

УДК 535.14

ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ДИССИПАТИВНЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ: НЕЛИНЕЙНЫЙ ОСЦИЛЛЯТОР В СТРОГОМ КВАНТОВОМ РЕЖИМЕ

А.Р. ШАГИНЯН¹, Т.В. ГЕВОРГЯН^{2†}

¹Ереванский государственный университет, Ереван

²Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

[†]e-mail: t_gevorgyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 15 сентября 2012 г.)

Разработан пакет программ для численного исследования квантовых диссипативных систем в области фотоники и квантовой оптики на кластере, который включает пользовательский графический интерфейс. Создана библиотека C++ классов для численного моделирования временной эволюции матрицы плотности, средних значений различных операторов (среднее число фотонов, корреляционные функции различных порядков, среднеквадратичные флуктуации и т.д.), секции Пуанкаре, а также различных квазивероятностных функций распределения, включая функции Вигнера в фазовом пространстве. Как приложение, приведены результаты вычислений для нелинейного осциллятора в строгом квантовом режиме.

1. Введение

Все реальные эксперименты в квантовой физике имеют дело с открытыми системами, которые даже приближенно нельзя считать изолированными, так как они подвержены влиянию окружения. Физические свойства открытых квантовых систем существенно отличаются от свойств замкнутых, поскольку взаимодействие с окружением ведет к явлениям диссипации энергии и декогерентности. Как известно, временную эволюцию открытых систем невозможно описать с помощью уравнения Шредингера для волновой функции, однако существует ряд методов описания вышеуказанных процессов взаимодействия с окружающей средой с помощью матрицы плотности. Обычно представляет интерес эволюция только редуцированной матрицы плотности, которая получается из полной матрицы плотности системы усреднением по переменным термостата, т.е. окружения. Эта величина позволяет вычислить квантово-механические средние по формуле $\langle A \rangle = \text{Sp}(\rho \hat{A})$. Точное аналитическое решение уравнения матрицы плотности, описывающей временную эволюцию, удастся найти только для нескольких модельных задач (в частности, для проблем квантовой оптики – см. [1,2] и приведенные там ссылки). Таким образом, основным средством анализа являются численные расчеты и приближенные методы, в частности, метод

квантовых траекторий.

Настоящая работа посвящена описанию пакета программ для вычисления матрицы плотности в области фотоники и квантовой оптики на основе метода квантовых траекторий и диффузии квантового состояния (ДКС) [3-5]. Такие пакеты были приведены ранее [6-8], однако здесь приведен вариант, являющийся продолжением работы [9]. Данный пакет является расширенным вариантом пакета [9]. В пакет включены расчеты квазивероятностей, сечений Пуанкаре, Фиделити. Добавлен пользовательский графический интерфейс (ПГИ), который расширяет круг пользователей программы. Особенной чертой данной программы является возможность расширения свойств программы при помощи ПГИ. Другая часть работы посвящена конкретным приложениям для исследования нелинейного диссипативного осциллятора. Работа построена следующим образом. В разделе 2 кратко описан метод вычислений. Раздел 3 посвящен описанию пакета программ. В разделе 4 приводятся результаты конкретных вычислений.

2. Метод диффузии квантового состояния

Прямое численное интегрирование уравнения матрицы плотности для фотонных процессов практически трудно реализуемо на современных компьютерах. Уравнение можно записать в базисе осцилляторных, фоковских состояний с определенными числами фотонов $|n_i\rangle = (1/\sqrt{n_i!}) (a_i^+)^{n_i} |0\rangle$. При этом мы приходим к системе матричных уравнений, число которых есть N^2 , где N – граничное число фотонов для одномодовой задачи. Их решение даже для простых одномодовых задач требует больших компьютерных ресурсов. Существует несколько хорошо апробированных методов приближенного интегрирования, основной идеей которых является представление эволюции квантовой открытой системы в виде разложения по ансамблю так называемых квантовых траекторий [3-5]. В методе ДКС каждая траектория описывается стохастическим вектором состояния, удовлетворяющим уравнению

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle = & -\frac{i}{\hbar} H |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle - \frac{1}{2} \sum_j (L_j^+ L_j - 2\langle L_j^+ \rangle L_j + \langle L_j^+ \rangle \langle L_j \rangle) |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle + \\ & + \frac{1}{2} \sum_j (L_j - \langle L_j \rangle) |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle \xi_j^{(n)}(t). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь n – номер стохастической траектории, L_j – оператор Линдблада, который описывает диссипативную часть. Каждому оператору Линдблада соответствует независимый шумовой член $\xi_j^{(n)}(t)$, который является вигнеровским процессом с нулевым средним значением $\langle \xi_j^{(n)} \rangle = 0$. Каждая траектория определяется как гамильтонианом H , так и набором большого числа стохастических переменных. Они определяются следующими корреляционными функциями:

$$\langle \xi_j^{(n)}(t) \xi_{j'}^{(n)}(t') \rangle = \delta_{n,n'} \delta_{j,j'} \delta(t-t'). \quad (2)$$

Средние величины $\langle L_j \rangle$ в уравнении (4) взяты по квантовому состоянию $\Psi_{\xi^{(n)}}(t)$, $\langle L_j \rangle = \langle \Psi_{\xi^{(n)}}(t) | L_j | \Psi_{\xi^{(n)}}(t) \rangle$. Через $\xi^{(n)}$ введено обозначение для совокупности шумовых членов $\xi_j^{(n)}$ n -ной траектории. При численном вычислении траектории генерируются с помощью генератора случайных чисел, который позволяет моделировать для каждой квантовой траектории независимый и некоррелированный с остальными траекториями набор шумовых множителей $\xi_j^{(n)}(t)$. После того как вычислено достаточно большое количество N траекторий, т.е. состояний $|\Psi_{\xi}(t)\rangle$, матрица плотности системы восстанавливается усреднением по траекториям:

$$\rho(t) = M(|\Psi_{\xi}(t)\rangle \langle \Psi_{\xi}(t)|) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum |\Psi_{\xi^{(n)}}(t)\rangle \langle \Psi_{\xi^{(n)}}(t)|. \quad (3)$$

При таком подходе среднее значение произвольного оператора $\langle A \rangle$ представляется как квантово-механическое среднее по состоянию $|\Psi_{\xi}(t)\rangle$, усредненное по ансамблю траекторий:

$$\langle A \rangle = \text{Tr}(\rho A) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \langle \Psi_{\xi^{(n)}}(t) | A | \Psi_{\xi^{(n)}}(t) \rangle. \quad (4)$$

Естественно, на практике усреднение проводится по конечному числу траекторий, именно это и является приближением. Обычно приходится суммировать до 10000 траекторий, чтобы получить довольно точные результаты, однако, каждая отдельная квантовая траектория легко поддается численному интегрированию. Приложения этого метода приведены в работах [10-24] для исследования неустойчивостей Хопфа [10], стохастического резонанса [11], квантового хаоса [12-15], приготовления фоковских состояний [16,17], генерации перепутанных состояний с непрерывными переменными [18-21], трехфотонных коррелированных состояний [22-24].

3. Программный пакет, основанный на параллельных вычислениях

Программа написана на языке C++, который является объектно-ориентированным и позволяет многократное использование кода. Пакет состоит из трех модулей: пользовательского графического интерфейса (ПГИ), объект медиатора и так называемого механизма (рабочий C++ код), который состоит из четырех частей (симуляции ДКС, сечение Пуанкаре, квазираспределений и Фиделити). Ниже приводится их описание.

ПГИ и объект медиатор. ПГИ – это графическая среда, которую видит пользователь на своем мониторе (рис.1). Графический интерфейс реализован с помощью библиотеки, в которой пользователь выбирает в специальном окне нужный ему механизм (рис.1a), потом вводит численные значения параметров, описывающих выбранную систему (рис.1b,c) (в том числе гамильтониан системы, время эволюции, вычисляемые величины, имена файлов и т.д.). Связь между ПГИ и механизмами осуществляется с помощью объекта медиатора. Эти

вводимые данные сохраняются в исходном файле, который динамично сочетается с остальными совместно используемыми библиотеками для дальнейшей симуляции. Как отмечалось выше, этот пакет годен и для кластеров (с операционными системами ЮНИКС) для параллельных вычислений. Параллелизм реализован с помощью библиотеки MPI в модуле механизма. Это означает, что можно решить данную задачу параллельно на нескольких, например, 128 процессорах одновременно (ЕГУ-кластер), сократив длительность решения задачи в 128 раз. Число процессоров тоже вводится как параметр в ПГИ, вместе с другими параметрами.

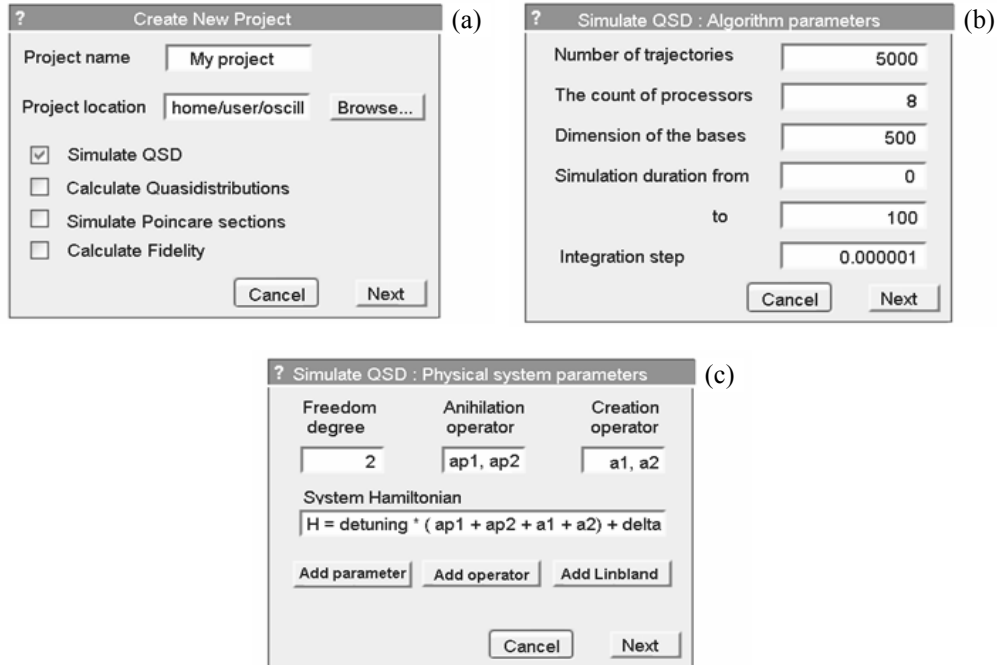


Рис.1. Диалоговые окна для создания нового пакета. (а) Создание нового проекта, (б) диалоговое окно для определения конфигурационных параметров ДКС, (с) диалоговое окно для определения конфигурационных параметров исследуемой системы.

Механизмы. Этот уровень представляет собой библиотеку шаблонных и абстрактных классов, изображающих объекты эрмитового пространства. Код написан на языке C++ и использована библиотека Boost 1.35 для компактности кода. Как отмечалось выше, пакет расширяемый, т.е. пользователь может добавить свои классы и функции. Это можно сделать как из низшего уровня, заглянув в исходный код, так и в специальном окне в ПГИ.

ДКС симуляция (Simulate QSD). В этом механизме моделирован метод ДКС, изложенный выше. Созданы классы, которые описывают гильбертово пространство, векторы состояния (фоковские, когерентные), бозонные операторы (операторы рождения и уничтожения фотонов a_i^+, a_i , шумовые операторы

Линдблада, оператор плотности системы и т.д.) и арифметика для этих операторов. После успешной компиляции программа начинает работу. Этот механизм устроен так, что пользователь может получить результаты вычисления во время работы программы: это осуществляется с помощью динамического синтаксического анализа. Поскольку алгоритм ДКС дает возможность параллельного вычисления, то фиксируя число процессоров N из ПГИ, программа разбивается на N частей и в конце, собираясь, дает единый результат. Эта часть написана таким образом, что N может быть сколь-угодно большим (насколько позволяют наши ресурсы). Метод ДКС теоретически имеет линейную зависимость от числа параллелизаций. На рис.2 приведена зависимость эффективности от числа параллелизаций.

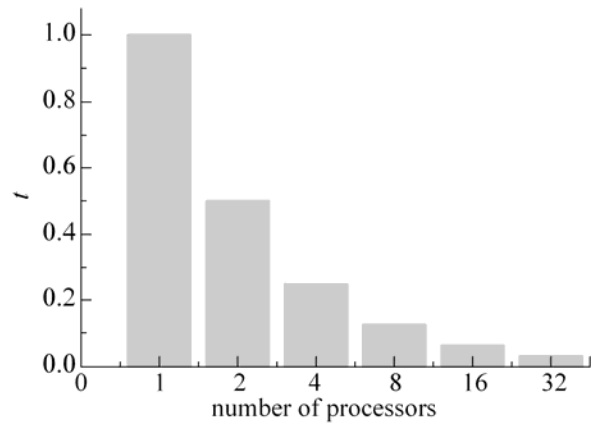


Рис.2. График показывает зависимость времени выполнения от числа параллелизаций.

Вычисление квазираспределений (Calculate Quasidistributions). Эта часть создана для вычислений квазираспределений системы в фазовом пространстве, в том числе функций Вигнера, которая для одной моды равна

$$W(x, p) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \exp\left(-\frac{i}{\hbar} p\xi\right) \left\langle x + \frac{1}{2}\xi \left| \hat{\rho} \right| x - \frac{1}{2}\xi \right\rangle, \quad (5)$$

где $x = (a + a^+)/\sqrt{2}$, $y = p = (a - a^+)/\sqrt{2}i$ – это безразмерные координата и импульс моды. Формат входного файла может быть выбран пользователем из ПГИ. Если пользователь требует вычисления больше одного квазираспределения, то их симуляция может осуществиться параллельно, на разных процессорах кластера без всякой проблемы синхронизации с потоками ввода/вывода, поскольку синтаксический анализ матрицы плотности из файла реализуется только один раз, перед запуском симуляции. Параметры, необходимые для вычисления квазираспределений – это число точек в фазовом пространстве, длина вектора состояния, начальное значение в фазовом пространстве и угол томографии.

Симуляция сечения Пуанкаре (Simulate Poincaré sections). В этой части моделирован метод вычисления сечения Пуанкаре. Для периодических во времени систем выбираем (x_0, y_0) как произвольную начальную точку в фазовом пространстве в момент времени t_0 . В этом случае мы находим постоянную фазовую картину $(X; Y)$ для последовательности точек $(X_n, Y_n) = (X(t_n), Y(t_n))$ в $t_n = t_0 + (2\pi/\delta)n$, для $n = 1, 2, \dots$, где δ является частотой системы. Это означает, что для любого $t = t_n$ система находится в одной из точек в сечении Пуанкаре. Реальные и мнимые части оператора рождения рассматриваются как оси в фазовом пространстве. Симуляция сечения Пуанкаре была использована в [12,15,16], для исследования хаотического режима ангармонического осциллятора.

Вычисление Фиделити (Calculate Fidelity). Фиделити определяется по формуле $F = \langle \psi | \rho | \psi \rangle$. Фиделити определяет насколько близка волновая функция и матрица плотности, то есть насколько волновая функция содержится в матрице плотности. Фиделити является одним из величин, который широко используется в инженерии квантовых состояний.

Эта часть также объектно-ориентирована и представляет собой библиотеку классов для чистых состояний, которые могут быть расширены пользователем. Для расширения библиотеки пользователь должен унаследовать от `states::state` класса и перегрузить `generate_norm()` и `generate_state_in_fock_basis()` виртуальные функции. Единственное ограничение в данном изложении это то, что состояния должны быть представлены в фоковском базисе. Входными данными являются файл, содержащий матрицу плотности, определение состояний, для которых должен быть подсчитан фиделити. Для входного файла пользователь может определить собственный формат. Симуляция Фиделити была использована в работе [17] для исследования фоковских и суперпозиционных состояний в ангармоническом осцилляторе под управлением гауссовых импульсов.

4. Нелинейный диссипативный осциллятор в строгом квантовом режиме

Во второй части работы приводится приложение пакета для исследования нелинейного диссипативного осциллятора (НДО) в строгом квантовом режиме. В последнее время такие системы представляют большой интерес для применений в квантовых технологиях, в частности, для инженерии квантовых состояний и квантовой логики [1,2]. С другой стороны, уже разработан метод для приготовления нано-механических осцилляторов и осцилляторов на основе джозефсоновского перехода в области низких температур, в строгом квантовом режиме. Наиболее простой такой системой является одномодовый ангармонический осциллятор под действием монохроматического возмущения. Гамильтониан взаимодействия для НДО в приближении вращающейся волны имеет следующий вид:

$$H = \hbar \Delta a^\dagger a + \hbar \chi (a^\dagger a)^2 + (\Omega a^\dagger + \Omega^* a), \quad (6)$$

где параметр Ω пропорционален амплитуде внешней силы, a^+ и a являются операторами рождения и уничтожения моды осциллятора, χ – параметр нелинейности и $\Delta = \omega_0 - \omega_L$ есть расстройка между собственной частотой осциллятора и частотой возмущающей силы. Эффекты диссипации и декогерентности учитываются с помощью взаимодействия осциллятора с резервуаром, в результате матрица плотности моды осциллятора дается выражениями (1)-(3).

Квантовая теория нелинейного диссипативного осциллятора приведена в работах [27,28] в установившемся режиме, для больших временных интервалов, на основе стационарного потенциального решения уравнения Фоккера–Планка [1,2]. Правильность такого решения до сих пор не проанализирована для строго квантового режима, который имеет место, если отношение нелинейного параметра к коэффициенту диссипации χ/γ не мало и число возбужденных состояний осциллятора мало.

В настоящей работе рассматривается временная эволюция НДО в строгом квантовом режиме. Исследуются распределения вероятностей низших осцилляторных состояний, которые проявляют временные Раби-осцилляции, а также функции Вигнера моды осциллятора. В случае сильных нелинейностей эквидистантность осцилляторных уровней энергии нарушается, т.к. энергетические уровни, соответствующие фоковским состояниям $|n\rangle$, равны $E_n = E_0 + \hbar\omega_0 n + \hbar\chi n^2$ с $n = 0, 1, 2, \dots$. Таким образом, появляется возможность селективно заселять низшие фоковские состояния [7]. В частности, выбирая расстройку $\delta = (1/\hbar)(E_1 - E_0) - \omega = \Delta + \chi$ и параметр Ω/γ , можно эффективно заселить состояние $|1\rangle$ в переходе $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$. Полученные в этом режиме результаты приведены ниже на рис.3 и 4.

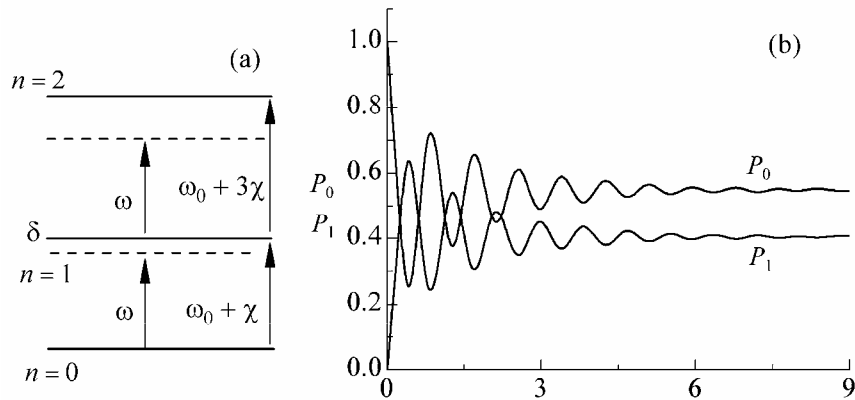


Рис.3. (а) Энергетические уровни ангармонического осциллятора и (б) осцилляции Раби для популяций состояний $|0\rangle$ и $|1\rangle$ при наличии декогерентности, которая подавляет биение. Приведенные результаты соответствуют параметрам $\Delta/\gamma = -11$, $\chi/\gamma = 15$, $\Omega/\gamma = 7$.

На рис.3а приведена схема низших энергетических уровней ангармони-

ческого осциллятора и на рис.3б – временная эволюция населенностей состояний $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Как можно заметить, временную эволюцию населенностей проявляют временные Раби-осцилляции с затуханием вследствие диссипации, аналогичные Раби-осцилляциям двухуровневого атома в резонансном поле.

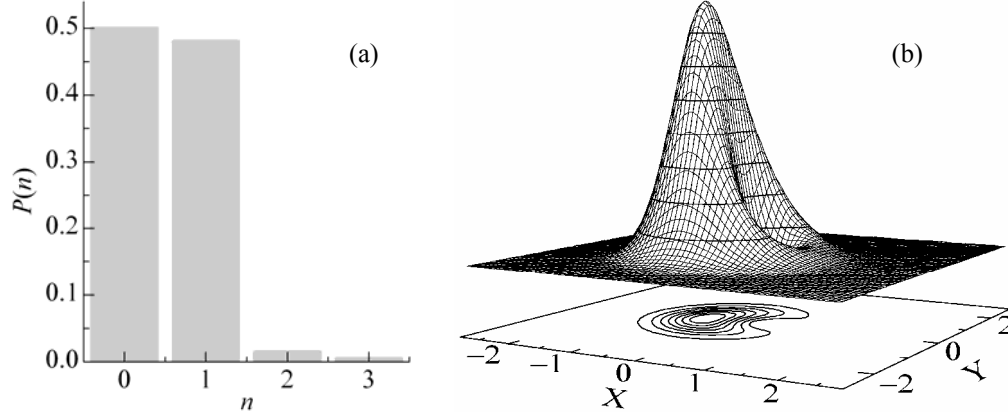


Рис.4. (a) Распределение числа заполнения и (b) функция Вигнера ангармонического осциллятора под воздействием монохроматической силы. Параметры соответствуют параметрам из рис.3.

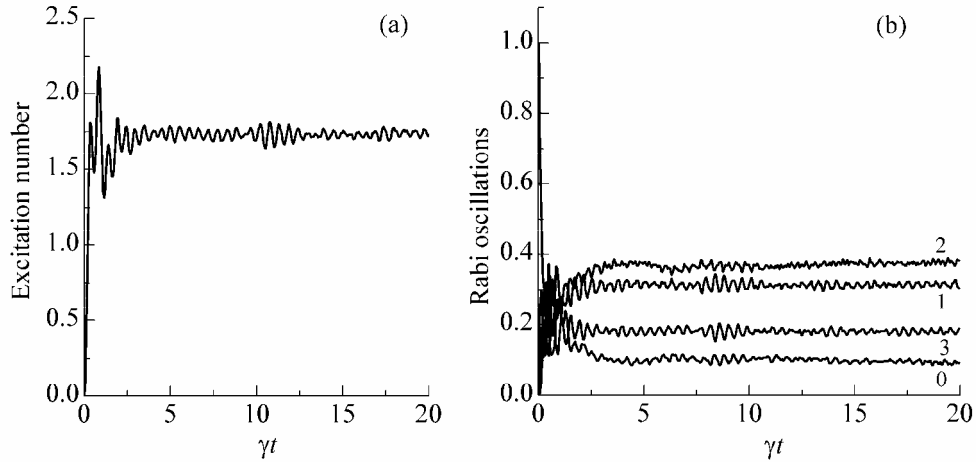


Рис.5. Число заполнения осциллятора (a) и осцилляции Раби (b) при параметрах $\Delta/\gamma = -15$, $\chi/\gamma = 5$, $\Omega/\gamma = 6$.

Как было сказано выше, параметр χ/γ определяет, насколько разрешены уровни ангармонического осциллятора. Это показано на рис.5 и 6, причем рис.6 соответствует более высокому значению χ/γ , чем рис.5. Как видно из рис.6, возбуждаются уровни $|0\rangle$ и $|1\rangle$, а при $\chi/\gamma = 5$ возбуждаются уровни $|0\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$ и $|3\rangle$. Последний прогресс в охлаждении нано-механических осцилляторов до их основных состояний [29,30] позволяет использовать их в квантовых режимах. Модели нано-механического осциллятора и джозефсоновский контакт

представляют большой интерес, так как для этих систем достигнута высокая степень ангармоничности χ/γ , которая является характеристическим параметром для достижения квантовых эффектов.

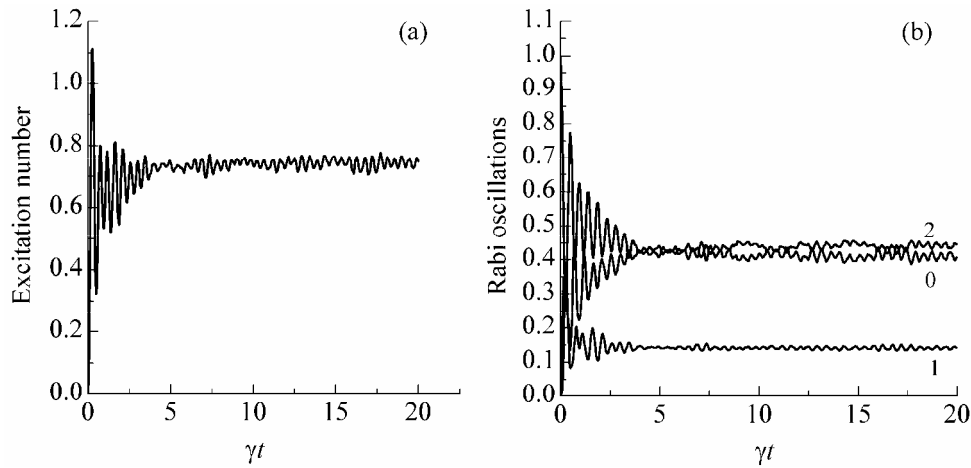


Рис.6. Число заполнения осциллятора (a) и осцилляции Раби (b) при параметрах $\Delta/\gamma = -15$, $\chi/\gamma = 10$, $\Omega/\gamma = 6$.

Авторы благодарны разработчикам библиотек MPI, Qt, Boost за создание высокоэффективных и высококачественных библиотек с открытым доступом. Мы также выражаем благодарность профессору Г.Ю. Крючкяну за многочисленные обсуждения интуитивного пользовательского интерфейса.

ЛИТЕРАТУРА

1. **G.Yu.Kryuchkyan, K.V.Kheruntsyan.** Opt. Comm., **120**, 132 (1996).
2. **K.V.Kheruntsyan, D.S.Krahmer, G.Yu.Kryuchkyan, K.G.Petrosian.** Opt. Comm., **139**, 157 (1997).
3. **N.Gisin, I.C.Percival.** J. Phys. A, **25**, 5677 (1992); **I.C.Percival**, Quantum State Diffusion. Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
4. **H.J.Carmichael.** An Open Systems Approach to Quantum Optics. Springer, Berlin, 1993.
5. **J.Dalibard, Y.Castin, K.Mølmer.** Phys. Rev. Lett., **68**, 580 (1992).
6. **R.Schack, T.A.Brunn.** Comp. Phys. Commun., **102**, 210 (1997).
7. **S.M.Tan.** J. Opt., **B1**, 424 (1999).
8. **A.Vukics, H.Ritsch.** Eur. Phys. J. D, **44**, 585 (2007).
9. **H.H.Adamyan, N.H.Adamyan, N.T.Gevorgyan, T.V.Gevorgyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Part. Nuclei Lett., **5**, 161 (2008).
10. **S.T.Gevorkyan, G.Yu.Kryuchkyan, N.T.Muradyan.** Phys. Rev. A, **61**, 043805 (2000).
11. **H.H.Adamyan, S.B.Manvelyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **63**, 022102 (2001).
12. **H.H.Adamyan, S.B.Manvelyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. E, **64**, 046219 (2001).
13. **G.Yu.Kryuchkyan, S.B.Manvelyan.** Phys. Rev. Lett., **88**, 094101 (2002).
14. **G.Yu.Kryuchkyan, S.B.Manvelyan.** Phys. Rev. A, **68**, 013823 (2003).
15. **T.V.Gevorgyan, S.B.Manvelyan, A.R.Shahinyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Dissipative Chaos in Quantum Distributions, in Modern Optics and Photonics: Atoms and Structured Media. G.Kryuchkyan, G.Gurzadyan, A.Papoyan, eds., World Scientific, 2010, pp.60-77.
16. **T.V.Gevorgyan, A.R.Shahinyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **79**, 053828 (2009).

17. **T.V.Gevorgyan, A.R.Shahinyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **85**, 053802 (2012).
18. **H.H.Adamyan, N.H.Adamyan, S.B.Manvelyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **73**, 033810 (2006).
19. **G.Yu.Kryuchkyan, L.A.Manukyan.** Phys. Rev. A, **69**, 013813 (2004).
20. **H.H.Adamyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **74**, 023810 (2006).
21. **N.H.Adamyan, H.H.Adamyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **77**, 023820 (2008).
22. **G.Yu.Kryuchkyan, N.T.Muradyan.** Phys. Lett. A, **286**, 113 (2001).
23. **G.Yu.Kryuchkyan, L.A.Manukyan, N.T.Muradyan.** Optics Communication, **190**, 245 (2001).
24. **D.A.Antonosyan, T.V.Gevorgyan, G.Yu.Kryuchkyan.** Phys. Rev. A, **83**, 043807 (2011).
25. **S.Haroche, J.M.Raimond.** Exploring the Quantum-Atoms, Cavities and Photons. Oxford Univ. Press, Oxford, UK, 2006.
26. **J.Q.You, F.Nori.** Nature **474**, 585 (2011); **Iu.Buluta, S.Ashhab, F.Nori,** Rep. Prog. Phys., **74**, 104401 (2011).
27. **P.D.Drummond, D.F.Walls.** J. Phys. A: Math. Gen., **13**, 725 (1980).
28. **K.V.Kherunstyanyan.** J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt., **1**, 225 (1999).
29. **H.G.Craighead.** Science, **290**, 1532 (2000).
30. **K.L.Ekinci, M.L.Roukes.** Rev. Sci. Instrum., **76**, 061101 (2005).

ԴԻՍԻՊԱՏԻՎ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ԶՈՒԳԱՀԵՌ ՀԱՇՎԱՐԿՆԵՐ.
ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՏՍՏԱՆԱԿԸ ԽԻՍՏ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՌԵԺԻՄՈՒՄ

Ա.Ռ. ՇԱՀԻՆՅԱՆ, Տ.Վ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Մշակված է գրաֆիկական ինտերֆեյսով ծրագրային մի փաթեթ կլաստերի վրա՝ ֆոտոնիկայի և քվանտային օպտիկայի ոլորտներում քվանտային դիսիպատիվ համակարգերի թվային ուսումնասիրության համար: Ստեղծված է մի C++-ական գրադարան խտության մատրիցի ժամանակային եվոլյուցիայի թվային մոդելավորման, տարբեր օպերատորների՝ ֆոտոնների միջին թվի, տարբեր աստիճանի կորելացիոն ֆունկցիաների, միջին քառակուսային ֆլուկտուացիաների և այլն) միջին արժեքների, Պուանկարեի կտրվածքի ինչպես նաև տարբեր քվադրիպանակային բաշխման ֆունկցիաների՝ Վիգների ֆունկցիան փուլային տարացությունում, դասի համար թվային հաշվարկների համար: Որպես կիրառություն բերված են արդյունքներ ոչ գծային տատանակի համար խիստ քվանտային ռեժիմում:

PARALLEL COMPUTATION OF DISSIPATIVE QUANTUM SYSTEMS:
A NONLINEAR OSCILLATOR IN A STRICT QUANTUM REGIME

A.R. SHAHINYAN, T.V. GEVORGYAN

A software package for the numerical study of quantum dissipative systems in the field of photonics and quantum optics is developed in a cluster that includes the graphical user interface. In this direction a library of C++ classes for numerical simulation of the time evolution of the density matrix, the mean values of different operators (the mean number of photons, the correlation functions of various orders, quadratic mean fluctuations, etc.), the Poincare section, and various quasi-probability distribution functions including the Wigner function in phase space is created. As an application, the results of calculations for a nonlinear oscillator in a strict quantum regime are obtained.