ЖЭТФ, 2021, том 160, вып. 6 (12), стр. 865–872 © 2021

О ВОЗМОЖНОСТИ СОХРАНЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ В АНСАМБЛЕ ОДИНАКОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

А. М. Башаров [a,b*], *А. И. Трубилко* [c**]

[a] *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*
123182, Москва, Россия

[b] *Московский физико-технический институт (технический университет)*
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия

[c] *Санкт-Петербургский университет ГПС МЧС России*
196105, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 25 августа 2021 г.,
после переработки 25 августа 2021 г.
Принята к публикации 31 августа 2021 г.

Показано, что ансамбль из N_c независимых одинаковых квантовых осцилляторов в случае их нерезонансного взаимодействия с одним затухающим осциллятором эффективно описывается как ансамбль одинаковых осцилляторов, распадающихся в поле общего термостата. Скорость излучения такого ансамбля необычным образом зависит от числа N_c осцилляторов и может быть полностью подавлена в зависимости от числа осцилляторов ансамбля и при условии нулевой плотности фотонов термостата в определенной частотной области спектра. Такая особенность отражает невинеровский характер динамики ансамбля осцилляторов и возникает при корректном учете всех антивращающих и быстроменяющихся во времени (в картине Дирака) слагаемых в операторах взаимодействия осцилляторов, которыми обычно пренебрегают.

DOI: 10.31857/S0044451021120087

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача о динамике гармонических осцилляторов является классической задачей физики и возникает в самых разнообразных ее разделах. Помимо физических приложений задача о гармонических осцилляторах является хорошим полигоном для отработки различных математических методов теории открытых квантовых систем.

Основной проблемой теории открытых квантовых систем является получение кинетического уравнения открытой системы, взаимодействующей с термостатным окружением. Основным используемым здесь приближением является марковское приближение и представление о термостатном окружении как о дельта-коррелированном поле. В случае открытой системы из гармонических квантовых осцилляторов, взаимодействующей с гармоническими осцилляторами термостатного бозонного поля, первой замеченной проблемой была некорректность результатов, получаемых стандартными методами в случае квадратичного гамильтониана. Важным здесь является словосочетание «стандартными методами», под которым имеются в виду методы матрицы плотности, описанные в книге [1]. В работе [2] установлено, что корректное кинетическое уравнение получается для квантового гармонического осциллятора в случае пренебрежения в операторе взаимодействия так называемыми антивращающими слагаемыми. Такое приближение иначе известно как приближение вращающейся волны. В дальнейшем основная масса работ по теории открытых квантовых систем была выполнена в приближении вращающейся волны. Однако в работе [3] было указано, что при рассмотрении двух связанных друг с другом осцилляторов, каждый из которых распадается в свой термостат, нарушается второе начало термодинамики. В работе [4] показано, что второе начало термодинамики не нарушается, а прибли-

* E-mail: basharov@gmail.com
** E-mail: trubilko.andrey@gmail.com

жение вращающейся волны должно сопровождаться жесткими ограничениями на частотный спектр участвующих во взаимодействии полей так, как это требует алгебраическая теория возмущений [5, 6].

При обсуждении системы гармонических осцилляторов многие полагают, что нет ничего принципиально нового в их рассмотрении, поскольку в случае квадратичного гамильтониана система из осцилляторов может быть легко диагонализована преобразованием Боголюбова. В случае открытых систем, т. е. при взаимодействии ансамбля осцилляторов с ансамблем дельта-коррелированных термостатных осцилляторов, в работе [7] показано, с какими математическими сложностями приходится здесь сталкиваться. При этом общие формулы, полученные обобщенным преобразованием Боголюбова, оказывается не так просто проанализировать. Так, из общих формул не видно, как «изолированный» осциллятор, нерезонансно связанный с затухающим осциллятором, распадается в тот же термостат, что и затухающий, но в другую частотную область. Этот результат получен в рамках алгебраической теории возмущений [8] и свидетельствует о пользе локального анализа осцилляторных систем, несмотря на возможность диагонализации квадратичного гамильтониана. Деление анализа осцилляторных открытых квантовых систем на глобальный и локальный подходы введено в работах [3, 9], отчасти вследствие ошибочного результата [3] о противоречии локального подхода второму началу термодинамики. Наша задача — показать эффективность локального подхода, который, в отличие от глобального подхода, относительно просто указывает на новые физические эффекты, которые не видны в общих формулах глобального подхода. При этом такая простота держится на нетривиальном математическом аппарате — алгебраической теории возмущений и технике квантовых стохастических дифференциальных уравнений. Необходимость алгебраической теории возмущений особенно видна для оптических открытых систем [10], поскольку без перехода к эффективному гамильтониану, не содержащему в представлении взаимодействия быстроменяющихся переменных, стандартное приближение дельта-коррелированных полей окружения не будет отвечать рассматриваемой физической ситуации. Квантовые стохастические дифференциальные уравнения не знакомы физикам, однако в марковском приближении уравнение Шредингера открытой системы и ее окружения строго определено именно в смысле квантового стохастического дифференциального уравнения [11].

В недавней работе [12] показано, что ансамбль квантовых осцилляторов распадается в общий термостат невинеровским образом, т. е. интенсивность импульса излучения зависит от числа осцилляторов в ансамбле осциллирующим образом. Этот необычный результат пока не получен в рамках глобального подхода и он целиком обязан общему выводу квантовой теории открытых систем — стохастическое дифференциальное уравнение Шредингера управляется всеми основными квантовыми случайными процессами: уничтожающим, рождающим и считывающим [13]. Роль считывающего процесса в динамике открытой системы выделена терминологически — если считывающий процесс играет роль, то динамику такой открытой системы называют невинеровской. Общий вид уравнения получен давно, однако до работы [12] не было примера осцилляторных систем, в которых считывающий процесс проявил бы себя.

Роль общего термостата в распаде ансамбля одинаковых квантовых частиц состоит как в появлении режима квантового запутывания в динамике частиц [14], так и в специфических эффектах стабилизации возбужденного состояния ансамбля по отношению к коллективному распаду [15, 16]. Поэтому поиск ситуаций, в которых появляется режим общего термостата, весьма актуален.

Новая модель распада системы осцилляторов в поле общего термостата возникает, если осцилляторы нерезонансно взаимодействуют с общим затухающим осциллятором, а именно с осциллятором, резонансно взаимодействующим с термостатом. Такая задача аналогична задаче о распаде атомов, помещенных внутрь резонатора в условиях дисперсионного предела для резонансной частоты атомов по отношению к частоте моды резонатора [17]. Если мода резонатора затухает, то атомы оказываются распадающимися в поле общего термостата.

Отметим, что эффект стабилизации возбужденного состояния ансамбля по отношению к коллективному распаду определяется корректным учетом антивращающих слагаемых, а это выполняется в рамках алгебраической теории возмущений. Подчеркнем, что вопрос о корректном учете антивращающих слагаемых в кинетическом уравнении для квантового гармонического осциллятора вне рамок алгебраической теории возмущений в рамках локального подхода не решен.

В данной статье покажем, что корректный учет антивращающих слагаемых в случае ансамбля невзаимодействующих между собой одинаковых квантовых осцилляторов, нерезонансно связанных с одним затухающим осциллятором, приводит к распаду ансамбля в поле общего бозонного термостата с невинеровской зависимостью эффективной константы распада от числа осцилляторов в ансамбле. При определенных числах осцилляторов их ансамбль распадается не с увеличенной скоростью распада [18–20], а противоположным образом — коллективный распад в поле общего термостата может быть полностью подавлен. То есть и ансамбль квантовых осцилляторов, нерезонансно связанных с затухающим осциллятором, испытывает эффект стабилизации возбужденных состояний аналогично ансамблю одинаковых гармонических осцилляторов и возбужденных атомов, распадающихся в поле общего термостата [12, 15, 16]. Подчеркнем, что с учетом работы [12] найдено два случая своеобразной динамики ансамбля гармонических осцилляторов. Эти случаи пока не обнаружены в рамках глобального подхода с диагонализацией гамильтониана всех осцилляторов рассматриваемой задачи. Между тем факт диагонализации гамильтониана системы ни о чем не говорит, поскольку общие формулы здесь совершенно непрозрачны [7] и увидеть новый физический результат весьма затруднительно — во всяком случае, в рамках глобального подхода еще не установлен факт стабилизации возбужденного состояния осцилляторов по отношению к коллективному распаду в поле общего термостата. Правда, в рамках глобального подхода задача о динамике осцилляторов, нерезонансно связанных с затухающим осциллятором, пока и не ставилась.

В статье методами алгебраической теории возмущений рассмотрена система одинаковых квантовых гармонических осцилляторов в количестве N_c, нерезонансно взаимодействующих с затухающим осциллятором. Такая модель для одного осциллятора была рассмотрена в работе [4]. Было показано, что и «изолированный» осциллятор, пусть и нерезонансно связанный с затухающим, также начинает релаксировать, оставаясь при этом независимым от затухающего осциллятора. Если рассматривать систему из N_c «изолированных» осцилляторов, нерезонансно связанных с одним затухающим осциллятором, то указанную релаксацию при определенных N_c можно полностью подавить. Такая зависимость скорости распада от числа частиц N_c в квантовом ансамбле одинаковых частиц противоположна известному эффекту типа сверхизлучения, когда скорость релаксации возрастает пропорционально N_c [18–20]. Необычная зависимость обусловлена учетом антивращающих слагаемых. Именно алгебраическая теория возмущений дает возможность корректно учесть антивращающие слагаемые и позволяет представить эффективное взаимодействие ансамбля «независимых» осцилляторов с бозонным термостатом затухающего осциллятора в виде случайного считывающего квантового процесса в случае нулевой плотности фотонов термостата на частоте изолированных осцилляторов.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В качестве исходного гамильтониана H^{Ini} задачи о нерезонансном взаимодействии ансамбля «изолированных» осцилляторов с общим затухающим осциллятором возьмем следующий:

$$H^{Ini} = H^{Osc} + H^{D} + H^{Th} + H^{D-Th} + H^{D-Osc},$$

где

$$H^{Osc} = \sum_{i=1}^{N_c} \hbar\Omega_c c_i^\dagger c_i$$

— гамильтониан системы одинаковых осцилляторов частоты Ω_c,

$$H^{D} = \hbar\Omega_D a^\dagger a$$

— гамильтониан затухающего осциллятора с частотой Ω_D,

$$H^{Th} = \hbar \int \omega b_\omega^\dagger b_\omega \, d\omega$$

— гамильтониан термостата, в который распадается затухающий осциллятор. Операторы рождения и уничтожения $c_i^\dagger$ и c_i квантов i-го осциллятора, а также аналогичные операторы $a^\dagger$ и a для затухающего осциллятора подчиняются обычным бозонным коммутационным соотношениям и коммутируют для различных осцилляторов и с бозонными операторами $b_\omega^\dagger$ и b_ω рождения и уничтожения квантов термостата. Локальный подход к теории открытых квантовых систем предполагает, чтобы и для затухающего осциллятора, и для нерезонансно с ним связанного ансамбля осцилляторов кинетические уравнения выводились бы заново.

Взаимодействие затухающего осциллятора с термостатом определяется обычным образом:

$$H^{D-Th} = \int \gamma(\omega)\Big(a + a^\dagger\Big)\Big(b_\omega + b_\omega^\dagger\Big)\, d\omega, \qquad (1)$$

где $\gamma(\omega)$ — параметр связи затухающего осциллятора с термостатом.

Нерезонансное взаимодействие одинаковых осцилляторов с затухающим осциллятором имеет вид (g — параметр связи)

$$H^{D-Ocs} = g\Big(c_i e^{-i\Omega_c t} + c_i^\dagger e^{i\Omega_c t}\Big) \times \\ \times \Big(a e^{-i\Omega_D t} + a^\dagger e^{i\Omega_D t}\Big). \quad (2)$$

В операторе (1) антивращающими слагаемыми являются следующие:

$$\int \gamma(\omega)\Big(a b_\omega + a^\dagger b_\omega^\dagger\Big)\, d\omega,$$

аналогичные слагаемые в операторе (2), но в силу нерезонансности взаимодействия (2) все представленные там слагаемые в картине Дирака являются быстроменяющимися функциями времени. В то же время и часть интегралов, отвечающих вращающимся слагаемым,

$$\int \gamma(\omega)\Big(a^\dagger b_\omega + a b_\omega^\dagger\Big)\, d\omega,$$

в картине Дирака являются быстроменяющимися функциями времени. Это часть интеграла, где интегрирование ведется за пределами узкой частотной области спектра вблизи частоты Ω_D. Согласно анализу [10] все быстроменяющиеся во времени слагаемые H^{Ini} должны быть исключены унитарным преобразованием и переходом к эффективному гамильтониану. Эта идея и лежит в основе алгебраической теории возмущений [6]. Выше, когда говорилось об учете антивращающих слагаемых, имелся в виду учет всех быстроменяющихся слагаемых в картине Дирака.

Алгебраическая теория возмущений дает возможность записать эффективный гамильтониан для всей системы. Оказывается, что из него можно выделить эффективный гамильтониан H^{Eff} ансамбля осцилляторов, которые во втором порядке теории возмущений оказываются взаимодействующими с термостатом затухающего осциллятора, но с квантами другой частотной области, нежели той, с которой взаимодействует затухающий осциллятор. Обобщая результаты работ [3, 4, 21] для нескольких «изолированных» осцилляторов, эффективный гамильтониан $H^{Eff}(t)$ ансамбля одинаковых осцилляторов получаем в виде (использована картина Дирака, о чем указывает явное написание аргумента времени)

$$H^{Eff}(t) = V^{Tr}(t) + V^{St}(t), \quad (3)$$

$$V^{St}(t) = -\frac{G^2}{2\hbar\Omega_c} N_c \int\limits_{\omega,\omega'\in(\Omega_c)} b_\omega^\dagger b_{\omega'} e^{i(\omega-\omega')t} d\omega\, d\omega',$$

$$V^{Tr}(t) = -G\sum_i \int\limits_{\omega\in(\Omega_c)} c_i^\dagger b_\omega e^{-i(\omega-\Omega_c)t} d\omega - \\ - G\sum_i \int\limits_{\omega\in(\Omega_c)} c_i b_\omega^\dagger e^{i(\omega-\Omega_c)t} d\omega.$$

При этом сдвиг Лэмба включаем в частоту перехода осцилляторов, поскольку больше он ни на что не влияет. Все процессы определяются эффективной константой взаимодействия

$$G = \frac{g\gamma(\Omega_D)}{2\hbar\Omega_D}.$$

В соответствии с общей [22] теорией структура эффективного гамильтониана, получаемая методами алгебраической теории возмущений, в части взаимодействия с термостатом содержит два типа слагаемых. Первый, $V^{Tr}(t)$, описывает переходы с изменением энергии — осцилляторное возбуждение переходит в квант термостата и наоборот. В марковском приближении эти слагаемые выражаются через рождающий и уничтожающий квантовые случайные процессы, которыми моделируется термостат. Их можно выразить через квантовые винеровские случайные процессы, и если только они присутствуют в эффективном гамильтониане, то динамику ансамбля одинаковых осцилляторов иногда называют винеровской [6].

Второй тип слагаемых описывает виртуальный обмен квантов с термостатом без изменения энергетического состояния осцилляторов рассматриваемого ансамбля. Мы называем это слагаемое штарковским взаимодействием с термостатом. В марковском приближении это слагаемое описывается квантовым считывающим процессом [16]. В отличие от винеровских процессов, для квантового считывающего процесса имеет место другая алгебра для дифференциалов Ито. Подчеркнем, что в марковском приближении в случае эффективных гамильтонианов типа (3) естественно уравнение Шредингера для волнового вектора состояния ансамбля и термостата описывать как квантовое стохастическое дифференциальное уравнение, управляемое всеми основными квантовыми случайными процессами — рождающим, уничтожающим и считывающим. Области интегрирования обозначены как (Ω_c) с центральной частотой Ω_c и шириной порядка скорости релаксации «изолированного» осциллятора. Именно эта частотная область термостата и представляется в марковском приближении упомянутыми квантовыми случайными процессами [6].

Подчеркнем особенность оператора штарковского взаимодействия $V^{St}(t)$. Он мал по сравнению с оператором перехода, но содержит множитель, пропорциональный числу осцилляторов в ансамбле N_c. При представлении оператора штарковского взаимодействия квантовым считывающим случайным процессом эта малая величина входит в большую величину в виде множителя, роль которого возрастает с ростом N_c. В ансамблях с достаточным числом частиц этот множитель осциллирует с изменением N_c. Если исходить из масштабов слагаемых $V^{Tr}(t)$ и $V^{St}(t)$, то эффект должен проявиться при $N_c \approx 10^2$ [16]. Появление осциллирующего множителя в случае ансамбля из одинаковых атомов интерпретировано в предыдущих работах как результат своеобразной интерференции процесса с излучением кванта в термостат и виртуальных процессов переизлучения квантов, когда энергетическое состояние системы не меняется.

В результате стандартных вычислений, которые подробно изложены в работах [8, 16, 22, 23], получаем кинетическое уравнение, описывающее динамику ансамбля осцилляторов, нерезонансно связанных с затухающим осциллятором:

$$\frac{d\rho^S(t)}{dt} = -\hat{\Gamma}\rho^S(t), \tag{4}$$

$$\hat{\Gamma}\rho^S(t) = -\frac{i}{\hbar}\left[\rho^S(t), H^{L-S}\right] + \\ + \left(\frac{1}{2}L_+L_-\rho^S(t) + \frac{1}{2}\rho^S(t)L_+L_- - L_-\rho^S(t)L_+\right),$$

$$H^{L-S} = \frac{2\pi G^2}{\hbar^2\Omega_c}\,\frac{\sin Y_\Lambda - Y_\Lambda}{Y_\Lambda^2}\sum_{j=1}^{N_c} c_j^\dagger \sum_{k=1}^{N_c} c_k, \tag{5}$$

$$L_- = \frac{Y_\Lambda^e}{Y_\Lambda}\sum_{j=1}^{N_c} c_j,\; L_+L_- = \\ = 2\frac{1-\cos Y_\Lambda}{Y_\Lambda^2}\sum_{j=1}^{N_c} c_j^\dagger \sum_{k=1}^{N_c} c_k,$$

$$Y_\Lambda^e = e^{-iY_\Lambda} - 1.$$

Подчеркнем, что с операторами и величинами (5) кинетическое уравнение (4) рассматривается как уравнение в безразмерных величинах.

Заметим, что операторы затухающего осциллятора в марковском приближении не вошли напрямую в уравнения (4) и (5). От затухающего осциллятора остались константы связи, которые вошли в эффективную константу связи G, и его термостат, который определяет релаксацию ансамбля «изолированных» осцилляторов. Важно подчеркнуть, что ансамбль «изолированных» осцилляторов взаимодействует с другой частотной областью термостата, а именно (Ω_c), тогда как затухающий осциллятор взаимодействует с областью (Ω_D). За исключением штарковского взаимодействия этот результат обобщает случай одного «изолированного» осциллятора [8, 22] на ансамбль изолированных осцилляторов. Специфика ансамбля проявляется именно в необходимости учета штарковского взаимодействия.

В заключение раздела отметим, что в рамках изложенного подхода получаются также кинетические уравнения для затухающего осциллятора, которые здесь мы не приводим. Факт рассмотренного нерезонансного взаимодействия с ансамблем «изолированных» осцилляторов проявляется только в дополнительном сдвиге частоты, аналогичном полученному в работе [4]. При этом сами кинетические уравнения и константа распада затухающего осциллятора остаются неизменными, т. е. затухающий осциллятор и с учетом нерезонансного взаимодействия с ансамблем распадается независимо от распада ансамбля.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Мы свели задачу о нерезонансном взаимодействии затухающего осциллятора с ансамблем квантовых гармонических осцилляторов к случаю распада ансамбля квантовых осцилляторов в общий бозонный термостат. Параметры затухающего осциллятора вошли в параметры, определяющие распад ансамбля в общий термостат, и задача свелась к уже исследованной нами [12]. Перечислим основные результаты.

Аналогично случаю динамики атомного ансамбля невинеровская динамика ансамбля осцилляторов характеризуется двумя новыми эффектами. Первый — релаксационный сдвиг частоты

$$\Delta\Omega_R \approx \frac{\pi^2 G^4}{3\hbar^4\Omega_c}N_c,$$

точнее, коллективный сдвиг энергии уровней осцилляторов, зависящий от числа осцилляторов в ансамбле. Этот сдвиг определяется слагаемым H^{S-L} в релаксационном операторе (4), (5):

$$H^{L-S} = \frac{\pi^2 G^4}{3\hbar^3\Omega_c}N_c\sum_{j=1}^{N_c} c_j^\dagger \sum_{k=1}^{N_c} c_k. \tag{6}$$

Направление коллективного сдвига противоположно лэмбовскому сдвигу, который выписан в других работах [4, 22] и здесь просто включается в частоту Ω_c.

Второй эффект — зависимость коллективной релаксации от числа частиц в осцилляторе, отличная от полученной в работах [18–20]. Если ввести коллективные операторы рождения и уничтожения возбуждения в ансамбле осцилляторов,

$$C^\dagger = \sum_{j=1}^{N_c} c_j^\dagger, \quad C = \sum_{k=1}^{N_c} c_k,$$

то интенсивность излучения ансамбля осцилляторов оценим как

$$I(t) = -\hbar\Omega_c \frac{d\langle C^\dagger C\rangle}{dt}, \tag{7}$$

причем согласно (4) и (5) имеем

$$\frac{d}{dt}\langle C^\dagger C\rangle = -G\frac{1-\cos(G^2N_c/2\Omega_c^2)}{(G^2N_c/2\Omega_c^2)^2}\langle C^\dagger C\rangle. \tag{8}$$

(В уравнениях (6)–(8) величины размерные.) Дополнительный множитель, о котором говорили выше при обсуждении штарковского взаимодействия, входящий мультипликативно в константу винеровского распада, дается выражением

$$\frac{1-\cos(G^2N_c/2\Omega_c^2)}{(G^2N_c/2\Omega_c^2)^2}.$$

При значениях числа осцилляторов в ансамбле

$$N_c = 2n\pi\frac{2\Omega_c^2}{G^2}, \quad n = 1, 2, 3, 4, \ldots,$$

константа коллективной релаксации принимает значение, в точности равное нулю. Такое поведение — следствие корректного учета антивращающих слагаемых в методе алгебраической теории возмущений.

Вид импульса сверхизлучения во времени,

$$\langle C^\dagger C\rangle = \langle C^\dagger C\rangle_0 \exp\left(-G\frac{1-\cos\left(\dfrac{G^2N_c}{2\Omega_c^2}\right)}{\left(\dfrac{G^2N_c}{2\Omega_c^2}\right)^2}t\right),$$

зависит от начального состояния осцилляторов, определяемого средним $\langle C^\dagger C\rangle_0$, или способа приготовления коллективной системы. Как и в случае винеровской динамики, значение интенсивности оказывается пропорциональным квадрату числа осцилляторов N_c^2 только для случая сфазированно приготовленного начального состояния, когда $\langle C^\dagger C\rangle_0 \propto N_c^2$. Для такого состояния и средние $\langle C^\dagger\rangle_0 \propto \langle C\rangle_0 \propto N_c$. В случае приготовления системы со случайным распределением фаз осцилляторов значение среднего $\langle C^\dagger C\rangle_0 \propto N_c$, поскольку в этом случае $\langle C^\dagger\rangle_0 \propto \langle C\rangle_0 \propto \sqrt{N_c}$.

4. ВЫВОДЫ

Результаты данной работы дополняют предыдущие работы авторов [8, 10, 12, 17, 21, 22] и показывают, что и ансамбль одинаковых атомов, и ансамбль одинаковых осцилляторов испытывают сходную невинеровскую динамику, если ансамбль локализован в объеме, много меньшем длины волны, и распадается в общий термостат, а число частиц в ансамбле становится критическим (порядка сотни). При этом физическая реализация общего термостата может быть различной. В дополнение к естественным ситуациям, например, атомы в окружающем вакуумном электромагнитном поле, общий термостат возникает в случае нерезонансного взаимодействия элементов ансамбля с одной затухающей нерезонансной модой резонатора. Этот случай важен, поскольку здесь можно несколько ослабить требования к степени локализации ансамбля. Невинеровская динамика в описанном в статье смысле противоположна известным результатам — вместо увеличения скорости распада с ростом числа частиц возможно полное подавление коллективной релаксации. К тому же появляется новый коллективный релаксационный сдвиг частоты, зависящий от числа частиц в ансамбле — атомов или квантовых осцилляторов. Отличие случая атомов от случая гармонических осцилляторов заключается в разных формах импульса коллективного излучения. У атомов импульс сверхизлучения формируется с некоторой задержкой, в случае осцилляторов распад начинается без задержки сразу. Невинеровская динамика ансамбля отражает общие результаты теории открытых квантовых систем, а также существенную роль учета квантового считывающего процесса. Подчеркнем, что все известные работы по теории открытых квантовых систем, выполненные с использованием представлений о квантовых случайных процессах (кроме исследований детектирования излученных фотонов [24, 25]), не учитывали квантовый считывающий процесс [13] и использовали только представления о рождающем и уничтожающем квантовых случайных процессах. Однако роль квантового считывающего процесса и его вклад в динамику открытой системы следуют из строгих общих математических результатов, и актуальной задачей было найти физические ситуации, в которых квантовый считывающий процесс проявил бы себя. Такая ситуация возникла в задачах взаимодействия вакуумного электромагнитного поля с ансамблем одинаковых частиц. В работе [16] процессы второго порядка по константе взаимодействия с вакуумным электромагнитным полем были представлены через квантовый считывающий процесс в марковском приближении. Однако в силу второго порядка малости эти процессы были малыми. Но оказалось, что, несмотря на свою малость, считывающий процесс проявляется в ансамблях либо атомов, либо квантовых осцилляторов. Квантовый считывающий процесс в силу алгебраических свойств дифференциалов Ито оказался способным встраиваться в рождающий и уничтожающий процессы и перенормировать константу взаимодействия ансамбля с вакуумным электромагнитным полем. Физически такое встраивание можно интерпретировать как своеобразные процессы конкуренции и интерференции квантовых переходов в открытой системе с испусканием реального фотона и виртуальных процессов переизлучения. В первом случае в открытой квантовой системе менялось квантовое состояние и его энергия. Во втором случае энергия открытой системы не изменялась, так что соответствующий оператор диагонален по квантовым состояниям открытой системы. Здесь важно заметить, что в стандартном подходе к выводу кинетического уравнения, известном большинству специалистов [1], в силу ограниченности этого подхода, такие слагаемые вклада в релаксационный оператор кинетического уравнения не дают. Это отдельно подчеркнуто в [1]. Более изощренные методы анализа динамики открытых квантовых систем, например, на основе квантового стохастического предела [26], учитывают диагональные слагаемые, однако пока нет примеров применения данного подхода к эффективному гамильтониану. В данной работе представлен анализ нового случая, в котором проявились свойства квантового считывающего процесса. Представляется, что набор различных случаев реализации открытых квантовых систем позволит найти экспериментально реализуемую ситуацию, допускающую такую систему управления оптическими возбуждениями, которая может пригодиться для формирования контролируемой невинеровской динамики ансамбля возбужденных квантовых частиц. Последнее может оказаться востребованным в задачах квантовой информации, где рассматриваются многокубитные системы и коллективная релаксация приводит к быстрой декогеренции. Невинеровская динамика, как следует из результатов данной работы, способна подавить коллективную релаксацию и сохранить возбуждение в ансамбле одинаковых частиц. Авторы надеются, что и для задач дискретной фотоники [27, 28] эффекты сохранения возбуждения могут оказаться интересными при рассмотрении квантовых аналогов явлений.

Финансирование. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00234а).

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Блум, *Теория матрицы плотности и ее приложения*, Мир, Москва (1983).

2. D. F. Walls, Z. Phys. **234**, 231 (1970).

3. A. Levy and R. Kozloff, Europhys. Lett. **107**, 20004 (2014).

4. А. И. Трубилко, А. М. Башаров, ЖЭТФ **156**, 407 (2019).

5. A. I. Maimistov and A. M. Basharov, *Nonlinear Optical Waves*, Kluwer Acad., Dordrecht (1999).

6. А. М. Башаров, ЖЭТФ **158**, 978 (2020).

7. A. E. Teretenkov, Infinite Dimensional Analysis, Quantum Probability and Related Topics **22**, 1930001 (2019).

8. А. И. Трубилко, А. М. Башаров, ЖЭТФ **157**, 74 (2020).

9. A. S. Trushechkin and I. V. Volovich, Europhys. Lett. **113**, 30005 (2016).

10. А. И. Трубилко, А. М. Башаров, Письма в ЖЭТФ **111**, 632 (2020).

11. C. W. Gardiner and P. Zoller, *Quantum Noise*, Springer-Verlag, Berlin (2004).

12. А. М. Башаров, А. И. Трубилко, ЖЭТФ **160**, 498 (2021).

13. А. С. Холево, в сб. Итоги науки и техн. Совр. пробл. математики. Фунд. направления, ВИНИТИ **83**, 3 (1991).

14. А. М. Башаров, Письма в ЖЭТФ **75**, 151 (2002).

15. А. М. Башаров, ЖЭТФ **140**, 431 (2011).

16. A. M. Basharov, Phys. Rev. A **84**, 013801 (2011).

17. A. M. Basharov, V. N. Gorbachev, and A. A. Rodichkina, Phys. Rev. A **74**, 042313 (2006).

18. Л. А. Вайнштейн, А. И. Клеев, ДАН **311**, 862 (1990).

19. Q. Zhang et al., Phys. Rev. Lett. **113**, 047601 (2014).

20. F. Dinc and A. M. Branczyk, Phys. Rev. Res. **1**, 032042(R) (2019).

21. А. И. Трубилко, А. М. Башаров, Письма в ЖЭТФ **110**, 505 (2019).

22. A. I. Trubilko and A. M. Basharov, Phys. Scripta **95**, 045106 (2020).

23. А. М. Башаров, ЖЭТФ **142**, 419 (2012).

24. A. Barchielli, Phys. Rev. A **34**, 1642 (1986).

25. C. W. Gardiner, A. S. Parkins, and P. Zoller, Phys. Rev. A **46**, 4363 (1992).

26. L. Accardi, Y. G. Lu, and I. Volovich, *Quantum Theory and its Stochastic Limit*, Springer-Verlag, Berlin (2002).

27. A. I. Maimistov, Nonlin. Phenomena Complex Syst. J. **19**, 358 (2016).

28. Y. Kivshar, Low Temp. Phys. **45**, 1201 (2019).