

01:06
©1993

ПОДАВЛЕНИЕ ПЕРЕОТРАЖЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ КРАЕВ ОДНОМЕРНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ

В.А.Ткаченко, О.А.Ткаченко

Расчетом показано, что специальное уменьшение толщин потенциальных барьеров к краям сверхрешетки подавляет локализацию и кулоновскую блокаду электронов, а также обеспечивает постоянство проводимости канала со СР на уровне $2e^2/h$ для всех энергий нижней минизоны.

Недавно созданы одномерные "атом" [1] и "кристалл" [2,3] в ультрамалых транзисторах под расщепленным фигурным затвором над гетеропереходом GaAs/ n^+ AlGaAs. Отрицательное напряжение на затворе образует потенциальный барьер с узким модулированным каналом между двумя резервуарами с двухмерным электронным газом. При низких температурах и малых внешних полях перенос электронов через такие латеральные одномерные сверхрешетки сопровождается осцилляциями проводимости в зависимости от плотности одномерного электронного газа [1-3]. Если энергия Ферми в источнике превышает высоту барьеров, то осцилляции сопротивления вблизи квантового предела $h/(2e^2)$ указывают на наличие минизон и объясняются резонансным туннелированием невзаимодействующих электронов [2,4]. Однако электроны с энергиями нижней минизоны надолго задерживаются в сверхрешетке с туннельно-тонкими барьерами благодаря переотражениям от ее краев [5]. В этих условиях из-за сильной локализации в СР туннелирование через барьеры сопровождается кулоновской блокадой электронов [1,3,6]. Целью наших расчетов является такая модификация одномерных сверхрешеток, которая даст возможность получить высокую прозрачность структуры для всех энергий нижней минизоны и, как следствие, подавить эффект кулоновской блокады. Отметим, что проблема переотражений решалась раньше в радиофизике [7], оптике [8] и акустоэлектронике [9] при конструировании высококачественных фильтров. Недавно это сделано в расчетах вертикального транспорта электронов через гетероструктурные сверхрешетки GaAs/AlGaAs [10] и GaAs/AlAs [11] с равномерным уменьшением толщин барьеров к краям СР.

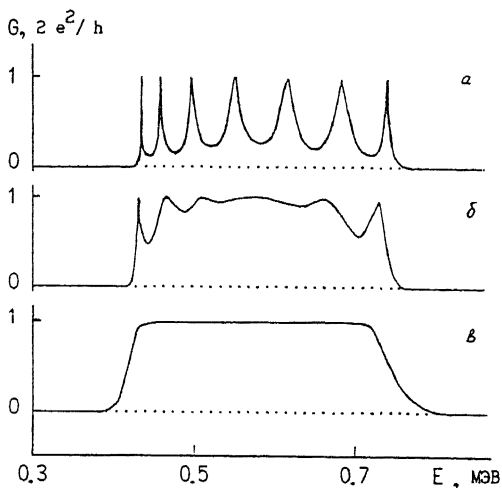


Рис. 1. Графики проводимости $G E_f$ в области нижней минизоны для структур с 8 барьерами высотой 1 мэВ и межбарьерными промежутками 50 нм. *a* — обычная СР, толщины барьеров $d_i = 50$ нм; *б* — сверхрешетка Иогансена [5], крайние барьеры по 25, остальные — по 50 нм; *в* — “градированная СР”, $d_1 = d_8 = 11$, $d_2 = d_7 = 33$, $d_3 = d_6 = 47$, $d_4 = d_5 = 50$ нм.

Для моделирования баллистического транспорта электронов через сверхрешетки решалось одночастичное уравнение Шредингера с кусочно-постоянными потенциалами в приближении эффективной массы [12]. Проводимость в зависимости от энергии Ферми при нулевой температуре рассчитывалась по формуле Ландауэра

$$G = (2e^2/h) \cdot T(E_f),$$

где T — коэффициент прохождения. Так же, как в [2,4], мы не учитывали рассеяние на примесях, поскольку расчет выполнялся для СР близких по параметрам к структуре [3], в которой прозрачность барьера = 0.35 для нижней минизоны, а длина свободного пробега электронов при температурах ниже 1 К в двумерном электронном газе на порядок больше длины канала.

На рис. 1, *a* показана рассчитанная зависимость проводимости обычной сверхрешетки от E_f , на которой видны глубокие провалы прозрачности внутри первой минизоны, обусловленные переотражениями от краев СР. На рис. 1, *б* показана проводимость СР, предложенной Иогансеном [5], у которой прозрачность в центре минизоны улучшена благодаря уменьшению толщины крайних барьеров вдвое по сравнению с остальными. Однако, как видно из рис. 1, *a, б*,

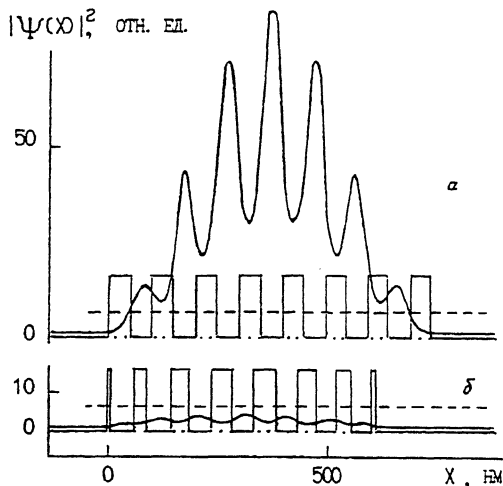


Рис. 2. Распределения $|\Psi(x)|^2$ для состояний полного прохождения с наименьшими энергиями через обычную (а) и градированную (б) СР. Параметры структур указаны в подписи к рис. 1, а, в. Амплитуды падающих волн приняты равными единице. Энергии состояний обозначены пунктиром на фоне $U(x)$.

этот прием не дает существенного уменьшения провалов проводимости вблизи краев минизоны. В данной работе предлагается сверхрешетка со специально подобранными толщинами барьеров, неравномерно уменьшающимися от центра к краям СР — “градированная СР”. Как видно из рис. 1, в, для нее получена практически полная прозрачность при всех энергиях электрона внутри первой минизоны. Нижние состояния полного прохождения различаются ширинами пиков на рис. 1, а, в на порядок. Для них мы сопоставили стационарные распределения электронов в обычной и градированной СР (рис. 2, а, б). Из рис. 2, а видно, что плотность вероятности обнаружить электрон в центре обычной СР увеличивается в 80 раз по сравнению с $|\Psi|^2$ в контактах. Это указывает на возможность образования в такой СР кулоновского острова [6] с эффективной емкостью $C = 10^{-16}$ F и энергией зарядки одним электроном $e^2/2C \sim 1$ мэВ. Таким образом, эффекты резонансного туннелирования и кулоновской блокады электронов в [3] могли проявляться вместе. Как видно из рис. 2, б, в градированной СР максимальная $|\Psi(x)|^2$ лишь в 4 раза больше, чем в контактах. Следовательно, из-за делокализации и сильной связи электрона с резервуарами, кулоновский остров в градированной сверхрешетке не образуется.

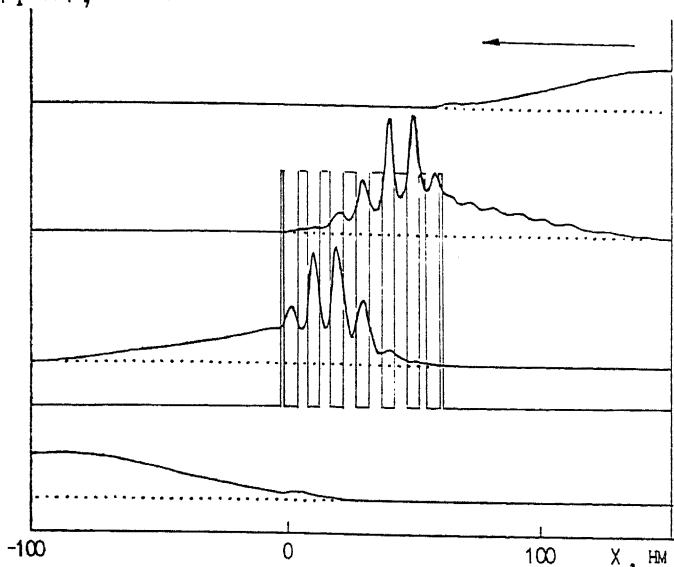
$|\Psi(x)|^2$, отн. ед.

Рис. 3. Прохождение волнового пакета с энергией несущей волны $E_c = 0.59$ мэВ через градированную СР. Сверху вниз — графики $|\Psi(x,t)|^2$ в одинаковых масштабах для моментов времени $t = 0, 17.6, 35.2, 52.8$ пс. Веса гармоник в пакете распределены по Гауссу: $f = \exp(-3((E - E_c)/\Delta)^2)$, где $\Delta = 0.17$ мэВ.

Прямой расчет нестационарного прохождения мы показали, что волновые пакеты с энергиями вблизи дна минизоны задерживаются в обычной СР на 440, а в градированной на 40 пс, в полном соответствии с различием ширины резонансов на рис. 1, а, в. Если волновой пакет охватывает по энергии всю минизону, то после столкновения с обычной сверхрешеткой он разбивается на отраженную и прошедшие части с протяженной пространственной структурой. Она образуется вследствие затухающих колебаний задержанной части волнового пакета в СР и поочередного испускания в обе стороны парциальных пакетов все меньшей амплитуды. Тот же пакет, попадая в градированную СР, перемещается только в одну сторону с высокой групповой скоростью, в основном сохраняя свою форму (рис. 3). Время прохождения пакета через градированную сверхрешетку составляет 28 пс, что лишь вдвое превышает время прохождения того же промежутка без барьеров (13 пс).

Качественное объяснение полученных результатов состоит в том, что при уменьшении толщин барьеров к краям сверхрешетки квазистационарные электроны в меньшей степени локализованы в ее центре (рис. 2, а, в). В резуль-

тате, поскольку электрону на пути из СР приходится преодолевать меньшее число более тонких барьеров, то время жизни квазистационарных состояний резко падает, а соответствующие пики в коэффициенте прохождения расширяются. Наложение близких уширенных резонансов дает одиночную полосу проводимости почти прямоугольной формы с амплитудой $2e^2/h$. Таким образом, предлагаемые градирированные СР дают возможность резкого включения, поддержания и выключения максимальной проводимости одномерного электронного газа при повышении приложенного напряжения. Численным моделированием мы убедились, что для градирированных СР зависимость $G(E_f)$ более устойчива к случайным нанометровым флуктуациям толщин ям и барьеров, к изменениям напряжения между истоком и стоком, чем обычная СР. Аналитическое рассмотрение найденного эффекта будет проведено отдельно. Его экспериментальное подтверждение даст возможность реализовать резонансно-туннельный транзистор по существу в тех же наноструктурах, на которых создан недавно одноэлектронный транзистор [1].

Авторы благодарят В.Л.Альперовича, Э.М.Баскина, З.Д.Квона, М.Ю.Сумецкого, А.С.Терехова, А.В.Чаплика за полезные обсуждения.

Настоящая работа выполнена в рамках программы "Университеты России".

Список литературы

- [1] Meirav U., Kastner M.A., Wind S.J. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 771; Field S.B., Kastner M.A., Meirav U., Scott-Tomas J.H.F., Antoniadis D.A., Smith H.I., Wind S.J. // Phys. Rev. 1990. V. 42. P. 3523; Kastner M.A. // Rev. Mod. Phys. 1992. V. 64. P. 849.
- [2] Kouwenhoven L.P., Hekking F.W.J., Van Wees B.J., Harmans C.J.P.M., Timmering C.E., Foxon C.T. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 361.
- [3] Haug R.J., Hong J.M., Lee K.Y. // Surface Sci. 1992. V. 263. P. 415.
- [4] De Aguiar F.M., Wharam D.A., Heinze T., Lorke A., Kotthaus J.P. // Surface Sci. 1992. V. 263. P. 428.
- [5] Йогансен Л.В. // ЖЭТФ 1964. Т. 47. С. 270. Письма в ЖТФ 1987. Т. 13. С. 1143.
- [6] Likharev K.K. // IBM J. Res. Develop. 1988. V. 32. P. 144.
- [7] Matthaei G.L., Young L., Jonnes E.M.T. Microwave filters, impedance-matching networks and coupling structures. McGraw-Hill, N.-Y., / 1964. P. 98.
- [8] Verly P.G., Dobrovolski J.A., et.al // Appl. Opt. 1989. V. 14. P. 2864.
- [9] Ковалев А.В., Яковкин И.Б. // Радиотехника и электроника. 1971. В. 16. С. 1521.

- [10] *Vanbesien O., Leroux H., Lippens D.* // *Solid-State Electron.* 1992. V. 35. P. 665.
- [11] *Ткаченко В.А., Ткаченко О.А.* I междунар. конф. "Нанотехнология, нанoeлектроника и криoeлектроника". Барнаул, 1992. С. 27.
- [12] *Tkachenko V.A., Tkachenko O.A., Kotkin G.L., Tupitsin V.G.* // *Physica.* 1991. V. 175. P. 75.

Новосибирский государственный
университет
Вычислительный центр СО РАН
Новосибирск

Поступило в Редакцию
6 августа 1993 г.

