Синхронизация переходов в ансамбле кубитов с неоднородным уширением за счёт оптимизации формы управляющих импульсов

С.В. Ремизов[1,2], Д.С. Шапиро[1,2,3], А.Н. Рубцов[4,1,5]

[1] Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова (ВНИИА)

[2] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (ИРЭ РАН)

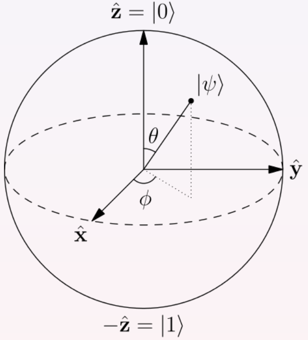
[3] Московский физико-технический институт (государственный университет) (МФТИ (ГУ))

[4] Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова (МГУ)

[5] Российский квантовый центр (РКЦ)

XIV конференция «Проблемы физики твердого тела и высоких давлений»
Сочи, 14 сентября 2015г.

Кубит – квантовая единица информации



$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$$

амплитуды вероятности

$$\alpha = \cos\frac{\theta}{2}, \quad \beta = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\phi}\sin\frac{\theta}{2}$$

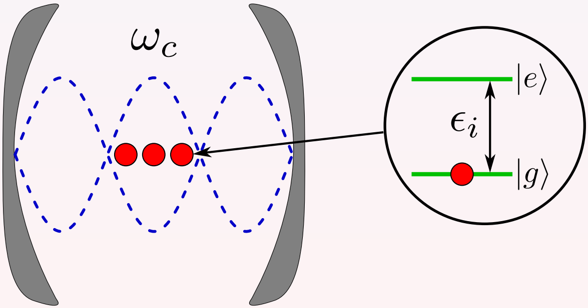
квантовая запутанность: состояние n кубитов — 2^n параметров a_i

$$a_1|0\ldots0\rangle + a_2|0\ldots1\rangle + \cdots + a_{2^n}|1\ldots1\rangle.$$

Гамильтониан

N различных двухуровневых систем в резнаторе. Гамильтониан Джейнса-Камингса в приближении вращающихся волн (RWA):

$$\mathcal{H}_{\mathrm{TC}} = \hbar\omega_c a^\dagger a + \sum_i \left[\frac{\epsilon_i}{2}\sigma_z^i + g_i\left(\sigma_+^i a + \sigma_-^i a^\dagger\right)\right].$$



[1] E.T. Janes, F.W.Cummings, Proc. of IEEE (1964)

Гамильтониан

N различных двухуровневых систем в резнаторе. Гамильтониан Джейнса-Камингса в приближении вращающихся волн (RWA):

$$\mathcal{H}_{\mathrm{TC}} = \hbar\omega_c a^\dagger a + \sum_i \left[\frac{\epsilon_i}{2}\sigma_z^i + g_i\left(\sigma_+^i a + \sigma_-^i a^\dagger\right)\right].$$

Кубит, взаимодействующий с классическим полем ($\hbar = 1$)

$$\mathcal{H} = \frac{\epsilon}{2}\sigma_z + \frac{F^*(t)}{2}\sigma_+ + \frac{F(t)}{2}\sigma_-.$$

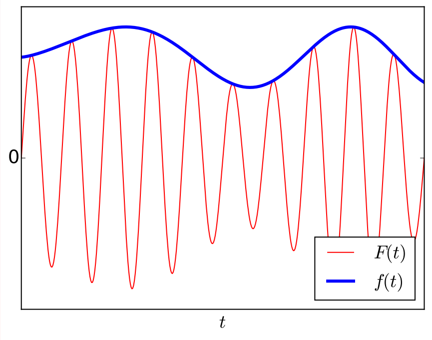
вращающийся базис

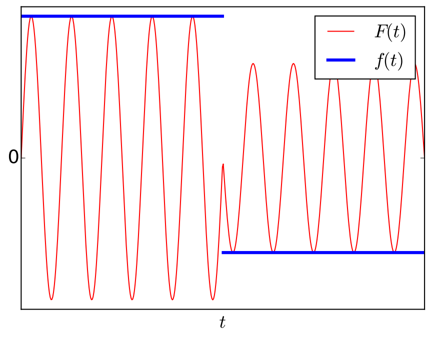
$$F(t) = f(t)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_c t}$$

$$|\psi(t)\rangle = \begin{pmatrix} \alpha(t)e^{-i(\omega_c+\delta/2)t} \\ \beta(t)e^{-i\delta t/2} \end{pmatrix}$$

Постановка задачи

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} \delta & f(t) \\ f^*(t) & -\delta \end{pmatrix}, \qquad \delta = \epsilon - \omega_c$$





Уравнение Шрёдингера

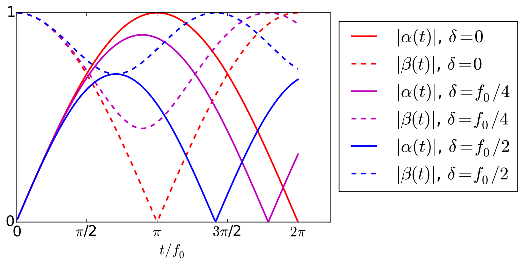
двухуровневая система без релаксации $|\psi(t)\rangle = \begin{pmatrix} \alpha(t) \\ \beta(t) \end{pmatrix}$

взаимодействует с классическим полем $f(t)$

$$i\hbar \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \alpha(t) \\ \beta(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \delta & f(t) \\ f^*(t) & -\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha(t) \\ \beta(t) \end{pmatrix}$$

точное решение 1

$$f(t) = f_0 = \text{const}$$



Осцилляции Раби

$$\Omega = \sqrt{|f_0|^2 + \delta^2}$$

точное решение 2

$$\delta = 0, \quad f(t) \text{ действительно}$$

$$\varphi(t) = \int\limits_0^t f(t_1) dt_1$$

$$\alpha(t) = A \cos \frac{\varphi(t)}{2} - \mathrm{i} B \sin \frac{\varphi(t)}{2}$$

$$\beta(t) = B \cos \frac{\varphi(t)}{2} - \mathrm{i} A \sin \frac{\varphi(t)}{2}$$

решение для произвольных δ, $f(t)$

варьируя A, B строим теорию возмущений по δ

начальные условия:

$$\begin{pmatrix}\alpha(t)\\ \beta(t)\end{pmatrix}\Bigg|_{t=0} = \begin{pmatrix}0\\ 1\end{pmatrix}, \quad \varphi(0)=0$$

π-импульс:

$$\varphi(T)=\pi$$

решение для $\beta(t) = B(t)\cos\frac{\varphi(t)}{2} - \mathrm{i}A(t)\sin\frac{\varphi(t)}{2}$:

$$B(t) = 1 + \frac{\delta \mathrm{i}}{2}\int\limits_0^t dt_1 \cos\varphi(t_1) - \frac{\delta^2}{4}\int\limits_0^t dt_1 \int\limits_0^{t_1} dt_2\, \cos\left[\varphi(t_2)-\varphi(t_1)\right] + \ldots$$

$$A(t) = -\frac{\delta}{2}\int\limits_0^t dt_1 \sin\varphi(t_1) + \frac{\delta^2 \mathrm{i}}{4}\int\limits_0^t dt_1 \int\limits_0^{t_1} dt_2\, \sin\left[\varphi(t_2)-\varphi(t_1)\right] + \ldots$$

Инверсия заселённости

имеет место π-импульс

$$\varphi(T) = \pi$$

основное состояние не занято ($\beta(T) = 0$):

$$\frac{d}{dt}A(t)\Big|_{t=T} = 0: \qquad \int_0^T \sin\varphi(t)dt = 0,$$

$$\frac{d^2}{dt^2}A(t)\Big|_{t=T} = 0: \qquad \int_0^T dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \sin\left[\varphi(t_1) - \varphi(t_2)\right] = 0,$$

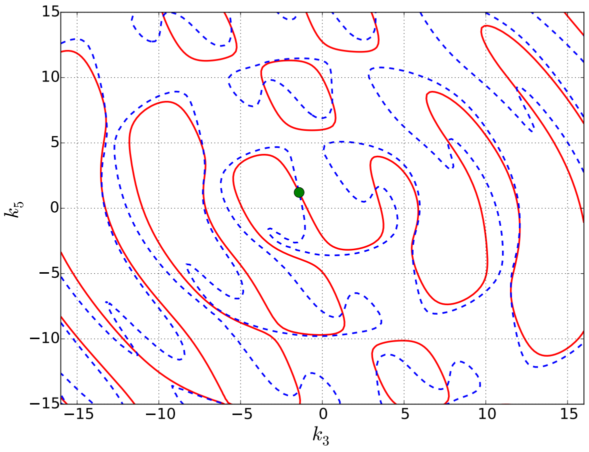
$$\frac{d^3}{dt^3}A(t)\Big|_{t=T} = 0: \qquad \int_0^T dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \int_0^{t_2} dt_3 \sin\left[\varphi(t_1) - \varphi(t_2) + \varphi(t_3)\right] = 0,$$

$$\ldots$$

Результаты

$$f(t) = \Omega\left[k_1 \sin\Omega t + k_3 \sin 3\Omega t + k_5 \sin 5\Omega t + \dots\right], \qquad T = \frac{\pi}{\Omega}$$

нули амплитуды волновой функции основного состояния в 1-м и 2-м порядках по δ после подачи π-импульса

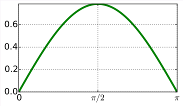


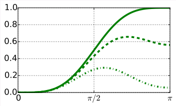
Результаты

$$f(t) = \Omega\,[k_1 \sin \Omega t + k_3 \sin 3\Omega t + k_5 \sin 5\Omega t + \ldots]\,, \qquad T = \frac{\pi}{\Omega}$$

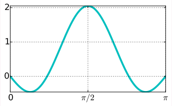
$f(t)$ | $n_\uparrow(t);\ \delta = 0, \Omega, 2\Omega$

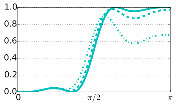
$N = 1$



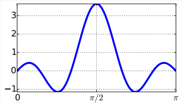


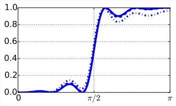
$N = 2$



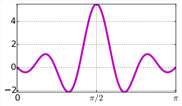


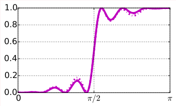
$N = 3$





$N = 4$

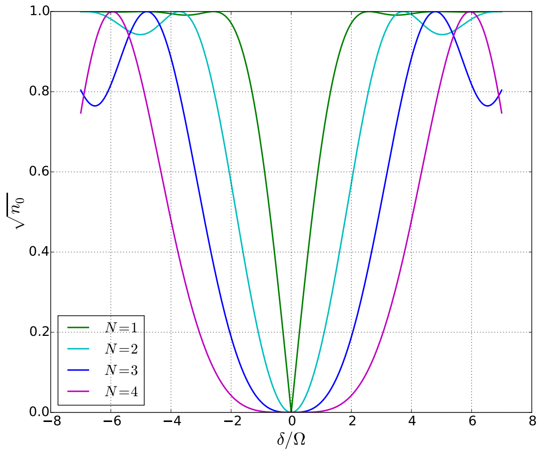




Результаты

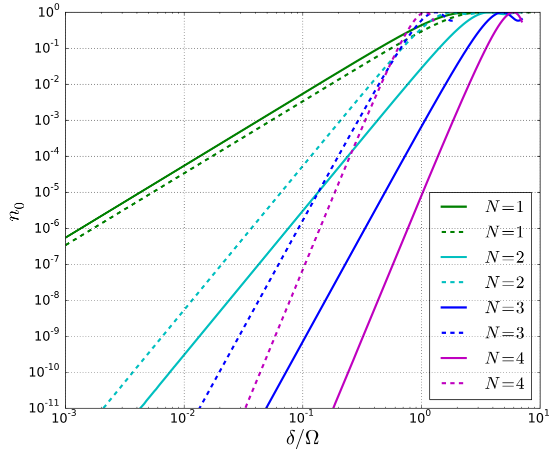
$$f(t) = \Omega\left[k_1 \sin \Omega t + k_3 \sin 3\Omega t + k_5 \sin 5\Omega t + \dots\right], \qquad T = \frac{\pi}{\Omega}$$

амплитуда волновой функции основного состояния после π-импульса



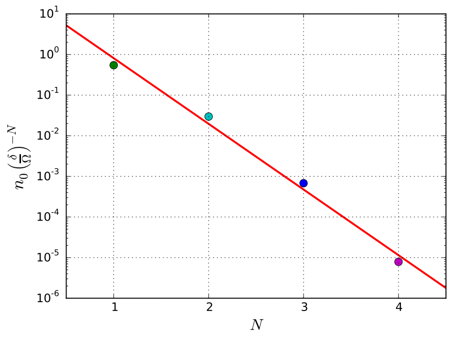
$$f(t) = \Omega\left[k_1 \sin\Omega t + k_3 \sin 3\Omega t + k_5 \sin 5\Omega t + \dots\right], \qquad T = \frac{\pi}{\Omega}$$

остаточная заселённость основного состояния после π-импульса



$$f(t) = \Omega\left[k_1 \sin\Omega t + k_3 \sin 3\Omega t + k_5 \sin 5\Omega t + \ldots\right], \qquad T = \frac{\pi}{\Omega}$$

нормированная остаточная заселённость основного состояния после подачи π-импульса



$$n_0(\delta) = 1 - n_{\uparrow} \approx 34\left(0.16\frac{\delta}{\Omega}\right)^{2N}$$

Выводы

- Предложена универсальная методика одновременного возбуждения неупорядоченных кубитов одиночным π-импульсом, позволяющая эффективно подавлять влияние неоднородного уширения их спектральной плотности.
- Показано, что вероятность возбуждения кубита рамках предложенной методики может быть близка к 1.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ