

Особенности динамики квантовых состояний джозефсоновских наносистем в процессе их взаимодействия с неклассическим электромагнитным полем

И.А. Терещенко^{1,2*}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 10.06.2024; подписана в печать 30.08.2024)

В работе исследована динамика квантовых состояний джозефсоновской сверхпроводящей наносистемы под действием различных неклассических полей. Такое рассмотрение перспективно с точки зрения разработки методов управления свойствами рассматриваемых систем и их использования в нанoeлектронике, а также для разработки квантовых логических протоколов. В работе проведено теоретическое моделирование работы планарных схем на основе джозефсоновских сверхпроводящих наноструктур за рамками линейного режима, а также разработаны методы управления квантовыми состояниями более высокой размерности в таких системах. В качестве примера джозефсоновской наноструктуры рассматривается кубит–трансмон, выполненный на основе наноразмерного сверхпроводящего джозефсоновского контакта, собственные состояния которого могут быть описаны в рамках модели квантового ангармонического осциллятора и анализируются в терминах бозонных лестничных операторов рождения и уничтожения возбуждения. Выявлены особенности динамики возбуждения таких структур, обусловленные Керровской нелинейностью джозефсоновской подсистемы. Показано формирование состояний с различными свойствами, возникающих в процессе динамики за счет эффектов нелинейной фазовой модуляции. Продемонстрирована возможность существенного подавления шумов в системе ниже уровня дробового шума. Обнаружена возможность управлять возбуждением состояний джозефсоновской подсистемы за счет варьирования параметров нелинейности и частотной отстройки. Выявлен эффект установления энергетического баланса между подсистемами за счет наличия Керровской нелинейности.

PACS: 42.50.Nn.

УДК: 539.184.

Ключевые слова: неклассическое электромагнитное поле, наносистема, джозефсоновская сверхпроводящая система, трансмон, возбуждение, нелинейный эффект Керра, нелинейная фазовая модуляция.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в системах, используемых для разработки квантовых логических операций, кодирование информации происходит либо в квантовых фотонных состояниях, либо в твердотельных кубитах. Многообещающими объектами для разработки квантовых логических схем, а также считывания, записи и хранения квантовой информации являются так называемые твердотельные атомы на основе эффекта Джозефсона [1–5]. Известно, что с помощью воздействия электромагнитных полей, включая и квантовые, возможно управлять состояниями и свойствами таких систем. Так, возможной оказывается контролируемая передача возбуждения от одного кубита к другому в результате варьирования параметров кубита во времени внешним полем. Это открывает широкий диапазон возможностей для создания алгоритмов хранения и передачи квантовой информации. Более того, передача неклассических свойств и даже квантовых корреляций от полевой подсистемы к джозефсоновскому атому является фундаментом создания полностью квантового интерфейса между полевой и твердотельной система-

ми. Одновременно с этим, взаимодействия фотонной и сверхпроводящей подсистем может приводить к формированию новых квантовых состояний с еще неисследованными свойствами. Именно поэтому взаимодействие сверхпроводящих джозефсоновских наносистем с неклассическими электромагнитными полями, является крайне перспективным направлением современных исследований. Не менее важным аспектом является и анализ роли нелинейности, характеризующей джозефсоновские атомы.

В данной работе в качестве примера джозефсоновских сверхпроводящих структур на чипе рассмотрены кубиты–трансмоны. Проведено исследование возбуждения таких структур различными неклассическими электромагнитными полями и выявлены особенности динамики возбуждения, обусловленные Керровской нелинейностью джозефсоновской подсистемы. Проведено теоретическое моделирование работы планарных схем на основе джозефсоновских сверхпроводящих наноструктур рамками линейного режима, разработаны методы управления квантовыми состояниями более высокой размерности в таких системах, а также проанализировано влияние неклассических свойств квантового поля на процессы возбуждения джозефсоновских систем. Обнаружены новые эффекты, обусловленные присутствием нелинейности.

* tereshchenko.ia19@physics.msu.ru

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

В качестве джозефсоновской наноструктуры рассматривается кубит–трансон, выполненный на основе наноразмерного сверхпроводящего джозефсоновского контакта, схематическое устройство которого представлено на рис. 1.

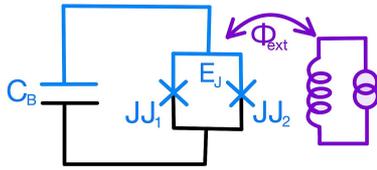


Рис. 1. Два параллельных джозефсоновских контакта, связанных большой емкостью, образуют интерферометр. Внешний магнитный поток позволяет менять джозефсоновскую энергию, в результате чего может изменяться частота кубита–трансона

Собственные состояния такого контакта могут быть описаны в рамках модели квантового ангармонического осциллятора и анализируются в терминах бозонных лестничных операторов \hat{a}^+ и \hat{a} , ответственных за рождение и уничтожение возбуждения, соответственно. Как правило, в электротехнике используются переменные тока I и напряжения U в силу простоты их измерения, в то время как измерения заряда Q и потока ϕ затруднены, так как заряд и потоки локализованы внутри элементов. С учетом равенства $Q = CU$ и $\phi = LI$, где C – емкость, а L – индуктивность, можно провести следующую аналогию между операторами:

$$\frac{L\hat{I}^2}{2} + \frac{C\hat{U}^2}{2} \rightarrow \hbar\omega_0\hat{a}^+\hat{a}, \quad (1)$$

где ω_0 – собственная частота осциллятора, а операторы рождения и уничтожения имеют следующий вид:

$$\hat{a} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\hat{\phi}}{\phi_r} + i \frac{\hat{Q}}{Q_r} \right), \quad \hat{a}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\hat{\phi}}{\phi_r} - i \frac{\hat{Q}}{Q_r} \right), \quad (2)$$

где ϕ_r , Q_r – нормировочные постоянные. С учетом нелинейности гамильтониан трансона может быть записан в следующем виде [6]:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_0\hat{a}^+\hat{a} + \hbar\frac{\gamma}{6} (\hat{a} + \hat{a}^+)^4, \quad (3)$$

где ω_0 – собственная частота осциллятора, в рамках модели которого рассматриваются квантовые состояния трансона, а $\gamma/6$ – это параметр нелинейности. Поскольку в нулевом порядке по параметру нелинейности гамильтониан (3) приводит к осцилляциям фотонных операторов в представлении Гейзенберга с частотой ω_0 , нелинейный член в гамильтониане можно

усреднить по высоким осцилляциям, оставляя только плавно меняющиеся слагаемые. Такая процедура фактически соответствует так называемому приближению вращающейся волны, в рамках которого можно получить следующий вид нелинейного члена:

$$(\hat{a} + \hat{a}^+)^4 \approx 6\hat{n}_a^2 + 6\hat{n}_a + 3, \quad (4)$$

где $\hat{n}_a = \hat{a}^+\hat{a}$ – оператор числа фотонов. Полученное в (4) выражение для нелинейного слагаемого свидетельствует о том, что нелинейность трансона аналогична виду керровской фазовой модуляции $\gamma\hat{n}_a(\hat{n}_a + 1)$. Таким образом, гамильтониан (3) может быть переписан следующим образом:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_0\hat{a}^+\hat{a} + \hbar\gamma\hat{n}_a(\hat{n}_a + 1). \quad (5)$$

В работе исследуется динамика возбуждения джозефсоновской наносистемы (трансона) под действием неклассического электромагнитного поля. Взаимодействие фотонной и сверхпроводящей подсистем рассматривается в рамках нестационарного уравнения Шредингера:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \hat{H}\psi. \quad (6)$$

Гамильтониан такой системы с учетом нелинейности трансона может быть записан следующим образом:

$$\hat{H} = \hbar\omega_0\hat{a}^+\hat{a} + \hbar(\omega_0 + \Delta\omega)\hat{b}^+\hat{b} + \hbar\frac{g}{2} (\hat{a}^+\hat{b} + \hat{b}^+\hat{a}) + \hbar\gamma\hat{n}_a(\hat{n}_a + 1), \quad (7)$$

где \hat{b}^+ и \hat{b} – операторы рождения и уничтожения фотона в полевой моде с положительной частотной отстройкой $\Delta\omega$. Сила взаимодействия полевой моды с джозефсоновской подсистемой принимается в виде $g = d\varepsilon_{0i}/\hbar$, где d – дипольный матричный элемент перехода, а ε_{0i} – константа для введения безразмерной квадратуры электромагнитного поля, которая зависит от объема резонатора L^3 : $\varepsilon_{0i} = \sqrt{4\pi\hbar\omega_i/L^3}$ [7–9].

В данной работе эффективность взаимодействия джозефсоновской подсистемы и поля предполагается достаточно большой, чтобы индуцированные полем переходы происходили значительно быстрее любых процессов декогеренции в системе, что фактически соответствует режиму сильного поля. Это позволяет корректно описывать динамику квантовой системы в рамках нестационарного уравнения Шредингера без учета диссипаций [10].

В общем случае нестационарное уравнение Шредингера (5) решается численно с использованием разложения решения по свободным от взаимодействия функциям джозефсоновской $\phi_n(\mathbf{r})$ и полевой $\tilde{\phi}_k(\mathbf{r})$ подсистем:

$$\psi(\mathbf{r}, q, t) = \sum C_{nk}\phi_n(\mathbf{r})\tilde{\phi}_k(q)e^{-iE_{nk}t/\hbar} \quad (8)$$

с обозначением суммарной энергии в системе $E_{nk} = E_n + \hbar(\omega_0 + \Delta\omega)(k + 1/2)$. В данном случае \mathbf{r} — это безразмерная координата квантового осциллятора, характеризующего возбуждение состояния трансмона, а q — безразмерная полевая квадратура моды квантового поля.

Подстановка решения (8) в уравнение (6) приводит к системе дифференциальных уравнений на амплитуды вероятности $C_{nk}(t)$:

$$i\dot{C}_{nk} = k\Delta\omega C_{nk} + \gamma n(n+1)C_{nk} + \sqrt{\frac{n(k+1)}{4}}g C_{n-1,k+1} + \sqrt{\frac{k(n+1)}{4}}g C_{n+1,k-1}. \quad (9)$$

На основе полученного решения была найдена формула для вероятности обнаружить трансмон в фоковском состоянии с номером n :

$$P_n(t) = \sum_k |C_{nk}(t)|^2. \quad (10)$$

Вероятность найти k фотонов в полевой моде может быть найдена по аналогично (10) формуле:

$$W_k(t) = \sum_n |C_{nk}(t)|^2. \quad (11)$$

Используя формулы (10) и (11) можно получить временные зависимости средних энергий каждой из подсистем:

$$\langle E_a(t) \rangle = \sum_n n P_n(t), \quad (12)$$

$$\langle E_b(t) \rangle = \sum_k k W_k(t). \quad (13)$$

$$D_{X_\beta}(t) = \frac{1}{2} + |\alpha|^2 \left(1 + e^{-|\alpha|^2(1-\cos(4\gamma t))} \right) \cos(2\gamma t + 2\omega_0 t + |\alpha|^2 \sin(4\gamma t) + 2\beta) - e^{-2|\alpha|^2(1-\cos(2\gamma t))} - e^{-2|\alpha|^2(1-\cos(2\gamma t))} \cos(2\omega_0 t + 2|\alpha|^2 \sin(4\gamma t) + 2\beta) \quad (17)$$

при следующем определении \hat{X}_β [12]:

$$\hat{X}_\beta = \hat{X}(t) \cos(\beta) + \hat{P}(t) \sin(\beta) = \frac{e^{-i\beta} a(t) + e^{i\beta} a^+(t)}{\sqrt{2}}, \quad (18)$$

где в рамках нашей системы аналогом координатной квадратуры \hat{X} являются флуктуации тока, а аналогом импульсной квадратуры \hat{P} — флуктуации напряжения.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Эффект формирования сжатых состояний трансмона

Первоначально в работе рассматривается простейший случай, соответствующий отсутствию квантового

поля. В качестве начальных состояний квантового поля были рассмотрены такие неклассические состояния, как фоковское состояние Φ_n с различным числом фотонов n и когерентное состояние $|\alpha\rangle$ с малым средним числом фотонов, которое может быть представлено в виде суперпозиции фоковских состояний [11]:

$$|\alpha\rangle = \sum_n \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \Phi_n. \quad (14)$$

Данное состояние характеризуется распределением Пуассона со средним числом фотонов $\langle N \rangle = |\alpha|^2$, и дисперсией по числу фотонов $D_n = \langle N \rangle$.

В работе был также рассмотрен частный случай, соответствующий отсутствию квантового поля. В этом случае гамильтониан системы соответствует формуле (5). Результаты в этом случае удобно получить в представлении Гейзенберга. Так, и с использованием гамильтониана (5) была получена система дифференциальных уравнений на эволюцию операторов рождения и уничтожения возбуждения:

$$\begin{cases} \dot{a} + i\omega_0 a + 2i\gamma a^+ a^2 = 0 \\ \dot{a}^+ - i\omega_0 a^+ + 2i\gamma a a^+{}^2 = 0 \end{cases}. \quad (15)$$

Решение этой системы известно и может быть найдено аналитически:

$$\begin{cases} \hat{a}(t) = \hat{a}_0 e^{-i\omega_0 t - 2i\gamma \hat{n}_a} \\ \hat{a}^+(t) = \hat{a}_0^+ e^{i\omega_0 t + 2i\gamma \hat{n}_a} \end{cases}. \quad (16)$$

На основе полученного решения была выведена формула для дисперсии повернутой на угол β квадратуры \hat{X}_β для случая, когда на вход трансмона подается гармонический сигнал, являющийся аналогом начального когерентного состояния $|\alpha\rangle$.

го поля. На основе анализа аналитически полученного решения (16) можно показать, что оператор числа фотонов является интегралом движения.

$$\langle \hat{a}^+(t) \hat{a}(t) \rangle = \hat{n}_a = \hat{I}. \quad (19)$$

Из (19) следует, что исследуемая нелинейность не меняет статистику фотонов. Это также хорошо может быть видно из решения системы дифференциальных уравнений на амплитуды вероятности (9), адаптированной для случая отсутствия полевой подсистемы.

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_n C_n(0) \phi_n(\mathbf{r}) e^{-i(\omega_0 + \gamma n(n+1))t}. \quad (20)$$

Так, из формулы (20) видно, что заселение различных состояний во времени не изменяется, в то время как возникает зависящая от времени фаза. Таким образом, наблюдается формирование квантовых состояний

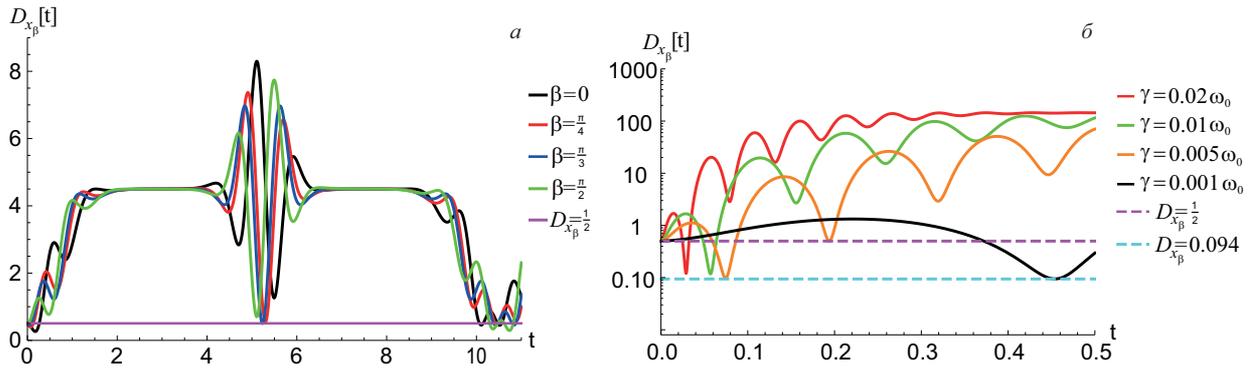


Рис. 2. Временные зависимости изменения дисперсии повернутой на угол β квадратуры (а) в случае фиксированных параметров $|\alpha|^2 = 4$, $\gamma = 0.3\omega_0$ для различных β ; (б) в случае фиксированных параметров $\beta = 1.7$ рад., $|\alpha|^2 = 144$ для различных параметров нелинейности γ

с различными свойствами, возникающих в процессе динамики за счет эффектов нелинейной фазовой модуляции, о чем свидетельствует, например, изменение дисперсии координатной квадратуры, проиллюстрированное на рис. 2.

Из рис. 2, а видно, что на начальных этапах динамики происходит формирование сильно сжатых состояний [11]. Это проявляется в значительном подавлении дисперсии квадратуры ниже уровня стандартного квантового предела. Так, на рис. 2, б продемонстрировано, что при определенных фиксированных параметрах системы величина флуктуаций оказывается существенно ниже дробового шума. Тем не менее, впоследствии наблюдается эффект антисжатия. Однако в силу периодичности динамики на определенных промежутках времени можно добиться значительного подавления флуктуация тока или напряжения в системе. На самом деле, этот эффект вызывает большой научный и практический интерес, несмотря на сильное неудобство, связанное с тем, что снижение флуктуаций тока или напряжения оказывается в течение очень непродолжительного промежутка времени.

2.2. Влияние нелинейности на динамику возбуждения состояний трансмона

Далее перейдем к рассмотрению случая взаимодействия джозефсоновской подсистемы с одномодовым квантовым полем. В этом случае помимо фазовой модуляции возникает и амплитудная модуляция. Так, на рис. 3 представлена временная зависимость вероятности возбуждения трансмона в состояния с различными номерами.

Рис. 3 иллюстрирует, что динамика возбуждения различных осцилляторных состояний трансмона характеризуется разной модуляцией. При этом в зависимости от параметров системы преимущественно возбуждаются различные состояния трансмона. Так, на рис. 3 продемонстрировано, что преимущественно заселяется

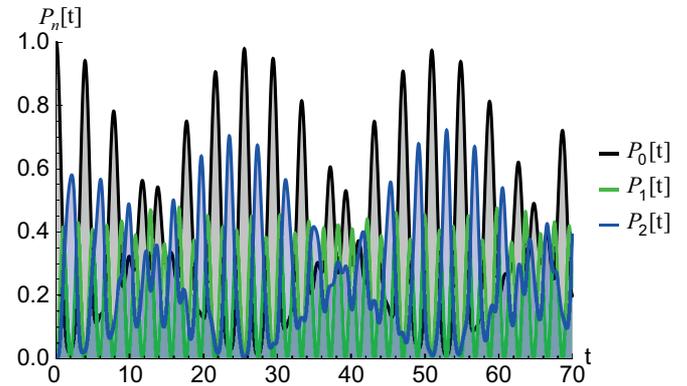


Рис. 3. Временные зависимости вероятности отсутствия возбуждения трансмона и перехода трансмона в состояния с номерами $n = 1, 2$, для начального условия $\psi_{in} = |0\rangle_a |5\rangle_b$ при $g = 0.1\omega_0$, $\gamma = 0.05\omega_0$, $\Delta\omega = 0.1\omega_0$

состояние с номером $n = 2$, а не состояние с номером $n = 1$. Таким образом, оказывается возможным варьировать преимущественный канал возбуждения трансмона.

Можно было бы ожидать, что нелинейность будет способствовать подавлению возбуждения джозефсоновской сверхпроводящей подсистемы, однако было обнаружено, что это не так. На рис. 4 приведены одномерные графики зависимости вероятности возбуждения трансмона в состояния с различными номерами для начального состояния системы $\psi_{in} = |0\rangle_a |n_0\rangle_b$, где $n_0 = 2$, из которых видно, что при наличии нелинейности возбуждение определенного состояния может быть даже выше, чем в случае отсутствия нелинейности.

Тем не менее, существует единственный случай, когда вероятность возбуждения состояния трансмона с максимально возможным номером n_0 невозможно усилить при помощи варьирования параметра нелинейности. Так, в случае резонансного поля из закона сохранения энергии следует, что первоначально запасенная в полевой моде энергия, равная $\hbar\omega_0 n_0$, при возбуж-

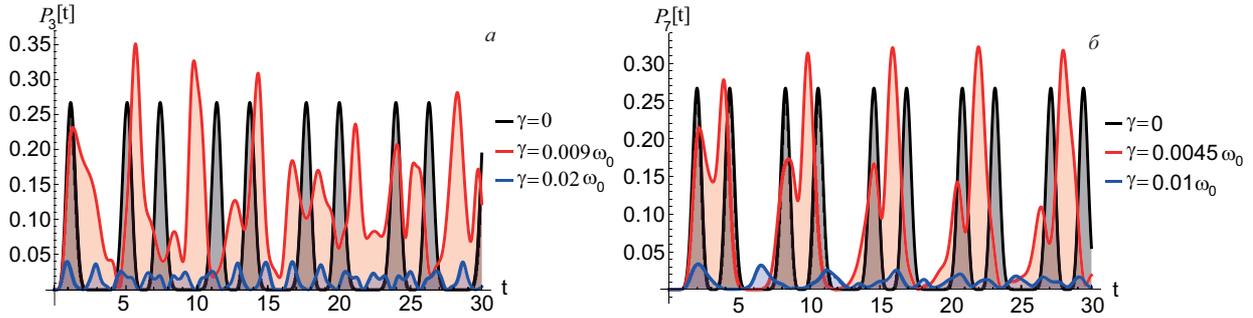


Рис. 4. Временные зависимости вероятности возбуждения трансмона в состоянии (а) с номером $n = 3$ и (б) $n = 7$ для начального состояния $\psi_{in} = |0\rangle_a |10\rangle_b$ в резонансном случае при $g = 0.1\omega_0$ в зависимости от различных параметров нелинейности γ

дении состояния с самым высоким номером должна быть полностью передана джозефсоновской подсистеме. Тогда при условии равенства конечной и начальной энергии и нулевой энергии взаимодействия в случае фоковского состояния имеет место следующее равенство:

$$\hbar\omega_0 n_0 = \hbar\omega_0 n_0 + \hbar\gamma n_0 (n_0 + 1), \quad (21)$$

которое выполняется только в случае $\gamma = 0$. Таким образом, в резонансном случае эффекты фазовой самомодуляции могут быть использованы для усиления вероятности возбуждения состояний только с промежуточными номерами, однако с их помощью никогда не получится сделать возбуждение с наивысшим номером превалярированным.

2.3. Влияние частотной отстройки поля на возбуждение трансмона

При анализе была обнаружена существенно немонотонная зависимость возбуждения трансмона в определенное состояние от частотной отстройки квантового поля, что хорошо проиллюстрировано на рис. 5 с помощью одномерных временных зависимостей вероятности возбуждения трансмона в состояние с максимально возможным номером.

Так, на рис. 5 видно, что значительное усиление вероятности перехода трансмона в состояние с $n = 7$ происходит при достаточно большой отстройке $\Delta\omega = 0.96\omega_0$. Более того, с течением времени вероятность заселения данного состояния может оказаться больше для другого значения отстройки, но в пределе больших времен становится ясно, каково оптимальное значение отстройки от резонанса. Например, на начальных этапах динамики график, соответствующий зеленому цвету, опережает синюю зависимость по величине вероятности, однако стоит учитывать, что зависимости, соответствующие разным частотным отстройкам, характеризуются различной модуляцией. Как результат, максимальная амплитуда вероятности возбуждения, соответствующая оптимальной отстройке, начинает преваляризовать на больших временах.

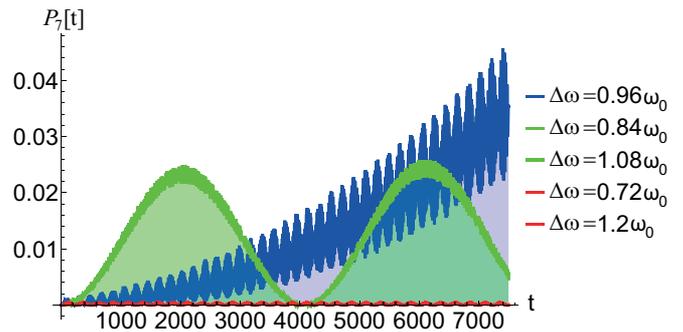


Рис. 5. Временные зависимости вероятности возбуждения трансмона в состояние с номером $n = 7$ в случае $\psi_{in} = |0\rangle_a |7\rangle_b$ при $g = 0.1\omega_0$, $\gamma = 0.12\omega_0$ в случае оптимальных частотных отстроек $\Delta\omega_{7, \text{опт}}$, $\Delta\omega_{7, \text{опт}} \pm \gamma$, $\Delta\omega_{7, \text{опт}} \pm 2\gamma$

3. ЭФФЕКТ УСТАНОВЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСА ВО ВРЕМЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОДСИСТЕМ

До сих пор мы рассматривали случай взаимодействия джозефсоновской подсистемы с полем, изначально находящемся в фоковском состоянии, поэтому интересно проанализировать динамику взаимодействия в случае, когда поле изначально находится в неклассическом состоянии, а именно: в когерентном состоянии с малым средним числом фотонов. Прежде всего, было обнаружено, что на протяжении всего времени взаимодействия полная энергия системы сохраняется и оказывается равной изначально запасенной, что объясняется интегралом движения, отвечающим за сохранение среднего числа фотонов:

$$\langle N_a(t) \rangle + \langle N_b(t) \rangle = \text{const} = |\alpha|^2. \quad (22)$$

При дальнейшем анализе изменения средних энергий каждой из подсистем на начальном этапе динамики наблюдается интенсивная перекачка энергии. Эффективность данного процесса постепенно снижается до тех пор, пока в системе не устанавливается энергетический баланс, что хорошо продемонстрировано на рис. 6. Примечательно, что в случае отсутствия нели-

нейности наблюдается постоянная перекачка всей запасенной энергии из одной подсистемы в другую. Следовательно, эффект установления энергетического баланса является следствием влияния рассматриваемого типа нелинейности.

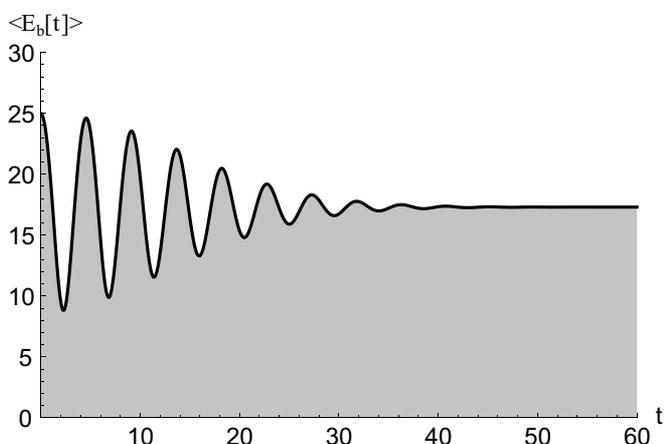


Рис. 6. Временная зависимость средней энергии полевой подсистем в случае начального состояния $\psi_{in2} = |0\rangle_a |\alpha\rangle_b$, где $|\alpha|^2 = 25$ при $g = 0.1\omega_0$, $\gamma = 0.004\omega_0$, $\Delta\omega = 0$

Из рис. 6 видно, что после установления энергетического баланса средняя энергия поля и трансмона не изменяется со временем, что обусловлено формирова-

нием квазистационарных состояний в каждой из подсистем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе было проведено исследование динамики взаимодействия джозефсоновской сверхпроводящей подсистемы, в качестве которой рассматривался кубит-трансмон, с неклассическим электромагнитным полем. Продемонстрировано формирование квантовых состояний с различными свойствами, возникающих в процессе динамики за счет эффектов нелинейной фазовой модуляции. Обнаружено значительное подавление шумов тока или напряжения существенно ниже уровня дробового шума. Продемонстрирована возможность управления возбуждением состояний трансмона за счет варьирования параметров нелинейности и частотной отстройки. Обнаружен эффект установления энергетического баланса между подсистемами за счет наличия Керровской нелинейности.

Автор выражает благодарность профессору О.В. Тихоновой за плодотворные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-79-10018) и фонда «Базис» (грант № 23-2-1-33-1). Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

- [1] Chiorescu I., Nakamura Y., Harmans C.J.P.M., Mooij J.E. // Science. **299**. 1869 (2003).
- [2] Friedman J.R., Patel V., Chen W. et al. // Nature. **406**. 43 (2000).
- [3] Houck A.A., Tureci H.E., Koch J. // Nature Phys. **8**. 292 (2012).
- [4] Martinis John M., Nam S., Aumentado J., Urbina C. // Phys. Rev. Lett. **89**. 117901 (2002).
- [5] Steffen M., Ansmann M., Bialczak R.C. et al. // Science. **313**. 1423 (2006).
- [6] Гергель В.П., Денисенко М.В., Линёв А.В., Сатанин А.М. // Физика твердого тела. **58**, № 11. 2109.
- [7] Tereshchenko I.A., Tikhonova O.V. // Laser Phys. **32**. 084002 (2022).
- [8] Popolitova D.V., Tikhonova O.V. // Laser Phys. Lett. **16**. 125301 (2019).
- [9] Tereshchenko I.A., Tikhonova O.V. // Laser Phys Lett. **20**. 075301 (2023).
- [10] Tikhonova O.V., Vasil'ev A.N. // J. Phys.: Condens. Matter. **35**. 115302 (2023).
- [11] Scully M.O., Zubairy M.S. Quantum Optics. Cambridge: Cambridge University Press. 1997.
- [12] Захаров Р.В., Тихонова О.В. // УФН. **193**, № 4. 406 (2023).

Peculiarities of the dynamics of quantum states of Josephson nanosystems during their interaction with a non-classical electromagnetic field

I.A. Tereshchenko^{1,2}

¹ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia

² Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow, 119234, Russia

E-mail: tereshchenko.ia19@physics.msu.ru

The dynamics of quantum states of a Josephson superconducting nanosystem under the action of various non-classical fields is studied. Such consideration is promising from the point of view of developing methods for controlling the

properties of the systems under consideration and their use in nanoelectronics, as well as for the development of quantum logic protocols. Theoretical modeling of the operation of planar circuits based on Josephson superconducting nanostructures outside the linear regime is carried out, and methods for controlling quantum states of higher dimension in such systems are developed. As an example of a Josephson nanostructure, a qubit-transmon is considered, made on the basis of a nanoscale superconducting Josephson contact, whose eigenstates can be described within the framework of a quantum anharmonic oscillator model and analyzed in terms of bosonic ladder operators of creation and annihilation of excitation. The peculiarities of the excitation dynamics of such structures due to the Kerr nonlinearity of the Josephson subsystem are revealed. The formation of states with different properties arising in the process of dynamics due to the effects of nonlinear phase modulation is shown. The possibility of significant noise suppression in the system below the shot noise level has been demonstrated. The possibility of controlling the excitation of states of the Josephson subsystem by varying the parameters of nonlinearity and frequency detuning has been discovered. The effect of establishing an energy balance between subsystems due to the presence of Kerr nonlinearity is revealed.

PACS: 42.50 Nn.

Keywords: nonclassical electromagnetic field, nanosystem, Josephson superconducting system, transmon, excitation, nonlinear Kerr effect, nonlinear phase modulation.

Received 10 June 2024.

Сведения об авторе

Терещенко Ирина Александровна — студентка магистратуры; e-mail: tereshchenko.ia19@physics.msu.ru.