

УДК 535.2:548.0

© 1993

ОБРАТИМЫЕ ЛОГИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОДИНОЧНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ ДЛЯ КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКОГО КОМПЬЮТЕРА

Вятчанин С. П., Зубова Е. А.

Институт физики им. Б. И. Степанова, 220602, Минск, Беларусь

(Поступило в Редакцию 21 декабря 1992 г.)

Электрон, пролетающий вдоль диэлектрического волновода без оболочки, может быть использован для контроля за фотонами в волноводе. Предложено две возможности: изменение поляризации фотона и переизлучение фотона из одного волновода в другой. Если относительная разница между скоростями электрона и волны в волноводе мала, то вероятность переизлучения фотона из одной моды в другую может быть велика, и такое устройство может быть использовано как обратимый логический элемент в фейнмановском квантово-механическом компьютере.

1. Введение

В обычных ЭВМ при манипуляции с одним битом информации диссипируется энергия порядка $10^{10} kT$. В природе при копировании информации на ДНК затрачивается около $100 kT$ на 1 бит. Такие огромные потери связаны с макроскопическими размерами этих систем. Если же представить себе в качестве логической ячейки квантово-механическую систему, то в необратимых процессах (например, при выполнении операции «И») должна диссипироваться энергия $\ln 2 \cdot kT$ (потому, что на выходе появляется одно из двух возможных значений; это соответствует приращению энтропии $\delta S = \ln 2$ и выделению энергии (при температуре T) kT). Кроме того, совсем не обязательно строить компьютер из необратимых ячеек. Известно несколько умоглядных моделей обратимых вычислений (на выходе получается результат и копия исходной информации), в которых энергия не диссипируется (например, баллистический компьютер Беннета и брауновский компьютер — подробнее см. в [1]).

В 1984 г. Р. Фейнман [2] пришел к выводу, что квантовая механика не накладывает никаких ограничений на минимальную энергию, диссипируемую обратимой логической ячейкой квантово-механического компьютера, и что, как и в классике, идеальная ячейка или неидеальная, но с временем вычисления, стремящимся к бесконечности, энергию не диссипирует.

Фейнман выписал гамильтониан квантово-механической системы, которая может служить в качестве обратимой ЭВМ, но он не интересовался конкретной физической реализацией системы с таким гамильтонианом.

Поскольку всякое обратимое вычисление обязательно должно включать в себя квантовое невозмущающее измерение (КНИ) [3, 4], то построить обратимую ЭВМ возможно только на основе схем таких измерений. Данная работа [5] посвящена реализации обратимой ЭВМ на основе схемы КНИ энергии при квадратичном рассеянии электрона на фотоне в волноводе.

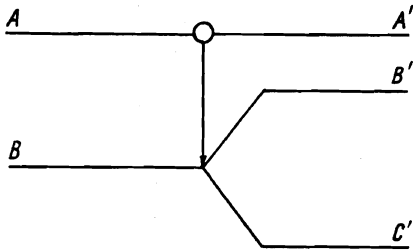


Рис. 1. «Переключатель».

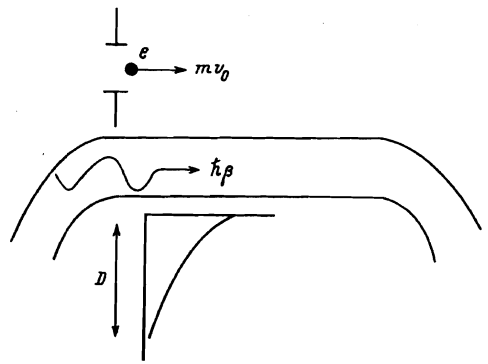


Рис. 2. Схема КНИ энергии при квадратичном рассеянии электрона на фотоне в волноводе.

Изложение построено следующим образом: сначала приведены необходимые сведения об обратимых ЭВМ, потом описана упомянутая схема КНИ энергии, затем предложено собственно построение логических ячеек обратимой ЭВМ и, наконец, рассмотрены возможности технической реализации.

2. Необходимый набор первичных логических ячеек для обратимой ЭВМ

Для создания обратимой ЭВМ можно использовать несколько наборов первичных логических ячеек. Один из самых простых (описанный в вышеупомянутой статье Фейнмана) состоит всего из двух элементов: элемента «Не» и «Переключателя», выполняющего следующую операцию (рис. 1): если значение управляющего элемента A (оно не меняется в процессе вычисления) равно 0, то значение B передается в B' , а если $A = 1$, то в C' . В обратном порядке эта ячейка работает так: если $A = 0$, значение B' передается в B , если $A = 1$, значение C' передается в B .

Для обоих элементов в процесс вычисления входит измерение: отрицательной величины или управляющего параметра, которое должно быть невозмущающим, чтобы обеспечить обратимость операции.

3. Схема КНИ энергии фотона при квадратичном рассеянии электрона на фотоне в волноводе [6] (рис. 2)

Будем понимать под фотоном в волноводе монофотонное состояние с некоторой средней энергией $E_{ph} = \hbar\omega_{ph}$, длительностью τ_{int} и неопределенностью энергии \hbar/τ_{int} . Фотон характеризуется также волновым вектором β и фазовой v_{ph} и групповой v_{gr} скоростями. Электромагнитное поле фотона неоднородно и эффективно спадает на расстоянии D от волновода.

Электрон летит вдоль волновода в направлении движения фотона со скоростью v_0 , близкой к фазовой скорости фотона так, что величина $\alpha_{ph} = 1 - v_0/v_{ph} \ll 1$.

Совершая колебания в переменном неоднородном электромагнитном поле, электрон рассеивается (сила Миллера [7, 8]), получая поперечный импульс p_{\perp} , направленный противоположно градиенту векторного потенциала и пропорциональный энергии фотона. Нерелятивистский классический расчет дает

$$p_{\perp} \approx \frac{E_{ph}}{v_0} \frac{2}{D\beta} k \frac{2\hbar}{D} N, \quad (1)$$

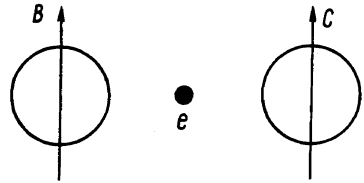
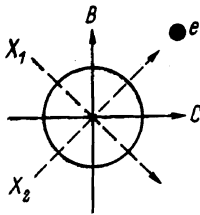


Рис. 3. Базисные моды круглого волновода.

Рис. 4. Взаимодействие между модами двух разных волноводов.

где N — число фотонов в волноводе,

$$k = \frac{2\Gamma\Omega}{\Gamma^2 + \Omega^2}, \quad (2)$$

Γ — коэффициент радиационного трения электрона, $\Omega \approx \alpha_{ph}v_{ph}$.

Чем ближе скорость электрона к фазовой скорости фотона, тем больше связь электрона с волной и тем больше амплитуда колебаний. Но тем больше и радиационное трение, и излучение электрона обратно в моду. Этот факт учитывается множителем k в формуле (1). Из формулы (2) следует, что существует оптимальная величина α_{ph} , при которой взаимодействие электрона с фотоном наиболее эффективно с точки зрения измерения энергии фотона. Измеряя импульс электрона, мы можем получить значение энергии фотона со сколь угодно большой точностью. Разумеется, фаза в этом случае возмущается неконтролируемым образом.

4. Взаимодействие электрона с двумя модами поля

Для наших целей нам необходимо рассмотреть, что происходит с электромагнитной волной в результате взаимодействия с электроном. Любая волна может быть разложена по базисным модам взаимно ортогональной поляризации X_1 и X_2 [°] (рис. 3). Оказывается, что с каждой из этих мод электрон взаимодействует независимо от другой и не осуществляет связи между ними. Результатом взаимодействия будет задержка фазы, неодинаковая для X_1 и X_2 . Из-за этого в нашей системе возникает эффект двойного лучепреломления. Если поляризация исходной волны не совпадает с поляризацией ни одной из мод X_1 и X_2 (например, это поляризация B на рис. 3), то взаимодействие с электроном изменит ее как прохождение двулучепреломляющего кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением поляризации одной из базисных мод X_1 и X_2 . А именно волна из линейно поляризованной (B) станет эллиптически поляризованной, т. е. часть энергии переизлучится в моду, ортогональную исходной (в C). Другими словами, электрон осуществляет связь между модами B и C и с определенной вероятностью переизлучает фотон из одной моды в другую.

Точно так же электрон осуществляет связь между модами двух разных волноводов (рис. 4). Базисные моды X_1 и X_2 даются в этом случае формулами

$$X_1 = (B + C)/\sqrt{2}, \quad X_2 = (B - C)/\sqrt{2}. \quad (3)$$

В первом случае переполаризации коэффициент перекачки по энергии имеет вид

$$g = \frac{E_{C'}}{E_{B'}} = \left(\frac{k_1 - k_2}{1 + k_1 k_2} \right)^2, \quad k_1 = \frac{\Gamma_1}{\Omega}, \quad k_2 = \frac{\Gamma_2}{\Omega}, \quad (4)$$

где Γ_1 и Γ_2 — коэффициенты радиационного трения электрона для мод X_1 и X_2 . В случае переизлучения в другой волновод взаимодействие с разностной модой отсутствует и формула упрощается по

$$g = \left(\frac{\Gamma_1}{\Omega} \right)^2. \quad (5)$$

Рассмотрим возможности реализации предложенных схем в диапазоне ближнего инфракрасного света $\omega_0 = 4 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ для основной моды HE_{11} диэлектрических волноводов круглого сечения. При использовании материала волноводов с большим показателем преломления $n = 2.5 - 2.8$ (халькогенидные стекла) требуется относительно невысокое ускоряющее напряжение для электронов — 30—50 кВ. При радиусе волновода $r_0 \approx 2.4 \text{ мкм}$, $n = 2.65$ и расстоянии электрона от центра волновода $R \approx 4.8 \text{ мкм}$ расчет на ЭВМ для схемы переполаризации дает максимальный коэффициент перекачки $g \approx 16$ при $\alpha_{\text{ph}}^2 \alpha_{\text{gr}} \approx 0.9 \cdot 10^{-15}$. В схеме переизлучения фотона в другой волновод коэффициент перекачки при $r \approx 1.6 \text{ мкм}$, $n = 2.65$, $R \approx 2 \text{ мкм}$ и расстоянии между волноводами $2R$ равен 400 при $\alpha_{\text{ph}}^2 \alpha_{\text{gr}} \approx 10^{-11}$.

5. Построение логических ячеек обратимой ЭВМ

Рассмотрим схему переключающего устройства рис. 5. Электрон, пролетая вблизи волновода A , осуществляет невозмущающее измерение энергии управляющего фотона и в зависимости от результата этого измерения рассеивается или не рассеивается, осуществляя или не осуществляя взаимодействие между модами волноводов B и C . В случае $B=1, C=0$ B' будет отрицанием A , а в случае произвольного B и $C=0$ мы получим «Переключатель». Аналогичные ячейки можно получить и в схеме с переполаризацией.

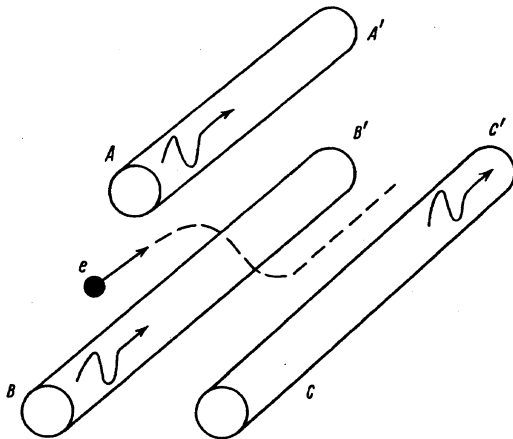


Рис. 5. Схема переключающего устройства.

6. Техническая реализация

Техническая реализация предложенной схемы сталкивается с двумя проблемами. Во-первых, обе схемы очень чувствительны к точности фокусировки электрона, которая при длине взаимодействия $L = 10$ см (для квантов длительности $2 \cdot 10^{-13}$ с) не может быть лучше, чем 0.3 мкм. При такой ошибке относительное уменьшение коэффициента перекачки в схеме переполаризации составит около 7%, а в схеме переизлучения фотона в другой волновод перекачки вообще не будет. Эта проблема в принципе может быть решена переходом в область более длинных волн. Во-вторых, возникают трудности из-за дисперсии волн в волноводе. Они могут быть преодолены в замедляющих системах типа гофрированного волновода [5]. Эти системы имеют рабочую частоту, на которой дисперсия отсутствует. Потери энергии при вычислениях (на излучение в пространство) очень малы. Численные оценки показывают, что они много меньше kT ($T = 300$ К) и энергии фотона. Из обзора этих проблем и физической ситуации в схеме видно, что предложенная идея построения обратимого квантово-механического компьютера, практически не диссипирующего энергию при вычислениях, может быть технически реализована по крайней мере в модельном эксперименте.

Список литературы

- [1] Fredkin E., Toffoli T. // *Int. J. Theor. Phys.* 1982. V. 21. P. 219.
- [2] Фейнман Р. Ф. // *УФН.* 1986. Т. 149. С. 671.
- [3] Воронцов Ю. И. Теория и методы макроскопических измерений. М., 1989.
- [4] Брагинский В. Б. // *УФН.* 1988. Т. 156. № 1. С. 93.
- [5] Вятчанин С. П., Зубова Е. А. // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия.* 1991. Т. 32. № 3. С. 37.
- [6] Вятчанин С. П. // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия.* 1990. Т. 31. № 5. С. 41.
- [7] Миллер М. А. Труды II Всесоюзной конференции МВО по радиоэлектронике. Саратов, 1957.
- [8] Гапонов А. В., Миллер М. А. // *ЖЭТФ.* 1958. Т. 34. С. 241.
- [9] Снайдерс А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М., 1987.