

©1995 г.

О НЕМОНОТОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТУННЕЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ОТ ТОЛЩИНЫ БАРЬЕРОВ ДЛЯ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ С ПРИМЕСЯМИ В БАРЬЕРАХ

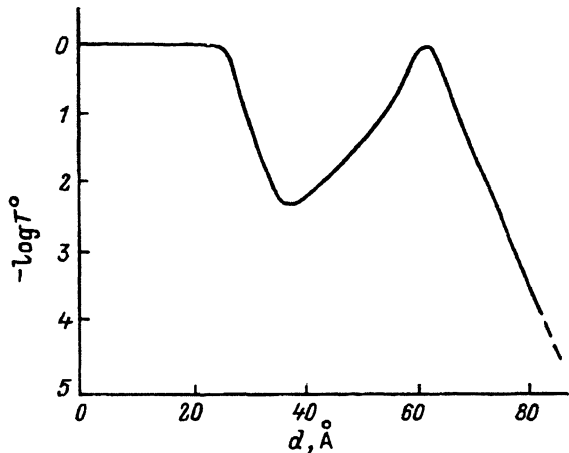
А.Н.Король

Киевский технологический институт пищевой промышленности,
Киев, Украина
(Получена 29 декабря 1994 г. Принята к печати 21 февраля 1995 г.)

В рамках метода эффективной массы рассчитывается коэффициент туннельной прозрачности неупорядоченной сверхрешетки, содержащей примесные центры в потенциальных барьерах. Неупорядоченность создается тем, что ширины квантовых ям распределены случайным образом вдоль цепи сверхрешетки. Анализируется зависимость коэффициента прозрачности от толщины барьеров, которая, как показано, имеет немонотонный характер.

Известно, что наличие примесных центров в потенциальных барьерах существеннейшим образом влияет на энергетический спектр различных туннельно-резонансных структур (ТРС), таких как периодическая сверхрешетка (СР) [1], одно- и двухбарьерные ТРС [2-5], иерархические СР [6], квазипериодические СР Фибоначчи [7]. В частности, в предыдущей работе [8] было показано, что взаимодействие примесных электронных состояний в барьерах между собой и с состояниями в квантовых ямах приводит к чрезвычайному возрастанию туннельной прозрачности неупорядоченной СР, ширины ям которой принимают случайные значения вдоль цепи СР. В данном сообщении приводятся результаты вычисления коэффициента прохождения электронов T через СР также в модели, принятой в работе [8], но принимается во внимание фокусировка на одной важной особенности туннельных спектров, а именно на немонотонной зависимости T от толщины барьеров.

Рассмотрим СР, построенную из конечной последовательности одномерных прямоугольных потенциальных барьеров одинаковой высоты V и толщины d . Слева на СР падает поток электронов с энергией E , который распространяется вдоль оси СР, совпадающей с направленной слева направо осью Ox ; эффективная масса носителей заряда m считается независимой от x . Предположим, что в каждом барьере находится по одной «примесной плоскости глубоких уровней» (ППГУ) [1,2,9] (соответствующие им собственные функции являются



Зависимость величины T^0 от толщины барьеров d . Значения параметров приведены в тексте.

сильно локализованными только вдоль перпендикулярной к гетерограницам оси). Потенциал примесных центров, как и в цитированных работах, моделируется δ -функцией: $U(x) = \Omega\delta(x - x_c)$, $\Omega < 0$, где Ω — мощность рассеивателя, x_c — его координата. В рамках метода эффективной массы коэффициент прозрачности для электронов через СР можно выразить следующим образом:

$$T(E) = \left| \left(\prod_{n=1}^r R'_n \right)_{11} \right|^{-2}, \quad (1)$$

где r — число гетерограниц, для n нечетных $R'_n = R_{2s-1}M_s$, для n четных $R'_n = R_{2s}$, $s = 1, 2, 3, \dots$, R — матрица, переносящая решение соответствующего уравнения Шредингера через гетерограницу, M — матрица переноса решения через ППГУ [4,8]. Вычисления проводятся при условии, что распределение ширин квантовых ям задается гауссовым законом с большой дисперсией, достаточной для того чтобы это распределение было практически случайным.

На рисунке приведена зависимость усредненных по ансамблю максимальных значений коэффициента прозрачности $\langle \max T(E) \rangle \equiv T^0$ от толщины барьеров d для параметров: $V = 0.4 \text{ эВ}$, $m = 0.2m_0$ (соответствующих гетероструктуре Si-SiC), мощность рассеивателей $\Omega = -4.2 \text{ эВ} \cdot \text{Å}$, ППГУ расположены посередине барьеров, число периодов решетки равно 100. Для каждой точки на рисунке было рассмотрено 300 независимых реализаций (наборов ширин квантовых ям), причем на рисунке приведена сглаженная кривая (о точности вычислений см. [8]). Как показано в работе [8], максимальные значения $T(E)$ в каждой реализации образуются при энергии, которая соответствует резонансной энергии в изолированном (одиночном) барьере.

Как видно из рисунка, зависимость коэффициента прозрачности от толщины барьера не является монотонной: сначала величина T^0 уменьшается с ростом d , потом возрастает, приобретая максимальное значение T^0_{\max} , и далее резко спадает. Это означает, что если рассеяние электронных волн наблюдается не только на гетерограницах, а имеется и дополнительное внутриварьерное рассеяние на ППГУ, то

наилучшие условия для прохождения волны создаются при определенной толщине барьеров d_c (не говоря о совсем тонких барьерах). Следует отметить, что в широком диапазоне значений параметров задачи сверхрешетка становится практически абсолютно прозрачной, т.е. $T_{\max}^0 \simeq 1$ при толщинах барьеров $d \simeq d_c$. Заметим также, что немонотонная зависимость $T(d)$ наблюдается уже в ТРС с минимальным количеством барьеров, в том числе и в однобарьерной структуре (в этом легко убедиться, рассчитывая T , например, по формуле для коэффициента прозрачности из работы [9]), однако в них она маскируется тем, что экстремальные значения T очень близки друг к другу. Оказывается, что максимальные значения T_{\max}^0 являются очень малоответственными к увеличению числа периодов СР n , в результате чего разница между T_{\max}^0 и T_{\min}^0 существенно возрастает с ростом n . Анализ туннельных спектров позволяет сделать следующие выводы:

1. Немонотонность в зависимости $T^0(d)$ является ярко выраженной (т.е. такой, что T_{\max}^0 и T_{\min}^0 существенно отличаются) лишь в определенном интервале значений мощности рассеивателей Ω . Этот интервал зависит от высоты барьеров V , причем с ростом V необходимы большие значения $|\Omega|$.

2. Положение T_{\max}^0 и T_{\min}^0 на оси d регулируется величиной V : с ростом V значения T_{\max}^0 и T_{\min}^0 смещаются в сторону меньших d , причем расстояние Δd между T_{\max}^0 и T_{\min}^0 увеличивается.

3. При типичных параметрах задачи немонотонности в зависимости $T^0(d)$ наблюдается в области толщин барьеров в несколько десятков ангстрем; величина расстояния между T_{\max}^0 и T_{\min}^0 находится примерно в пределах $10 \div 50 \text{ \AA}$.

4. На величины T_{\max}^0 и T_{\min}^0 и на их размещение по оси d также существенно влияет местоположение ППГУ внутри барьеров. При смещении ППГУ от середины барьеров (в любую сторону) значения T_{\max}^0 и T_{\min}^0 резко уменьшаются.

Список литературы

- [1] F. Beltram, F. Capasso. Phys. Rev. B, **38**, 3580 (1989).
- [2] C.J. Arsenault, M. Meunier. J. Appl. Phys., **66**, 4305 (1989).
- [3] H. Knauer, J. Richter, P. Seidel. Phys. St. Sol. (a), **44**, 303 (1977).
- [4] И.М. Лифшиц, В.Я. Кирпиченков. ЖЭТФ, **77**, 989 (1979).
- [5] V. Ricco, M. Ya. Azbel. Phys. Rev. B, **29**, 4356 (1984).
- [6] А.Н. Король. Письма ЖЭТФ, **59**, 659 (1994).
- [7] А.М. Korol. Phys. St. Sol. (b), **183**, K51 (1994).
- [8] А.М. Korol. Phys. Rev. B, **50**, 2661 (1994).
- [9] C.J. Arsenault, M. Meunier. Phys. Rev. B, **39**, 8739 (1989).

Редактор Т.А. Полянская

About a nonmonotonic dependence on the barrier width of the tunnel transparency of disordered superlattices containing impurity centers in barriers

A.N. Korol

Kiev Institute of Food Industry Technology, 252601 Kiev, the Ukraine