КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 530.12:531.51

К ВКЛАДУ ВЕКТОРНОЙ КОМПОНЕНТЫ КРУЧЕНИЯ В ЭФФЕКТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ

И. В. Якушин

(кафедра теоретической физики)

Показано, что чисто векторная часть кручения в первом порядке теории возмущений по константе взаимодействия торсионного и электромагнитного полей не дает вклада в эффект взаимодействия поляризованных фотонов в парах атомов натрия.

Ранее в рамках пуанкаре-калибровочной теории гравитации [1, 2] с наиболее общим лагранжианом, квадратичным по кривизне и кручению, мы исследовали интерпретацию эффекта взаимодействия поляризованных лазерных пучков [3] как спин-спинового взаимодействия посредством обмена аксиальными векторными торсионами. В настоящей работе мы продолжим анализ данного эффекта и рассмотрим вклад чисто векторного кручения.

Опуская детали, лагранжиан модели [1] в плоском пространстве-времени Минковского $g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu}=\mathrm{diag}(+1,-1,-1,-1)$ в предположении $P_\mu=0$ (псевдовекторная часть кручения), $C^\alpha{}_{\mu\nu}=0$ (бесследовая часть кручения) приводится к свободному лагранжиану векторного кручения в виде лагранжиана Штюкельберга [2]

$$L=-\frac{1}{4}(\partial_\mu Q'_\nu-\partial_\nu Q'_\mu)^2+\frac{1}{2}M^2(Q'_\mu)^2-\frac{1}{2}\lambda_1(\partial Q')^2,$$

где $Q'_\mu=\frac{1}{\varkappa}Q_\mu$, $\varkappa=\frac{3}{4}\sqrt{\frac{16\pi G}{\Lambda_6}}$, $M^2=\frac{3\mu_2}{2\Lambda_6}$, $\lambda_1=\frac{3\Lambda_3}{2\Lambda_6}$.

Взаимодействие электромагнитного поля с векторным торсионным полем введем с помощью метода, изложенного в работе [4], где показано, что, хотя замена обычных производных на ковариантные приводит к нарушению $U(1)$-инвариантности лагранжиана электромагнитного поля, ее можно восстановить, введя в лагранжиан нелокальный член типа 4-дивергенции, который не дает вклада в физические эффекты. Поэтому на практике можно использовать калибровочно-неинвариантный лагранжиан. Учитывая также, что вычисления проводятся в первом порядке теории возмущений по $\varkappa$, получим окончательно следующий лагранжиан:

$$L=-\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu)^2+\frac{2}{3}\varkappa(\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu)A_\mu Q'_\nu-\frac{1}{4}(\partial_\mu Q'_\nu-\partial_\nu Q'_\mu)^2+$$
$$+\frac{1}{2}M^2(Q'_\mu)^2-\frac{\lambda_1}{2}(\partial Q')^2. \qquad (1)$$

Отсюда найдем уравнения движения:

$$(\Box+M^2)Q'_\nu-(1-\lambda_1)\partial_\nu(\partial Q')=-\frac{2}{3}\varkappa(\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu)A_\mu.$$

Взяв дивергенцию от обеих частей, имеем

$$\lambda_1 \left(\Box + \frac{M^2}{\lambda_1} \right) (\partial Q') = -\frac{\varkappa}{3} (F_{\mu\nu})^2.$$

В первом порядке по $\varkappa$ в правую часть можно подставить плоскую волну. Для плоской волны $(F_{\nu\mu})^2=0$. Поэтому скалярная компонента $(\partial Q')$ не взаимодействует с электромагнитным полем. Для поперечной имеем

$$(\Box + M^2)\, Q_\nu'^{\,T} = -\frac{2}{3} \varkappa (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) A_\mu, \quad \partial Q'^{\,T} = 0. \tag{2}$$

В 1976 г. был открыт следующий эффект [3, 5]. Два поляризованных лазерных пучка с частотой, чуть большей частоты D_1-линии атома натрия, пропускались через пары атомов натрия. Одинаково поляризованные пучки притягивались, противоположно поляризованные — расходились. В работе [4] был предложен механизм, объясняющий это явление аксиально-векторным торсионным взаимодействием. В данной работе рассматривается возможность объяснения этого эффекта векторным торсионным взаимодействием.

Исходим из результата, полученного в [2, 4]:

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{q}, 0) = \delta_{ij} - \frac{nC_{ij}(\mathbf{q}, 0)}{\Omega(\mathbf{q}^2 + \mu^2 - \Omega^2)},$$

где $\varepsilon_{ij}(\mathbf{q}, 0)$ — тензор «диэлектрической восприимчивости», полученный в рамках теории линейного отклика; $\mathbf{q}$ — импульс, переносимый торсионом, n — концентрация атомов, Ω — разность энергий между состояниями $3^2p_{3/2}$ и $3^2p_{1/2}$ атома натрия;

$$C_{ij} = [\langle 3^2p_{1/2} | S_i(\mathbf{q}, 0) | 3^2p_{3/2} \rangle \langle 3^2p_{3/2} | S_j(-\mathbf{q}, 0) | 3^2p_{1/2} \rangle +$$

$$+ \langle 3^2p_{1/2} | S_j(-\mathbf{q}, 0) | 3^2p_{3/2} \rangle \langle 3^2p_{3/2} | S_i(\mathbf{q}, 0) | 3^2p_{1/2} \rangle];$$

$$S_\nu(x, t) = -(\Box + M^2)\, Q_\nu'^{\,T} = (2/3)\, \varkappa (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) A_\mu. \tag{3}$$

Перейдя от эрмитова базиса для спинов к каноническому, в пределе $\mathbf{q} \to 0$ получим $C_{ij}(\mathbf{q}) = 2\delta_{ij} C_{-+}(\mathbf{q})$, где, как легко видеть,

$$C_{-+} = \frac{16}{9} \varkappa^2 \left[\left\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \middle| S_- \middle| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \left\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \middle| S_+ \middle| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle + \right.$$

$$\left. + \left\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \middle| S_+ \middle| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \left\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \middle| S_- \middle| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \right] = 0. \tag{4}$$

Таким образом, векторная часть кручения не дает вклада в данный эффект в рассматриваемом приближении. Однако если учесть P_μ- и $C^\alpha{}_{\mu\nu}$-компоненты кручения, то, возможно, Q_μ-компонента даст вклад в древесном приближении благодаря наличию недиагональных (PQ)- и $(\nabla Q \nabla C)$-членов в лагранжиане модели, рассмотренной в [2].

В заключение автор выражает благодарность Ю. Н. Обухову за постановку задачи, постоянное внимание к работе и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Obukhov Yu. N., Ponomarev V. N., Zhytnikov V. V.//Gen. Relat. and Grav. 1989. 21, N 11. P. 1107. [2] Obukhov Yu. N., Yakushin I. V.//Modern Problems of Theoretical Physics: Festschrift for D. Ivanenko/Eds. P. I. Pronin and Yu. N. Obukhov. Singapore, 1991. P. 197. [3] Tam A. C., Happer W.//Phys. Rev. Lett. 1977. 38. P. 278. [4] Naik P. C., Pradha T.//J. Phys. A. Math. Gen. 1981. 14. P. 2795. [5] Tam A. C., Happer W.//Laser Spectroscopy. V. 3. Springer Series in Optitcal Sciences./Eds. J. L. Hall and J. L. Carlsten. Berlin. 1977. P. 333.

Поступила в редакцию
31.10.91