01,02

Влияние релаксации кубита на транспортные свойства микроволновых фотонов

© А.Н. Султанов, Я.С. Гринберг

Новосибирский государственный технический университет,
Новосибирск, Россия

E-mail:: sultanov.aydar@ngs.ru

В работе с помощью метода неэрмитового гамильтониана исследовано прохождение одиночного фотона в одномерном волноводе, взаимодействующем с резонатором, содержащим произвольное число фотонов, и двухуровневый искусственный атом, с учетом релаксации последнего. Получены аналитические выражения для транспортных коэффициентов, в явном виде учитывающие параметр релаксации кубита. Форма коэффициента прохождения (отражения), когда в резонаторе находится более одного фотона, качественно отличается от однофотонного резонатора, и содержит в себе проявление эффекта фотонной блокады. Время жизни кубита зависит от числа фотонов в резонаторе.

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

DOI: 10.21883/FTT.2017.11.45041.08k

1. Введение

В настоящее время растет интерес к однофотонным процессам в твердотельных мезоскопических структурах, содержащих искусственные атомы — кубиты. В таких системах релаксация и декогеренция играют существенную роль в транспорте микроволновых фотонов. Как правило, теоретически транспортные коэффициенты с учетом затухания кубита рассчитываются с помощью введения оператора Линдблада в уравнение для матрицы плотности [1]. Таким способом в приближении слабого возбуждения можно получить аналитические выражения для коэффициента прохождения микроволнового фотона через открытый волновод, взаимодействующий с резонатором, в котором находится не более одного фотона $N = 1$ [2]. Но уже для $N = 2$ не удается найти аналитическое решение и соответствующую (формально бесконечную) цепочку уравнений Гейзенберга приходится решать численно [3]. В работе [4] с помощью метода неэрмитового гамильтониана были получены аналитические выражения для коэффициентов прохождения при произвольном числе фотонов в резонаторе, но без учета релаксации кубита. В настоящей работе релаксация кубита учитывается с помощью введения дополнительного канала распада в неэрмитовую часть гамильтониана. При этом связь системы с этим дополнительным каналом описывается как взаимодействие кубита с термостатом. При этом получаются аналитические выражения для коэффициентов прохождения, куда явным образом входит параметр релаксации кубита.

2. Постановка задачи

Исследуемая система описывается следующим полным гамильтонианом:

$$H = H_W + H_C + H_S + H^{\text{int}}_{C-W} + H^{\text{int}}_{C-S} + H^{\text{int}}_{B-S}, \qquad (1)$$

где $H_W = \sum_k \hbar\omega_k c_k^+ c_k$ описывает фотоны с частотой ω_k в волноводе. Волновод взаимодействует с фотонным резонатором (ФР), который предварительно содержит N фотонов с фундаментальной частотой ω_C: $H_C = \hbar\omega_C a^+ a$. В ФР расположен искусственный двухуровневый атом с энергией возбуждения $\hbar\Omega$, который может переходить в возбужденное состояние $|e\rangle$, поглощая фотон из резонатора, а также переходить в основное состояние $|g\rangle$, испуская фотон в резонатор или в термостат: $H_s = \hbar\Omega\sigma_z/2$. Взаимодействие резонатора и волновода описывается гамильтонианом $H^{\text{int}}_{C-W} = \hbar\xi\sum_k (c_k^+ a + c_k a^+)$, где ξ — параметр связи между резонатором и волноводом. Взаимодействие атома и резонатора описывается гамильтонианом Джейнеса–Каммингса $H^{\text{int}}_{C-S} = \hbar\lambda(a^+\sigma_- + a\sigma_+)$, где λ — параметр взаимодействия между кубитом и резонатором. Взаимодействие с термостатом, описывающим процесс передачи энергии возбужденного атома в степени свободы, не связанные с наблюдаемыми фотонами, описывается гамильтонианом $H^{\text{int}}_{B-S} = \hbar\gamma\sum_l (b_l^+ + b_l)\sigma_x$, где γ — параметр взаимодействия кубита с термостатом, и последний описывается набором осцилляторов $H_B = \sum_l \hbar\omega_l b_l^+ b_l$.

$a(^\dagger)$, $c_k(c_k^\dagger)$, $b_l(b_l^\dagger)$ представляют собой бозонные операторы уничтожения (рождения), а σ_x, σ_z — спиновые операторы Паули, $\sigma_- = |g\rangle\langle e|$, $\sigma_+ = |e\rangle\langle g|$.

Для удобства введем следующие обозначения:

$$H_{ex} = H_W + H^{\rm int}_{C-W} + H^{\rm int}_{B-S}, \tag{2}$$

$$H_{in} = H_C + H_S + H^{\rm int}_{C-S}. \tag{3}$$

Мы будем решать задачу в приближении однофотонных взаимодействий, что будет учтено выделением из Гильбертова пространства соответствующих состояний.

3. Выбор состояний

Состояние, означающее возбуждение осциллятора в термостате, обозначим как $|p_\gamma\rangle$. Тогда в рассматриваемой задаче по однофотонному транспорту можно ввести следующие векторы состояний:

$$|0_w\rangle \otimes |0_\gamma\rangle \otimes |g, N\rangle = |1\rangle,$$

$$|0_w\rangle \otimes |0_\gamma\rangle \otimes |e, N-1\rangle = |2\rangle, \tag{4.1}$$

которые описывают ситуацию, когда в волноводе отсутствует фотон, и атом находится либо в основном, либо в возбужденном состоянии. Данные состояния условно можно принять за исходные, и поскольку исходное число фотонов N выбирается произвольно, это ни на что в дальнейшем не повлияет. Теперь возможны следующие варианты эволюции этих векторов:

$$|k_w\rangle \otimes |0_\gamma\rangle \otimes |g, N-1\rangle = |a, k\rangle,$$

$$|k_w\rangle \otimes |0_\gamma\rangle \otimes |e, N-2\rangle = |b, k\rangle, \tag{4.2}$$

когда из резонатора в волновод испустился один фотон; либо возбужденный атом отдаст энергию в термостат:

$$|0_w\rangle \otimes |_\gamma\rangle \otimes |g, N-1\rangle = |c, p\rangle. \tag{4.3}$$

Мы не учитываем состояние $|k_w, p_\gamma, g, N-2\rangle$, поскольку амплитуда вероятности перехода в рамках однофотонных взаимодействий в него из состояний (4.1) равна нулю, что будет показано в разд. 5. В результате „непрерывного“ обмена фотонами резонатора с атомом возникают одетые состояния $|1, N\rangle$, $|2, N\rangle$ [суперпозиция состояний (4.1)] и $|1, N-1\rangle$, $|2, N-1\rangle$ [суперпозиция состояний (4.2)]. При этом уровень $|1, N\rangle$ лежит выше уровня $2, N\rangle$, и Раби — расщепление энергетических уровней между этими одетыми состояниями определяется уравнениями:

$$Q_R = \sqrt{(\omega_c - \Omega)^2 + 4\lambda^2 N}, \tag{5.1}$$

$$Q'_R = \sqrt{(\omega_c - \Omega)^2 + 4\lambda^2 (N-1)}, \tag{5.2}$$

где (5.1) соответствует расщеплению между состояниями $|1, N\rangle$, $|2, N\rangle$, а (5.2) — расщеплению между состояниями $|1, N-1\rangle$, $|2, N-1\rangle$.

Выражения (5) являются условием наблюдения фотонной блокады [5]. Данный эффект проявляется в том, что при малом числе фотонов, когда $\Omega_R \neq \Omega'_R$, коэффициент прохождения резко изменяется при изменении числа фотонов в резонаторе на единицу.

Суперпозиционные состояния можно представить следующим образом:

$$|m, N\rangle = \alpha_m|1\rangle + \beta_m|2\rangle, \tag{6.1}$$

$$|j, N-1, k\rangle = a_j|a, k\rangle + \beta_j|b, k\rangle, \tag{6.2}$$

где $j, m = 1,\ 2$, коэффициенты суперпозиции: $\alpha_1 = \beta_2 = = \cos\theta$, $\alpha_2 = -\beta_1 = \sin\theta$, $\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2\lambda\sqrt{N}}{\omega_C - \Omega}$; $\alpha_1 = \beta_2 = \cos\theta'$, $b_2 = -a_1 = \sin\theta'$, $\operatorname{tg} 2\theta' = \frac{2\lambda\sqrt{N-1}}{\omega_C} - \Omega$.

Суперпозиционным состояниям (6.1) соответствуют энергии $E_m = \omega_c N - \frac{1}{2}\omega_c \pm \frac{\Omega_R}{2}$, а состояниям (6.2) — $E_{\Theta 1} = \omega_c(N-1) - \frac{1}{2}\omega_c \pm \frac{\Omega'_R}{2}$.

4. Проекционные операторы и эффективный неэрмитовый гамильтониан

В рамках используемого метода неэрмитового гамильтониана выбранные состояния можно поделить на соответствующие дискретному (внутренние состояния) и непрерывному (внешние состояния) спектрам. Обозначим подпространство состояний с дискретным спектром как Q (6.1), а подпространство состояний с непрерывным спектром как P (6.2) и (4.3). Тогда проекционные операторы на данные подпространства можно представить как

$$p = \sum_k |1, N-1, k\rangle\langle 1, N-1, k| + |2, N-1, k\rangle\langle 2, N-1, k| + \sum_p |c, p\rangle\langle c, p|$$

и $q = |1, N\rangle\langle 1, N| + |2, N\rangle\langle 2, N|$.

Переход между внешними состояниями описывается оператором T[6]

$$\langle i|T|j\rangle \equiv T_{ij} = \sum_\nu \langle i|K|\nu\rangle\langle\nu| \left[1 + \frac{j}{2}K\right]^{-1} |\nu\rangle, \tag{7}$$

где индекс ν относится к внешним состояниям, а матричные элементы оператора K вычисляются как

$$\langle i|K|j\rangle \equiv K_{i,j} = \sum_m \frac{\overline{A}^i_m A^j_m}{E - E_m},$$

где $i,\ j = 1,\ 2,\ c$, амплитуды A^j_m характеризуют переход между подпространствами. Точные выражения для данных амплитуд можно записать, используя проекцию

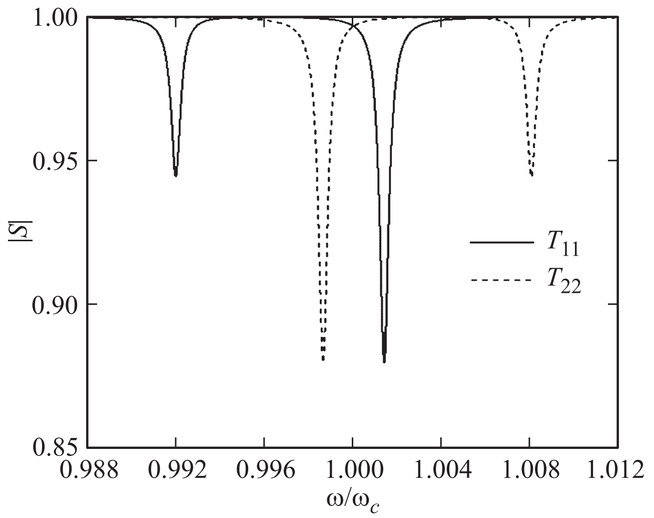

Рис. 1. Амплитудно-частотная характеристика в сильном резонансном режиме для потенциального рассеяния. Параметры системы: $\Omega = 3\,\mathrm{GHz}$, $\omega = 3\,\mathrm{GHz}$, $\Gamma = 1\,\mathrm{MHz}$, $\lambda = 10\,\mathrm{MHz}$, $\gamma_2 = 0.1\Gamma$, $N = 2$.

полного гамильтониана на ранее выбранные подпространства:

$$A_m^1 = \langle m, N|H_{QP}|1, N-1, k\rangle,$$

$$A_m^2 = \langle m, N|H_{QP}|2, N-1, k\rangle,$$

$$A_m^c = \langle m, N|H_{QP}|c, p\rangle, \tag{8}$$

где $H_{QP} = QHP$.

Коэффициент прохождения фотонов между внешними состояниями выражается через матрицу рассеяния S с помощью известной формулы $S_{i,j} = \sigma_{i,j} - jT_{i,j}$. Рассчитывая таким образом элементы матрицы рассеяния S, можно получить аналитические выражения, описывающие транспорт единичного фотона в однокубитной структуре с N фотонами в резонаторе и с учетом затухания кубита.

Приведем лишь конечные формулы и в следующем разделе проведем их краткий анализ.

$$T_{11} = \langle 1N-1|T|1N-1\rangle = \Gamma_w \frac{1}{4\Omega'_R D_1}\Big[N(\Omega'_R + \Delta)$$

$$\times (2\delta_t + \Delta + \Omega'_R) + (N-1)(\Omega'_R - \Delta)(2\delta_t - \Delta + \Omega'_R)$$

$$+ 2j\Gamma_w N(N-1)\Omega'_R + 8\lambda^2 N(N-1) + i\Gamma_q N Q'_R + i\Delta\Gamma_q N\Big], \tag{10.1}$$

$$T_{22} = \langle 2N-1|T|2N-1\rangle = \Gamma_w \frac{1}{4\Omega'_R D_2}\Big[N(\Omega'_R - \Delta)$$

$$\times (2\delta_t + \Delta - \Omega'_R) + (N-1)(\Omega'_R + \Delta)(2\delta_t - \Delta - \Omega'_R)$$

$$+ 2j\Gamma_w N(N-1)\Omega'_R - 8\lambda^2 N(N-1) + i\Gamma_q Q'_R N - i\Gamma_q \Delta N\Big], \tag{10.2}$$

$$T_{21} = \langle 2N-1|T|1N-1\rangle$$

$$= -\Gamma_w \frac{\lambda\sqrt{N-1}}{2\Omega'_R D_1}\left[2\delta_t - \Omega'_R - \Delta + iN\Gamma_q\right], \tag{10.3}$$

$$T_{12} = \langle 1N-1|T|2N-1\rangle$$

$$= -\Gamma_w \frac{\lambda\sqrt{N-1}}{2\Omega'_R D_2}\left[2\delta_t + \Omega'_R - \Delta + iN\Gamma_q\right], \tag{10.4}$$

где D_i содержат в себе комплексные резонансы системы:

$$D_1 = (\omega - \omega_{1+})(\omega - \omega_{1-}),$$

$$D_2 = (\omega - \omega_{2+})(\omega - \omega_{2-}), \tag{11}$$

$$\omega_{1\pm} = \omega_c - \frac{\Omega'_R}{2} - \frac{i}{4}\left[\Gamma_w(2N-1) + \Gamma_q\right]$$

$$\pm \frac{1}{2}\sqrt{\left[\Delta - \frac{j}{2}(\Gamma_w - \Gamma_q)\right]^2 + 4\lambda^2 N},$$

$$\omega_{2\pm} = \omega_c + \frac{\Omega'_R}{2} - \frac{i}{4}\left[\Gamma_w(2N-1) + \Gamma_q\right]$$

$$\pm \frac{1}{2}\sqrt{\left[\Delta - \frac{j}{2}(\Gamma_w - \Gamma_q)\right]^2 + 4\lambda^2 N}, \tag{12}$$

где введены расстройки $\Delta = \omega_c - \Omega$ и $\delta_t = \omega - \omega_c$, а также постоянные спонтанного излучения из резонатора в волновод $\Gamma_w = \frac{\xi^2}{v_g}L$ и релаксация кубита $\Gamma_q \approx \gamma^2$.

Формулы (10) учитывают влияние взаимодействий как на амплитуду, так и на фазу регистрируемого фотона на выходе системы. Так, при процессах, соответствующих уравнениям (10.1) и (10.2), внутренняя система и энергия налетающего фотона остается без изменений, что соответствует потенциальному рассеянию фотона. В случаях неупругого рассеяния (10.3) и (10.4) энергия фотонов изменяется на $\pm\hbar\Omega'_R$, что также напрямую следует из закона сохранения энергии (для случая, когда мы пренебрегаем потерями). Резонансные частоты (12) соответствуют квадруплету, чисто квантовому проявлению эффекта, известного как триплет Моллоу. Основное отличие состоит в расщеплении центрального пика на два условно „центральных", при этом стандартные „боковые" пики триплета сохраняются. Типичный вид описанной амплитудно-частотной характеристики для процессов потенциального рассеяния, соответствующих уравнениям (10.1) и (10.2), представлен на рис. 1

Из уравнения (11) видно, что с ростом числа фотонов увеличивается ширина резонанса, и падает его амплитуда на определенной частоте, что экспериментально наблюдалось в работе [7]. На рис. 2 представлены АЧХ для разного числа фотонов в резонаторе вблизи боковых пиков, поскольку удобно смотреть именно здесь, так как они примерно пропорциональны $\omega_c \pm \left(\frac{\Omega'_R}{2} + \frac{\Omega_R}{2}\right)$, а центральные пики $\omega_c \pm \left(\frac{\Omega'_R}{2} - \frac{\Omega_R}{2}\right)$.

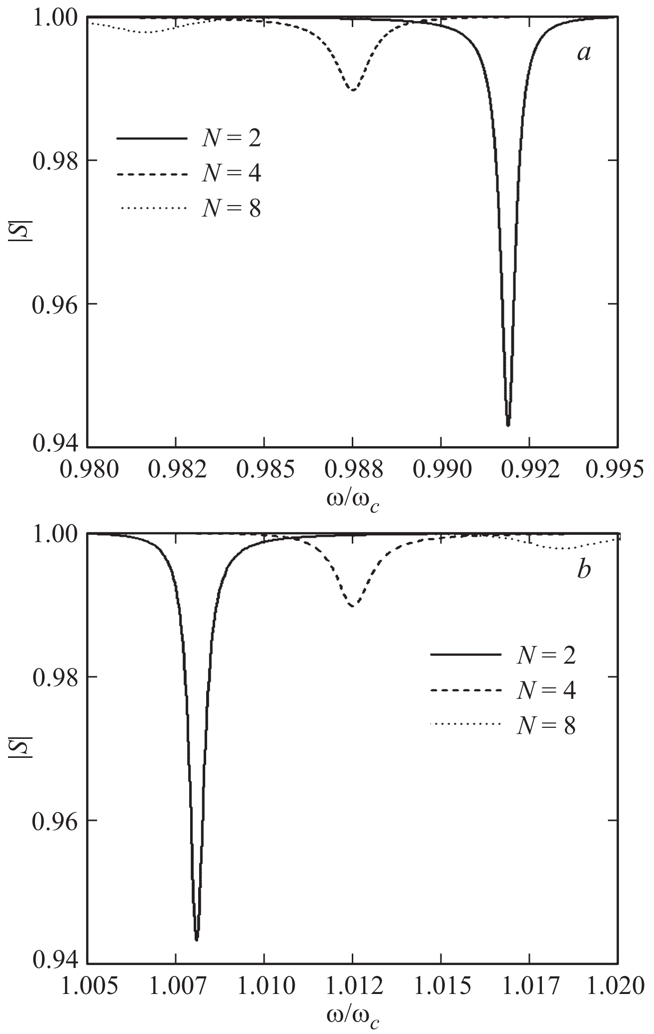

Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики коэффициента прохождения на боковых резонансах: a — в сильном резонансном режиме $S11$; b — в сильном резонансном режиме $S22$. Параметры системы те же, что и для рис. 1.

5. Моделирование и анализ

Рассмотрим достаточно простой случай, когда $N = 1$. При этом все коэффициенты [кроме уравнения (10.1)] будут равны либо 1, либо 0. При этом выражение (10.1) упрощается

$$T_{11} = \langle a|T|a\rangle = \Gamma_w \frac{\omega - \Omega + \frac{i}{2}\Gamma_q}{\left[\omega - \left(\Omega - \frac{i}{2}\Gamma_q\right)\right]\left[\omega - \left(\omega_c - \frac{i}{2}\Gamma_w\right)\right]\lambda^2}. \quad (13)$$

Данное выражение совпадает с тем, что получается при решении уравнения эволюции с Линдбладианом [2]. В этом случае мы видим, что затухание вводится простым переходом к комплексным фундаментальным частотам. Эта формула была проверена многочисленными экспериментами [7–10]. В некоторых работах затухание при наличии многофотонного резонатора при фитингах описывалось как комплексная добавка к фундаментальной частоте кубита, тем не менее, как следует из формулы, при $N > 1$ введение затухания не сводится к автоматической замене $\Omega \to \Omega - \frac{i}{2}\Gamma_q$.

На рис. 3 показаны зависимости амплитуды и фазы коэффициентов прохождения от параметра релаксации при различном числе фотонов в резонаторе вблизи фундаментальной частоты резонатора („центральные“ пики), на рис. 4 те же зависимости, только для фотона на боковых частотах. При этом параметры системы таковы, что $\omega_c = \Omega$. На фундаментальной частоте изменение числа фотонов на единицу приводит к значительным изменениям как фазы, так и амплитуды сигнала после потенциального рассеяния. При $N = 1$ остается лишь одно состояние из уравнения (6.2), при котором в

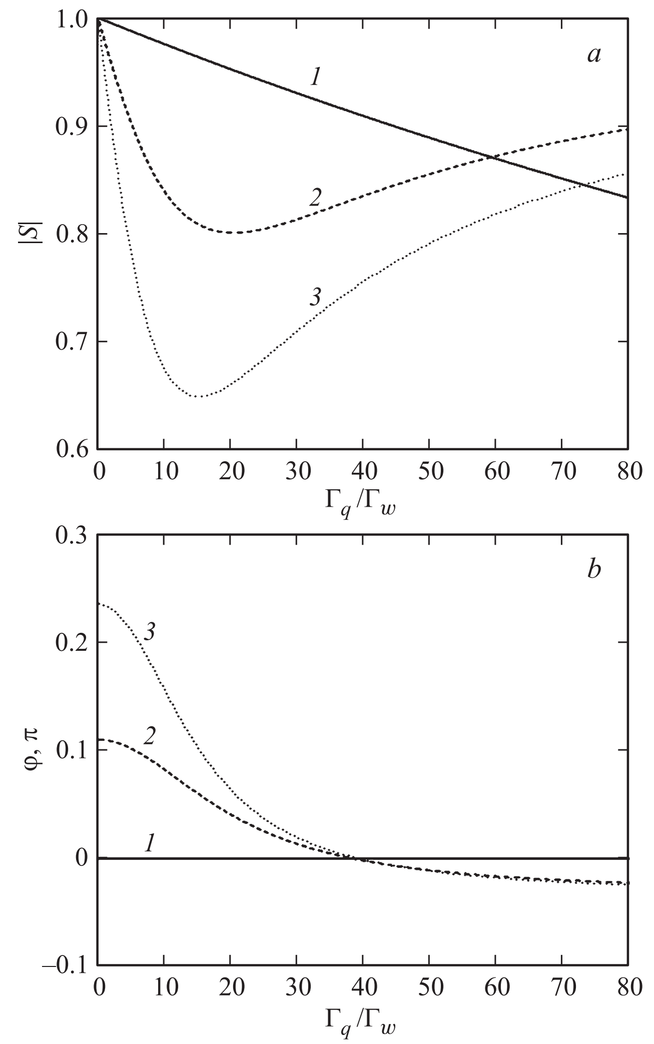

Рис. 3. Зависимость амплитуды (a) и фазы (b) коэффициента прохождения $S11$ на фундаментальной частоте резонатора. Сплошная линия *1* соответствует формуле (46) из работы [2], пунктирные линии *2* и *3* соответствуют двум и трем фотонам. Параметры системы те же, что и для рис. 1.

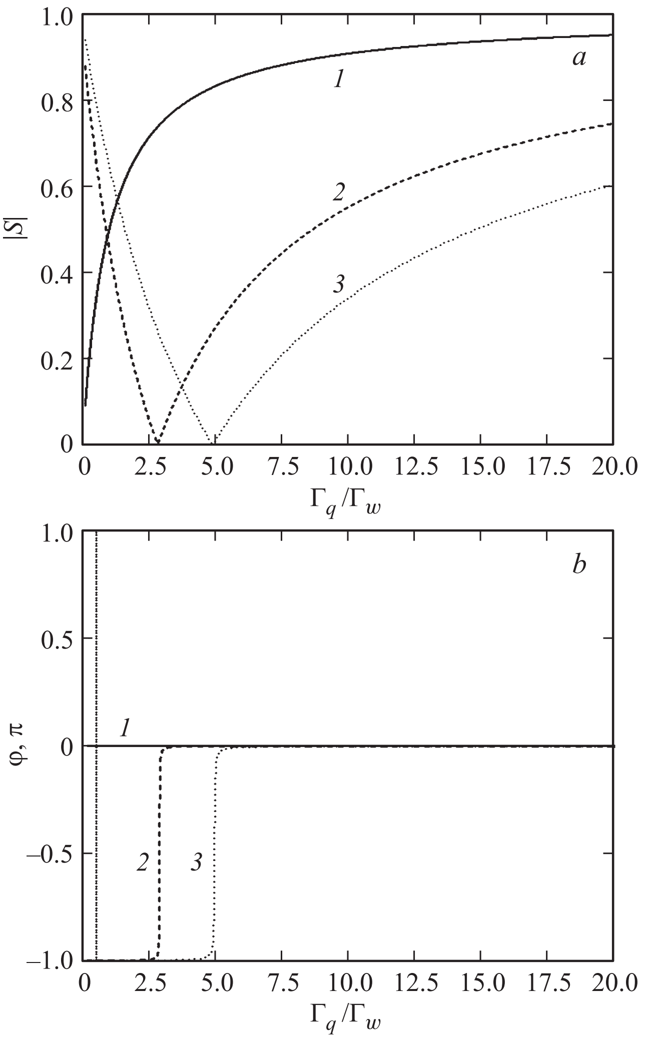

Рис. 4. Зависимость амплитуды a и фазы b коэффициента прохождения $S11$ на центральных резонансах от релаксации кубита в сильном резонансном режиме. Сплошная линия *1* соответствует формуле (46) из работы [2], пунктирные линии *2* и *3* соответствуют двум и трем фотонам. Параметры системы: $\Omega = 3\,\text{GHz}$, $\omega = 3\,\text{GHz}$, $\Gamma = 0.1\,\text{MHz}$, $\lambda = 10\,\text{MHz}$.

резонаторе не остается фотонов ни до, ни после рассеяния, поэтому фаза сигнала не изменяется, поскольку формально это „тот же самый“ фотон. Параметр взаимодействия между фотонами и кубитом эффективно мал, поэтому амплитуда сигнала близка к единице при малых величинах релаксации кубита. С ростом релаксации амплитуда уменьшается по стандартному процессу диссипации энергии в термостат.

Добавление дополнительного фотона в резонатор предполагает, что взаимодействие фотонов с атомом происходит еще до рассеяния, и сам процесс рассеяния становится менее тривиальным. По виду фазовой зависимости на рис. 3, b можно предположить, что при малых значениях релаксации $(\Gamma_q : \Gamma_w)$ обратно в волновод вылетает фотон, успевший многократно провзаимодействовать с атомом. Этим же можно объяснить и быстрое уменьшение амплитуды сигнала, поскольку все фотоны через различные виртуальные переходы, автоматически учитывающиеся в данном формализме, теряют часть энергии. При дальнейшем увеличении постоянной релаксации атома амплитуда растет, и фаза коэффициента прохождения приближается к нулю, что говорит о том, что после рассеяния в волноводе наиболее вероятно зарегистрировать „тот же самый“ фотон. С другой стороны, точка минимума на амплитудной характеристике, как мы предполагаем, соответствует такому соотношению между параметрами релаксации и скорости испускания фотона из резонатора в волновод, когда фотоны в резонаторе (в нашей задаче их число „поддерживается“ постоянным для каждого акта рассеяния) вероятнее отдают свою энергию в термостат, чем участвуют в волноводном транспорте, и с ростом релаксации эффективно приближается к ситуации, когда $N = 1$, и релаксация мала (черная сплошная на рис. 3).

При регистрации фотонов на боковых частотах ситуацию уже не так легко описать, поскольку взаимодействие через виртуальные уровни в резонаторе носит весьма сложный характер. Из результатов моделирования можно сделать вывод лишь о том, что при двух фотонах не происходит их взаимодействия с атомом, и поэтому наиболее вероятно зарегистрировать „тот же самый“ фотон, так как частота сигнала достаточно далека от Ω, это следует из того, что фаза практически не меняется с ростом релаксации. Тем не менее при малых значениях релаксации существенна разница в амплитуде проходящего сигнала для разного числа фотонов в резонаторе. Поскольку амплитуда $S11$ может быть интерпретирована как вероятность обнаружить фотон в волноводе после потенциального рассеяния, то с увеличением числа фотонов в резонаторе и при их малой диссипации в термостат растет и вероятность вылета фотона в волновод, что интуитивно кажется логичным. С ростом релаксации различие между ситуациями с разным числом фотонов уменьшается, что, как предполагалось ранее, свидетельствует об эффективном наличии только одного фотона в резонаторе. Более того, с ростом релаксации вероятность обнаружить фотон на этой частоте растет, что также означает уменьшение вероятности перехода между одетыми состояниями из P и Q подпространств, поскольку в этом случае Раби-колебания затухают быстрее (время жизни одетых состояний уменьшается), чем фотон успевает высветиться в волновод. На рис. 5 мы видим, что с ростом релаксации амплитуда приближается к 1 даже для $N = 1$. Это означает „расползание“ центрального провала, что формально означает, что при значительно больших постоянных релаксации вероятность фотона провзаимодействовать с системой приближается к 0, и соответственно вероятность зарегистрировать его в волноводе — к 1 (это также видно по фазовой характеристике). При $N = 2, 3$ эта вероятность падает до какого-то значения релаксации $\Gamma_q^{гр}$, а затем начинает также приближаться к 1. $\Gamma_q^{гр}$ определяется как числом фотонов в резонаторе,

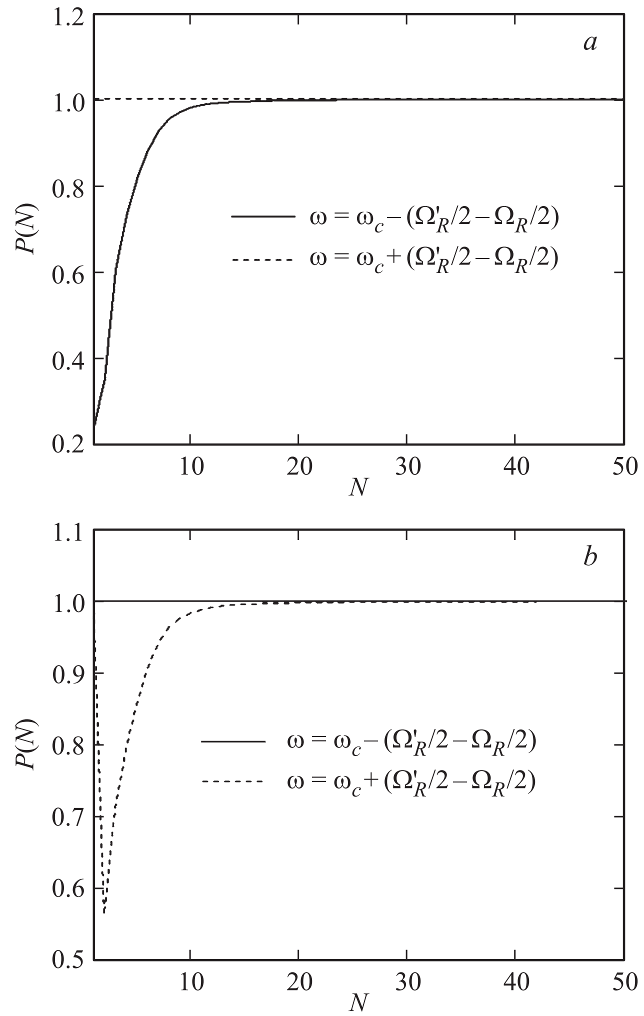

Рис. 5. Фотонная блокада на различных резонансных частотах при исходном состоянии $|N-1\rangle$ (a), $|2N-1\rangle$ (b).

так и постоянной испускания фотонов в волновод. Эту величину можно интерпретировать следующим образом: при $\Gamma_q < \Gamma_q^{гр}$ Раби-колебания между одетыми состояниями затухают медленно, так что вероятность фотона попасть в систему (определяемая Γ_w и наличием одетых уровней) отлична от нуля. После попадания фотона в систему есть вероятность фотона рассеяться в термостат, при этом падает вероятность обнаружить фотон в волноводе. При $\Gamma_q > \Gamma_q^{гр}$ одетые состояния пропадают раньше, чем фотон успевает провзаимодействовать с системой (при $\Gamma_w < \Gamma_q$), и пропадают все уровни, на которые может попасть фотон, кроме $|a\rangle$, и поэтому зависимость приближается к случаю $N = 1$. Этот эффект схож с эффектом блокады.

Одетые состояния полностью пропадают, когда все фотоны в резонаторе рассеиваются в термостат, а поскольку скорость рассеивания в термостат определяется величиной Γ_q, то с ростом числа фотонов граничное значение релаксации сдвигается в сторону бóльших величин, и аналогичный эффект происходит с увеличением Γ_w. При этом независимо от величины Γ_w относительное положение граничных релаксаций сохраняется и для приведенных чисел фотонов в резонаторе будет $\Gamma_q^{N=2}/\Gamma_w \approx 2.83$, $\Gamma_q^{N=3}/\Gamma_w \approx 4.9$.

Фотонная блокада проявляется при малом числе фотонов в резонаторе, и поскольку, как было сказано ранее, эффект проявляется в резком изменении коэффициента прохождения фотона на определенной частоте при изменении числа фотонов на единицу, можно ввести функцию, описывающую степень этого изменения:

$$P = \frac{\left|T\left[\omega(N), N\right]\right|}{\left|\left[w(N), N+1\right]\right|}, \tag{14}$$

где $\omega(N) = \omega_c \pm \left(\frac{\Omega_R'}{2} - \frac{\Omega_R}{2}\right)$ — частота, соответствующая провалам на АЧХ. То есть при проявлении фотонной блокады P будет сильно отличаться от единицы.

На рис. 5 показано, что в диапазоне малого числа фотонов, где $\Omega_R \neq \Omega_R'$, явно проявляется фотонная блокада, которая при увеличении числа фотонов исчезает, т. е. $P = 1$. В зависимости от частоты налетающего фотона блокада будет происходить при различных исходных состояниях.

6. Заключение

Нами получены аналитические выражения в чисто квантовом режиме, описывающие вероятности процессов потенциального и не потенциального рассеивания одиночного фотона на однокубитной системе с резонатором, в котором имеются N фотонов. Для $N > 1$ параметр релаксации кубита входит нетривиально, поскольку учитывает взаимодействие системы с термостатом во всех порядках, так, в отличие от уравнений эволюции, не приходится искусственно обрывать цепочку уравнений для операторов. Полученные формулы в квазистационарном приближении описывают изменение вероятности обнаружения фотона при различных соотношениях между постоянными релаксации и испускания фотонов в волновод, и могут быть использованы для описания эффекта фотонной блокады. Полученные выражения (10) могут быть использованы для случая, когда $\frac{\omega_c - \Omega}{\omega_c} < 1$, так как мы учитывали только однофотонное взаимодействие.

Список литературы

[1] М.О. Скалли, М.С. Зубайри. Квантовая оптика. Пер. с англ. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.

[2] А.Н. Омельчук, С.Н. Шевченко, Я.С. Гринберг, О. Астафьев, Е. Ильичев. Физика низких температур. **36**, 1117 (2010).

[3] R. Bianchetti, S. Filipp, M. Baur, J.M. Fink, M. Goppl, P.J. Leek, L. Steffen, A. Blais, A. Wallraff. Phys. Rev. A **8**, 043840 (2009).

[4] Ya.S. Greenberg, A.N. Sultanov. Phys. Rev. A **95**, 053840 (2017).

[5] A.J. Hoffman, S.J. Srinivasan, S. Schmidt, L. Spietz, J. Aumentado, H.E. Tureci, A.A. Houck Phys. Rev. Lett. **107**, 053602 (2011).
[6] N. Auerbach, V. Zelevinsky. Rep. Progr. Phys. **74**, 106301 (2011).
[7] A.F. van Loo, A. Fedorov, K. Lalumière, B.C. Sanders, A. Blais, A. Wallraff. Science **342**, 1494 (2013).
[8] И.Л. Новиков, Б.И. Иванов, А.Н. Султанов, Я.С. Гринберг, Е.В. Ильичев. ФТТ **58**, 2085 (2016).
[9] G. Oelsner, S.H.W. van der Ploeg, P. Macha, U. Hübner, D. Born, S. Anders, E. Il'ichev, H.-G. Meyer, M. Grajcar, S. Wünsch M. Siegel, A.N. Omelyanchouk, O. Astafiev. Phys. Rev. B **81**, 172505 (2010).
[10] S.N. Shevchenko, G. Oelsner, Ya.S. Greenberg, P. Macha, D.S. Karpov, M. Grajcar, U. Hubner, A.N. Omelyanchouk, E. Il'ichev. Phys. Rev. B **89**, 184504 (2014).