Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. В. Махнач, О квазианалогичном взаимодействии заряженных фермионов,
ТМФ, 2004, том 139, номер 3, 423–428

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf68>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и
согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 35.174.16.151

26 апреля 2023 г., 02:19:01

О КВАЗИАНАПОЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ФЕРМИОНОВ

Получено аналитическое выражение для полного сечения реакции $e^-e^+ \rightarrow l^-l^+$ ($l = \mu, \tau$) с учетом возможного проявления квазианепольного взаимодействия. Приведены ограничения для численного значения параметра взаимодействия из данных реакции $e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$ в области энергий ниже Z^0 -пика.

Ключевые слова: слабые и электромагнитные взаимодействия лептонов, нейтральные токи.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время стандартная модель электрослабых взаимодействий (СМ) хорошо описывает экспериментальную ситуацию для слабых и электромагнитных взаимодействий элементарных частиц. Тем не менее существуют причины, указывающие на необходимость поисков выходов за ее пределы. Анапольное взаимодействие элементарных частиц — одна из них.

Зельдовичем было показано [1], что вследствие несохранения четности в слабых процессах при взаимодействии фермионов ($s = 1/2$) с виртуальным электромагнитным полем необходимо учитывать вклад вида $\vec{\sigma} \operatorname{rot} \vec{H} \sim (\vec{\sigma} \cdot \vec{j})$, где $\vec{j}$ — вектор плотности тока, создающего поле $\vec{H}$, а $\vec{\sigma}$ — спин частицы. Возникающий в этом случае момент был назван анапольным (АМ). Отметим также, что описание этого свойства в рамках релятивистского подхода было дано в работе [2].

Был выполнен ряд работ по исследованию АМ элементарных частиц. В реакциях как между заряженными, так и нейтральными фермионами АМ учитывался посредством учета электрослабых поправок, и для электрона он был вычислен в работе [3]. Однако затем в статьях [4], [5] было показано, что поскольку это свойство в рамках СМ является калибровочно-зависимым, то нельзя выделить его физический вклад. Показано было также, что АМ следует рассматривать только совместно с другими процессами, обусловленными нейтральными токами. Выделение же АМ как физически наблюдаемого свойства возможно только для составных фермионных систем. Так, АМ атома содержит калибровочно-инвариантный член, величина которого растет как $A^{2/3}$, где A — атомный номер [6].

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь.
Email: makh@dragon.bas-net.by

Однако следует также отметить, что если определять АМ свободного фермиона как его аксиально-векторное контактное взаимодействие с внешним электромагнитным полем, то можно получить для него калибровочно-инвариантное выражение [7].

Вне рамок СМ в работе [8] рассмотрена идея о возможности существования нового взаимодействия между бозонами и заряженными фермионами, не сохраняющего отдельно C - и P -четность, однако CP -инвариантного. Этот подход заключается в идее рассмотрения элементарных частиц как составных объектов. Термин “квазианапольное взаимодействие” (КАВ) выделяет эту идею в феноменологическом плане, а данная работа представляет собой дальнейшее следование ей.

Весомым доводом в пользу продолжения исследований в этом направлении являются выполненные успешные эксперименты по измерению АМ ядра атома ^{133}Cs [9] и протона [10].

2. “КВАЗИАНАПОЛЬНОЕ” СЕЧЕНИЕ

Запишем лагранжиан взаимодействия фермионного поля (f) с электромагнитным (A_μ) и массивным нейтральным (Z_μ^0) полями в наших обозначениях в следующем виде:

$$\mathcal{L} = ie \left(Q_f \bar{f} \gamma_\mu f A_\mu + \frac{1}{2 \sin 2\theta_W} \bar{f} \gamma_\mu (g_V^f + g_A^f \gamma_5) f Z_\mu^0 \right), \quad (1)$$

где e – заряд протона, Q_f – заряд фермионного поля в единицах заряда e , θ_W – угол Вайнберга, g_V^f и g_A^f – векторная и аксиальная фермионные константы, соответственно:

$$\begin{aligned} g_V^f &= 2(t_{3L}(f) - 2Q_f \sin^2 \theta_W), \\ g_A^f &= 2(t_{3L}(f)). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $t_{3L}(f)$ – третья проекция слабого изотопического спина фермиона; $t_{3L}(f) = -1/2$ для полей $f: e^-, \mu^-, \tau^-$.

Общее выражение для калибровочно-инвариантной вершины взаимодействия фермиона (спин $1/2$) с нейтральным векторным бозоном имеет вид

$$\Gamma_\nu = Q\gamma_\nu + \mu\sigma_{\nu\rho}q_\rho + \kappa(q^2\delta_{\nu\rho} - q_\nu q_\rho)\gamma_\rho\gamma_5 + D\sigma_{\nu\rho}\gamma_5 q_\rho, \quad (3)$$

где Q , μ , D характеризуют электрический, аномальный магнитный и дипольный электрический заряды, соответственно; член с коэффициентом κ представляет КАВ. Соответственно γ_μ – матрицы Дирака, $\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$; $\sigma_{\mu\nu} = i(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)/2$; q – переданный импульс. С целью получения именно феноменологических результатов, которые позволят оценить возможное проявление КАВ, в выражении (3) будут учтены лишь первое и третье слагаемые.

Для анализа КАВ рассмотрим реакцию $e\bar{e} \rightarrow f\bar{f}$ (где $f: \mu, \tau$). Подобный анализ был выполнен в работе [8]. Однако теперь помимо вершины, соответствующей испусканию

виртуального γ -кванта, модифицируем Z^0 -вершину, что соответствует КАВ электронного (фермионного) тока с полем Z^0 -бозона. Модифицированный таким образом лагранжиан запишем в следующем виде:

$$\mathcal{L} = ie \left[\bar{f}(Q\gamma_\mu + \kappa_f^\gamma(q^2\delta_{\mu\rho} - q_\mu q_\rho)\gamma_\rho\gamma_5)f A_\mu + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\sin 2\theta_W} \bar{f}(\gamma_\mu + \kappa_f^Z(q^2\delta_{\mu\rho} - q_\mu q_\rho)\gamma_\rho\gamma_5)(g_V^f + g_A^f\gamma_5)f Z_\mu^0 \right]. \quad (4)$$

Поскольку численная оценка параметра КАВ будет проведена для реакций в диапазоне энергий, значительно превышающих массы участвующих фермионов, пренебрегаем в дальнейших выкладках “массовым” членом $(q_\nu q_\rho \gamma_\rho \gamma_5)$ при коэффициенте κ .

Далее нижние индексы у κ (e и f) будут обозначать электронную или фермионную вершины, соответственно, а верхние (γ и Z) – поле виртуального переносчика взаимодействия (электромагнитное или нейтральное векторное).

Выражение для дифференциального сечения реакции $e\bar{e} \rightarrow f\bar{f}$ с учетом квазианалитических добавок можно записать в виде

$$\frac{d\sigma(e\bar{e} \rightarrow \mu\bar{\mu}, \tau\bar{\tau})}{d\Omega} = F_A(1 + \cos^2 \theta) + 2F_B \cos \theta, \quad (5)$$

где

$$F_{(A,B)} = \frac{1}{4S} \alpha^2 Q_f^2(A, B) - 2Q_f \frac{\alpha}{32\pi} \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\left(\frac{S}{M_Z^2} - 1 \right) + \frac{\Gamma_Z^2}{S - M_Z^2} \right]^{-1} (A', B') + \\ + \frac{1}{256\pi^2} \left(\frac{G_F}{\sqrt{2}} \right)^2 S \left[\left(\frac{S}{M_Z^2} - 1 \right)^2 + \frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2} \right]^{-1} (A'', B'') \quad (6)$$

(G_F – константа Ферми), а коэффициенты $A^{(), ('), ('')}$ и $B^{(), ('), ('')}$ выражены через параметры теории:

$$A = 1 + (\kappa_e^\gamma)^2 S^2 + (\kappa_f^\gamma)^2 S^2 + (\kappa_e^\gamma)^2 (\kappa_f^\gamma)^2 S^4, \\ A' = g_V^f g_V^e (1 + \kappa_e^Z \kappa_e^\gamma S^2 + \kappa_f^Z \kappa_f^\gamma S^2 + \kappa_e^Z \kappa_e^\gamma \kappa_f^Z \kappa_f^\gamma S^4) + \\ + g_A^e g_V^f (1 + \kappa_f^Z \kappa_f^\gamma S^2) (\kappa_e^\gamma S + \kappa_e^Z S) + \\ + g_A^f g_V^e (1 + \kappa_e^Z \kappa_e^\gamma S^2) (\kappa_f^\gamma S + \kappa_f^Z S) + \\ + g_A^e g_A^f (\kappa_f^\gamma \kappa_e^\gamma S^2 + \kappa_f^\gamma \kappa_e^Z S^2 + \kappa_f^Z \kappa_e^\gamma S^2 + \kappa_f^Z \kappa_e^Z S^2), \\ A'' = [(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2] [(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2] \times \\ \times [1 + (\kappa_e^Z)^2 S^2 + (\kappa_f^Z)^2 S^2 + (\kappa_e^Z)^2 (\kappa_f^Z)^2 S^4] + \\ + 4g_A^e g_V^e [(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2] \kappa_e^Z S [1 + (\kappa_f^Z)^2 S^2] + \\ + 4g_A^f g_V^f [(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2] \kappa_f^Z S [1 + (\kappa_e^Z)^2 S^2] + \\ + 4g_A^f g_A^e g_V^f g_V^e 4\kappa_f^Z \kappa_e^Z S^2, \\ B = 4\kappa_f^\gamma \kappa_e^\gamma S^2, \\ B' = g_A^f g_A^e (1 + \kappa_e^Z \kappa_e^\gamma S^2 + \kappa_f^Z \kappa_f^\gamma S^2 + \kappa_e^Z \kappa_e^\gamma \kappa_f^Z \kappa_f^\gamma S^4) +$$

$$\begin{aligned}
& + g_A^f g_V^e (1 + \kappa_f^Z \kappa_f^\gamma S^2) (\kappa_e^\gamma S + \kappa_e^Z S) + g_V^f g_A^e (1 + \kappa_e^Z \kappa_e^\gamma S^2) (\kappa_f^\gamma S + \kappa_f^Z S) + \\
& + g_V^e g_V^f (\kappa_f^\gamma \kappa_e^\gamma S^2 + \kappa_f^\gamma \kappa_e^Z S^2 + \kappa_f^Z \kappa_e^\gamma S^2 + \kappa_f^Z \kappa_e^Z S^2), \\
B'' = & 4g_A^f g_A^e g_V^f g_V^e [1 + (\kappa_e^Z)^2 S^2 + (\kappa_f^Z)^2 S^2 + (\kappa_e^Z)^2 (\kappa_f^Z)^2 S^4] + \\
& + 4g_A^f g_V^f [(g_A^e)^2 + (g_V^e)^2] \kappa_e^Z S [1 + (\kappa_f^Z)^2 S^2] + \\
& + 4g_A^e g_V^e [(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2] \kappa_f^Z S [1 + (\kappa_e^Z)^2 S^2] + \\
& + [(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2] [(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2] 4\kappa_f^Z \kappa_e^Z S^2.
\end{aligned}$$

Здесь α – постоянная тонкой структуры, S – квадрат суммы начальных и конечных 4-импульсов в системе центра масс со знаком “минус”, M_Z – масса, а Γ_Z – ширина резонансного пика Z^0 -бозона. Для упрощения дальнейшего анализа предполагаем лептонную универсальность КАВ:

$$\kappa_f = \kappa_e = \kappa = \kappa^\gamma = \kappa^Z, \quad g_V^e = g_V^f = g_V, \quad g_A^e = g_A^f = g_A.$$

В итоге имеем следующие выражения для коэффициентов (7):

$$\begin{aligned}
A &= 1 + (\kappa S)^2 + (\kappa S)^4, \\
A' &= g_V^2 + 4g_A g_V (\kappa S) + (2g_V^2 + 4g_A^2) (\kappa S)^2 + 4g_A g_V (\kappa S)^3 + g_V^2 (\kappa S)^4, \\
A'' &= (g_V^2 + g_A^2)^2 + 8g_A g_V (g_V^2 + g_A^2) \kappa S + 2[(g_V^2 + g_A^2) + 8(g_V g_A)^2] (\kappa S)^2 + \\
& \quad + 8g_A g_V (g_V^2 + g_A^2) (\kappa S)^3 + (g_V^2 + g_A^2)^2 (\kappa S)^4, \\
B &= 4(\kappa S)^2, \\
B' &= g_A^2 + 4g_A g_V \kappa S + (2g_A^2 + 4g_V^2) (\kappa S)^2 + 4g_A g_V (\kappa S)^3 + g_A^2 (\kappa S)^4, \\
B'' &= 4g_A^2 g_V^2 + 8g_A g_V (g_A^2 + g_V^2) \kappa S + 4[2g_A^2 g_V^2 + (g_A^2 + g_V^2)^2] (\kappa S)^2 + \\
& \quad + 8g_V g_A (g_A^2 + g_V^2) (\kappa S)^3 + 4g_A g_V (\kappa S)^4.
\end{aligned} \tag{8}$$

Для получения полного сечения выполним в (5) интегрирование по телесному углу $d\Omega$. Результат запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned}
\sigma &= \frac{4}{3} \pi \alpha^2 \frac{1}{S} (1 + 2(\kappa S)^2 + (\kappa S)^4) + \\
& + 2 \frac{\alpha}{6} \frac{G_F M_Z^2}{\sqrt{2}} \frac{S - M_Z^2}{(S - M_Z^2)^2 + (\Gamma_Z M_Z)^2} \times \\
& \times [g_V^2 + \kappa S g_A g_V + (\kappa S)^2 (4g_A^2 + 2g_V^2) + 4g_A g_V (\kappa S)^3 + g_V^2 (\kappa S)^4] + \\
& + \frac{1}{48\pi} \left(\frac{G_F M_Z^2}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{S}{(S - M_Z^2)^2 + (\Gamma_Z M_Z)^2} \times \\
& \times [(g_V^2 + g_A^2)^2 (1 + (\kappa S)^4) + 8g_V g_A (g_V^2 + g_A^2) (\kappa S) + \\
& + 2(\kappa S)^2 (8g_A^2 g_V^2 + (g_V^2 + g_A^2)^2) + (\kappa S)^3 8g_A g_V (g_V^2 + g_A^2)].
\end{aligned} \tag{10}$$

В целях удобства проведения дальнейшего анализа перепишем выражение (10) в виде суммы по степеням κ ; введем также следующие обозначения:

$$\begin{aligned} k &= \frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha}, \\ C &= \frac{S(S - M_Z^2)}{(S - M_Z^2)^2 + (\Gamma_Z M_Z)^2}, \\ D &= \frac{S^2}{(S - M_Z^2)^2 + (\Gamma_Z M_Z)^2}. \end{aligned}$$

Полное сечение есть

$$\sigma = \sum_{i=0}^4 a_i \kappa^i,$$

а верхний индекс у κ – показатель степени. Коэффициенты a_i записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{4}{3} \frac{\pi\alpha^2}{S} \left[1 + \frac{1}{2} k C g_V^2 + \frac{1}{16} k^2 D (g_V^2 + g_A^2)^2 \right], \\ a_1 &= \frac{2}{3} \pi\alpha^2 k g_A g_V [4C + k D (g_V^2 + g_A^2)], \\ a_2 &= \frac{4}{3} \pi\alpha^2 S [k C (g_V^2 + 2g_A^2) + g_A g_V k^2 D (g_V^2 + g_A^2)], \\ a_3 &= a_1 S^2, \\ a_4 &= a_0 S^3. \end{aligned} \tag{11}$$

3. ЧИСЛЕННЫЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ДЛЯ ПАРАМЕТРА КАВ

Для получения феноменологических ограничений для параметра КАВ κ притягательными являются данные группы L3 [11] для реакции $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$, где в энергетической области 60–90 ГэВ полученные результаты полного сечения отличаются от значений, вычисленных в рамках СМ. Для $\langle \sqrt{S} \rangle \sim 65.8$ ГэВ отличие достигает 2σ , где σ – одно стандартное отклонение. Кроме того, экспериментальные результаты учитывают поправки на излучение фотонов в начальном и конечном состояниях, что также благоприятствует проведению такого анализа.

Используя метод наименьших квадратов и численные значения для M_Z , Γ_Z из работы [12], для шести экспериментальных точек была получена следующая оценка параметра КАВ:

$$\kappa = 6_{-1}^{+20} \times 10^{-6} \text{ ГэВ}^{-2}. \tag{12}$$

Из безразмерности величины (κS) следует, что параметр вида $1/\sqrt{\kappa}$ может быть выражен в энергетических единицах в соответствующих границах:

$$1/\sqrt{\kappa} = 400_{-200}^{+44} \text{ ГэВ}.$$

Асимметричность ошибки указывает на то, что при уменьшении значения полного сечения реакции ограничение на параметр существенно снижается. Отметим, что подобная оценка параметра κ для одной из точек, а именно для точки максимального отклонения экспериментального значения полного сечения от фитирования на СМ, соответствующей значению энергии $\langle \sqrt{S} \rangle = 65.8$ ГэВ, получена в работе [13]. Однако этому

предшествовало упрощение полученного выражения для полного сечения (точнее, отношения полного сечения реакции к сечению “чистой электродинамики”, которое и являлось предметом анализа). Упрощение заключалось в предположении, что параметр κS по малости не должен превосходить величину константы g_V , поскольку КАВ может внести лишь малую поправку в сечение реакции. Соответственно степени κS более высоких порядков малости, нежели степень g_V в СМ, были опущены. Полученное численное значение $\kappa S = 0.33 \pm 0.32$ для $\langle \sqrt{S} \rangle = 65.8$ ГэВ дает следующее значение параметра:

$$\kappa = 0.76 \pm 0.74 \times 10^{-6} \text{ ГэВ}^{-2},$$

$$82 \text{ ГэВ} \leq \kappa^{-1/2} \leq 752 \text{ ГэВ}.$$

Отметим также, что значения параметра КАВ вполне согласуются с результатами работы [8], где получены ограничения параметра Λ_l , для значения сечения при $S \approx 2108 \text{ ГэВ}^2$ составляющие $\Lambda_l > 96 \text{ ГэВ}$. Из данных для асимметрии этой реакции при $S \approx 1800 \text{ ГэВ}^2$ следует ограничение $\Lambda_l > 108 \text{ ГэВ}$.

Резюмируя приведенные выше результаты, можно предположить, что полученное численное значение (12) наилучшим образом оценивает параметр возможного КАВ для данной области энергий в реакции по электрон-позитронной аннигиляции в мюон-антимюонную пару.

Благодарности. В заключение автор выражает признательность А. А. Богушу и И. С. Сацункевичу за руководство и помощь, оказанные при выполнении и оформлении данной работы, а также благодарит за поддержку Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований. Автор также выражает благодарность региональному бюро ЮНЕСКО по научному сотрудничеству в Европе за поддержку Международной школы физики им. В. А. Фока.

Список литературы

- [1] Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1531.
- [2] Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов. ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1115.
- [3] N. Dombey, A. D. Kennedy. Phys. Lett. B. 1980. V. 91. № 3,4. P. 428.
- [4] H. Czyz, K. Kolodziej, M. Zralek, P. Cristowa. Can. J. Phys. 1988. V. 66. P. 132.
- [5] M. J. Musolf, B. R. Holstein. Phys. Rev. D. 1991. V. 66. P. 2956.
- [6] V. V. Flambaum, I. B. Khriplovich, O. P. Sushkov. Phys. Lett. 1984. V. 66. P. 367.
- [7] T. A. Gónzora, R. G. Stuart. Z. Phys. C. 1992. V. 55. P. 101.
- [8] В. В. Гилевский, И. С. Сацункевич. ЯФ. 1997. Т. 60. С. 910.
- [9] C. S. Wood, S. C. Bennett, D. Cho et al. Science. 1997. V. 275. P. 1759.
- [10] R. Hasty, A. M. Hawthorne-Allen, T. Averett et al. (SAMPLE Collaboration). Science. 2000. V. 290. P. 2117.
- [11] M. Acciarri et al. (The L3 Collaboration). Phys. Lett. B. 1996. V. 374. P. 331.
- [12] D. E. Groom et al. (Particle Data Group). Eur. J. Phys. C. 2002. V. 15. P. 21.
- [13] В. В. Махнач. Вести НАНБ. Сер. физ-мат. наук. 2001. Т. 4. С. 68.