

Высокочастотная проводимость асимметричной сверхрешетки

© Г.М. Шмелев, Н.А. Соина, И.И. Маглеванный

Волгоградский государственный педагогический университет,
400013 Волгоград, Россия

(Поступила в Редакцию 25 февраля 1998 г.)

Теоретически установлены особенности высокочастотного (ВЧ) тока в сверхрешетке без центра симметрии. Предполагается, что асимметрия проявляется в процессах внутризонного рассеяния электронов. Обнаружена возможность самоиндуцированной прозрачности. В ВЧ-поле ток имеет постоянную составляющую (dc-эффект), монотонно зависящую от амплитуды поля.

В настоящей работе приводятся результаты расчета тока в одномерной асимметричной сверхрешетке (СР), помещенной в монохроматическое высокочастотное (ВЧ) поле, параллельное оси СР. Примерами кристаллов с асимметричной СР могут служить искусственно выращенная гетероструктура [1–3], сегнетоэлектрик с несоизмеримой фазой, политипы SiC. В работе [4], посвященной плазмонам в СР с периодическими дефектами, имеется обзор ряда исследований СР без центра инверсии. Обратим также внимание на работу [5], в которой для СР без центра инверсии впервые рассчитан фотогальванический ток [6,7], возникающий при оптических переходах между минизонами.

Здесь мы в рамках простой, но точно решаемой модели устанавливаем особенности ВЧ-тока в асимметричной СР, предполагая, что СР имеет полярную ось, направленную вдоль оси СР (Ox), а асимметрия проявляется в процессах внутризонного рассеяния электронов.

В одноминизонном приближении закон дисперсии электронов имеет вид [2]

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_{\perp}^2}{2m} + \Delta \left(1 - \cos \frac{p_x d}{\hbar} \right), \quad (1)$$

где 2Δ — ширина минизоны, m — эффективная масса в плоскости слоев СР, d — период СР, p_x и p_{\perp} — параллельная и перпендикулярная оси СР составляющие квазиимпульса, $-\pi\hbar/d \leq p_x \leq \pi\hbar/d$, $0 \leq p_{\perp}^2 < \infty$.

Плотность тока ($\mathbf{j}(t) = \{j(t); 0; 0\}$) в поле $\mathbf{E}(t) = \{E \cos \omega t; 0; 0\}$ рассчитываем в рамках квазиклассической ситуации ($2\Delta \gg \hbar/\tau_0$; eEd , τ_0 — характерное время релаксации) и используем кинетическое уравнение Больцмана с интегралом столкновений в τ -приближении

$$\frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial t} + e\mathbf{E}(t) \frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{p}} = \frac{f_0(\mathbf{p}) - f(\mathbf{p}, t)}{\tau(\mathbf{p})}, \quad (2)$$

где f_0 и f — равновесная и неравновесная функции распределения, а $\tau(\mathbf{p})$ — время релаксации, зависящее от направления импульса электрона [8].

Начиная с [9], большинство многочисленных исследований электрических свойств СР проводилось в приближении $\tau(\mathbf{p}) = \text{const}$ (см. [2,10]). Убедительные аргументы в пользу такого приближения приведены в [11]. Отметим также работу [12], в которой экспериментально

установлено, что в симметричной СР GaAs/AlAs выше температуры 40 К $\tau = \tau_0 = \text{const}$. В случае асимметричной СР считаем, что $\tau^{-1}(\mathbf{p})$ слабо зависит от скорости электрона $\mathbf{v}(\mathbf{p})$. Тогда, разлагая $\tau^{-1}(\mathbf{v})$ в ряд по степеням \mathbf{v} и ограничиваясь линейным приближением, имеем

$$\frac{1}{\tau(\mathbf{p})} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{e_x}{\lambda} v_x(\mathbf{p}). \quad (3)$$

Здесь $e_x = \pm 1$, \mathbf{e} — единичный вектор полярной оси, $\lambda = \text{const}$ имеет размерность длины, а $v_x = \partial \varepsilon(\mathbf{p}) / \partial p_x$ — скорость электрона вдоль Ox .

Возможная микроскопическая интерпретация предлагаемой модели (3) следующая. Первый член в (3) соответствует рассеянию электронов на нейтральных примесях, второй — на акустических фононах (в материалах с центром инверсии частота соударений с акустическими фононами $\sim |\mathbf{v}|$). При этом следует считать, что заряженные примеси отсутствуют, т.е. такие примеси не ионизированы из-за низкой температуры либо взаимно компенсированы.

Учитывая (1), перепишем (3) в виде

$$\frac{1}{\tau(\mathbf{p})} = \frac{1}{\tau_0} \left(1 + b \sin \frac{p_x d}{\hbar} \right), \quad b = \frac{v_0 \tau_0}{\lambda}. \quad (4)$$

Здесь $v_0 = \Delta d / \hbar$ — максимальная скорость электрона в зоне, а λ имеет смысл характерной длины свободного пробега относительно асимметричных рассеивателей. Величина b в рассматриваемом случае играет роль параметра асимметрии (для определенности мы написали в (4) знак "+"). Далее предполагаем асимметрию малой, т.е. $b \ll 1$.

Решение уравнения (2) (с начальным условием $f(\mathbf{p}, -\infty) = f_0(\mathbf{p})$) при $t \gg \tau_0$ в линейном приближении по b имеет вид

$$f(\mathbf{p}, t) = f^{(0)}(\mathbf{p}, t) + b f^{(1)}(\mathbf{p}, t). \quad (5)$$

Здесь функция

$$f^{(0)}(\mathbf{p}, t) = \int_{-\infty}^t \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau_0}\right) f_0(\mathbf{p}(t, t_1)) \frac{dt_1}{\tau_0}, \quad (6)$$

где

$$\mathbf{p}(t, t_1) = \mathbf{p} - e \int_{t_1}^t \mathbf{E}(t_2) dt_2, \quad (7)$$

является решением уравнения

$$\frac{\partial f^{(0)}(\mathbf{p}, t)}{\partial t} + e\mathbf{E}(t) \frac{\partial f^{(0)}(\mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{p}} = \frac{f_0(\mathbf{p}) - f^{(0)}(\mathbf{p}, t)}{\tau_0}, \quad (8)$$

а функция

$$f^{(1)}(\mathbf{p}, t) = \int_{-\infty}^t \exp\left(\frac{t_1 - t}{\tau_0}\right) \sin\left(\frac{p_x(t, t_1)d}{\hbar}\right) \times \left[f_0(\mathbf{p}(t, t_1)) - \int_{-\infty}^{t_1} f_0(\mathbf{p}(t, t_3)) \frac{dt_3}{\tau_0} \right] \frac{dt_1}{\tau_0} \quad (9)$$

удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \frac{\partial f^{(1)}(\mathbf{p}, t)}{\partial t} + e\mathbf{E}(t) \frac{\partial f^{(1)}(\mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{p}} \\ = \frac{f_0(\mathbf{p}) - f^{(0)}(\mathbf{p}, t)}{\tau_0} \sin \frac{p_x d}{\hbar} - \frac{f^{(1)}(\mathbf{p}, t)}{\tau_0}. \end{aligned} \quad (10)$$

Найденная функция распределения при $\omega\tau_0 \gg 1$ удовлетворяет условию

$$\sum_{\mathbf{p}} f(\mathbf{p}, t) = n \left(1 + bO\left(\frac{1}{\omega\tau_0}\right) \right). \quad (11)$$

Здесь $n = \sum_{\mathbf{p}} f_0(\mathbf{p}) = \sum_{\mathbf{p}} f^{(0)}(\mathbf{p}, t)$ — концентрация носителей в зоне.

Плотность тока находится подстановкой (5), (6) и (9) в определение

$$j(t) = \sum_{\mathbf{p}} v_x(p_x) f(\mathbf{p}, t). \quad (12)$$

В результате при $\omega\tau_0 \gg 1$ имеем

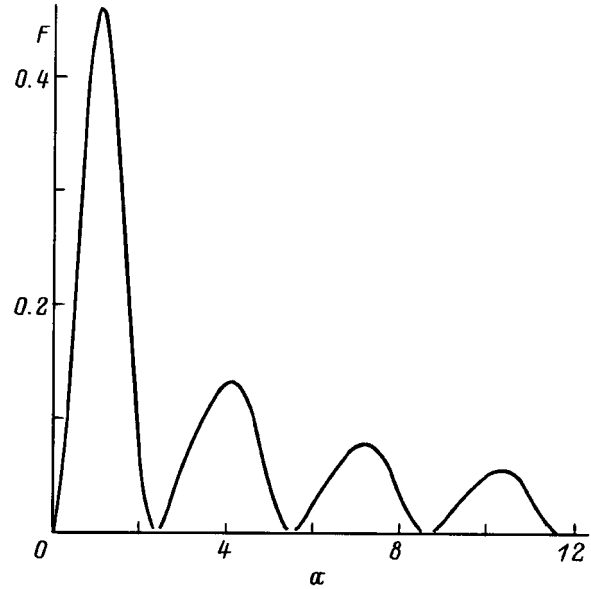
$$j(t) = j_0 J_0(a) \left[C_1 \sin(a \sin \omega t) - \frac{bC_2}{2} (1 - J_0(2a)) \cos(a \sin \omega t) \right], \quad (13)$$

где $j_0 = ev_0 n$, $a = eEd/\hbar\omega$, $J_0(a)$ — функция Бесселя, а

$$C_k = \left\langle \cos \frac{kp_x d}{\hbar} \right\rangle. \quad (14)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по равновесному распределению носителей заряда.

При $b = 0$ из (13) следует результат работы [13] для ВЧ-тока в симметричной СР. Отметим, что в рассматриваемом приближении $j(t)$ не содержит диссипативной составляющей, пропорциональной $\cos \omega t$. При этом нечетные гармоники $\sim \sin(2k - 1)\omega t$, а четные $\sim \cos 2k\omega t$, $k = 1, 2, 3, \dots$. Из формулы (13) также следует, что если значение параметра a совпадает с корнями функции Бесселя нулевого порядка, то ток



Зависимость функции F от параметра a .

проводимости с точностью до $(\omega\tau_0)^{-1}$ равен нулю, т.е. асимметричная СР (как и симметричная при том же условии) ведет себя как линейный диэлектрик. Таким образом, в данном случае имеет место самоиндуцированная прозрачность. Физическая причина этого явления подробно обсуждается в [14].

Существенной особенностью тока $j(t)$ является наличие у него постоянной составляющей

$$j_c(a) = -\frac{1}{2} b j_0 C_2 F(a), \quad (15)$$

где

$$F(a) = J_0^2(a) (1 - J_0(2a)). \quad (16)$$

График функции $F(a)$ изображен на рисунке. Отметим, что при $a \ll 1$ $j_c \approx -j_0 C_2 a^2 / 2$.

Подчеркнем, что $j_c(a)$ является немонотонной функцией параметра a , и $j_c(a)$ обращается в нуль в тех же точках, в которых имеет место самоиндуцированная прозрачность.

Возникновение постоянной составляющей у $j(t)$ связано, разумеется, с отсутствием центра симметрии у СР. Данный эффект ($j_c(a) \neq 0$) следует отнести к так называемому оптическому выпрямлению (dc-эффект) [7].

Для оптимального значения параметра $a = 1$ имеем (при $d = 10^{-6}$ см, $\omega = 10^{13}$ с $^{-1}$) $E \approx 6 \cdot 10^3$ В/см, что свидетельствует о реалистичности выводов работы и возможности их использования в приборах электроники.

Авторы выражают благодарность Э.М.Эпштейну за полезные обсуждения результатов работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 97-02-16321).

Список литературы

- [1] F. Capasso, S. Luryi, W.T. Tsang, C.G. Bethea, B.F. Levine. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 2318 (1983).
- [2] А.П. Силин. *УФН* **147**, 3, 485 (1985).
- [3] V. Uslu, S. Erkos. *Solid State Commun.* **68**, 2, 277 (1988).
- [4] H.L. Cui, G. Gumbs. *Phys. Rev.* **B42**, 11, 7015 (1990).
- [5] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. Тез. докл. 12-го совещ. по теории полупроводников. Киев (1985). 283 с.
- [6] В.И. Белиничер, Б.И. Стурман. *УФН* **130**, 3, 415 (1980).
- [7] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. В сб.: Проблемы современной физики (сб. памяти А.Ф. Иоффе). Наука, Л. (1980). С. 275–293.
- [8] М.Д. Блох, Л.И. Магарилл, М.В. Энгин. *ФТП* **12**, 2, 249 (1978).
- [9] L. Esaki, R. Tsu. *IBM J. Res. Develop.* **14**, 61 (1970).
- [10] А.Я. Шик. *ФТП* **8**, 1841 (1974).
- [11] А.А. Игнатов, Ю.А. Романов. *Изв. вузов. Радиофизика* **21**, 1, 132 (1978).
- [12] H.T. Grahn, K. von Klitzing, K. Ploog, G.H. Döhler. *Phys. Rev.* **B43**, 14, 12095 (1991).
- [13] A.A. Ignatov, Yu.A. Romanov. *Phys. Stat. Sol. (b)* **73**, 327 (1976).
- [14] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками*. Наука, М. (1989). 288 с.