ИСЧЕЗНОВЕНИЕ ГРАВИТАЦИОННОЙ ДЕФАЗИРОВКИ В МНОГОУРОВНЕВЫХ АТОМНЫХ СИСТЕМАХ

В. П. Стефанов

УДК 530.145;535.14

Институт физики НАН Беларуси, 220072, Минск, Беларусь;
Центр ICRANet-Minsk, 220072, Минск, Беларусь; e-mail: v.p.stefanov@mail.ru

(Поступила 16 марта 2020)

Показано, что состояние ансамбля трехуровневых атомов после поглощения одиночного фотона и последующего совершения спонтанных распадов при наличии слабого гравитационного поля теряет фазовую согласованность испущенных фотонов с волновым вектором поглощенного фотона аналогично случаю ансамбля двухуровневых атомов. Однако при усреднении по состоянию одного из испущенных фотонов пространственное распределение второго фотона совпадает с результатом для пространства без гравитационного поля.
Ключевые слова: *спонтанное излучение, временное состояние Дикке, гравитационная дефазировка, ансамбль атомов, многоуровневая атомная система.*

It is shown that the state of an ensemble of three-level atoms after absorption of a single photon and subsequent spontaneous decays in the presence of a weak gravitational field loses the phase matching of the emitted photons with the wave vector of the absorbed photon. This is similar to the case of an ensemble of two-level atoms. However, when averaging over the state of one of the emitted photons, the spatial distribution of the second photon coincides with the result for a space without a gravitational field.
Keywords: *spontaneous emission, timed Dicke states, gravitational dephasing, atomic ensembles, multilevel atomic system.*

Введение. Современное развитие технических возможностей при исследовании оптических квантовых систем достигло настолько высокого уровня, что позволяет экспериментально измерять даже малые изменения, вызванные влиянием гравитационного взаимодействия [1, 2]. Появляются возможности уточнения многих свойств квантово-оптических систем, в том числе относительно квантовой интерференции. Установлено, что влияние гравитационного поля на квантовую интерференцию является деструктивным. При стандартном квантовании гравитационного поля в линейном приближении квантовые гравитационные флуктуации неизбежно приводят к появлению декогеренции [3—5]. Декогеренция также появляется в задачах взаимодействия квантовых частиц с гравитационным полем, рассмотренным классически (так называемая “декогеренция замедления времени” [6—10]). Необходимо отметить исследования влияния гравитационного поля на перепутанные состояния [11, 12], проявляющие декогерентные свойства.

Учет гравитационного влияния на квантово-оптические системы позволяет не только уточнять изученные аспекты квантового мира, но и непосредственно исследовать природу гравитационного взаимодействия [13, 14]. Именно поэтому большое количество работ посвящено взаимодействию гравитационных и электромагнитных полей в различных квантовых системах [15, 16].

В данной работе исследуется влияние классического гравитационного поля на временное состояние Дикке в ансамбле трехуровневых атомов с каскадной конфигурацией уровней. Если на приготовленное состояние из невозбужденных, случайно расположенных атомов воздействовать одиноч-

---

CONDITIONAL DISAPPEARANCE OF GRAVITATIONAL DEFASING IN MULTILEVEL ATOMIC SYSTEMS
V. P. Stefanov (*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, 220072, Belarus; Center of ICRANet-Minsk, Minsk, 220072, Belarus; e-mail: v.p.stefanov@mail.ru*)

ным фотоном с волновым вектором $\mathbf{k}_0$, то в случае его поглощения результирующее суперпозиционное состояние содержит фазовый множитель, зависящий от положения атома. Такое состояние называется временным состоянием Дикке [17]. При спонтанном распаде для случая двухуровневых атомов волновой вектор испущенного фотона $\mathbf{k}$ должен совпадать с волновым вектором поглощенного $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$, а для трехуровневых атомов с каскадной конфигурацией энергетических уравнений сумма волновых векторов испущенных фотонов и поглощенного $\mathbf{k} + \mathbf{k}' = \mathbf{k}_0$. Данная особенность возникает после усреднения по всем возможным положениям излучателя из-за линейной зависимости фазы от положений атомов. Учет влияния гравитационного поля изменяет зависимость от положений атомов и даже в случае слабого поля, как показано в [18], дефазирует суперпозиционное состояние, что приводит к возможности испускания фотонов в направлениях, невозможных в плоском пространстве. Если для ансамбля атомов с каскадной конфигурацией уровней при детектировании одного из фотонов происходит усреднение по его волновому вектору, то результаты наблюдений за оставшимися фотонами в нулевом порядке совпадают с результатами наблюдений в отсутствие гравитационного поля.

Временное состояние Дикке в отсутствие гравитационного поля. Рассмотрим классический случай для системы N одинаковых двухуровневых атомов, взаимодействующих с модами электромагнитного поля в вакууме в дипольном приближении и приближении вращающейся волны [17]. Стандартный гамильтониан взаимодействия, описывающий данную систему:

$$\hat{V}(t) = \sum_{\mathbf{k},j} \hbar \left(v^*_{\mathbf{k}} \hat{\sigma}^\dagger_j \hat{q}_{\mathbf{k}} e^{-i(\nu-\omega_{\mathbf{k}})t + i\mathbf{k}\mathbf{r}_j} + \text{h.c.} \right), \tag{1}$$

где $\omega_{\mathbf{k}}$ — частота $\mathbf{k}$-й моды электромагнитного поля с бозонными операторами рождения и $\hat{q}^\dagger_{\mathbf{k}}$ и $\hat{q}_{\mathbf{k}}$; ν — частота атомного перехода; $\mathbf{r}_j$ — позиция j-го атома; $v_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_j)$ — коэффициент взаимодействия, определяемый как $v_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_j) = -\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_j)$, где $\mathbf{d}$ — дипольный атомный момент, $\mathbf{E}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_j)$ — амплитуда поля в точке атома. Для случая плоского однородного вакуума собственные моды поля — это плоские волны с волновым вектором $\mathbf{k}$, индекс k обобщенный, помимо волнового вектора он обозначает поляризацию.

Предполагая, что в системе не больше одного фотона, можно записать общее решение:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_j c_j^{(e,0)}(t) |e_j, 0\rangle + \sum_{\mathbf{k}} c^{(g,\mathbf{k})}(t) |g, 1_{\mathbf{k}}\rangle, \tag{2}$$

где вектор состояния $|g, 1_{\mathbf{k}}\rangle$ описывает атомы в основном состоянии и одиночный фотон в k-й моде поля; $|e_j, 0\rangle$ обозначает возбужденный j-й атом и вакуумное состояние всех мод поля.

Представим состояние с одним возбужденным атомом, получаемое после поглощения одиночного фотона. Если начальное состояние системы — суперпозиция всех атомов в основном состоянии и падающая на них плоская волна с волновым вектором $\mathbf{k}_0$

$$|\Psi(0)\rangle = |g, 1_{\mathbf{k}_0}\rangle, \tag{3}$$

то, предполагая слабое взаимодействие между атомами и полем, малое время пролета фотона через атомное облако ($\nu_{\mathbf{k}}\tau \ll 1$), случай точного резонанса с атомной частотой перехода ($\nu = \omega_{\mathbf{k}_0}$), состояние после поглощения фотона можно записать в виде

$$|\Psi\rangle_{\text{Dicke}} \approx \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{i\mathbf{k}_0\mathbf{r}_j} |e_j, 0\rangle. \tag{4}$$

Данное одновозбужденное состояние является перепутанным делокализованным состоянием, причем оно отличается от условного состояния Дикке фазовыми коэффициентами, определяемыми фазой плоской волны в координате атома. Поэтому оно называется временным состоянием Дикке [17]. Через некоторое время состояние (4) спонтанно распадается в континуум электромагнитных мод. Если расстояние между атомами намного больше, чем резонансная длина волны, то спонтанный распад каждого атома происходит независимо. В марковском приближении можно записать стандартное уравнение, описывающее волновую функцию системы атом—поле для j-го возбужденного атома, и показать, что амплитуда возбужденного состояния атома распадается как $\exp\{-\Gamma t\}$, где Γ — скорость спонтанного распада [19]. Для времен намного больше времени распада Γ^{-1} поле перестает зависеть от атома, и для начального состояния (4):

$$|\Psi(\infty)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j,\mathbf{k}} \frac{v_{\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})\mathbf{r}_j}}{(\omega_{\mathbf{k}} - \nu) + i\Gamma/2} |g, 1_{\mathbf{k}}\rangle. \tag{5}$$

Если конфигурация атомных уровней представлена трехуровневой системой каскадного типа (верхний возбужденный уровень $|e_2\rangle$, промежуточный $|e_1\rangle$ и основной $|g\rangle$) и происходит последовательное спонтанное испускание двух фотонов, то с упомянутыми выше приближениями итоговое состояние системы:

$$|\Psi(\infty)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j,\mathbf{k},\mathbf{k}'} \frac{v_{\mathbf{k}}^{(2)} v_{\mathbf{k}'}^{(1)} e^{i(\mathbf{k}_0-\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}_j}}{\left(\omega_{\mathbf{k}}+\omega_{\mathbf{k}'}-\nu_2+i\Gamma_2/2\right)\left(\omega_{\mathbf{k}'}-\nu_1+i\Gamma_1/2\right)} |g,1_{\mathbf{k}},1_{\mathbf{k}'}\rangle = \sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} f_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}^{\{flat\}} |g,1_{\mathbf{k}},1_{\mathbf{k}'}\rangle, \tag{6}$$

где Γ_2 и Γ_1 — скорости распада уровней $|e_2\rangle$ и $|e_1\rangle$; ν_2 и ν_1 — частоты перехода с тех же уровней на основной.

Для достаточно большого числа атомов N сумму случайных фаз в (5) и (6) представим в виде дельта-функции:

$$\sum_j e^{i(\mathbf{k}_0-\mathbf{k})\mathbf{r}_j} \propto \delta(\mathbf{k}_0-\mathbf{k}), \tag{7}$$

$$\sum_j e^{i(\mathbf{k}_0-\mathbf{k}-\mathbf{k}')\mathbf{r}_j} \propto \delta(\mathbf{k}_0-\mathbf{k}-\mathbf{k}'), \tag{8}$$

что означает для случая двухуровневой системы невозможность переизлучения фотона в направлении, отличном от направления падающей волны ($\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$), а для случая трехуровневой — полную согласованность между волновыми векторами переизлученных и начального фотонов ($\mathbf{k} + \mathbf{k}' = \mathbf{k}_0$).

Влияние слабого гравитационного поля. Принципиально важную роль для данного эффекта играют пространственные корреляции фазовых множителей в атомном ансамбле. Поэтому неудивительно, что учет влияния гравитационного поля нарушает появление дельта-функции [18] — следствия суммирования по случайным фазам.

Существует много способов описания влияния гравитационного поля: запись уравнения Шрёдингера в произвольной метрике [20—22], добавление в гамильтониан собственной энергии и энергии взаимодействия [9, 10], квантование слабого гравитационного поля [23—25] и др. Для решения данной задачи использован тот факт, что действие гравитационного поля на электромагнитное излучение аналогично действию оптически плотной среды [26, 27].

Записывая разложение в ряд Тейлора метрики Шварцшильда до линейного по радиусу Шварцшильда r_s члена и линеаризуя ее относительно точки z_0, получаем метрику слабого поля:

$$ds^2 = \left(1+a(z-z_0)\right)c^2dt^2 - \left(dx^2+dy^2+\left(1-a(z-z_0)\right)dz^2\right), \tag{9}$$

где $a = 2g/c^2$, $g = GM/z_0^2$ — ускорение свободного падения на высоте z_0.

Решая уравнения Максвелла в метрике (9), в приближении геометрической оптики получаем линейные по a поправки к амплитуде, вектору поляризации и фазе векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ [18]. Квантуя электромагнитное поле стандартным способом [19, 28], находим поправку к гамильтониану:

$$\hat{H} = \hbar\sum_{\mathbf{k}} \omega_{\mathbf{k}}[Z-z_0]\hat{q}_{\mathbf{k}}^{\dagger}\hat{q}_{\mathbf{k}}, \tag{10}$$

где $\omega_{\mathbf{k}}[z] = \omega_{\mathbf{k}}(1+az/2)$, $\omega_{\mathbf{k}} = c\sqrt{k_x^2+k_y^2+k_z^2}$, набор мод $\{k\}$ определен для высоты Z, координатное время — собственное время для высоты z_0.

С использованием вычисленных поправок можно рассчитать, как изменится амплитуда поля после спонтанного испускания в присутствии слабого гравитационного поля для двухуровневой системы:

$$c^{(g,\mathbf{k}')} = \frac{v_{\mathbf{k}'}(\mathbf{r}_{at})}{\omega_{\mathbf{k}'}[Z-z_0]-\nu[z_{at}-z_0]+\frac{i}{2}\Gamma[z_{at}-z_0]} = \frac{v_{\mathbf{k}'}(\mathbf{r}_{at})\left(1-\frac{a}{2}(z_{at}-z_0)\right)}{\omega_{\mathbf{k}'}[Z-z_{at}]-\nu+\frac{i}{2}\Gamma}, \tag{11}$$

где $\nu[z] = \nu(1 + az/2)$ и $\Gamma[z] = \Gamma\,(1 + az/2)$; амплитуда поля после двух последовательных спонтанных распадов для трехуровневой системы:

$$c^{(g,\mathbf{k},\mathbf{k}')} = \frac{v_{\mathbf{k}}^{(2)}(\mathbf{r}_{at})v_{\mathbf{k}'}^{(1)}(\mathbf{r}_{at})\left(1-\frac{a}{2}(z_{at}-z_0)\right)}{\left(\omega_{\mathbf{k}}[Z-z_{at}]+\omega_{\mathbf{k}'}[Z-z_{at}]-\nu_2+\frac{i}{2}\Gamma_2\right)\left(\omega_{\mathbf{k}'}[Z-z_{at}]-\nu_1+\frac{i}{2}\Gamma_1\right)}. \tag{12}$$

Временное состояние Дикке в метрике слабого поля:

$$|\Psi\rangle^{\text{curv}}_{\text{Dicke}} \approx \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_j e^{i\mathbf{k}_0\mathbf{r}_j}\left(1+aF_{\mathbf{k}_0}\{z_j-z_0\}\right)|e_j,0\rangle, \tag{13}$$

где функция $F_{\mathbf{k}0}\{z\}$ зависит от гравитационных поправок к вектору напряженности. Существенно, что она не влияет на рассматриваемый эффект, как и другие поправки, например изменение физического объема. Это обусловлено тем, что нетривиально изменяется первый член в разложении по степеням a и для двухуровневой системы:

$$|\Psi(\infty)\rangle^{\text{curv}} \approx \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{j,\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k}_0-\mathbf{k})\mathbf{r}_j}\left(\frac{1}{(\omega_{\mathbf{k}}[Z-z_j]-\nu)+i\dfrac{\Gamma}{2}}+O(a)\right)|g,1_{\mathbf{k}}\rangle, \tag{14}$$

где все поправки внесены в $O(a)$. Единственное изменение, которое осталось в нулевом порядке по a в (14), — это поправка к $\omega_{\mathbf{k}}$ в знаменателе, трактуемая как следствие неравномерности течения времени на разных высотах атомов. Интегрируя по положениям атомов методом контурного интегрирования

$$|\Psi(\infty)\rangle^{\text{curv}} \sim \frac{\sqrt{N}}{V_0}(2\pi)^3\sum_{k_x,k_y,k_z} v_{\mathbf{k}}\delta(k_{0x}-k_x)\delta(k_{0y}-k_y)\left(G_{k_z}+O(a)\right)|g,1_{\mathbf{k}}\rangle, \tag{15}$$

где для $\Gamma \ll \nu$ и с учетом $\omega_{\mathbf{k}_0}=\nu$ получаем:

$$G_{k_z}=\frac{-i}{a\nu}\exp\left[-(k_{0z}-k_z)\frac{\Gamma}{a\nu}\right]\Theta[k_{0z}-k_z]. \tag{16}$$

Здесь $\Theta[k]$ — ступенчатая функция Хевисайда.

Появление неоднородности вдоль гравитационного поля приводит к исчезновению дельта-функции в данном направлении. Для трехуровневой системы получен аналогичный результат с тем отличием, что при интегрировании возникает два вычета:

$$\begin{aligned}|\Psi(\infty)\rangle^{\text{curv}} &\sim \frac{\sqrt{N}}{V_0}(2\pi)^3\sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} v^{(2)}_{\mathbf{k}}v^{(1)}_{\mathbf{k}'}\delta(k_{0x}-k_x-k'_x)\delta(k_{0y}-k_y-k'_y)\left(G_{k_z+k'_z}+O(a)\right)|g,1_{\mathbf{k}},1_{\mathbf{k}'}\rangle=\\ &=\sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} f^{\{\text{curv}\}}_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}|g,1_{\mathbf{k}},1_{\mathbf{k}'}\rangle,\end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned}G_{\mathbf{k}_z+\mathbf{k}'_z} &= \frac{i}{a\left((\nu_2+i\Gamma_2/2)\omega_{\mathbf{k}'}-(\nu_1+i\Gamma_1/2)(\omega_{\mathbf{k}}+\omega_{\mathbf{k}'})\right)}\exp\left[i(k_{0z}-k_z-k'_z)(2/a+Z)\right]\times\\ &\times\left(\exp\left[-(k_{0z}-k_z-k'_z)\frac{\Gamma_2-2i\nu_2}{a(\omega_{\mathbf{k}}+\omega_{\mathbf{k}'})}\right]-\exp\left[-(k_{0z}-k_z-k'_z)\frac{\Gamma_1-2i\nu_1}{a\omega_{\mathbf{k}'}}\right]\right)\Theta[k_{0z}-k_z-k'_z].\end{aligned} \tag{18}$$

Случай регистрации одного из фотонов с усреднением по волновому вектору. Представляет интерес моделирование ситуации, в которой один из двух спонтанно излученных фотонов детектируется детектором с последующим усреднением по волновому вектору. Для первого излученного фотона в случае отсутствия гравитационного поля это приведет к выражению

$$\begin{aligned}\mathrm{Tr}[E^{(-)}(\mathbf{r},t)E^{(+)}(\mathbf{r},t)|\Psi(\infty)\rangle\langle\Psi(\infty)|]_{\mathbf{k}} &= \left(\sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}\langle 0|E^{(+)}(\mathbf{r},t)f^{\{\text{flat}\}}_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}|1_{\mathbf{k}}\rangle\otimes|g,1_{\mathbf{k}'}\rangle\right)\times\left(\text{h.c.}\right)\sim\\ &\sim\left(\sum_{\mathbf{k}'}\frac{v^{(2)}_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}'}v^{(1)}_{\mathbf{k}'}e^{i\left(\omega_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}'}t-(\mathbf{k}_0-\mathbf{k}')\mathbf{r}\right)}}{\left(\omega_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}'}+\omega_{\mathbf{k}'}-\nu_2+\dfrac{i}{2}\Gamma_2\right)\left(\omega_{\mathbf{k}'}-\nu_1+\dfrac{i}{2}\Gamma_1\right)}|g,1_{\mathbf{k}'}\rangle\right)\times\left(\text{h.c.}\right),\end{aligned} \tag{19}$$

где $E^{(+)}(\mathbf{r},t)$ — положительно частотная часть вектора напряженности; t и $\mathbf{r}$ — время и место детектирования первого фотона. В промежуточных действиях в (19) вставлен единичный оператор, который даст ненулевой вклад в выражение только от вакуумного состояния $|0\rangle\langle 0|$, и проведена замена суммирования по волновому вектору $\mathbf{k}$ на интегрирование.

Для плоского пространства интегрирование в (19) тривиально из-за дельта-функции, стоящей в подынтегральном выражении. При наличии гравитационного поля необходимо учитывать поправки, возникающие как при записи $E^{(+)}(\mathbf{r},t)$, так и при замене суммирования интегрированием. Однако эти поправки линейны по параметру a, поэтому их нужно группировать с другими поправками первого порядка, которые в (17) обозначены как $O(a)$. Запись их в неявном виде делается по той же причине, что и при выводе G_k в [18], — рассматривается только лидирующий член ряда в разложении по a, поскольку он содержит нарушение фазовой согласованности. Неразличимое детектирование первого фотона при наличии слабого гравитационного поля приведет к выражению

$$\begin{aligned}
&\mathrm{Tr}[E^{(-)}(\mathbf{r},t)E^{(+)}(\mathbf{r},t)\,|\,\Psi(\infty)\rangle^{(\mathrm{curv})}\langle\Psi(\infty)\,|^{(\mathrm{curv})}]_{\mathbf{k}} = \\
&=\left(\sum_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}\langle 0\,|E^{(+)}(\mathbf{r},t)\,|\,f^{\{\mathrm{curv}\}}(\mathbf{k},\mathbf{k}')\,|1_{\mathbf{k}}\rangle\otimes|\,g,1_{\mathbf{k}'}\rangle\right)\times\left(h.c.\right)\sim \\
&\sim\sum_{\mathbf{k}'}\frac{i\nu^{(2)}_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}'}\nu^{(1)}_{\mathbf{k}'}e^{i\left(\omega_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}'}t-(\mathbf{k}_0-\mathbf{k}')\mathbf{r}\right)}}{(\nu_2+i\Gamma_2/2)\omega_{\mathbf{k}'}-(\nu_1+i\Gamma_1/2)(\omega_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}'}+\omega_{\mathbf{k}'})}\,|\,g,1_{\mathbf{k}'}\rangle\times \\
&\times\int ds\left[e^{2is\left(1+\frac{aZ}{2}\right)}\left(e^{-s\frac{\Gamma_2-2i\nu_2}{(\omega_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}'}+\omega_{\mathbf{k}'})}}-e^{-s\frac{\Gamma_1-2i\nu_1}{\omega_{\mathbf{k}'}}}\right)\Theta[s]+O(a)\right],
\end{aligned}\tag{20}$$

где сделана замена $k_z = k_{0z} - k'_z - as$, проведено разложение в ряд по a, и все возникшие линейные члены неявно учтены в $O(a)$. Таким образом, после интегрирования выражение (20)

$$\begin{aligned}
&\mathrm{Tr}[E^{(-)}(\mathbf{r},t)E^{(+)}(\mathbf{r},t)\,|\,\Psi(\infty)\rangle^{(\mathrm{curv})}\langle\Psi(\infty)\,|^{(\mathrm{curv})}]_{\mathbf{k}} \sim \\
&\sim\left(\sum_{\mathbf{k}'}\left(\frac{\nu^{(2)}_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}'}\nu^{(1)}_{\mathbf{k}'}e^{i\left(\omega_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}'}t-(\mathbf{k}_0-\mathbf{k}')\mathbf{r}\right)}}{\left(\left(\omega_{\mathbf{k}_0-\mathbf{k}'}+\omega_{\mathbf{k}'}\right)\left(1+\frac{a}{2}Z\right)-\nu_2+\frac{i}{2}\Gamma_2\right)\left(\omega_{\mathbf{k}'}\left(1+\frac{a}{2}Z\right)-\nu_1+\frac{i}{2}\Gamma_1\right)}+O(a)\right)|\,g,1_{\mathbf{k}'}\rangle\right)\times\left(\mathrm{h.c.}\right)
\end{aligned}\tag{21}$$

совпадает в нулевом порядке с выражением (19), полученным для вакуумного случая (Z — точка, относительно которой рассчитываются моды электромагнитного поля, в частном случае $Z = 0$).

Поскольку все промежуточные расчеты выполнены для линейных по a поправок, полученные результаты могут показаться очевидными, так как нулевой член разложения должен совпадать с невозмущенным. Однако потеря фазового синхронизма проявляется именно в нулевом члене, поскольку разложение по параметру a становится нерегулярным из-за возникающих дельта-функций. При этом нетривиальность нулевого порядка обеспечивается только эффектами, связанными с неравномерностью течения времени на различных высотах атомов. Поэтому может показаться, что и далее в расчетах влияние эффектов изменения скорости течения времени будет доминирующим. Полученный результат показывает, что это не так, и для описания влияния слабого гравитационного поля на ширину спектральных линий должны быть учтены все поправки, линейные по параметру a.

Заключение. Исследовано влияние гравитационной дефазировки, возникающей при спонтанном распаде во временных состояниях Дикке, и показано, что возникающая в нулевом порядке теории возмущений потеря фазового синхронизма в волновых векторах испущенных фотонов нивелируется в отсутствие детектирования значения волнового вектора одного из фотонов. Расчет проведен на примере атомов с трехуровневой конфигурацией энергетических уровней каскадного типа, однако аналогичный результат можно получить и для любой многоуровневой системы, поскольку принципиальна в расчете только неопределяемость волнового вектора одного из фотонов. При описании исчезновения гравитационного влияния в нулевом порядке после усреднения по состоянию одного из испущенных фотонов не указывается диапазон частот испускания или времена жизни атомных уровней. Это позволяет предположить, что нивелирование происходит и в случае ненаблюдаемого перехода.

Автор выражает глубокую благодарность Д. С. Могилевцеву за участие в обсуждении полученных результатов и конструктивную критику при написании данной статьи.

[1] **P. Delva, N. Puchades, E. Schonemann, F. Dilssner, C. Courde, S. Bertone, F. Gonzalez, A. Hees, Ch. Le Poncin-Lafitte, F. Meynadier.** Phys. Rev. Lett., **121**, N 23 (2018) 231101
[2] **V. A. Kostelecky, A. J. Vargas.** Phys. Rev. D, **98**, N 3 (2018) 036003
[3] **M. P. Blencowe.** Phys. Rev. Lett., **111**, N 2 (2013) 021302

[4] **D. A. Qurnones, T. Oniga, B. T. H. Varcoe, Ch. H.-T. Wang.** Phys. Rev. D, **96**, N 4 (2017) 044018
[5] **Sh. Dehdashti, Z. Avazzadeh, Z. Xu, J. Q. Shen, B. Mirza, H. Wang.** Scr. Rep., **7**, N 1 (2017) 1—9
[6] **M. Zych, F. Costa, I. Pikovski, T. C. Ralph, C. Brukner.** Clas. Quant. Grav., **29**, N 22 (2012) 224010
[7] **I. Pikovski, M. R. Vanner, M. Aspelmeyer, M. S. Kim, C. Brukner.** Nat. Phys., **8**, N 5 (2012) 393—397
[8] **M. Carlesso, A. Bassi.** Phys. Rev. A, **380**, N 31-32 (2016) 2354—2358
[9] **I. Pikovski, M. Zych, F. Costa, C. Brukner.** Nat. Phys., **11**, N 8 (2015) 668—672
[10] **I. Pikovski, M. Zych, F. Costa, C. Brukner.** Nat. J. Phys., **19**, N 2 (2017) 025011
[11] **T. C. Ralph, G. J. Milburn, T. Downes.** Phys. Rev. A, **79**, N 2 (2009) 022121
[12] **P. Sekatski, M. Aspelmeyer, N. Sangouard.** Phys. Rev. Let., **112**, N 8 (2014) 080502
[13] **P. Scampoli, J. Storey.** Mod. Phys. Let. A, **29**, N 17 (2014) 1430017
[14] **B. P. Abbott, R. Abbott, R. Adhikari, P. Ajith, B. Allen, G. Allen, R. S. Amin, S. B. Anderson, W. G. Anderson, M. A. Arain.** Rep. Prog. Phys., **72**, N 7 (2009) 076901
[15] **D. E. McClelland, N. Mavalvala, Y. Chen, R. Schnabel.** Las. Phot. Rev., **5**, N 5 (2011) 677—696
[16] **R. Bekenstein, R. Schley, M. Mutzafi, C. Rotschild, M. Segev.** Nat. Phys., **11**, N 10 (2015) 872—878
[17] **M. O. Scully, E. S. Fry, C. H. R. Ooi, Kr. Wodkiewicz.** Phys.Rev. Lett., **96**, N 11 (2006) 010501
[18] **V. Stefanov, I. Siutsou, D. Mogilevtsev.** Phys. Rev. D, **101**, N 4 (2020) 044042
[19] **М. О. Скалли, М. С. Зубайри.** Квантовая оптика, Москва, Физматлит (2003) 10, 170
[20] **E. Santamato.** Phys. Rev. D, **29**, N 2 (1984) 216
[21] **G. Ferrari, G. Cuoghi.** Phys. Rev. Let., **100**, N 23 (2008) 230403
[22] **Yu. Kurochkin, I. Rybak, Dz. Shoukavy.** J. Math. Phys., **57**, N 8 (2016) 082111
[23] **V. G. Lapchinsky, V. A. Rubakov.** Acta Phys. Polon., **10** (1979) 1041—1048
[24] **M. Kaku.** Phys. Rev. D, **27**, N 12 (1983) 2819
[25] **J. Ellis, J. S. Hagelin, D. V. Nanopoulos, M. Srednicki.** Nucl. Phys. B, **241** (1984) 3134
[26] **Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.** Теория поля, Москва, Наука (1988) 333
[27] **F. Pinto.** Phys. Rev. D, **73**, N 10 (2006) 104020
[28] **А. К. Горбацевич.** Квантовая механика в общей теории относительности: Основные принципы и элементарные приложения, Минск, Университетское (1985) 94