Радиационные эффекты в квантовой электродинамике с нарушением лоренц-инвариантности

А. В. Борисов[a], Т. Г. Кирильцева[b]

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: [a] borisov@phys.msu.ru, [b] vadiim@inbox.ru

Статья поступила 24.08.2016, подписана в печать 01.09.2016.

Вычислены однопетлевые массовый и вершинный (при нулевой передаче импульса) операторы электрона в слабом фоновом поле тензорного типа, нарушающем лоренц-инвариантность. С использованием современных экспериментальных значений массы и заряда электрона получены ограничения на напряженность фонового поля.

Ключевые слова: Стандартная модель, нарушение лоренц-инвариантности, расширение Стандартной модели, фоновое поле, квантовая электродинамика, радиационные эффекты, массовый оператор, вершинный оператор.

УДК: 530.145, 539.124. PACS: 11.30.Cp, 12.20.–m, 12.60.–i.

Введение

Лоренц-инвариантность лежит в основе современной теории фундаментальных взаимодействий — Стандартной модели (СМ) [1, 2], которая прекрасно согласуется с экспериментом [3]. Однако СМ не может решить ряд фундаментальных проблем: иерархия масштабов масс элементарных частиц, существование темной материи и темной энергии и др. Кроме того, СМ не включает гравитационное взаимодействие. Поэтому активно развиваются различные обобщения СМ, некоторые из которых предсказывают нарушение лоренц-инвариантности (НЛИ): теория струн [4], теории на основе некоммутативной геометрии пространства-времени [5], направленные на построение последовательной квантовой теории гравитации. Эффекты НЛИ, по-видимому, могут быть существенными лишь при сверхвысоких энергиях порядка планковской энергии ($\sim 10^{19}$ ГэВ). Для описания НЛИ в области сравнительно низких энергий в настоящее время используется один из вариантов эффективной теории поля [6], называемый расширением Стандартной модели — РСМ (Standard Model Extension — SME) [7–9]. Лагранжиан РСМ представляется в виде суммы лагранжиана СМ и дополнительных слагаемых, каждое из которых — комбинация полей СМ со свободными тензорными индексами (что нарушает лоренц-инвариантность), свернутая с постоянными коэффициентами соответствующей тензорной размерности. Эти коэффициенты рассматриваются как постоянные фоновые поля, с которыми взаимодействуют поля СМ, и могут рассматриваться (в случае спонтанного НЛИ) как вакуумные средние динамических полей, отвечающих новой физике (за пределами СМ).

Мы ограничимся квантовой электродинамикой (КЭД) с НЛИ в фермионном секторе за счет взаимодействия электрона с аксиально-векторным и тензорным фоновыми полями. Лагранжиан выбранной модели имеет вид[1]:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\mathrm{QED}} + \mathcal{L}_{\mathrm{A}} + \mathcal{L}_{\mathrm{T}}, \tag{1}$$

где

$$\mathcal{L}_{\mathrm{QED}} = \overline{\psi}\left(\gamma^\mu (i\partial_\mu - eA_\mu) - m\right)\psi - \\ - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{2}\left(\partial_\mu A^\mu\right)^2 \tag{2}$$

— лагранжиан стандартной КЭД в калибровке Лоренца, ψ — электрон-позитронное поле (m и $-e<0$ — масса и заряд электрона), A^μ и $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ — 4-потенциал и тензор напряженности электромагнитного поля;

$$\mathcal{L}_{\mathrm{A}} = -\overline{\psi}\gamma^5\gamma^\mu b_\mu \psi \tag{3}$$

и

$$\mathcal{L}_{\mathrm{T}} = -\frac{1}{2}\overline{\psi}\sigma^{\mu\nu}H_{\mu\nu}\psi \tag{4}$$

— лагранжианы взаимодействия с 4-векторным b^μ и тензорным $H^{\mu\nu}$ постоянными фоновыми полями соответственно.

Эффекты, обусловленные НЛИ-взаимодействием (3), которое нарушает также фундаментальную симметрию CPT стандартной квантовой теории поля, были исследованы в ряде работ. В [10] показано, что (3) генерирует слагаемое Черна–Саймонса в действии КЭД, приводящее в свою очередь к двойному лучепреломлению света в вакууме [8, 11]. В работах [12, 13] рассмотрены процессы рождения электрон-позитронной пары фотоном и излучения фотона электроном и позитроном. Синхротронное излучение электрона в постоянном магнитном поле с учетом аномального магнитного момента (АММ) электрона и взаимодействия с фоновым полем (3) изучено в [14]. В работе [15] рассмотрено влияние взаимодействия (3) на излучение водородоподобного

[1] Используются система единиц, в которой $\hbar = c = 1$, $\alpha = e^2/4\pi \simeq 1/137$, и псевдоевклидова метрика с сигнатурой $(+\,-\,-\,-)$; $\widehat{a} = \gamma^\mu a_\mu$ — свертка матриц Дирака γ^μ с 4-вектором $a^\mu = (a^0, \mathbf{a})$; $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, $\sigma^{\mu\nu} = i[\gamma^\mu, \gamma^\nu]/2$.

атома. Вершинный оператор для фермиона в однопетлевом приближении по электромагнитному взаимодействию с учетом НЛИ типа (3) в первом и втором порядках теории возмущений по фоновому полю исследован в [16]. Обобщение известного лагранжиана Гейзенберга–Эйлера [17] (см. также [18]), описывающего поляризацию фермионного вакуума в постоянном внешнем магнитном поле, с учетом АММ электрона и взаимодействия (3) в квадратичном по фоновому полю приближении построено в работе [19].

В настоящей работе мы рассматриваем однопетлевые массовый и вершинный (при нулевой передаче импульса) операторы электрона с учетом НЛИ-взаимодействия с постоянным фоновым полем тензорного типа (4) в первом порядке теории возмущений и получаем ограничения на напряженность указанного поля.

1. Массовый оператор

Однопетлевой массовый оператор электрона с 4-импульсом p представляется в виде интеграла по виртуальному 4-импульсу k (см. [20]):

$$M(p) = -ie^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \gamma^\mu G(k) \gamma^\nu D_{\mu\nu}(p-k). \tag{5}$$

Здесь пропагаторы электрона $G(k)$ и фотона $D_{\mu\nu}(q)$ определяются из (2) и (4):

$$G(k) = \left(\widehat{k} - m - \frac{1}{2}\sigma^{\alpha\beta}H_{\alpha\beta} + i0\right)^{-1} \simeq$$
$$\simeq \frac{\widehat{k}+m}{k^2-m^2+i0} + \frac{1}{2}H_{\alpha\beta}\frac{(\widehat{k}+m)\sigma^{\alpha\beta}(\widehat{k}+m)}{\left(k^2-m^2+i0\right)^2}, \tag{6}$$
$$D_{\mu\nu}(q) = \frac{g_{\mu\nu}}{q^2-\lambda^2+i0},$$

причем в $G(k)$, учитывая предполагаемую малость эффектов НЛИ, мы учли лишь главный член разложения по фоновому полю, а в $D_{\mu\nu}(q)$ введена малая масса фотона λ для устранения инфракрасной расходимости.

Подставим (6) в (5) и произведем стандартную перенормировку в не зависящем от фонового поля слагаемом. В результате получим перенормированный массовый оператор

$$M_R(p) = M_R^{(0)}(p) + M^{(1)}(p),$$

где $M_R^{(0)}(p)$ — известный перенормированный массовый оператор свободного электрона [20, с. 584, (119.9)], а эффект НЛИ описывается вторым слагаемым:

$$M^{(1)}(p) = -\frac{ie^2}{2}H_{\alpha\beta}\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4}\,\frac{T^{\alpha\beta}(k)}{[(p-k)^2-\lambda^2](k^2-m^2)^2}. \tag{7}$$

Здесь

$$T^{\alpha\beta}(k) = \gamma^\mu(\widehat{k}+m)\sigma^{\alpha\beta}(\widehat{k}+m)\gamma_\mu = 4m\varepsilon^{\alpha\beta\delta\nu}\gamma^5\gamma_\delta k_\nu.$$

Мы использовали ряд тождеств для дираковских матриц из справочника [21] при выводе этого соотношения, подставив которое в (7), получаем

$$M^{(1)}(p) = \frac{4ie^2m}{(2\pi)^4}\widetilde{H}_{\mu\nu}\gamma^\mu\gamma^5 \times$$
$$\times \int d^4k \frac{k^\nu}{[(p-k)^2-\lambda^2](k^2-m^2)^2}, \tag{8}$$

где введен дуальный тензор $\widetilde{H}_{\mu\nu} = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}H^{\alpha\beta}/2$.

Интегрирование по 4-импульсу k в (8) выполняется с использованием параметризации Фейнмана, объединяющей произведение знаменателей в подынтегральном выражении согласно

$$\frac{1}{ab^2} = 2\int_0^1 dx\,\frac{1-x}{[ax+b(1-x)]^3},$$

и общей формулы n-мерного интегрирования (см., например, [21]):

$$\int d^n k \frac{k^\mu}{(k^2-2k\cdot q+M^2)^r} = \frac{\Gamma(r-n/2)}{\Gamma(r)}\,\frac{i\pi^{n/2}q^\mu}{(M^2-q^2)^{r-n/2}}.$$

В результате находим вклад НЛИ в массовый оператор в виде

$$M^{(1)}(p) = -\frac{\alpha m}{\pi}\widetilde{H}_{\mu\nu}\gamma^\mu\gamma^5p^\nu\int_0^1 dx\,\frac{x\overline{x}}{p^2x\overline{x}-m^2\overline{x}-\lambda^2x}, \tag{9}$$

где переменная $\overline{x} = 1-x$.

Соответствующая радиационная поправка к массе электрона определяется (см., например, [22]) средним значением массового оператора на массовой оболочке ($p^2=m^2$):

$$\Delta m^{(1)} = \frac{\overline{u}(p,s)M^{(1)}u(p,s)}{2m}, \tag{10}$$

где $u(p,s)$ — биспинор свободного электрона с 4-импульсом p и 4-вектором поляризации s ($s\cdot p=0$, $s^2=-1$), который удовлетворяет уравнению $(\widehat{p}-m)u=0$ и условию нормировки $\overline{u}u = 2m$ [20]. Подставив (9) при $p^2=m^2$ в (10) и учтя соотношение [21]

$$\overline{u}(p,s)\gamma^\mu\gamma^5u(p,s) = ms^\mu, \tag{11}$$

находим

$$\Delta m^{(1)}(\varepsilon) = C(\varepsilon)\frac{\alpha}{2\pi m}\widetilde{H}_{\mu\nu}s^\mu p^\nu, \tag{12}$$

где

$$C(\varepsilon) = \int_0^1 dx\,\frac{x\overline{x}}{x^2+\varepsilon^2\overline{x}}, \quad \varepsilon = \lambda/m. \tag{13}$$

Интеграл (13) при $\varepsilon\to 0$ логарифмически расходится, и его асимптотика при $\varepsilon \ll 1$ имеет вид

$$C(\varepsilon) \simeq -1 - \ln\varepsilon. \tag{14}$$

Заметим, что в стандартной КЭД сдвиг массы электрона, обусловленный внешним магнитным полем, не содержит инфракрасной расходимости (ИКР) [22–24]. Учитывая аналогию тензорного фонового поля и внешнего магнитного, можно предположить, что появление ИКР в (12) является артефактом пертурбативного метода вычисления (см. (6)). Для проверки этого предположения вычислим этим же методом сдвиг массы электрона в линейном по напряженности магнитного поля B приближении.

Пропагатор электрона во внешнем постоянном магнитном поле в координатном представлении может быть записан в виде произведения двух сомножителей, первый из которых — фазовый фактор, зависящий от выбора калибровки 4-потенциала магнитного поля, а второй, будучи калибровочно и трансляционно инвариантным, в импульсном представлении в линейном приближении по B имеет вид [25]

$$G(k)=\frac{\widehat{k}+m}{k^2-m^2+i0}+\frac{e}{2}\sigma^{\alpha\beta}F_{\alpha\beta}\frac{\widehat{k}_{\|}+m}{(k^2-m^2+i0)^2}, \qquad (15)$$

где в качестве направления магнитного поля выбрана ось Oz, так что $\widehat{k}_{\|}=\gamma^0k^0-\gamma^3k^3$, $\sigma^{\alpha\beta}F_{\alpha\beta}=-2iB\gamma^1\gamma^2$.

Подставив (15) в (5) и выполнив вычисления, аналогичные вышеприведенным, находим сдвиг массы электрона в слабом магнитном поле:

$$\Delta m_B^{(1)}(\varepsilon)=C(\varepsilon)\frac{\alpha}{4\pi m^2}e\widetilde{F}_{\mu\nu}s^\mu p^\nu. \qquad (16)$$

Здесь коэффициент $C(\varepsilon)$ совпадает с (13), а дуальный тензор магнитного поля $\widetilde{B}_{\mu\nu}=\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}F^{\alpha\beta}/2$ имеет только две ненулевые компоненты $\widetilde{F}_{03}=-\widetilde{F}_{30}=B$.

В основном состоянии электрона ($p^0=m,\ p^3=0$) имеем $\widetilde{F}_{\mu\nu}s^\mu p^\nu=-Bms^3$ и учтем, что в этом состоянии спин электрона может быть направлен только против магнитного поля [18, 26] ($s^3=-1$). В итоге из (16) получаем

$$\Delta m_B^{(1)}(\varepsilon)=C(\varepsilon)\frac{\alpha}{4\pi}\frac{eB}{m}. \qquad (17)$$

Правильный результат для сдвига массы электрона [23, 24] получается из (17) удалением ИКР, т. е.

$$C(\varepsilon)\to -1. \qquad (18)$$

Представим его в виде

$$\Delta m_B^{(1)}=-\mu_aB. \qquad (19)$$

Здесь введен (однопетлевой) АММ электрона, впервые вычисленный в [27]:

$$\mu_a=\frac{\alpha}{2\pi}\mu_B,$$

где $\mu_B=e/2m$ — магнетон Бора, и радиационный сдвиг массы электрона (19) наглядно интерпретируется как минимальная энергия взаимодействия АММ электрона с магнитным полем.

Сделав в (12) замену (18), получаем сдвиг массы электрона в постоянном тензорном фоновом поле в виде

$$\Delta m_H^{(1)}=-\frac{\alpha}{2\pi m}\widetilde{H}_{\mu\nu}s^\mu p^\nu. \qquad (20)$$

2. Вершинный оператор

Вершинный оператор $\Lambda^\mu=\Gamma^\mu-\gamma^\mu$ при нулевой передаче импульса связан с массовым оператором тождеством Уорда (см. [20, с. 556]), которое в принятом выше приближении дает для соответствующего линейного по фоновому полю вклада следующее выражение:

$$\Lambda_\mu^{(1)}(p,p;0)=-\frac{\partial M^{(1)}(p)}{\partial p^\mu}. \qquad (21)$$

Отсюда с учетом (9) и (11) для поправки к диагональному току перехода получаем

$$j_\mu^{(1)}=\overline{u}(p,s)\Lambda_\mu^{(1)}u(p,s)= \\ =\frac{\alpha}{\pi}\left[C(\varepsilon)\delta_\mu^\beta+2B(\varepsilon)\frac{p_\mu p^\beta}{m^2}\right]\widetilde{H}_{\beta\nu}s^\nu, \qquad (22)$$

где

$$B(\varepsilon)=\int\limits_0^1 dx\left(\frac{x\overline{x}}{x^2+\varepsilon^2\overline{x}}\right)^2. \qquad (23)$$

Асимптотика интеграла (23) при $\varepsilon\ll 1$ такова:

$$B(\varepsilon)=\frac{3}{2}+2\ln\varepsilon+\frac{\pi}{4\varepsilon}. \qquad (24)$$

Заметим, что инфракрасная расходимость того же типа (логарифм и полюс) имеется в вершинном операторе, обусловленном НЛИ-взаимодействием (3), которое рассмотрено в [16]. Наличие ИКР лишь отмечено в [16], но мы получили явный вид расходимости, вычислив приведенные в этой работе интегралы, определяющие соответствующие формфакторы (см. (A1)–(A3) при $q^2=0$).

3. Обсуждение результатов

Рассмотрим фоновое тензорное поле квазимагнитного типа, т. е. $H_{\mu\nu}H^{\mu\nu}>0$, $H_{\mu\nu}\widetilde{H}^{\mu\nu}=0$. Тогда существует система отсчета, в которой отличны от нуля (при соответствующей ориентации осей) только компоненты $H_{21}=-H_{12}=\widetilde{H}_{03}=-\widetilde{H}_{30}=H>0$. Для покоящегося в этой системе отсчета электрона, поляризованного вдоль оси Oz, получаем из (20) и (22)

$$\delta m^{(1)}\equiv\left|\Delta m_H^{(1)}\right|=\frac{\alpha}{2\pi}H, \qquad (25)$$

$$\frac{\delta e^{(1)}}{e}\equiv\frac{\left|j_0^{(1)}\right|}{2m}=\frac{\alpha}{\pi}\frac{H}{m}. \qquad (26)$$

Заметим, что (26), в котором удалены ИКР-слагаемые, определяет НЛИ-поправку к зарядовому формфактору электрона [20, § 117], что при нулевой передаче импульса сводится к относительному сдвигу заряда электрона (в стандартной КЭД, конечно, равному нулю).

Относительные верхние ограничения на поле H получаем, требуя, чтобы величины (25) и (26) были меньше современных экспериментальных неопределенностей значений (ошибок измерения) массы и заряда электрона δm и δe [3] соответственно:

$$\delta m^{(1)} < \delta m = 1.1 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}, \tag{27}$$

$$\delta e^{(1)} < \delta e = 2.2 \cdot 10^{-8}\, e. \tag{28}$$

Из (25) и (27) находим ограничение

$$H < 9.5 \cdot 10^{-12} \text{ ТэВ}, \tag{29}$$

а из (26) и (28) — несколько жестче:

$$H < 4.8 \cdot 10^{-12} \text{ ТэВ}. \tag{30}$$

Заметим, что в прямых экспериментах по поиску НЛИ (см. обзор [28]) достигнуты гораздо более жесткие, чем (29) и (30), ограничения сверху на компоненты $\widetilde{H}_{0k}$ на уровне 10^{-29} ТэВ (см. обзор [28]). Но, как указано в [29], в некоторых экспериментах возможно усиление чувствительности к эффектам НЛИ за счет лоренц-фактора. Именно это имеет место для рассмотренных нами эффектов в случае поляризованных электронов высоких энергий (см. (20) и (22)).

Заключение

Мы рассмотрели влияние фонового тензорного поля, нарушающего лоренц-инвариантность, на радиационный сдвиг массы электрона и его зарядовый формфактор (при нулевой передаче импульса). В предположении, что в системе покоя поляризованного электрона фоновое поле имеет квазимагнитный характер, были получены ограничения на напряженность этого поля с использованием современных экспериментальных неопределенностей в значениях массы и заряда электрона. Хотя они оказались слабее существующих прямых экспериментальных ограничений, с ростом энергии электрона происходит усиление эффектов НЛИ.

Детальное исследование отмеченных инфракрасных расходимостей будет проведено отдельно с использованием точного по напряженности фонового поля пропагатора электрона.

Авторы благодарят доцентов П. И. Пронина и К. А. Казакова за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

1. *Емельянов В.М.* Стандартная модель и ее расширения. М., 2007.
2. *Langacker P.* The Standard Model and Beyond. Boca Raton, 2010.
3. *Olive K.A.* et al. (Particle Data Group) // Chin. Phys. C. 2014. **38**. P. 090001.
4. *Kostelecký V.A., Samuel S.* // Phys. Rev. D. 1989. **39**. P. 683.
5. *Carroll S. M., Harvey J.A., Kostelecký V.A.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. **87**. P. 141601.
6. *Weinberg S.* The Quantum Theory of Fields. Vol. I. Foundations. Cambridge, 1995.
7. *Colladay D., Kostelecký V.A.* // Phys. Rev. D. 1997. **55**. P. 6760.
8. *Colladay D., Kostelecký V.A.* // Phys. Rev. D. 1998. **58**. P. 116002.
9. Proc. of the Fifth Meeting on CPT and Lorentz Symmetry / Ed. by V. A. Kostelecký. Singapore, 2011.
10. *Jackiw R., Kostelecký V.A.* // Phys. Rev. Lett. 1999. **82**. P. 3572.
11. *Carroll S, Field G., Jackiw R.* // Phys. Rev. D. 1990. **41**. P. 1231.
12. *Zhukovsky V.Ch., Lobanov A.E., Murchikova E.M.* // Phys. Rev. D. 2006. **73**. P. 065016.
13. *Жуковский В.Ч., Лобанов А.Е., Мурчикова Е.М.* // Ядерная физика. 2007. **70**. С. 1289.
14. *Frolov I.E., Zhukovsky V.Ch.* // J. Phys. A. 2007. **40**. P. 10625.
15. *Kharlanov O.G., Zhukovsky V.Ch.* // J. Math. Phys. 2007. **48**. P. 092302.
16. *Moyotl A., Novales-Sánchez H., Toscano J.J., Tututi E.S.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2014. **29**. P. 1450039.
17. *Heisenberg W., Euler H.* // Z. Phys. 1936. **98**. S. 714.
18. *Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В.* Квантовые процессы в сильном внешнем поле. М., 1989.
19. *Бубнов А.Ф., Губина Н.В., Жуковский В.Ч.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2016. № 2. С. 28.
20. *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Квантовая электродинамика. 4-е изд., испр. М., 2002.
21. *Borodulin V.I., Rogalyov R.N., Slabospitsky S.R.* CORE (COmpendium of RElations). Ver. 2.1. IHEP-95-90. Protvino, 1995; arXiv: hep-ph/9507456.
22. *Ритус В.И.* // Проблемы квантовой электродинамики интенсивного поля (Тр. ФИАН. Т. 168). М., 1986. С. 52.
23. *Тернов И.М., Багров В.Г., Бордовицын В.А., Дорофеев О.Ф.* // ЖЭТФ. 1968. **55**. С. 2273.
24. *Tsai W.-y.* // Phys. Rev. D. 1973. **8**. P. 3446.
25. *Chyi T.-K., Hwang C.-W., Kao W.F.* et al. // Phys. Rev. D. 2000. **62**. P. 105014.
26. *Соколов А.А., Тернов И.М.* Релятивистский электрон. М., 1982.
27. *Schwinger J.* // Phys. Rev. 1948. **73**. P. 416; 1949. **76**. P. 790.
28. *Kostelecký V.A., Russell N.* // Rev. Mod. Phys. 2011. **83**. P. 11; arXiv: 0801.0287v9 (26 Feb 2016).
29. *Colladay D., Kostelecký V.A.* // Phys. Lett. B. 2001. **511**. P. 209.

Radiative effects in quantum electrodynamics with Lorentz violation

A. V. Borisov[a], **T. G. Kiril'tseva**[b]

Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University,
Moscow 119991, Russia.
E-mail: [a] *borisov@phys.msu.ru,* [b] *vadiim@inbox.ru.*

We calculate one-loop mass and vertex (at zero momentum transfer) operators of an electron in a weak background tensor field that violates Lorentz invariance. The upper bounds on the background field strength are obtained using modern experimental values of the electron mass and charge.

Keywords: Standard Model, Lorentz violation, Standard Model Extension, background field, quantum electrodynamics, radiative effects, mass operator, vertex operator.
PACS: 11.30.Cp, 12.20.–m, 12.60.–i.
Received 24 August 2016.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2017. **72**, No. 2. Pp. 182–186.

Сведения об авторах

1. Борисов Анатолий Викторович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-31-77, e-mail: borisov@phys.msu.ru.
2. Кирильцева Татьяна Геннадьевна — аспирантка; тел.: (495) 939-31-77, e-mail: vadiim@inbox.ru.