра χ аналогичен случаю Z-бозонного вклада в $\Delta\mu(\chi)$. Но в отличие от Z-бозонного вклада разложение вакуумной части $\Delta\mu^\sigma$ при $1/\lambda\ll 1$ содержит логарифмический член

$$\Delta\approx\frac{1}{2}\ln\lambda-\frac{7}{12}+O(1/\lambda).$$

На основании сравнения Z- и σ-бозонных вкладов можно утверждать, что первые будут доминировать, хотя если масса σ-бозона очень велика ($M_\sigma\gg M_W$), то при выполнении условия $\lambda_Z^{3/2}\ll\chi\ll\lambda$ отношение $\Delta\mu^\sigma/|\Delta\mu^Z|$ будет увеличиваться с ростом χ как $\chi^{2/3}$, $\lambda_Z=M_Z^2/m^2$.

Таким образом, можно сделать вывод, что в отличие от существенного влияния, которое оказывало наличие внешнего поля на отношение $|\Delta\mu^Z|/\Delta\mu^\gamma$ (вакуумное значение $|\Delta\mu^Z|$ много меньше вакуумного фотонного вклада $\Delta\mu^\gamma$, но в постоянном поле для релятивистского электрона величина $|\Delta\mu^Z(\chi)|$ может становится больше $\Delta\mu^\gamma(\chi)$), присутствие внешнего поля не изменяет существенно соотношения величин $|\Delta\mu^Z(\chi)|$ и $\Delta\mu^\sigma(\chi)$, имевшего место для вакуумных значений: $|\Delta\mu^Z|\gg\Delta\mu^\sigma$.

Отметим, что область справедливости расчетов радиационных σ-бозонных эффектов с учетом лишь вкладов низшего порядка теории возмущений может быть определена из условия $G_\sigma^2\chi^{2/3}<1$, при котором $\Delta m^\sigma(\chi)\ll m$. Это приводит к более слабым ограничениям на величины параметра χ, чем соответствующие ограничения в электродинамике [9]. Более последовательное рассмотрение данного вопроса основано на сравнении величины амплитуды $T^{(2)}_{p'p}$ и поправок к ней за счет процессов более высоких порядков, вычисление которых представляет самостоятельный интерес.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Тернов И. М., Багров В. Г., Бордовицин В. А., Дорофеев О. Ф. ДАН СССР, 1968, **183**, с. 810. [2] Квантовая метрология и фундаментальные константы. М.: Мир, 1981. [3] Arnison G. et al. Phys. Lett., 1983, **122B**, p. 103. [4] Тернов И. М., Родионов В. Н., Студеникин А. И. В кн.: Тез. докл. Всесоюз. совещ. по квант. метрологии и фундамент. физ. константам. Л., 1982, с. 47. [5] Обухов И. А., Перес-Фернандес В. К., Родионов В. Н., Халилов В. Р. Изв. вузов. Физика, 1983, № 1, с. 26. [6] Тернов И. М., Родионов В. Н., Студеникин А. И. Деп. ВИНИТИ, № 5718-82. [7] Тернов И. М., Родионов В. Н., Студеникин А. И. Ядерная физика, 1983, **37**, с. 1270. [8] Ициксон К., Зюбер Ж.-Б. Квантовая теория поля. Т. 2. М.: Мир, 1984, с. 308. [9] Ритус В. И. Тр. ФИАН, т. 111. М.: Наука, 1979, с. 5. [10] Тернов И. М., Родионов В. Н., Жулего В. Г., Студеникин А. И. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1982, **23**, № 6, с. 53. [11] Жулего В. Г., Родионов В. Н., Студеникин А. И. Ядерная физика, 1982, **36**, с. 524. [12] Jackiw R., Weinberg S. Phys. Rev., 1967, **156**, p. 1644.

Поступила в редакцию
21.01.85