

01;06.2;06.3

©1995

## ОДНОКАНАЛЬНЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ТРАНЗИСТОР И ЭЛЕКТРОННЫЙ ФИЛЬТР

*А.С. Тагер, И.П. Чепурных*

Идея интерференционного транзистора, предложенного около 10 лет назад в работе [1], заключается в использовании двух отдельных квантово-размерных каналов, вдоль которых распространяются электронные волны, интерферирующие на общем выходном конце каналов. С помощью внешнего магнитного или электрического поля можно изменять разность фаз интерферирующих волн и, следовательно, регулировать электронный ток на выходе структуры (эффект Ааронова-Бома). Однако, насколько нам известно, эта заманчивая идея до сих пор нереализована экспериментально из-за технологических трудностей, связанных в основном с проблемой возбуждения двух когерентных электронных волн с одинаковыми амплитудами на входе и их прецизионного сложения на выходе. Отметим также, что двухканальный транзистор по крайней мере в том виде, в каком он рассматривался в [1] и в ряде последующих публикаций, имеет и принципиальный недостаток — эффективность практически наиболее интересного варианта с электрическим управлением невелика — расчетный коэффициент модуляции тока всегда меньше 100%. Между тем, как показано в [2], две (или большее число) независимые когерентные электронные волны могут быть возбуждены и в одном квантово-размерном канале (электронном волноводе). Эти волны (волновые моды) описывают баллистическое движение электронов вдоль электронного волновода в различных энергетических подзонах, соответствующих различным дискретным значениям поперечной составляющей их квазиимпульса (поперечной энергии). При одинаковой полной энергии  $\varepsilon$  эти электроны имеют различные продольные скорости, а соответствующие им волновые моды — различные фазовые скорости. Электронный ток в каждом сечении волновода определяется интерференцией мод и зависит от отношения их амплитуд и разности фаз. Согласно [2], амплитуды волновых мод, возбуждаемых на границе двух секций электронного волновода, а также их фазовые скорости можно изменять, варьируя размеры поперечного сечения одной из секций или поперечное электрическое поле

в ней. Этот механизм можно использовать для создания одноканальных транзисторов, а также одноканальных электронных фильтров, пропускающих (или не пропускающих) электроны, с энергиями, лежащими в более или менее узком интервале  $\Delta\varepsilon$ . Рассмотрим планарный  $2D$  электронный волновод, образованный трехслойной гетероструктурой, в которой потенциальный барьер  $U$  для электронов на границах между узкозонным внутренним слоем толщиной  $a_1$  и широкозонными наружными слоями достаточно высок, так что глубина проникновения волновых функций электронов с заданными значениями поперечной энергии  $\varepsilon_n \simeq \frac{\hbar^2 n^2}{8ma_1^2} < U$ , ( $\hbar$  — постоянная Планка,  $m$  — эффективная масса электронов,  $n = 1, 2, \dots, k$ ) значительно меньше  $a_1$ . Допустим, что на участке длиной  $L$  ширина внутреннего слоя увеличена до  $a_2 > a_1$ , как показано на вставке к рис. 1. При выполнении условий

$$\varepsilon_1 \equiv \varepsilon_c < \varepsilon < 4\varepsilon_c, \quad a_2/a_1 < (n+1)/2 \quad (1)$$

в регулярной части электронного волновода может распространяться только одна волновая мода, а на расширенном участке —  $n$  мод с постоянными распространения  $\gamma = (2\pi/\lambda)(1 - \lambda^2 n^2 / 4a_2^2)^{1/2}$ , где  $\lambda = \hbar / (2m\varepsilon)^{1/2}$  длина волны де Бройля. Интерференционные эффекты в секции  $L$  обусловлены как интерференцией прямых и обратных электронных волн, рождающихся в каждой из мод при многократных отражениях от входного и выходного концов этой секции, так и интерференцией волн, относящихся к различным модам. При каждом отражении кроме бесконечного числа нераспространяющихся электронных волн, описывающих рассеяние электронов под углами к оси волновода, отличными от углов, характерных для распространяющихся мод [3], возбуждаются  $(n+1)$  волн: одна, распространяющаяся в регулярном волноводе, вторая — отраженная волна той же моды и  $(n-1)$  отраженных волн, соответствующих другим распространяющимся в секции  $L$  модам. Результирующая интерференционная картина оказывается довольно сложной и в общем случае не поддающейся аналитическому описанию. Результаты численного расчета, выполненного на основе аналогии между электронными и электромагнитными волнами и алгоритмов, разработанных в [4], иллюстрируются рис. 1, на котором приведены зависимости коэффициента прохождения электронов  $|T|^2$  через расширенный участок волновода от относительной энергии электронов в интервале  $1 < \varepsilon/\varepsilon_c < 4$  для двух значений длины  $L$  и трех значений ширины  $a_2$  этого участка. Согласно (1) при  $a_2/a_1 < 1.5$  в расширенном участке могут

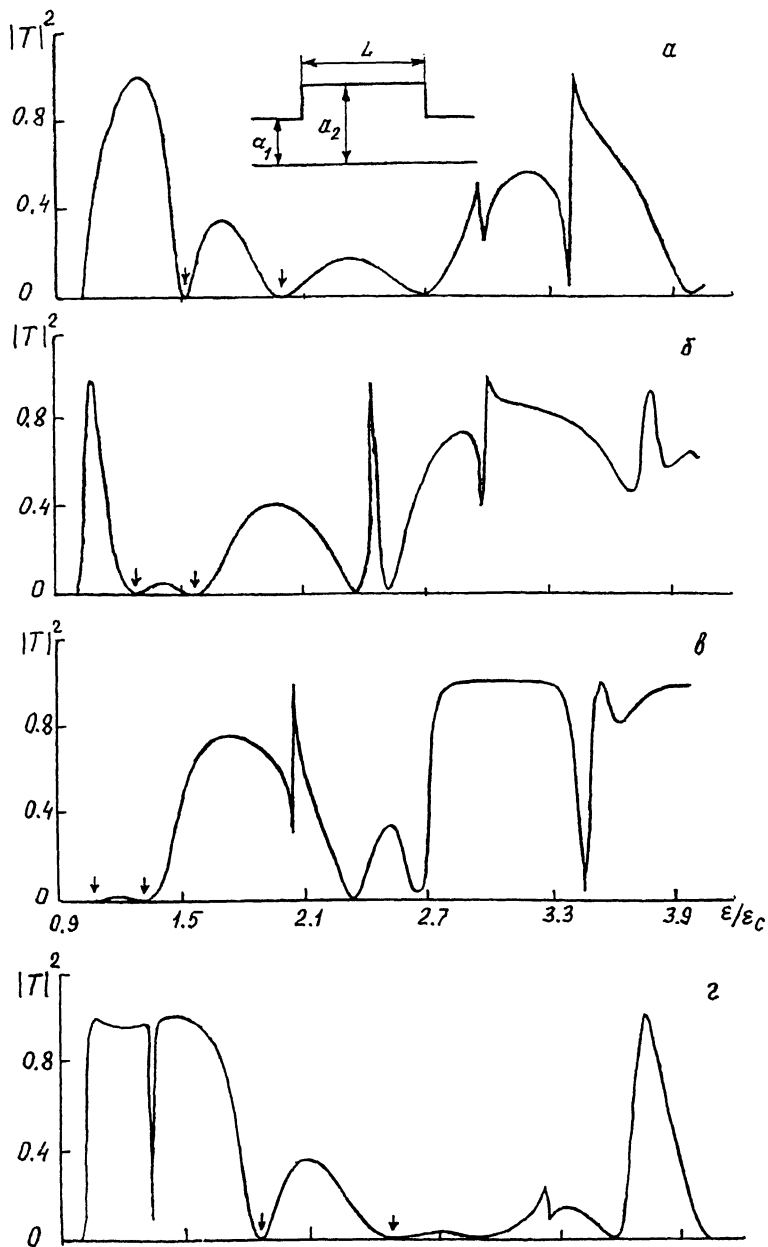


Рис. 1. Зависимость коэффициента прохождения электронов  $|T|^2$  через расширенный участок электронного волновода длины  $L$  от их относительной энергии  $\epsilon/\epsilon_c$ :  $L/a_1 = 2.22$ ;  $a_2/a_1 = 1.8$  (а); 2 (б); 2.2 (в);  $L/a_1 = 2.82$ ;  $a_2/a_1 = 1.8$  (г); 2 (д); 2.2 (е).

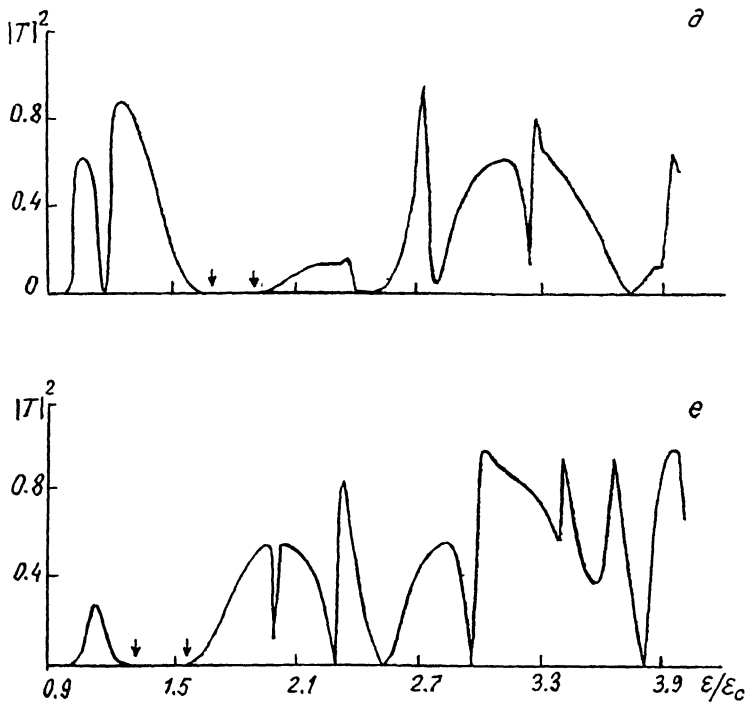


Рис. 1 (продолжение).

распространяться только две моды, при  $1.5 < a_2/a_1 < 2$  — три, а при  $2 < a_2/a_1 < 2.5$  — четыре. Характерная особенность этих зависимостей — наличие более или менее резких резонансных максимумов и минимумов, число которых возрастает с увеличением числа распространяющихся мод, а значения  $|T|_{\max, \min}^2$ , как правило, близки соответственно к единице или нулю. Резонансные значения энергии электронов  $\varepsilon_{\max, \min}$  монотонно уменьшаются при увеличении  $a_2$ . Идентифицировать все экстремумы с интерференцией определенных волноводных мод в общем случае затруднительно. Однако, по крайней мере, два из них  $\varepsilon_{\min 1}$ ,  $\varepsilon_{\min 2}$ , обозначенные на рис. 1 стрелками, обусловлены, по-видимому, интерференцией двух первых мод. Как известно, две плоские волны, распространяющиеся в одном направлении с постоянными распространения  $\gamma_1, \gamma_2 \equiv \pm \Delta\gamma$ , равными амплитудами и начальными фазами, гасят друг друга на расстоянии

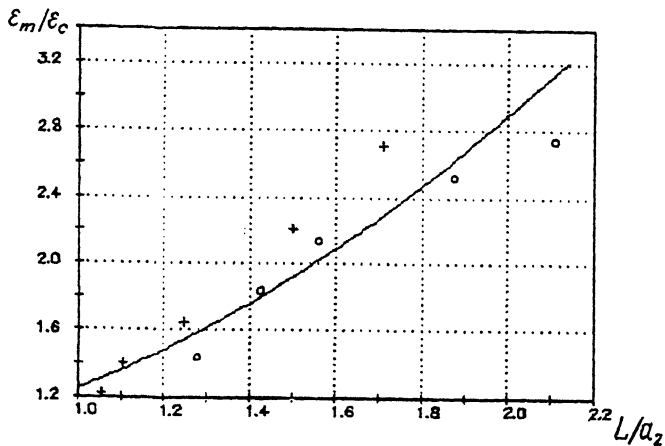


Рис. 2. Изменение экстремальной энергии электронов  $\epsilon_m = (\epsilon_{\min,1} + \epsilon_{\min,2})/2$ , ( $\epsilon_{\min,1,2}$  указаны стрелками на рис. 1) при изменении длины  $L$  и ширины  $a_2$  расширенного участка электронного волновода. Сплошная кривая — формула (2), + —  $L/a_1 = 2.22$ ; o —  $L/a_1 = 2.82$  — численный расчет,  $a_2/a_1 = 2.22$ ; 2.0; 1.8; 1.5; 1.3.

$l$ , определяемом условием

$$\cos \Delta\gamma l = -1, \quad (2)$$

так что соседние минимумы  $|T(\epsilon)|^2$  отстоят друг от друга на значительные интервалы  $\Delta\epsilon/\epsilon \simeq (\Delta\gamma/\gamma)^2 \simeq 4\pi^2$ . Однако если интерферируют волны с различными амплитудами  $A_1 \neq A_2$  или волны, распространяющиеся под различными углами к данному направлению, как это имеет место в рассматриваемой задаче, то условие гашения приближенно принимает вид  $\cos \Delta\gamma l \simeq -1 + \alpha$ ,  $\alpha \equiv \alpha(\gamma_{1,2}, A_1/A_2) < 1$ , откуда при  $\alpha \ll 1$   $\Delta\gamma l \simeq \pi[1 \pm (2\alpha)^{1/2}]$ . Таким образом, интерференция двух прямых электронных волн, относящихся к разным модам, должна, как правило, приводить к появлению вместо одного двух близлежащих (по  $\epsilon/\epsilon_c$ ) минимумов коэффициента прохождения, что и наблюдается на рис. 1. Хотя в рассматриваемом случае интерферируют не две прямые волны, а бесконечное число прямых и отраженных волн с различными амплитудами, уравнение (2), как показали численные расчеты, можно использовать для приближенной оценки резонансных значений  $\epsilon_{\min,1,2}$ . Это подтверждается рис. 2, на котором сплошная кривая построена по уравнению (2), а кружки и кресты соответствуют средним значениям  $\epsilon_m = (\epsilon_{\min,1} + \epsilon_{\min,2})/2$ , полученным в результате численного расчета для нескольких структур, различающихся размерами  $L$  и  $a_2$ .

Рис. 1, 2 указывают на принципиальную возможность использования интерференции электронных волн в одном квантовом канале для эффективного управления прохождением электронов через этот канал путем изменения ширины квазипотенциальной ямы в нем. Аналогичный результат дает изменение поперечного распределения потенциала в канале постоянного поперечного сечения [2]. Для экспериментальной апробации рассмотренных эффектов можно использовать транзисторные гетероструктуры с продольной инжекцией горячих электронов [5] и нанометровой ( $\leq 50-100$  нм) длиной затвора. Как видно из рис. 1, подбирая длину затвора и энергию электронов, можно реализовать транзисторы как с положительной, так и с отрицательной крутизной, величина которой остается достаточно высокой при средней энергии инжектированных электронов порядка  $0.2-0.3$  эВ и дисперсии  $0.03-0.05$  эВ. С другой стороны, те же эффекты можно использовать для создания узкополосных электрически перестраиваемых пропускающих и режекторных электронных фильтров, вырезающих из энергетического спектра инжектированного потока электронов более или менее узкие полосы. Возможность перестройки полосы внешним электрическим полем является важным преимуществом такого фильтра по сравнению с фильтром на сверхрешетке [6].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 94-02-04449 и Научного совета по программе "Физика твердотельных наноструктур", проект 1-050.

#### Список литературы

- [1] Datta S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 3244-3247.
- [2] Тагер А.С., Чепурных И.П. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. № 18. С. 49-54.
- [3] Васильев В.И., Тагер А.С. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. № 17. С. 72-77.
- [4] Силин Р.А., Чепурных И.П. // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. № 2. С. 287-294.
- [5] Пашковский А.Б., Тагер А.С. // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ техника. 1992. № 5 (449). С. 21-23.
- [6] Capasso F., Mohammed K., Cho A.Y. // IEEE J. of Quantum Electr. 1986. V. QE-22. P. 1853-1869.

Поступило в Редакцию  
22 февраля 1995 г.