Письма в ЖЭТФ, том 101, вып. 3, с. 212 – 217 © 2015 г. 10 февраля

Антигруппировка микроволновых квантов при модуляции резонансной частоты кубитного излучателя

А. П. Сайко[1)], *Г. Г. Федорук*[+], *С. А. Маркевич*

ГО "Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению", 220072 Минск, Беларусь

[+]*Institute of Physics, University of Szczecin, 70-451 Szczecin, Poland*

Поступила в редакцию 24 ноября 2014 г.

После переработки 12 декабря 2014 г.

Изучена статистика квантов в резонансной флуоресценции кубита, возбуждаемого микроволновым (МВ) и радиочастотным (РЧ) полями. Установлено, что когерентная диссипативная динамика кубита, учитывающая многоквантовое излучение и поглощение РЧ-квантов в каждом акте излучения и поглощения МВ-кванта, приводит к периодической смене группировки и антигруппировки квантов. Показано, что выбором параметров РЧ-поля можно плавно перейти от периодически меняющейся статистики квантов к чисто субпуассоновской. Определены условия формирования "коллапса–возрождения" осцилляций корреляционной функции второго порядка квантов. Описанные эффекты могут быть реализованы на спиновых и сверхпроводящих кубитах, квантовых точках, а также кубит-механических гибридных системах.

DOI: 10.7868/S0370274X15030121

В квантовой оптике измерение временных корреляционных функций излучения источников света служит основой выявления его квантовых свойств и имеет длинную историю, включая изучение однофотонных излучателей. Одним из проявлений неклассических свойств света является антигруппировка фотонов. Это явление было рассчитано [1–3] и наблюдалось в резонансной флуоресценции возбуждаемого монохроматическим полем одиночного атома в пучке [4, 5], одиночного иона в ловушке [6], одиночной молекулы в кристаллической решетке [7], квантовых точек [8] и азот-вакансионных центров в алмазе [9]. При этом характерной чертой сигнала квантовых корреляций при достаточно интенсивном возбуждении является его модуляция частотой Раби. Исследована также антигруппировка фотонов в флуоресценции света, рассеянного атомами, возбуждаемыми интенсивным бихроматическим светом с близкими к резонансу частотами [10].

В последнее время с использованием искусственных одиночных атомов, таких, как сверхпроводящие трансмоны, удалось наблюдать квантовые свойства излучателя одиночных микроволновых (МВ) квантов, в том числе антигруппировку этих квантов в измерениях корреляционной функции второго порядка для интенсивностей [11, 12]. Новые особенности и возможности микроволновой квантовой фотоники могут проявиться в исследованиях "одетых" состояний кубитов при их бихроматическом возбуждении специального типа. В этом случае МВ-поле переводит кубит из основного в возбужденное состояние, а резонансная частота кубита модулируется радиочастотным (РЧ) полем с частотой, близкой к частоте Раби кубита в МВ-поле [13] либо значительно ее превосходящей [14]. С другой стороны, интерес к подобным исследованиям поддерживается возможным применением такой схемы возбуждения в квантово-информационных технологиях [15, 16], для эмулирования свойств гибридных спин-механических систем [17], для измерения слабых РЧ-полей [18], а также в квантовых усилителях и аттенюаторах [19].

В настоящей работе изучается корреляция квантов, испускаемых спиновыми кубитами при их бихроматическом возбуждении поперечным МВ- и продольным РЧ-полем.

Рассмотрим двухуровневую квантовую систему (например, спиновый кубит) в МВ-поле, вызывающем переходы между ее состояниями, и в РЧ-поле, модулирующем ее резонансную частоту. Гамильтониан такой системы может быть записан в виде [13, 14]

$$H = H_0 + H_\perp(t) + H_\parallel(t), \qquad (1)$$

где $H_0 = \omega_0 s^z$ – гамильтониан энергии кубита с резонансной частотой ω_0, $H_\perp(t) = \omega_1(s^+ + s^-)\cos\omega_{mw}t$ и $H_\parallel(t) = 2\omega_2 s^z\cos(\omega_{rf}t + \psi)$ – гамильтонианы взаимодействия кубита с линейно поляризованными МВ- и

[1)]e-mail: saiko@ifttp.bas-net.by

РЧ-полями соответственно, ω_1 и ω_2 – константы взаимодействия. Здесь ω_{mw} и ω_{rf} – частоты МВ- и РЧ-полей, ψ – фаза РЧ-поля, $s^{\pm}$, s^z – компоненты спинового (псевдоспинового) оператора, описывающие основное ($|g\rangle$) и возбужденное ($|e\rangle$) состояния кубита и удовлетворяющие коммутационным соотношениям $[s^+,s^-]=2s^z$, $[s^z,s^{\pm}]=\pm s^{\pm}$.

Динамика кубита описывается управляющим уравнением для матрицы плотности ρ:

$$i\hbar\partial\rho/\partial t=[H,\rho]+i\Lambda\rho \tag{2}$$

(далее полагаем $\hbar=1$). Так как обычно $\omega_1/\omega_{mw}\ll \ll 1$, при рассмотрении взаимодействия кубита с МВ-полем применяется приближение вращающейся волны [20]. Супероператор Λ, описывающий процессы затухания, определяется выражением [21] $\Lambda\rho = =(\gamma_{21}/2)D[s^-]\rho+(\gamma_{12}/2)D[s^+]\rho+(\eta/2)D[s^z]\rho$, где γ_{21} и γ_{12} – скорости переходов из возбужденного состояния $|e\rangle$ кубита в его основное состояние $|g\rangle$ и обратно, η – скорость процессов чистой дефазировки, $D[O]\rho=2O\rho O^+-O^+O\rho-\rho O^+O$, O – спиновый оператор.

Рассмотрим два различающихся режима диссипативной динамики кубитов.

А. Пусть $\omega_0-\omega_{mw}-r\omega_{rf}\approx 0$ $(r=0,\pm1,\pm2,...)$, а ω_1/ω_{rf} – малый параметр. Тогда эволюция квантовой системы с зависящим от времени гамильтонианом (1), описываемая управляющим уравнением (2), может быть рассмотрена в рамках несекулярной теории возмущений с использованием процедуры усреднения по быстрым осцилляциям Крылова–Боголюбова–Митропольского (КБМ) [14] после применения к (2) канонического преобразования $u = \exp\{-i\,[\omega_0 t+(2\omega_2/\omega_{rf})\sin(\omega_{rf}t+\psi)]\}$. Реализация обеих процедур позволяет из управляющего уравнения (2) получить уравнение для модифицированной матрицы плотности $\tilde\rho_r$, описывающее r-й резонанс, в виде $i\partial\tilde\rho_r/\partial t=[H_{\rm eff}(r),\tilde\rho_r]+i\Lambda\tilde\rho_r$. Здесь не зависящий от времени эффективный гамильтониан $H_{\rm eff}(r)$ описывает r-квантовые переходы. В результате имеем

$$H\to H_{\rm eff}(r)=H_0(r)+H^{(1)}(r)+H^{(2)}(r), \tag{3}$$

$$H_0(r)=(\omega_0-\omega_{mw}-r\omega_{rf})s^z,$$

$$H^{(1)}(r)=\frac12\Omega(r)\left(s^++s^-\right),$$

$$H^{(2)}(r)=\Delta_{\rm BS}(r)s^z,$$

$$\Omega(r)=\omega_1 J_{-r}(z),$$

$$\Delta_{\rm BS}(r)=\frac12\sum_{n\neq r}\frac{\omega_1^2}{(r-n)\omega_{rf}}J_n^2(z),$$

где $\Omega(r)=\omega_1 J_{-r}(z)$ – ренормированная РЧ-полем частота Раби кубита в МВ-поле, $\Delta_{\rm BS}(r)$ – сдвиг Блоха–Зигерта частоты резонансного перехода кубита, который не равен нулю только для $r\neq 0$, $z=2\omega_2/\omega_{rf}$ – аргумент функций Бесселя, от которого зависит величина эффективного взаимодействия $\Omega(r)$ с бихроматическим полем. С учетом сдвига Блоха–Зигерта переопределим резонансные условия: $\omega_0+\Delta_{\rm BS}(r)-\omega_{mw}-r\omega_{rf}\approx 0$.

Решение управляющего уравнения для матрицы плотности кубита $\tilde\rho_r$ во вращающейся с частотой ω_{mw} системе координат (ВСК) можно получить в явном виде (предполагается, что в начальный момент времени $t=0$ кубит находился в основном состоянии $|g\rangle$):

$$\begin{aligned}\tilde\rho_r^{\rm rot}(t)&=\frac12-\frac{\gamma_{21}-\gamma_{12}}{2[\gamma^2+\Omega_\alpha^2(r)]}\times\\ &\times\left\{2(\gamma+\alpha)s^z+i\Omega(r)[s^+f_r(t)-{\rm h.c.}]\right\}+\\ &+\left(\frac{e^{-i\Omega_\alpha(r)t}e^{-\gamma t}}{4\Omega_\alpha(r)}\left[\frac{i(\gamma_{21}-\gamma_{12})}{\Omega_\alpha(r)-i\gamma}+1\right]\times\right.\\ &\left.\times\left\{\Omega(r)\left[s^+f_r(t)-{\rm h.c.}\right]-2[\Omega_\alpha(r)+i\alpha]s^z\right\}+{\rm h.c.}\right),\end{aligned} \tag{4}$$

где $f_r(t)=\exp\{-i\,[r\psi+z\sin(\omega_{rf}t+\psi)]\}$, $\Omega_\alpha(r)= =\sqrt{\Omega^2(r)-\alpha^2}$, $\alpha=(\gamma_\perp-\gamma_\|)/2$, $\gamma=(\gamma_\perp+\gamma_\|)/2$, $\gamma_\|=\gamma_{12}+\gamma_{21}$ и $\gamma_\perp=(\gamma_\|+\eta)/2$ – скорости энергетической и фазовой релаксаций кубита соответственно (далее будем считать, что $\gamma_{12}\approx 0$).

Из (4) получаем выражение для заселенности возбужденного уровня кубита благодаря поглощению кубитом одного МВ-кванта с одновременным поглощением или испусканием r РЧ-квантов:

$$\begin{aligned}\langle e|\tilde\rho_r^{\rm rot}(t)|e\rangle&=\frac12\frac{\Omega^2(r)}{\Omega^2(r)+\gamma_\|\gamma_\perp}\times\\ &\times\left\{1-e^{-\gamma t}\left[\cos\Omega_\alpha(r)t+\frac{\gamma_\|+\gamma_\perp}{2\Omega_\alpha(r)}\sin\Omega_\alpha(r)t\right]\right\}.\end{aligned} \tag{5}$$

С помощью (4) и квантовой регрессионной теоремы [20] можно найти выражения для корреляционных функций полевых амплитуд, пропорциональных спиновым операторам кубита. Нормализованная корреляционная функция второго порядка для r-го резонанса представима в виде

$$g_r^{(2)}(\tau)=\langle e|\tilde\rho_r^{\rm rot}(t)|e\rangle\big|_{\rho(0)=|g\rangle\langle g|}\,/\langle e|\tilde\rho_r^{\rm rot}(t\to\infty)|e\rangle, \tag{6}$$

где $\langle e|\tilde\rho_r^{\rm rot}(t)|e\rangle\big|_{\rho(0)=|g\rangle\langle g|}$ означает, что решение управляющего уравнения для матрицы плотности должно искаться для ситуации, когда кубит в начальный момент времени находится в основном состоянии $|g\rangle$.

В соответствии с формулами (5) и (6) причиной осцилляций корреляционной функции $g_r^{(2)}(\tau)$ служат когерентные осцилляции населенности возбужденных уровней излучателя. Для $\tau = 0$ корреляция отсутствует, т.е. $g_r^{(2)}(0) = 0$. Это является свидетельством квантовой природы излучения, приводящей к эффекту антигруппировки квантов. В рассматриваемом случае возбуждения кубита бихроматическим полем процессы излучения и переизлучения усложняются. Модулирующее РЧ-поле модифицирует энергетический спектр системы: к основному и возбужденному состояниям кубита добавляются уровни, расщепления между которыми задаются частотой ω_{rf} (рис. 1a) [14]. Благодаря измененному спектру кубита при основном резонансе ($\omega_0 - \omega_{mw} = 0$) одновременно с испусканием или поглощением МВ-кванта реализуются процессы многоквантового поглощения некоторого числа РЧ-квантов и испускания такого же их числа. Эти процессы учитываются функцией Бесселя нулевого порядка и уменьшают вероятность поглощения МВ-кванта из-за перенормировки частоты Раби: $\omega_1 \to \to \Omega(0) = \omega_1 J_0(z)$, $z = 2\omega_2/\omega_{rf}$. С увеличением параметра z функция $J_0(z)$ уменьшается и принимает нулевые значения при $z_1 \approx 2.41$, $z_2 \approx 5.52$ и т.д. Поэтому с ростом z эффективная частота осцилляций $\Omega_\alpha(0) = \sqrt{\omega_1^2 J_0^2(z) - \alpha^2}$ уменьшается (если $\omega_1 J_0(0) > \alpha$), обращается в нуль при некотором значении z, когда $\omega_1 J_0(z) = \alpha$, а затем становится мнимой, и осцилляционно-релаксационное поведение сменяется релаксационным (см. рис. 1b и 2a). Следовательно, вместо периодически меняющейся статистики квантов на временном интервале, сопоставимом с временем релаксации $1/\gamma$, устанавливается чисто субпуассоновская.

Отметим, что роль функции $J_0(z)$, появление которой обусловлено многоквантовыми процессами поглощения и испускания одного и того же числа РЧ-квантов, аналогична роли фактора Дебая–Валлера в физике твердого тела. Этот фактор, например, учитывает процессы упругого рассеяния фононов при взаимодействии кристаллической решетки с электронами, приводящие к образованию бесфононных линий в оптических спектрах. В этом отношении роль РЧ-поля могут играть колебания наномеханической системы, взаимодействующей с кубитом, что, в свою очередь, позволяет с помощью модулирующего РЧ-поля эмулировать свойства, например, гибридной спин-механической системы.

При боковых резонансах, $\omega_0 + \Delta_{\rm BS}(r) - \omega_{mw} \mp \mp |r|\omega_{rf} = 0$, одновременно с поглощением МВ-кванта поглощается ($-$) или испускается ($+$)

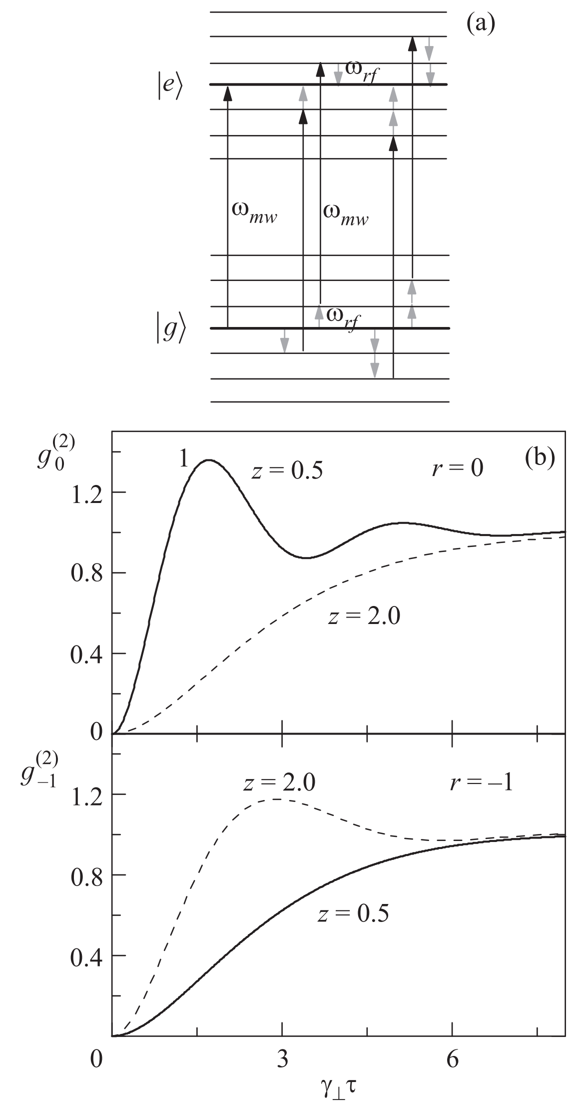

Рис. 1. (a) – Схема многоквантовых переходов, возбуждаемых бихроматическим излучением, в случае $r = = 0$. Жирные линии соответствуют уровням исходной, не модифицированной излучением спиновой системы. (b) – Корреляционная функция $g_r^{(2)}(\tau)$ для $r = 0, -1$ при бихроматическом возбуждении кубита, $\omega_{mw} = \omega_0$, $\omega_1/2\pi = 0.1$ МГц, $\omega_{rf}/2\pi = 1$ МГц, $z = 0.5$ и $z = 2.0$, $\gamma_\perp = 0.05$ МГц, $\gamma_\parallel = 0.01$ МГц

на $|r|$ РЧ-квантов больше, чем испускается или поглощается. В этом случае частота осцилляций функции $g_r^{(2)}(\tau)$ определяется выражением $\Omega_\alpha(r) = \sqrt{\Omega^2(r) - \alpha^2}$. Реализация как основного, так и боковых резонансов сопровождается многоквантовым поглощением и испусканием равного количества РЧ-квантов, что учитывается функциями Бесселя в выражениях для ренормированных частот Раби, $\Omega(r) = \omega_1 J_{-r}(z)$. Изменение этих частот за счет варьирования параметров РЧ-поля

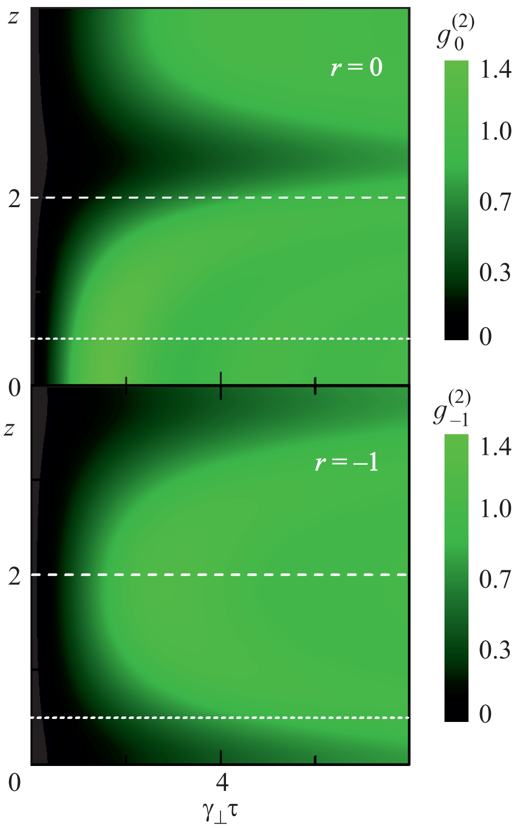

Рис. 2. Корреляционная функция $g_r^{(2)}(\tau)$ при бихроматическом возбуждении кубита в зависимости от $z = 2\omega_2/\omega_{rf}$ для $\omega_0 + \Delta_{\rm BS}(r) - \omega_{mw} - r\omega_{rf} \approx 0$, $\omega_1/2\pi = 0.1$ МГц, $\gamma_\perp = 0.05$ МГц, $\gamma_\parallel = 0.01$ МГц, $r = 0$ (a) и -1 (b). Пунктирная ($z = 0.5$) и штриховая ($z = 2.0$) линии показывают положение сигналов, представленных на рис. 1b

(величины z) отражается на осцилляционном поведении корреляционной функции $g_r^{(2)}(\tau)$, сохраняя обращение ее в нуль при $\tau \to 0$ (рис. 1b и 2b). Как видно, в отличие от основного резонанса для бокового резонанса увеличение z приводит к переходу от субпуассоновской статистики квантов к периодически меняющейся. Таким образом, в отличие от монохроматического возбуждения кванты испускаются и поглощаются не один за другим, а один каскад квантов испускается и поглощается за другим каскадами. В итоге экспериментально наблюдаемое испускание и дальнейшее поглощение только одного МВ-кванта при основном резонансе, а в случае боковых резонансов, например для $r = -1$, испускание и поглощение одного МВ- и одного РЧ-квантов происходят с меньшими вероятностями за счет соответствующих множителей $J_0^2(z)$ и $J_{-1}^2(z)$, учитывающих напрямую не наблюдаемые процессы многоквантового поглощения и испускания РЧ-квантов.

Б. Предположим, что $\omega_1 \gg \omega_2$, ω_2/ω_{rf} – малый параметр, МВ-поле является сильным ($\omega_1^2 \gg \gamma_\parallel\gamma_\perp$), а также выполняются условия точного резонанса МВ-поля с кубитом ($\omega_{mw} = \omega_0$) и резонанса Раби ($\omega_1 = \omega_{rf}$). Тогда для матрицы плотности кубита в бихроматическом поле можно записать в ВСК следующее выражение:

$$\rho_{\rm rot}(t) = \frac{1}{2} - \frac{1}{4}\cos\psi e^{-\gamma t} \times \tag{7}$$

$$\times \left[e^{i(\omega_1 t+\psi)}(s^+ - s^- + 2s^z) - \text{h.c.}\right] + \frac{i}{8}\sin\psi \times$$

$$\times \Big(R(t)\Big\{\left[e^{i(\omega_1 t+\psi)}(s^+ - s^- + 2s^z) - \text{h.c.}\right] +$$

$$+ 2(s^+ + s^-)\Big\} + R^*(t)\Big\{\Big[e^{i(\omega_1 t+\psi)} \times$$

$$\times (s^+ - s^- + 2s^z) + \text{h.c.}\Big] - 2(s^+ + s^-)\Big\}\Big),$$

где $R(t) = e^{-\gamma' t}\left(\cos\Omega_\beta t - \frac{\beta + i\omega_2}{\Omega_\beta}\sin\Omega_\beta t\right)$, $\Omega_\beta = \sqrt{\omega_2^2 - \beta^2}$, $\gamma = (\gamma_\perp + \gamma_\parallel)/2$, $\gamma' = \gamma - \beta$, $\beta = \gamma_\parallel/4$. Воспользовавшись регрессионной теоремой [20] и выражением (7), находим нормализованную корреляционную функцию второго порядка:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 - e^{-\gamma\tau}\cos\psi\cos(\omega_1\tau + \psi) - \frac{1}{2}\sin\psi e^{-\gamma'\tau} \times \tag{8}$$

$$\times \Big(\sin\left[(\omega_1 + \Omega_\beta)\tau + \psi\right] + \sin\left[(\omega_1 - \Omega_\beta)\tau + \psi\right] -$$

$$+ \frac{\beta}{\Omega_\beta}\Big[\cos\left[(\omega_1 + \Omega_\beta)\tau + \psi\right] - \cos\left[(\omega_1 - \Omega_\beta)\tau + \psi\right]\Big\}\Big).$$

Согласно (8) $g_0^{(2)}(0) = 0$, т.е. излучение кубита носит квантовый характер.

В бихроматическом поле МВ-поле индуцирует осцилляции Раби с частотой ω_1 и расщепляет каждый из уровней кубита на два подуровня с энергетическим зазором ω_1, а РЧ-поле индуцирует осцилляции Раби с частотой ω_2 и расщепляет каждый из образовавшихся подуровней еще на два подуровня с энергетическим зазором ω_2. Рис. 3a иллюстрирует двукратное расщепление верхнего уровня кубита в бихроматическом поле. Вследствие этого в спектре испускания системы кубит + бихроматическое поле образуются три триплета Моллова: ω_{mw}, $\omega_{mw} \pm \omega_2$; $\omega_{mw} + \omega_1$, $\omega_{mw} + \omega_1 \pm \omega_2$; $\omega_{mw} - \omega_1$, $\omega_{mw} - \omega_1 \pm \omega_2$ [16]. Осциллирующим членам в выражении (8) для корреляционной функции $g^{(2)}(\tau)$ соответствуют квантовые переходы с частотами ω_1 и $\omega_1 \pm \omega_2$. Как показано на рис. 3b, в осцилляциях $g^{(2)}(\tau)$ отчетливо

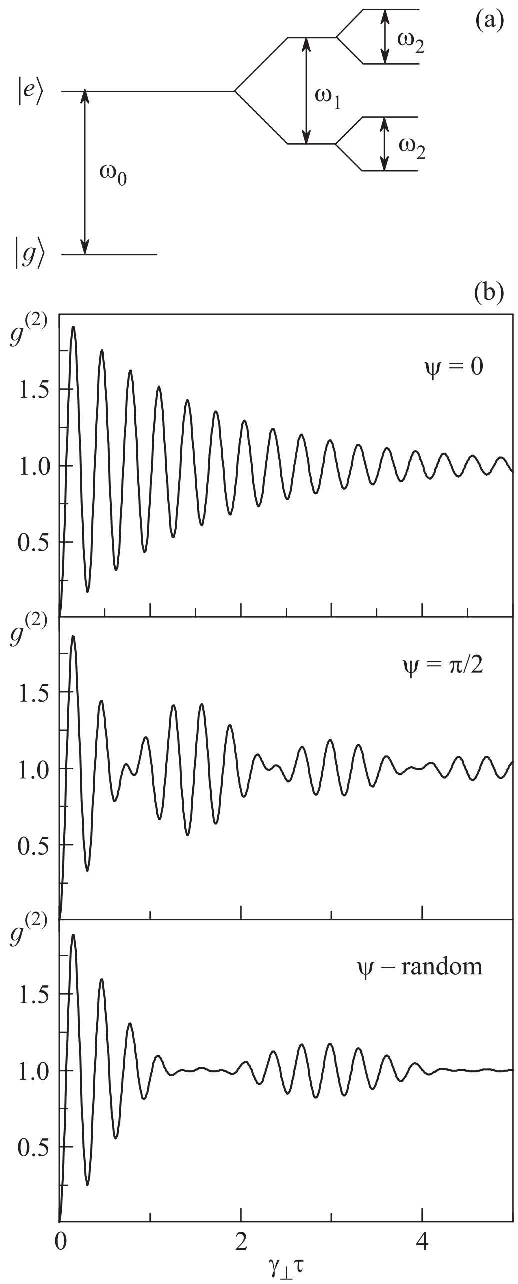

Рис. 3. (a) – Схема переходов, возбуждаемых бихроматическим излучением, в случае $\omega_{rf} \approx \omega_1$ в ВСК. (b) – Корреляционная функция $g^{(2)}(\tau)$ при $\omega_{mw} = \omega_0$, $\omega_{rf} = \omega_1$, $\omega_1/2\pi = 1$ МГц, $\omega_2/2\pi = 0.1$ МГц, $\gamma_\perp = 0.05$ МГц, $\gamma_\parallel = 0.01$ МГц

проявляется эффект "коллапса–возрождения", т.е. в моменты времени $\tau_n = (2n+1)\pi/\Omega_\beta$ интенсивность излучения кубита периодически зануляется, а затем возрождается. Это происходит потому, что осцилляции разности населенностей кубита на частоте ω_1 модулируются индуцированными РЧ-полем осцилляциями Раби с частотой Ω_β. Изменением амплитуды РЧ-поля можно замедлять или убыстрять развитие коллапса и возрождения осцилляций корреляционной функции, изменяя тем самым статистику излучаемых квантов (рис. 4). Осцилляционное поведение

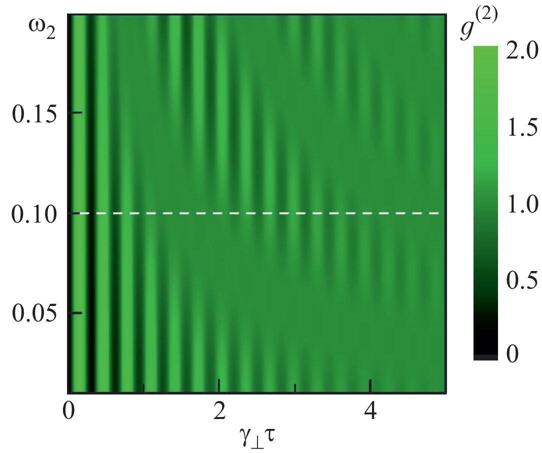

Рис. 4. Корреляционная функция $g^{(2)}(\tau)$ в зависимости от ω_2 при $\omega_{mw} = \omega_0$, $\omega_{rf} = \omega_1$, $\omega_1/2\pi = 1$ МГц, $\gamma_\perp = 0.05$ МГц, $\gamma_\parallel = 0.01$ МГц, ψ – случайная величина. Штриховая линия проведена для сигнала, представленного на рис. 3b

$g^{(2)}(\tau)$, в том числе эффект коллапса–возрождения, чувствительно к фазе РЧ-поля (см. выражение (8) и рис. 3b). При $\psi = 0$ влияние РЧ-поля, синфазного МВ-полю, полностью нивелируется и осцилляции совершаются только на частоте ω_1. Если фаза РЧ-поля сдвинута на $\pi/2$ относительно фазы МВ-поля, то осцилляции на частоте ω_1 исчезают и проявляются осцилляции на суммарной $(\omega_1 + \Omega_\beta)$ и разностной $(\omega_1 - \Omega_\beta)$ частотах, приводя к эффекту коллапса–возрождения. При случайной фазе РЧ-поля выражение (8) усредняется по равномерному распределению ψ от 0 до 2π. В этом случае сопоставимый вклад дают осцилляции на трех частотах $(\omega_1,\ \omega_1 \pm \Omega_\beta)$ и эффект коллапса–возрождения наиболее выражен. В лабораторной системе координат в актах испускания и поглощения участвуют группы МВ- и РЧ-квантов на частотах, соответствующих трем триплетам Моллова. Если РЧ-поле отсутствует, то (8) сводится к известному выражению [3, 20] для случая монохроматического возбуждения, когда корреляционная функция осциллирует с частотой ω_1.

Таким образом, корреляционная функция второго порядка для резонансной флуоресценции кубита, возбуждаемого МВ- и РЧ-полями, проявляет свойства, подтверждающие эффект антигруппировки излучаемых квантов. Установлено, что акты излучения и поглощения – многоквантовые. При $\omega_1 \ll \omega_{rf}$

одновременно с излучением или поглощением каждого МВ-кванта происходят процессы многоквантового излучения и поглощения РЧ-квантов. Этими процессами можно управлять РЧ-полем, и изменяя поведение корреляционной функции вплоть до полного подавления осцилляций и перехода к режиму антигруппировки, определяемому величиной скорости дефазировки. При $\omega_1 = \omega_{rf}$ реализуется эффект коллапса–двозрождения осцилляций корреляционной функции, обусловленный индуцированными РЧ-полем осцилляциями Раби между одетыми состояниями кубита. Предсказываемые свойства корреляционной функции могут найти потенциальное применение не только для спиновых кубитов, но и для искусственных одиночных атомов, таких, как сверхпроводящие кубиты либо квантовые точки, а также для кубит-механических гибридных систем.

1. H. J. Carmichael and D. F. Walls, J. Phys. B **9**, 1199 (1976).
2. H. J. Kimble and L. Mandel, Phys. Rev. A **13**, 2133 (1976).
3. C. Cohen-Tannoudji and S. Reynaud, Phil. Trans. R. Soc. A **293**, 223 (1979).
4. H. J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **39**, 691 (1977).
5. A. Aspect, G. Roger, S. Reynaud, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **45**, 617 (1980).
6. F. Diedrich and H. Walther, Phys. Rev. Lett. **58**, 203 (1987).
7. T. Basché, W. E. Moerner, M. Orrit, and H. Talon, Phys. Rev. Lett. **69**, 1516 (1992).
8. P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu, and A. Imamoglu, Science **290**, 2282 (2000).
9. C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda, and H. Weinfurter, Phys. Rev. Lett. **85**, 290 (2000).
10. Y. Ben-Aryeh, H. Freedhoff, and T. Rudolph, J. Opt. B **1**, 624 (1999).
11. D. Bozyigit, C. Lang, L. Steffen, J. M. Fink, C. Eichler, M. Baur, R. Bianchetti, P. J. Leek, S. Filipp, M. P. da Silva, A. Blais and A. Wallraff, Nat. Phys. **7**, 154 (2011).
12. I.-C. Hoi, T. Palomaki, J. Lindkvist, G. Johansson, P. Delsing, and C. M. Wilson, Phys. Rev. Lett. **108,** 263601 (2012).
13. A. P. Saiko and G. G. Fedoruk, JETP Lett. **87**, 128 (2008).
14. A. P. Saiko, G. G. Fedoruk, and S. A. Markevich, JETP **105**, 893 (2007).
15. L. Childress and J. McIntyre, Phys. Rev. A **82**, 033839 (2010).
16. A. P. Saiko and R. Fedaruk, JETP Lett. **91**, 681 (2010).
17. S. Rohr, E. Dupont-Ferrier, B. Pigeau, P. Verlot, V. Jacques, and O. Arcizet, Phys. Rev. Lett. **112**, 010502 (2014).
18. M. Loretz, T. Rosskopf, and C. L. Degen, Phys. Rev. Lett. **110**, 017602 (2013).
19. S. N. Shevchenko, G. Oelsner, Ya. S. Greenberg, P. Macha, D. S. Karpov, M. Grajcar, A. N. Omelyanchouk, and E. Il'ichev, Phys. Rev. B **89**, 184504 (2014).
20. M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge (1997).
21. A. P. Saiko, R. Fedaruk, and S. A. Markevich, J. Phys. B **47**, 155502 (2014).