01,02

Импульсное возбуждение в двухкубитных системах

© Я.С. Гринберг, А.А. Штыгашев

Новосибирский государственный технический университет,
Новосибирск, Россия

E-mail: yakovgreenberg@yahoo.com

Исследована временна́я динамика поглощения однофотонного импульса двумя кубитами, взаимодействующими с микроволновым полем одномерного волновода. Разработана теория, которая позволяет в качестве начального условия использовать любые формы входного однофотонного волнового пакета, а также исследовать динамику возбуждения каждого кубита. Численный расчет проведен для пакета гауссовой формы при разных параметрах частотной расстройки и длительности входного импульса. Исследована динамика возбуждения как идентичных, так и неидентичных кубитов. Показано, в частности, что для идентичных кубитов возможно формирование симметричных и антисимметричных запутанных состояний.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 16-19-10069.

DOI: 10.21883/FTT.2018.11.46641.02NN

1. Введение

Большинство протоколов записи и считывания информации в кубитных системах основано на последовательности возбуждающих и считывающих импульсов. В ряде работ исследовалась вероятность возбуждения однофотонным импульсом одного кубита [1–6]. В этих работах показано, что максимальная вероятность возбуждения кубита зависит от фотонного состояния (когерентного или фоковского) а также от формы импульса [1]. Идеальное инвертирование кубита с вероятностью 100%, отвечающее полному поглощению падающего импульса в некоторый момент времени, достигается только с помощью импульса специальной формы [2,3].

Фотонный импульс можно разбить на четную и нечетную компоненту. С кубитом взаимодействует только четная компонента [3], поэтому, если фотон падает с одного направления, то кубит может поглотить только 50% энергии импульса. При этом максимальная вероятность возбуждения кубита не может быть больше 50%.

Численные расчеты показывают, что вероятность возбуждения кубита в одномерном открытом волноводе однофотонным гауссовым импульсом спектральная ширина которого порядка скорости спонтанного излучения не превышает 40% [4].

В работах [7–9] рассматривалось импульсное возбуждение двухатомных [7,8] и многоатомных [9] двухуровневых систем, состоящих из одинаковых атомов с одной и той же частотой возбуждения. В отличие от реальных атомов искусственные атомы, к которым, в частности, относятся твердотельные кубиты, могут иметь технологический разброс по своим параметрам и, кроме того, они могут быть целенаправленно изготовлены неидентичными для конкретных применений. Поэтому, в настоящей работе в отличие от работ [7–9], исследован также процесс импульсного возбуждения двух кубитов, неидентичность которых с самого начала заложена в исходные динамические уравнения. Основное внимание мы уделили динамическому поведению вероятности возбуждения каждого из кубитов.

В рамках марковского приближения обнаружены некоторые новые особенности динамического поведения амплитуд вероятности при возбуждении идентичных кубитов. В частности, при импульсном возбуждении двух кубитов возможно формирование симметричных и антисимметричных запутанных состояний. Обнаружено также, что фазы амплитуд возбуждения кубитов, каждый из которых находится в резонансе с центральной частотой волнового пакета не зависит от времени. Это свойство сохраняется при произвольном расстоянии между кубитами.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 приводится краткий вывод основных динамических уравнений, описывающих динамическое поведение амплитуд возбуждений каждого из кубитов. В первой части раздела 3 исследуется процесс возбуждения двух идентичных кубитов. Во второй части раздела 3 рассматриваются особенности возбуждения неидентичных кубитов.

2. Постановка задачи

Гамильтониан системы включает три элемента (здесь и далее $\hbar = 1$), описывающих, соответственно, два кубита $\left(0.5\Omega_1\sigma_z^{(1)} + 0.5\Omega_2\sigma_z^{(2)}\right)$, гамильтониан электромагнитного поля в волноводе $\left(\sum_k \omega_k a_k^{(+)} a_k\right)$ и взаимодействие кубитов с электромагнитным полем волновода.

$$H_{\text{int}} \sum_k \left(g_k^{(1)} e^{-ikx_1}\sigma^{(1)} + g_k^{(2)} e^{-ikx_2}\sigma^{(2)}\right) a_k^+ + \text{c.c.} \qquad (1)$$

Кубиты фиксированы в точках x_1, x_2 на расстоянии d друг от друга $(x_1 = -d/2,\ x_2 = +d/2)$. Величины $g_k^{(i)}$ представляют собой константы взаимодействия i-го кубита с фотонным полем резонатора. Волновую функцию системы запишем в однофотонном приближении в виде суперпозиции трех состояний $|e_1g_20\rangle$, $|g_1e_20\rangle$, $|g_1g_2k\rangle$, где в первых двух один из кубитов находится в возбужденном состоянии $|e\rangle$, а другой в основном состоянии $|g\rangle$, и при этом фотон в волноводе отсутствует. В третьем состоянии $|g_1g_2k\rangle$ оба кубита находятся в основном состоянии и в волноводе имеется один фотон.

$$|\Psi\rangle = \beta_1(t)e^{-i\Omega_1 t}|e_1g_20\rangle + \beta_2(t)e^{-i\Omega_2 t}|g_1e_20\rangle + \sum_k \gamma_k(t)e^{-i\omega_k t}|g_1g_2k\rangle, \quad (2)$$

Амплитуды возбуждения кубитов β_1 и β_2 и фотонного импульса γ_k определяются из уравнения Шредингера $id|\Psi\rangle/dt = H|\Psi\rangle$

$$\frac{d\beta_j}{dt} = -i\sum_k g_k^{(j)}\gamma_k(t)e^{ikx_j}e^{-i(\omega_k-\Omega_j)t}, \quad (j = 1, 3), \quad (3)$$

$$\frac{d\gamma_k}{dt} = -ig_k^{(1)^*}\beta_1(t)e^{-ikx_1}e^{i(\omega_k-\Omega_1)t} - ig_k^{2^*}\beta_2(t)e^{-ikx_2}e^{i(\omega_k-\Omega_2)t}. \quad (4)$$

Суммирование по k в (3) идет по всем непрерывным значениям k, положительным и отрицательным, с учетом того что частота ω_k связана только с абсолютным значением k: $\omega_k = v_g|k|$. В дальнейшем при выводе уравнений (6) переход от суммирования к интегрированию осуществляется согласно следующему выражению:

$$\sum_k \Longrightarrow 2\frac{L}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dk = 2\frac{L}{2\pi}2\int_0^{\infty} d|k| = 2\frac{L}{\pi v_g}\int_0^{\infty} d\omega_k,$$

где множитель 2 в первом члене справа учитывает две независимые поляризации фотона, а $L/2\pi$ — плотность состояний фотонных мод в одномерном открытом волноводе.

Формальное решение уравнения (4) есть

$$\gamma_k(t) = \gamma_k(0) - ig_k^{(1)^*}e^{-ikx_1}\int_0^t \beta_1(t')e^{i(\omega_k-\Omega_1)t'}dt' - ig_k^{(2)^*}e^{-ikx_2}\int_0^t \beta_2(t')e^{i(\omega_k-\Omega_2)t'}dt', \quad (5)$$

где величина $\gamma_k(0)$ в (5) представляет собой волновой пакет в k-пространстве в начальный момент времени.

Подставив это решение в уравнение (3), получим в приближении Вайскопфа–Вигнера [10], уравнения для амплитуд вероятности β_1, β_2

$$\frac{d\beta_m}{dt} = -i\sqrt{\frac{\Gamma_m v_g}{4\pi}}\left(\frac{\omega_s}{\Omega_m}\right)^{1/2}\int_{-\infty}^{\infty}\gamma_k(0)e^{ikx_m}e^{-i(\omega_k-\Omega_m)t}dk - \frac{\Gamma_m}{2}\beta_m(t) - \frac{\sqrt{\Gamma_m\Gamma_n}}{2}\left(\frac{\Omega_n}{\Omega_m}\right)^{1/2}e^{ik_n(x_m-x_n)}e^{i(\Omega_m-\Omega_n)t}\beta_n(t), \quad (6)$$

где $m, n = 1, 2$ и в каждом уравнении $m \neq n$, $k_m = \Omega_m/v_g$, v_g — групповая скорость микроволнового фотона в волноводе, которую в последующих расчетах мы приняли равной скорости света в пустом пространстве.

Величины Γ_m, представляют собой скорости спонтанного излучения соответствующего кубита, которые в приближении Вайскопфа–Вигнера выражаются через параметры взаимодействия $g_k^{(i)}$: $\Gamma_t = 4L|g_\Omega^{(i)}|^2/v_g$, где

$$|g_\Omega^{(i)}|^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{D^2\Omega_i}{2\hbar\varepsilon_0 V}\right). \quad (7)$$

В выражении (7) D — это дипольный момент кубита, V — эффективный объем взаимодействия кубита с электромагнитным полем в волноводе. Заметим, что величины Γ_i и $g_k^{(i)}$ рассчитать теоретически довольно сложно. Поэтому ниже в качестве величин Γ_i мы будем брать их экспериментальные значения, характерные для сверхпроводникового потокового кубита.

В качестве исходного волнового пакета в k-пространстве мы взяли гауссов пакет

$$\gamma_k^{(0)} = \left(\frac{2}{\pi\Delta^2}\right)^{1/4}\exp\left(i(k-k_s)x_0 - \frac{(k-k_s)^2}{\Delta^2}\right), \quad (8)$$

где Δ — спектральная ширина пакета в k-пространстве, связанная с пространственной шириной пакета: $\sigma = \sqrt{2}/\Delta$, $-x_0$ — положение максимума огибающей на оси x в начальный момент времени, $k_s = \omega_s/v_g$, где ω_s — частота центра фотонного импульса.

Волновой пакет (8) нормирован на единицу: $\int_{-\infty}^{\infty}|\gamma_k(0)|^2dk = 1$. В координатном пространстве распределению (8) до рассеяния соответствует волновой пакет с гауссовой огибающей, распространяющийся слева направо:

$$u(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\gamma_k^{(0)}e^{-ik(x-v_gt)}dk = \left(\frac{\Delta^2}{2\pi}\right)^{1/4}e^{-\Delta^2(x+x_0-v_gt)^2/4}e^{-ik_s(x-v_gt)}. \quad (9)$$

3. Временна́я динамика амплитуд возбуждения кубитов

3.1. Идентичные кубиты

Ниже приведены результаты численного расчета временно́й динамики амплитуд возбуждения кубитов $\beta_1(t)$ и $\beta_2(t)$, описываемых уравнениями (6) для идентичных кубитов ($\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$, $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$). Исходные параметры пакета (8): $\Delta = 0.033\,\mathrm{m}^{-1}$, что соответствует $\sigma \cong 46\,\mathrm{m}$ и спектральной ширине пакета $\Delta\omega/2\pi = \Delta v_g = 1.6\,\mathrm{MHz}$; $x_0 = 300\,\mathrm{m}$. В качестве численных значений параметров кубитов были взяты значения, характерные для сверхпроводникового потокового кубита [11,12]: $\Omega/2\pi = 5\,\mathrm{GHz}$ ($\lambda = 2\pi v_g/\Omega = 6\,\mathrm{cm}$),

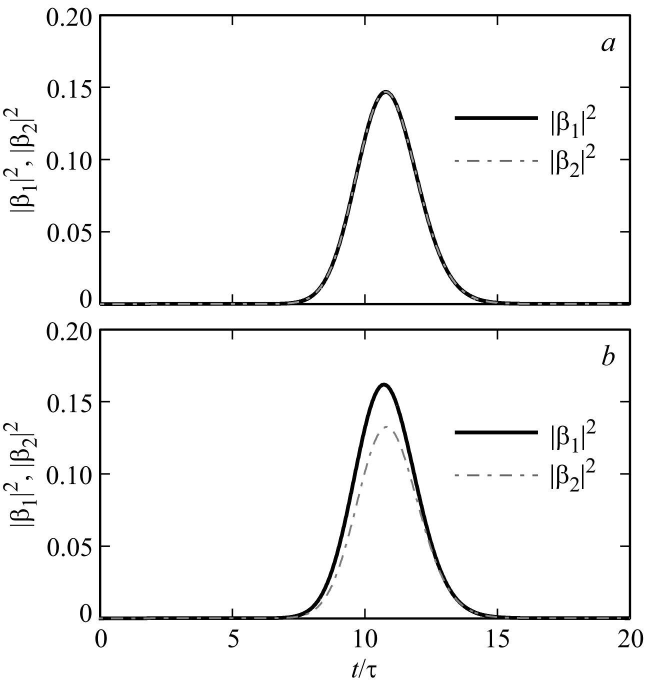

Рис. 1. Зависимость от времени вероятности возбуждения двух идентичных кубитов однофотонным импульсом. $\Omega/2\pi = \omega_s/2\pi = 5\,\text{GHz}$, $\Gamma/2\pi = 1.6\,\text{MHz}$. a — $kd = 0.033\pi$, $d = 1\,\text{mm}$; b — $kd = 100\pi$, $d = 3\,\text{m}$.

$\Gamma/2\pi = 1.6\,\text{MHz}$ при различных значениях величины $kd = (\Omega/v_g)d$, где d — расстояние между кубитами. На всех прилагаемых ниже рисунках временно́й масштаб $\tau = 10^{-7}\,\text{s}$.

На рис. 1 показана временна́я динамика вероятности возбуждения двух идентичных кубитов $|\beta_1(t)|^2$, $|\beta_2(t)|^2$, находящихся в резонансе с частотой налетающего фотона $\Omega = \omega_s$ при разных расстояниях d между кубитами. Если расстояние между кубитами d много меньше длины волны λ, соответствующей частоте центра пакета ω_s, то вероятности возбуждения двух кубитов практически одинаковы (рис. 1, a). В случае, когда расстояние между кубитами $d \gg \lambda$ вероятность возбуждения первого кубита (фотон падает слева) несколько больше (рис. 1, b) и опережает по времени процесс возбуждения второго кубита.

Известно, что при фиксированной форме огибающей пакета вероятность возбуждения кубита зависит от отношения спектральной ширины пакета Δv_g к скорости спонтанного излучения Γ [1]. На рис. 2 такая зависимость показана при возбуждении двух одинаковых кубитов гауссовым импульсом. Из этого рисунка видно, что вероятность резонансного возбуждения каждого из двух идентичных кубитов гауссовым пакетом не превышает 20%. Функционально эта зависимость совпадает по форме с аналогичной кривой, полученной в [1] при возбуждении одного кубита. На начальном участке ($\Delta v_g/\Gamma < 1$), пока спектральная ширина пакета Δv_g мала, узкий острый пик гауссового распределения вблизи его центра приводит к тому, что вероятность возбуждения пропорциональна ширине пакета Δv_g. При $\Delta v_g/\Gamma \gg 1$ эффективность резонансного поглощения снижается за счет широкой полосы импульса и, соответственно, уменьшения плотности энергии импульса. Таким образом, конкуренция этих двух факторов приводит к появлению максимума при некотором промежуточном значении величины $\Delta v_g/\Gamma$. Как следует из рис. 2, максимальная амплитуда достигается при $\Delta v_g/\Gamma \approx 3$. Как мы увидим ниже, приведенное выше качественное объяснение в применении к возбуждению двух кубитов является, по-видимому, сильно упрощенным.

Импульсное возбуждение двух кубитов позволяет сформировать симметричные и антисимметричные запутанные состояния. Первые два слагаемых в выражении (2) в общем случае (при произвольных коэффициентах β_i) представляют собой запутанное состояние двух кубитов. Если расстояние между кубитами меньше или сравнимо с длиной волны, то возможно формирование запутанных симметричных и антисимметричных состояний. Из рис. 3 видно, что запутанное антисимметричное состояние $\mathrm{Re}\,\beta(t)(|g_1e_2\rangle - |e_1g_2\rangle)$ формируется при $kd = (2n+1)\pi$, $n = 0, 1, 2\ldots$ когда $\mathrm{Im}\,\beta_1 = \mathrm{Im}\,\beta_2 = 0$, $\mathrm{Re}\,\beta_1 = -\mathrm{Re}\,\beta_2$ (рис. 3, a), тогда как запутанное симметричное состояние $i\mathrm{Im}\,\beta(t)(|g_1e_2\rangle + |e_1g_2\rangle)$ формируется при $kd = 2n\pi$, $n = 0, 1, 2, \ldots$, когда $\mathrm{Im}\,\beta_1 = \mathrm{Im}\,\beta_2$, $\mathrm{Re}\,\beta_1 = \mathrm{Re}\,\beta_2 = 0$ (рис. 3, b).

Как известно, для описания степени запутанности состояний в квантовой механике вводится некая величина $C(t)$, которая применительно к нашей системе, описываемой волновой функцией (2), имеет вид [9]

$$C(t) = \max\{0, \sqrt{|\beta_1(t)||\beta_2(t)|} - \sqrt{2}|\beta_1(t)||\beta_2(t)|\}. \quad (10)$$

Следует отметить, что эта величина определяет степень запутанности двух кубитов, взаимодействующих через общее электромагнитное поле в волноводе. В этом

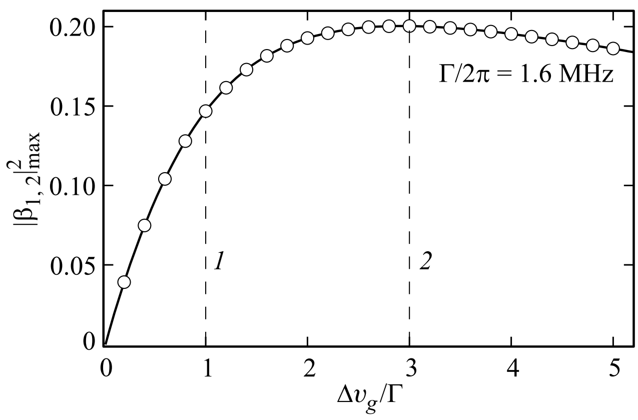

Рис. 2. Зависимость максимальных амплитуд вероятности возбуждения двух идентичных кубитов от отношения $\Delta v_g/\Gamma$. Параметры: $kd = 0.033\pi$, $d = 1\,\text{mm}$, $\Omega/2\pi = \omega_s/2\pi = 5\,\text{GHz}$, $\Gamma/2\pi = 1.6\,\text{MHz}$. Расчет проводился при фиксированной величине Γ.

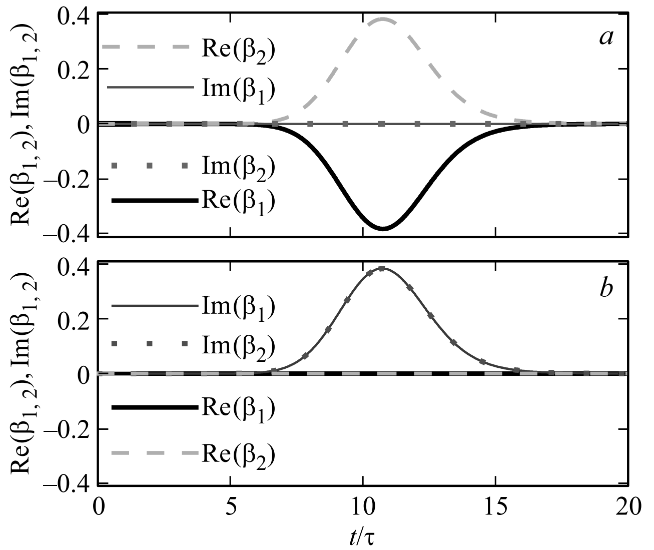

Рис. 3. Зависимость от времени вещественной и мнимой частей амплитуд вероятности резонансного возбуждения идентичных кубитов. $\Omega/2\pi = \omega_s/2\pi = 5\,\mathrm{GHz}$, $\Gamma/2\pi = 1.6\,\mathrm{MHz}$; a — $kd = \pi$, $d = 0.03\,\mathrm{m}$; b — $kd = 2\pi$, $d = 0.06\,\mathrm{m}$.

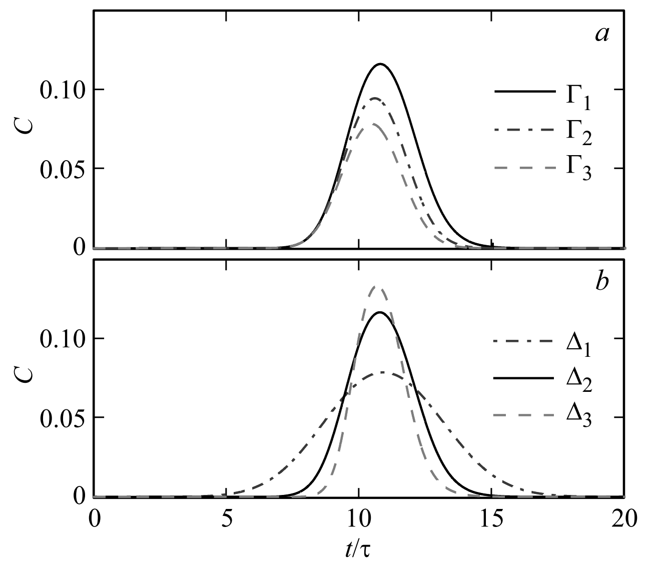

Рис. 4. Зависимость от времени степени запутанности при резонансном возбуждении двух идентичных кубитов. $\Omega/2\pi = \omega_s/2\pi = 5\,\mathrm{GHz}$, $kd = \pi$, $d = 0.03\,\mathrm{m}$. a — $\Delta = \Gamma_1/v_g$, $\Gamma_1/2\pi = 1.6\,\mathrm{MHz}$, $\Gamma_2/2\pi = 2.4\,\mathrm{MHz}$, $\Gamma_3/2\pi = 3.2\,\mathrm{MHz}$. b — $\Gamma/2\pi = 1.6\,\mathrm{MHz}$, $\Delta_1 = 0.5\Gamma/v_g$, $\Delta_2 = \Gamma/v_g$, $\Delta_3 = 1.5\Gamma/v_g$.

смысле выражение (10) существенно отличается от аналогичного выражения, описывающего степень запутанности состояний двух кубитов с прямым диполь-дипольным взаимодействием. В частности, простой анализ выражения (10) показывает, что $C(t)$ достигает максимума, равного $\sqrt{2}/8$, при $|\beta_1| = |\beta_2| = \sqrt{2}/4$, тогда как при $|\beta_1| = |\beta_2| = 1/\sqrt{2}$ величина $C(t) = 0$. На рис 4, a показана зависимость $C(t)$ для запутанного состояния, изображенного на рис. 3, a, для трех пар идентичных кубитов, при различных значениях скоростей спонтанной эмиссии для каждой пары. Наши расчеты, проведенные в широком диапазоне параметра d ($d \leq 15\lambda$), показывают, что при резонансном возбуждении двух кубитов с одинаковыми частотами зависимость $C(t)$ от времени имеет практически (и даже численно) один и тот же вид, аналогичный показанному на рис. 4, a, Из этого следует, что параметр степени запутанности $C(t)$ при импульсном возбуждении двух идентичных кубитов не несет в целом определенной информации о расстоянии между кубитами. Тем не менее, на форму линии $C(t)$ существенно влияет спектральная ширина импульса Δ (рис. 4, b). Чем меньше спектральная ширина пакета, тем больше его длительность во времени и тем дольше он взаимодействует с кубитами. При этом ширина линии $C(t)$ естественно возрастает. И наоборот, при увеличении Δ пакет во временнóй области становится уже и длительность его взаимодействия с кубитами уменьшается, что приводит к сужению линии $C(t)$.

Мы также проанализировали временнýю зависимость главных значений фаз амплитуд β_i $(i = 1, 2)$: $\alpha_i = \arctan(\mathrm{Im}\,\beta_i/\mathrm{Re}\,\beta_i)$ $(-\pi/2 < \alpha_i < \pi/2)$. Мы ожидали, что каждая из фаз α_i будет зависеть от времени, тогда как их разность будет постоянной. Оказалось, однако, что для идентичных кубитов в случае резонансного возбуждения ($\omega_s = \Omega$) фазы α_i не зависят от времени.

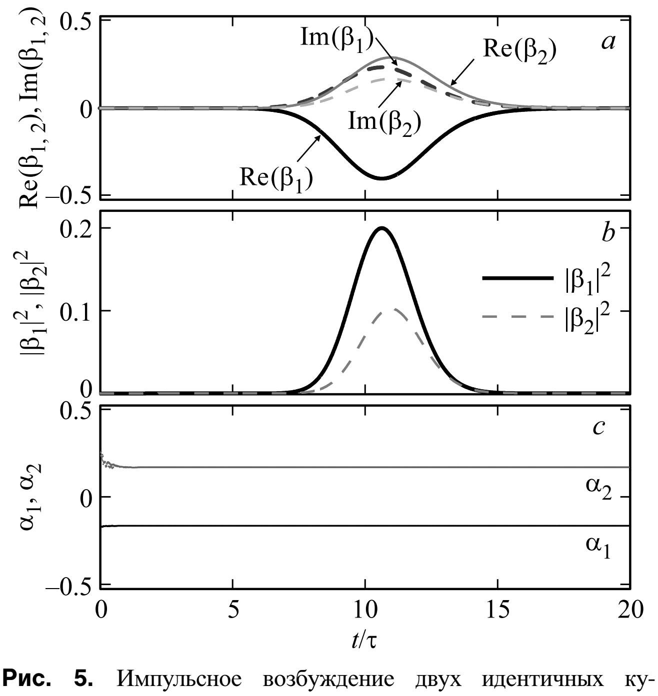

Рис. 5. Импульсное возбуждение двух идентичных кубитов. $kd/\pi = 333.333$, $d = 10\,\mathrm{m}$, $\Omega/2\pi = \omega_s/2\pi = 5\,\mathrm{GHz}$, $\Gamma/2\pi = 1.6\,\mathrm{MHz}$. a — зависимость от времени вещественной и мнимой частей амплитуд вероятности. $\mathrm{Re}\,\beta_1$ и $\mathrm{Im}\,\beta_1$ показаны жирными сплошной черной и штриховой синей линиями соответственно. $\mathrm{Re}\,\beta_2$ и $\mathrm{Im}\,\beta_2$ показаны тонкими сплошной и штриховой линиями соответственно. b — зависимость вероятности возбуждения двух кубитов от времени. c — временнáя зависимость фаз амплитуд возбуждения двух кубитов, $\alpha_2 - \alpha_1 = 0.333$.

Это свойство продемонстрировано на рис. 5, где мы намеренно взяли большое расстояние между кубитами ($d = 10$ m), так что возбуждение второго кубита заметно запаздывает (рис. 5, *b*), величины $\mathrm{Re}\,\beta_i$, $\mathrm{Im}\,\beta_i$ зависят от времени (рис. 5, *a*), а фазы α_i от времени не зависят (рис. 5, *c*). При этом разность фаз $\alpha_1 - \alpha_2$ тоже постоянна и равна по величине дробной части числа kd/π. Это свойство характерно только для резонансного возбуждения. Если же $\omega_s \neq \Omega$, то каждая из фаз α_i зависит от времени, хотя разность между ними, как и следует ожидать, остается постоянной и по-прежнему равна по величине дробной части числа kd/π.

3.2. Неидентичные кубиты

Если частоты возбуждения кубитов неодинаковы ($\Omega_1 \neq \Omega_2$), то наличие последнего слагаемого в правой части уравнения (6) приводит к осцилляторной зависимости от времени величин β_1 и β_2. При этом возбуждается в основном тот кубит, частота которого совпадает с центральной частотой пакета ω_s (рис. 6, *c*). В этом случае достигается максимальная вероятность возбуждения резонансного кубита, равная 40%, что согласуется с результатом, полученным в [4]. При этом реальная и мнимая части амплитуды резонансного кубита $\mathrm{Re}\,\beta_1$, $\mathrm{Im}\,\beta_1$ плавно зависят от времени (рис. 6, *a*), тогда как аналогичные величины для второго нерезонансного кубита осциллируют с разностной частотой $\Omega_2 - \Omega_1$ равной 5 MHz (рис. 6, *b*).

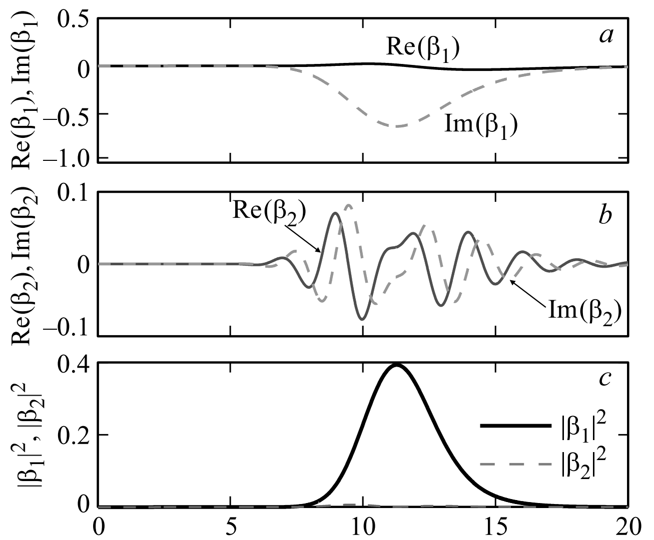

Рис. 6. Возбуждение двух неидентичных кубитов однофотонным импульсом. $kd = 0.033\pi$, $d = 1$ mm, $\Omega_1/2\pi = \omega_s/2\pi = 5$ GHz, $\Omega_2 = 1.001\Omega_1$, $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$, $\Gamma/2\pi = 1.6$ MHz. *a* — зависимость от времени вещественной и мнимой части резонансного кубита. *b* — зависимость от времени вещественной и мнимой части нерезонансного кубита. *c* — зависимость от времени вероятности возбуждения двух кубитов.

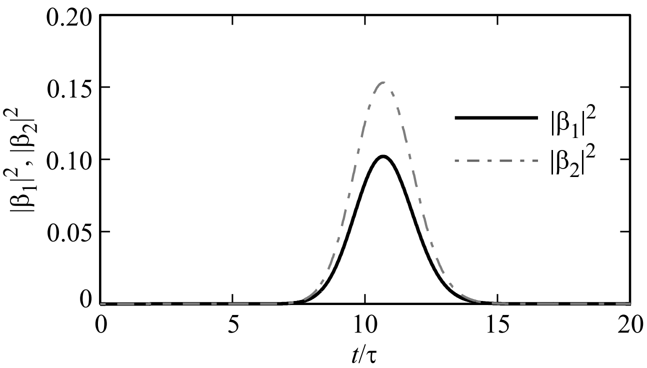

Рис. 7. Вероятность возбуждения двух неидентичных кубитов однофотонным импульсом. $kd = 0.033\pi$, $d = 1$ mm, $\Omega_1/2\pi = \omega_s/2\pi = 5$ GHz, $\Omega_2 = \Omega_1$, $\Gamma_1/2\pi = 1.6$ MHz, $\Gamma_{12} = 1.5\Gamma_1$.

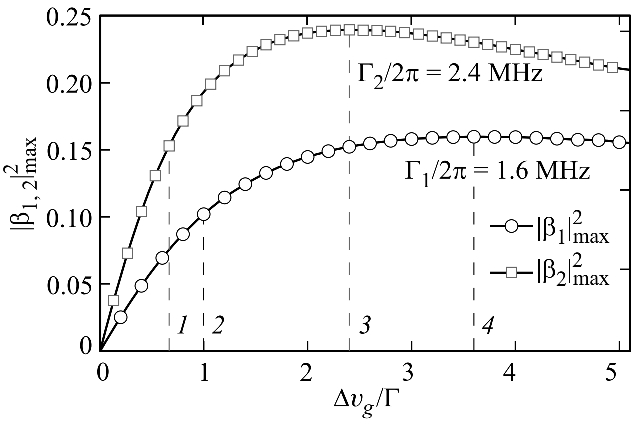

Рис. 8. Зависимость максимальных амплитуд вероятности возбуждения двух неидентичных кубитов от отношения $\Delta v_g/\Gamma$. $kd = 0.033\pi$, $d = 1$ mm, $\Omega_1/2\pi = \omega_s/2\pi = 5$ GHz, $\Omega_2 = \Omega_1$, $\Gamma_1/2\pi = 1.6$ MHz, $\Gamma_2 = 1.5\Gamma_1$. Для каждой кривой расчет проводился при фиксированной величине Γ_1 или Γ_2 соответственно.

На рис. 7 показаны амплитуды возбуждения двух кубитов с одинаковыми энергиями ($\Omega_1 = \Omega_2$), но разной скоростью спонтанного излучения ($\Gamma_1 \neq \Gamma_2$). Из этого рисунка видно, что амплитуда возбуждения больше у того кубита, у которого скорость спонтанного излучения больше. Это объясняется тем, что величина скорости спонтанного распада непосредственно связана с величиной взаимодействия кубита с электромагнитным полем (см. (7)). Чем больше $g_k^{(i)}$, тем больше Γ и, следовательно, тем сильнее кубит взаимодействует с полем, что приводит к увеличению вероятности возбуждения. Эта особенность хорошо видна на рис. 8, где показаны зависимости от $\Delta v_g/\Gamma$ максимальных амплитуд возбуждения двух кубитов с разными значениями Γ. Как видно из этого рисунка, максимальная амплитуда возбуждения кубита с бóльшим значением скорости спонтанного распада (меньшим значением отношения $\Delta v_g/\Gamma$) всегда больше аналогичной величины для кубита с меньшим значением скорости спонтанного распада (бóльшим значением отношения $\Delta v_g/\Gamma$). Причем, эта особенность не связана с тем, какой кубит возбуждается первым и слабо чувствительна к расстоянию между кубитами. На рис. 8 расстояние между кубитами много меньше длины волны, однако, наши расчеты показывают, что и при $d \gg \lambda$ эта особенность сохраняется: кубит с меньшим значением отношения $\Delta v_g/\Gamma$ имеет большую вероятность возбуждения.

4. Заключение

В работе в марковском приближении исследована динамика возбуждения двух кубитов, находящихся в одномерном волноводе, однофотонным пакетом гауссовой формы. Рассмотрено возбуждение как идентичных, так и неидентичных кубитов. Показано, что при импульсном возбуждении двух одинаковых кубитов возможно формирование симметричных и антисимметричных запутанных состояний. Обнаружено также, что в случае резонансного возбуждения идентичных кубитов фаза амплитуды возбуждения каждого из кубитов не зависит от времени. Показано также, что амплитуды возбуждения двух кубитов с одинаковыми частотами возбуждения зависят от скорости спонтанного распада каждого из кубитов: вероятность возбуждения больше у того кубита, у которого больше скорость спонтанного распада.

Авторы выражают благодарность А.Н. Султанову за полезные обсуждения.

Список литературы

[1] Y. Wang, J. Minar, L. Sheridan, V. Scarani. Phys. Rev. A **83**, 063842 (2011).
[2] M. Stobińska, G. Alber, G. Leuchs. Europhys. Lett. **86**, 14007 (2009).
[3] E. Rephaeli, J.-T. Shen, S. Fan. Phys. Rev. A **82**, 033804 (2010).
[4] Y. Chen, M. Wubs, J. Mørk, A.F. Koendrink. New J. Phys. **13**, 103010 (2011).
[5] P. Domokos, P. Horak, H. Ritsch. Phys. Rev. A **65**, 033832 (2002).
[6] S. Derouault, M.A. Bouchene. Phys. Lett. A **376**, 3491 (2012).
[7] J.-F. Huang, J.-Q. Liao, C.P. Sun. Phys. Rev. A **87**, 023822 (2013).
[8] S. Derouault, M.A. Bouchene. Phys. Rev. A **90**, 023828 (2014).
[9] Z. Liao, X. Zeng, Shi-Yao Zhu, M.S. Zubairy. Phys. Rev. A **92**, 023806 (2015).
[10] M.O. Scully, M.S. Zubairy. Quantum optics. Cambridge University Press, Cambridge, UK (1997).
[11] Б.И. Иванов, И.Л. Новиков, А.Н. Султанов, Я.С. Гринберг, А.В. Кривецкий, А.Г. Вострецов, Е.В. Ильичев. Письма в ЖЭТФ **103**, 475 (2016).
[12] И.Л. Новиков, Б.И. Иванов, А.Н. Султанов, Я.С. Гринберг, Е.В. Ильичев. ФТТ **58**, 2085 (2016).

Редактор Ю.Э. Китаев