Физика низких температур, 1996, т. 22, № 4, с. 438–441 УДК 537.311.322

О транспортных характеристиках мезоскопического кристалла с примесями в потенциальных барьерах

А. Н. Король

Украинский государственный университет пищевых технологий, Украина, 252601, г. Киев, ул. Владимирская, 68

Статья поступила в редакцию 22 сентября 1995 г., после переработки 31 октября 1995 г.

Рассматривается одномерная баллистическая сверхрешетка (мезоскопический кристалл), содержащая примесные центры в потенциальных барьерах. В рамках метода эффективной массы рассчитывается зависимость коэффициента трансмиссии T от энергии ε данной структуры. Показано, что за счет рассеивателей наблюдается увеличение T на несколько порядков, существенный сдвиг резонансных пиков, при определенных энергиях восстановление плато в зависимости $T(\varepsilon)$, характерное для случая $V = 0$ (V — высота барьера). Таким образом, продемонстрирована возможность варьировать энергетический спектр мезоскопического кристалла в широких пределах.

Розглядається одновимірна балістична надгратка (мезоскопічний кристал), яка містить домішкові центри в потенціальних бар'єрах. В рамках методу ефективної маси розраховується залежність коефіцієнта трансмісії T від енергії ε даної структури. Показано, що за рахунок розсіювачів спостерігається збільшення T на декілька порядків, суттєвий зсув резонансних піків, при певних енергіях відновлення плато в залежності $T(\varepsilon)$, характерне для випадку $V = 0$ (V — висота бар'єру). Таким чином, продемонстровано можливість варіювати енергетичний спектр мезоскопічного кристала в широких межах.

В последние годы начато изучение нового класса полупроводниковых наноструктур — так называемых мезоскопических кристаллов (или мезокристаллов) [1,2], представляющих собой одномерную сверхрешетку (СР), в которой движение электронов происходит в баллистическом режиме. С одной стороны, технологический прогресс позволяет реализовывать подобные структуры, с другой — уникальное сочетание свойств сверхрешеток с высоким уровнем квантовой когерентности и низкой размерностью делает их важным и перспективным объектом исследований. Следует также отметить, что мезокристаллы, по сути, объединяют в себе туннельно-резонансные структуры и квантовые волноводы, изучавшиеся ранее практически независимо друг от друга. В то же время хорошо известна большая роль, которую играют примесные центры в явлениях, происходящих в различных наноструктурах, туннельно-резонансных структурах и пр. В частности, было показано сильное влияние примесей на энергетический спектр бесконечной периодической сверхрешетки [3], неупорядоченной, иерархической и квазипериодической (Фибоначчи) сверхрешеток [4–6]. Справедливо предположить, что с помощью примесных уровней можно широко варьировать энергетический спектр и, следовательно, транспортные свойства и мезокристаллов — подтверждению справедливости данного предположения посвящена настоящая работа.

Мезокристалл можно образовать, например, на основе гетероструктуры $GaAs–Al_xGa_{1-x}As$, содержащей двухмерный электронный газ. С помощью приложенного к металлическим электродам отрицательного напряжения создается узкий баллистический канал, перекрывая который потенциальными барьерами, получаем одномерную сверхрешетку или мезокристаллл [1,2]. Случай больших потенциалов приводит к последовательности квантовых точек. Как обычно, квантовая проволока рассматривается как двухмерный волновод. В рамках метода эффективной массы волновая функция удовлетворяет двухмерному уравнению (в атомных единицах)

$$-\frac{\Delta\psi}{2m^*} + U\psi = E\psi\,. \qquad (1)$$

В силу того что модулирующий потенциал зависит лишь от продольной координаты x, ее можно отделить от поперечной y и представить функцию ψ в виде

$$\psi_n(x, y) = \varphi(x)\sin\left(\frac{n\pi y}{d}\right), \qquad (2)$$

где d — ширина канала. Предположим, что в каждом потенциальном барьере имеется одна «плоскость примесных уровней» (ППУ) [3,7]. Соответствующие им волновые функции считаются сильно локализованными только в перпендикулярном к гетерограницам направлении. Как и в [3,7], по-

© А. Н. Король, 1996

тенциал примесных центров будем моделировать δ-функцией $\Pi(x) = \Omega\,\delta(x - x_c)$, $\Omega < 0$, где x_c — координата примеси. Предполагая, что потенциальные барьеры в направлении x являются прямоугольными (см. [1]), запишем уравнение, которому подчиняется функция φ в барьерных областях:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \varepsilon\varphi = \left[V(x) + \beta\delta(x - x_c)\right]\varphi\,, \qquad (3)$$

где

$$\varepsilon = 2m^*E - \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2\,, \quad \beta = -2m^*\Omega\,,$$

$$V(x) = 2m^*v(x),\ E < v,$$

$v(x)$ — высота потенциальных барьеров; в межбарьерных областях справедливо уравнение (3) с нулевой правой частью. Как показано в [2], проводимость мезокристалла в двухмерном случае $G(E)$ выражается через одномерную проводимость $g(\varepsilon)$: $G(E) = \sum\limits_n g(\varepsilon_n)$, где сумма берется по всем открытым каналам. При этом кривая $G(E)$ является суперпозицией сдвинутых кривых $g(\varepsilon_n)$: первый член сдвигается на ε_0, второй — на $2^2\varepsilon_0$, третий — на $3^2\varepsilon_0$ и т.д., где ε_0 — пороговая поперечная энергия $(\pi/d)^2$. Мы же в данной работе вычисляем коэффициент трансмиссии T, связанный с $g(\varepsilon)$ известным соотношением $g(\varepsilon) = 2e^2T/h$.

Представим волновые функции в барьерах и квантовых ямах в виде

$$\varphi_j(x) = A_j\,e^{ikx} + B_j\,e^{-ikx}\,, \qquad (4)$$

для барьерных областей $k = -i\kappa = -i\sqrt{\varepsilon - V}$, а для квантовых ям $k = \sqrt{\varepsilon}$. Коэффициенты A_j, B_j могут быть найдены с помощью метода трансферных матриц, причем положим коэффициент при падающей волне равным единице, а коэффициент B_j с наибольшим индексом равен нулю (отсутствие отраженной волны за последним барьером). Вид матриц, переносящих решение через гетерограницы R и ППУ хорошо известен (см. [8,9] соответственно). Так, матрица, переносящая решение через ППУ, имеет вид [9]

$$M_c = \frac{1}{2\kappa}\begin{pmatrix} 2\kappa - \beta & -\beta e^{-2\kappa x_c} \\ \beta e^{2\kappa x_c} & 2\kappa + \beta \end{pmatrix}. \qquad (5)$$

Коэффициент трансмиссии $T(\varepsilon)$ при данных условиях равен

$$T(\varepsilon) = \left|\left(\prod_{n=1}^{r} R_n'\right)_{11}\right|^{-2}, \qquad (6)$$

где r — число границ раздела барьер — яма, для четных n имеем $R_n' = R_{2s}$, для нечетных — $R_n' = R_{2s-1}M_s$, $s = 1, 2, 3, \ldots$.

Расчет коэффициента $T(\varepsilon)$ по формуле (6) проведем для структуры с такими параметрами: $V = \varepsilon_0$, $m^* = 0{,}07m_0$, ППУ расположены посередине барьеров. Будем анализировать начальный участок спектра. На рис. 1 приведены зависимости $T(\varepsilon)$ для $\beta = 0$ (отсутствие рассеивателей в барьерах), 0,01 и 0,0074 ат.ед.; толщина барьеров $b = 0{,}5d$; количество барьеров, как и в [1,2] равно шести. На рис. 1,*а* показано, что наличие сверхре-

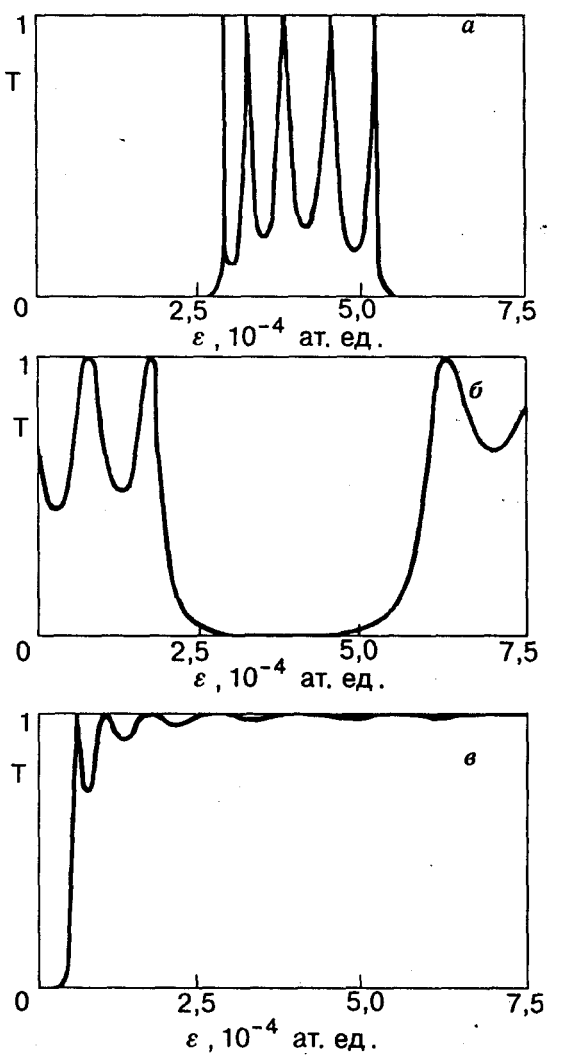

Рис. 1. Зависимость коэффициента трансмиссии T от энергии ε для трех значений β, ат.ед.: 0 (*а*); 0,01 (*б*); 0,0074 (*в*). Значения остальных параметров приведены в тексте.

шеточной модуляции потенциала приводит к образованию острых осцилляций величины $T(\varepsilon)$ на месте плато, которое наблюдается в случае $V = 0$. (С увеличением числа периодов сверхрешетки группа резонансов превращается в соответствующую минизону резонансных (разрешенных) энергий.) Из рис. 1,*б* и *в* видно, что влияние примесных центров на спектр мезокристалла является весьма сильным. Наблюдаемый эффект имеет ту же физическую природу, которая проявилась во влиянии примесей на энергетический спектр периодической СР, описанном Капассо и Бельтрамом [3]. Авторы [3] показали, что введение примесей в потенциальные барьеры одномерной бесконечной периодической СР приводит к увеличению на порядки величин ширин разрешенных минизон рассматриваемой СР. Максимальный эффект наблюдается при наибольшей близости примесных уровней к уровням в квантовых ямах СР. Как указано в [3], причиной этого влияния является взаимодействие (смешивание) примесных состояний с состояниями в ямах. Мезокристалл можно рассматривать как периодическую СР (конечного числа периодов); минизонам разрешенных энергий соответствуют значения коэффициента прозрачности T, практически равные единице (при не толстых барьерах). Аналогично [3], в мезокристаллах наблюдается весьма существенное расширение интервалов энергий, для которых $T \simeq 1$. Однако если причина влияния примесей на энергетические спектры СР, рассмотренной в [3], и в мезокристалле одинакова, то его результаты в мезокристалле имеют специфические особенности.

Как видно из рис. 1,*б*, под влиянием рассеивателей происходит существенный сдвиг резонансов в сторону меньших энергий, при этом некоторые из них опускаются в подбарьерную область, резонансы становятся менее острыми и расстояние между ними увеличивается. Следует отметить, что при больших толщинах барьеров максимальное значение T_m становится заметно меньшим единицы, однако наличие примесей приводит к возрастанию T_m. Так, например, T_m увеличивается за счет рассеивателей примерно на два порядка, становясь практически равным единице ($T \approx 0{,}999$) при значении $b = d = 2000$ ат. ед.

Очень сильное изменение спектра наблюдается на рис. 1,*в* : вместо отдельных резонансов имеется определенный интервал энергий, в котором $T \approx 1$ почти всюду, т.е. наличие рассеивателей почти полностью восстанавливает плато в зависимости $T(\varepsilon)$, разрушенное сверхрешеточной модуляцией потенциала. Заметим, что это происходит при значениях β, при которых возможно резонансное туннелирование через изолированный (отдельный) барьер. В этом «случае барьерных резонансов» взаимодействие примесных состояний между собой и с состояниями в квантовых ямах является очень сильным и возникающие в результате этого взаимодействия новые резонансные состояния нельзя идентифицировать в смысле указания их происхождения (как это легко сделать, например, для случая, приведенного на рис. 2,*а*).

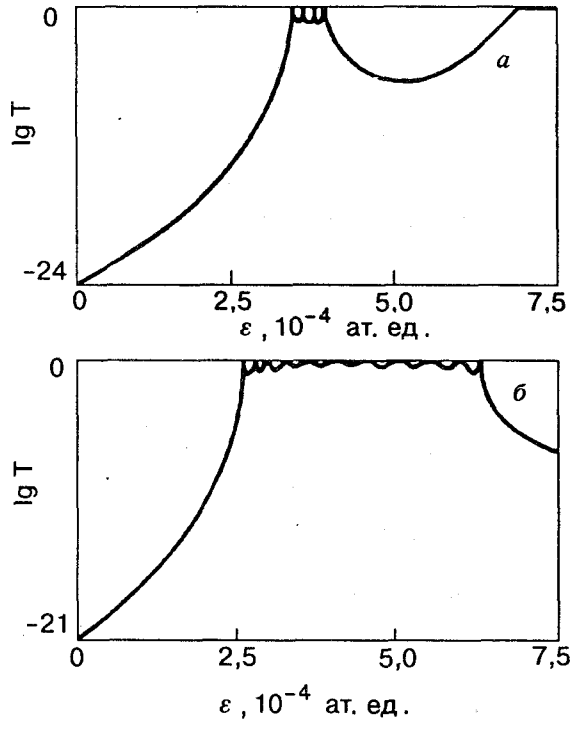

Рис. 2. Зависимость $\lg T(\varepsilon)$ для случая довольно толстых барьеров $b = 1500$ ат.ед. при $\beta = 0{,}008$ (*а*) и 0,012 (*б*). Число барьеров равно шести.

Таким образом, положение резонансных пиков ε_r существенно зависит от мощности δ-потенциала, а также от толщины барьеров. Зависимость ε_r от β является приблизительно одинаковой для всех резонансов и близкой к линейной. Так, резонансы, представленные на рис. 1,*а*, смещаются на величину $\Delta\varepsilon_r \approx 10^{-4}$ ат. ед. при изменении β на 0,001 ат. ед.

На рис. 2 представлена зависимость $\lg T(\varepsilon)$ для довольно толстых барьеров $b = 1500$ ат. ед. для значений $\beta = 0{,}008$ и 0,012 ат.ед. Из двух групп резонансов, ясно обозначенных на рис. 2,*а*, правая обусловлена примесными состояниями. С увеличением β энергии, соответствующие двум группам резонансов, сближаются, взаимодействие различных состояний усиливается, что приводит к расширению обоих интервалов энергий с высокими значениями T. На рис. 2,*б* приведен случай перекрывания имеющихся интервалов энергий с высокими T.

Отметим, что значения β, при которых реализуется «случай барьерных резонансов», также зависят от толщины барьеров. С увеличением b интервал значений β, соответствующий этому случаю, расширяется и смещается в сторону больших энергий. Например, для реализации «случая барьерных резонансов» при толщине $b = 700$ ат. ед. значения β должны находиться в интервале [0,005; 0,008], а при $b = 1500$ ат. ед. — в интервале [0,007; 0,014].

1. S. E. Ulloa, R. Castano, and G. Kirchenow, *Phys. Rev.* **B41**, 12350 (1990).
2. H. Wu, D. W. L. Sprung, J. Martorell, and S. Klarsfeld, *Phys. Rev.* **B44**, 6351 (1991).
3. F. Beltram and F. Capasso, *Phys. Rev.* **B38**, 3580 (1988).
4. A. N. Korol, *Phys. Rev.* **B50**, 2661 (1994).
5. A. N. Korol, *Phys. Status Solidi* **B183**, K51 (1994).
6. А. Н. Король, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 659 (1994).
7. C. J. Arsenault, and M. Meunier, *J. Appl. Phys.* **66**, 4305 (1989).
8. Е. О. Кейн, в кн.: *Туннельные явления в твердых телах*, Мир, Москва (1973).
9. И. М. Лифшиц, В. Я. Кирпиченков, *ЖЭТФ* **77**, 989 (1979).

On transport characteristics of a mesoscopic crystal with impurities at potential barriers

A. N. Korol

The one-dimensional ballistic superlattice (a mesoscopic crystal) containing impurity centers at potential barriers is considered. The dependence of the transmission coefficient T upon the energy ε of this structure is calculated by the method of effective mass. It is shown that owing to the carriers, T increases by several orders of magnitude, the resonance peaks shift considerably, at certain energies the plateau restores depending on $T(\varepsilon)$, which is characteristic of the $V = 0$ case (V is the barrier height). The possibility is thus shown to vary the mesoscopic crystal spectra within wide limits.