<<Тихий>> фазовый кубит : осуществление логических операций .

<u>Соседко Дмитрий Николаевич</u> **,** ***Кленов Н.В***

Студент 4 курса, аспирант

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

demit@list.ru

В последние годы было создано несколько различных джозефсоновких фазовых битов (кубитов) – квантовомеханических систем , состояния которых представимы в виде когерентной суперпозиции двух различных базисных состояний , а характерная джозевсоновская энергия E_J много больше характерной кулоновкой энергии E_{Q0} . Однако проблема выбора оптимальной конструкции фазового кубита остается открытой . В частности , необходимость задания постоянного магнитного потока смещения , равного $\Phi_0/2$ (где $\Phi_0 = hc/2e$) в каждый из кубитов является препятствием на пути маштабирования кубитных систем.

Показано , что использование джозефсоновских переходов с несинусоидальной ток-фазовой зависимостью вида

$$I_s(\varphi) = A\sin\varphi - B\sin 2\varphi + ...,$$

которая , например , при определенных условиях наблюдается в бикристалических переходах на основе высокотемпературных сверхпроводников , позволит создать новые << тихие>> фазовые кубиты , не нуждающиеся в смещении внешним магнитным полем или источником тока. Для реализации данного кубита был использован двуконтактный сверхпроводящий интерферометр с условием на амплитуды $2|(B_1 + B_2)| > (A_1 + A_2)$, где индексам соответствуют номера 1 и 2 перехода. Гамильтониан такого кубита имеет следующий вид :

$$\hat{H} = 8E_Q n_\varphi^2 + 2E_Q n_\vartheta^2 + U(\vartheta,\varphi);$$

где $U(\vartheta,\varphi)$ -потенциальная энергия :

$U(\vartheta,\varphi) = -2E_J\cos\vartheta\cos\frac{\varphi}{2} - (\alpha_1+\alpha_2)E_J\cos 2\vartheta\cos\varphi + \frac{E_J}{2\beta_L}(\varphi-\varphi_e)^2$, переменные φ и ϑ выражаются через джозефсоновские фазы $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 \mid 2\pi\frac{\Phi_e}{\Phi_0}, \vartheta = (\varphi_1+\varphi_2)/2$, Φ_e - внешний магнитный поток , $\beta_L = 2\pi LI/\Phi_0$, $\alpha_1 = A_1/B_1, \alpha_2 = A_2/B_2, n_\varphi$ и n_θ -сопряженные переменные .

Был рассчитан круговой ток в кубите $\hat{I} = \frac{\partial\hat{H}}{\partial\Phi_e}$, который оказался пропорционален квадрату внешнего магнитного потока , что определяет слабое влияние малых флуктаций внешнего сигнала на динамику кубита . Если ток-фазовые характеристики переходов совпадают $(\alpha_1 = \alpha_2)$, то в отсутствии внешнего поля круговой ток также отсутствует. Таким образом , другими преимуществами “тихого” кубита являются отсутствие в нем круговых токов, не зависящих от состояния кубита , и высокая степень защищенности от флуктуаций внешних магнитных полей .

Показано , что с помощью контролируемых внешних полей внешних магнитных полей возможно управление состояниями “тихого” кубита . В отсутствии таких полей энергия основного состояния кубита равна : $E_0 = \frac{(2e)\omega}{2};\omega = \frac{2E_{Q0}}{e}\sqrt{s(B_1+B_2)\left(1-\left|\frac{A_1+A_2}{4(B_1+B_2)}\right|^2\right)}$;

Где $s = E_J/E_{Q0}$. Величину расщепления можно рассчитать как в рамках квазиклассического подхода , так и путем непосредственного решения уравнения Шредингера для рассматриваемой системы :

$$\Delta = \frac{2e\omega}{\pi} \exp \left(-\frac{1}{2} \int_{\theta_1}^{\vartheta_2} \sqrt{\frac{V - E_0}{E_{Q0}}}\, d\theta \right).$$

V- максимальная высота потенциального барьера .
Сравнивая полученную величину энергетического расщепления с расстоянием до первого возбужденного уровня E_1 , мы видим , что расщепленное основное состояние кубита можно при любом внешнем магнитном поле считать достаточно хорошо отделенным от возбужденных состояний . Тогда гамильтониан системы записывается с помощью матриц Паули : $\hat{H}_{ctrl} = -\Delta(\varphi_e)\hat{\sigma}_x - \delta(\varphi_e)\hat{\sigma}_z$,
Прикладывая магнитное поле при определенных условиях , определяемых видом ток-фазовых характеристик , величиной приложенного поля мы можем независимо менять оба слагаемых в гамильтониане $\hat{H}_{ctrl}$. Прикладывая импульс магнитного поля длительностью τ , мы осуществляем унитарное преобразование состояния кубита :

$$U_x(\gamma) = \exp\left(\frac{i\gamma}{2}\right) = \exp\left(\frac{i\Delta(\varphi_e)\tau}{2}\hat{\sigma}_x\right) = \begin{pmatrix} \cos(i\gamma/2) & i\sin(\gamma/2) \\ i\sin(\gamma/2) & \cos(\gamma/2) \end{pmatrix},$$

где $\gamma = \Delta(\varphi_e)\tau /$. Полагая , что $E_{Q0}/2\approx$ и $\Delta(\varphi_e) \ll E_{Q0}$, мы получим , что импульс длительностью $\tau \approx 0.5$ нс $(\gamma = \pi)$ эквивалентен осуществлению операции NOT :

$$U_x(\pi) = NOT = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Приложение магнитного поля к выбранным кубитам системы , обуславливает в них круговые токи и тем самым позволяет кубитам взаимодействовать между собой . Управляя длительностью прикладываемого импульса магнитного поля , а значит и временем взаимодействия кубитов , мы можем осуществлять и такие операции , как контролируемый сдвиг волновых функций , величина которого зависит от времени взаимодействия кубитов.

Литература .

1. C.H. van der Waal , A.C.J. ter Haar, et al., Science , vol. 290 .
2. M.H.S. Amin, A.Yu. Smirnov, et al.,Phys . Rev. B, vol.73.