ВЛИЯНИЕ ТЕРМОПОЛЕВОЙ ИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСЕЙ НА ПРОВОДИМОСТЬ СВЕРХРЕШЕТКИ

Крючков С. В., Сыродоев Г. А.

Исследована ВАХ квантовой сверхрешетки с учетом процессов термополевой ионизации примесных центров. Взаимодействие электронов с локальными колебаниями решетки рассмотрено в модели Хуанга и Рис методом, предложенным Карпусом и Перелем для изотропных полупроводников. Показано, что в области достаточно сильных электрических полей спад плотности тока должен смениться на экспоненциальный рост (с ростом напряженности поля). Получена типичная N-образная ВАХ. Изучена также температурная зависимость вольт-амперной характеристики.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) полупроводника с узкой зоной проводимости в сильном электрическом поле исследовалась в целом ряде работ [1–13] (см. также [14, 15]). Были подробно рассмотрены как область классически сильных полей (на основе кинетического уравнения Больцмана), так и область квантующих электрических полей (когда классическое уравнение Больцмана не применимо). Основным результатом этих работ явилось предсказание двух важных эффектов — отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) (причем было показано, что в области сильных полей $j \sim E^{-1}$) и электрон-фононного резонанса (ЭФР) [4, 5] (всплесков тока при $\omega_0=n\Omega_{\rm St}$, ω_0 — частота оптического фонона, $\Omega_{\rm St}=eEd$ — штарковская частота, $\hbar=1$).

Явление ЭФР, по-видимому, наблюдалось в [10, 12]. Однако из результатов этих работ следовало, что с ростом E плотность тока j также возрастала. Возможное объяснение последнего факта было дано в [5, 13] с позиций эффекта Френкеля—Пула. Однако данные емкостной спектроскопии [16] противоречат теории, основанной на эффекте Френкеля—Пула.

В ряде недавних работ [17–19] была развита теория термополевой ионизации глубоких примесей, удовлетворительно описывающая экспериментальную ситуацию [16]. С точки зрения этой теории процесс термоионизации представляет собой термостимулированное туннелирование колебательной системы («ядра») между двумя термами, соответствующими связанному и свободному электронам. В электрическом поле появляется возможность туннелирования электрона, что уменьшает туннельный барьер для ядра и увеличивает вероятность термоионизации.

В данном сообщении мы воспользуемся идеями из [17–19] для изучения ВАХ квантовой сверхрешетки (СР) с учетом процессов термополевой ионизации примесей. Будем решать задачу в квазиклассическом приближении, предполагая выполненными условия

$$\Omega_{St}, \quad \omega \ll \varepsilon_{\rm T}$$

(ω — частота фонона, $\varepsilon_{\rm T}$ — термическая энергия связи). Так как электрические свойства СР в значительно большей степени определяются нелинейным характером зависимости скорости электрона от его квазиимпульса, нежели конкретным видом интеграла столкновений [14, 15], мы будем использовать уравнение Больцмана в τ-приближении. По этой же причине мы выберем простейшую из моделей (взаимодействия электронов с локальными фононами), рассмотренную в [17–19], — модель Хуанга и Рис. Отметим, что данная модель также достаточно сложна для расчетов и требует использования численных методов.

Вероятность термополевой ионизации W, согласно [17-19], может быть записана как

$$W = \int d\varepsilon W_e(\varepsilon) W_N(\varepsilon). \tag{1}$$

Здесь $\varepsilon = -|\varepsilon|$ — энергия свободного электрона, $W_e(\varepsilon)$ — вероятность туннелирования электрона в постоянном электрическом поле. Для СР, описываемой энергетическим спектром

$$\varepsilon(p) = \frac{p_\perp^2}{2m} + \varepsilon_0 (1 - \cos p_x d), \tag{2}$$

$W_e(\varepsilon)$ была вычислена в [20] и имеет вид

$$W_e(\varepsilon) = \exp(-2S_e), \tag{3}$$

$$S_e = \frac{|\varepsilon|}{\Omega_{St}} \left[(1+\Delta) \operatorname{Arsh}\left(\frac{\delta}{\Delta}\right) - \delta \right], \tag{4}$$

где

$$\delta = \sqrt{2\Delta + 1}, \quad \Delta = \frac{\varepsilon_0}{|\varepsilon|}.$$

Вероятность туннелирования ядра $W_N(\varepsilon)$ определяется перекрытием колебательных волновых функций и была найдена в [17-19] для различных моделей энергетических термов.

В квазиклассическом приближении интеграл (1) может быть вычислен методом перевала [21]. Такое вычисление дает

$$W = \exp(-\Phi_S), \tag{5}$$

$$\Phi_S = b(y)[z(y) - (1+\xi^2)^{1/2} + \xi \operatorname{ch}\theta] + 2S_e, \tag{6}$$

где

$$b(y) = \frac{\varepsilon_T}{\omega} |1 - y|,$$

$$z(y) = \theta + \ln \frac{1 + (1+\xi^2)^{1/2}}{\xi}, \tag{7}$$

$$\xi^{-1} = S^{-1} b(y) \operatorname{sh}\theta, \quad \theta = \frac{\omega}{2kT}, \quad y = \frac{|\varepsilon|}{\varepsilon_T},$$

S — фактор Хуанга и Рис, y — величина, определяющая перевальное значение ε, и находится из решения следующего трансцендентного уравнения:

$$z(y) = \frac{2\omega}{\Omega_{St}} \operatorname{Arsh}\left(\frac{\delta}{\Delta}\right), \tag{8}$$

которое может быть найдено численными методами. Время туннелирования t_0 при этом равно

$$t_0 = \Omega_{St}^{-1} \operatorname{Arsh}\left(\frac{\delta}{\Delta}\right). \tag{9}$$

Запишем кинетическое уравнение с учетом процессов ионизации и рекомбинации

$$\frac{\partial f}{\partial t} + eE \frac{\partial t}{\partial p_x} = -\frac{f - f_0}{\tau} + G(\mathbf{p}) - \frac{f - f_0}{\tau_r}. \tag{10}$$

Здесь f_0 — равновесная функция распределения, $G(\mathbf{p})$ — парциальная плотность вероятности ионизации примесных центров в 1 с в 1 см^3, τ_r — время рекомбинации. Примечательно, что в квазиклассической ситуации совсем не обязательно знать явный вид $G(\mathbf{p})$, достаточно знать полную вероятность ионизации одного примесного центра W.

Решение уравнения (10) для достаточно больших времен $t \gg \tau_0$ имеет вид

$$f(\mathbf{p}) = \int_{-\infty}^{t} dt_1 \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau_0}\right) G_0 \{\mathbf{p} - e\mathbf{E}(t-t_1)\}, \tag{11}$$

где

$$G_0(\mathbf{p}) = G(\mathbf{p}) + \frac{f_0}{\tau}, \quad \tau_0^{-1} = \tau^{-1} + \tau_r^{-1}.$$

Плотность электрического тока определяется обычным образом:

$$j_x = e \sum_p \frac{\partial \varepsilon}{\partial p_x} f(\mathbf{p}). \tag{12}$$

Подставляя (11) в (12), найдем

$$j_x = \frac{e^2 n_{eff} \varepsilon_0 d^2}{\tau} \frac{I_1\left(\frac{\varepsilon_0}{kT}\right)}{I_0\left(\frac{\varepsilon_0}{kT}\right)} \frac{E}{\Omega_{St}^2 + \tau_0^{-2}}, \tag{13}$$

где I_k — модифицированная функция Бесселя, T — температура (считаем электронный газ невырожденным),

$$n_{eff} = n_0 + \tau_r \frac{I_0\left(\frac{\varepsilon_0}{kT}\right)}{I_1\left(\frac{\varepsilon_0}{kT}\right)} \sum_p G(\mathbf{p}) \cos(p_x d), \tag{14}$$

n_0 — концентрация электронов в зоне проводимости при $E=0$. В квазиклассической ситуации квантовые переходы происходят в основном в состояние с $p_x=0$ [22]. Таким образом,

$$\sum_p G(\mathbf{p}) \cos(p_x d) \approx \sum_p G(\mathbf{p}) = \frac{NW}{t_0}, \tag{15}$$

где N — концентрация примесных центров.

В результате мы получаем следующее выражение для n_{eff}:

$$n_{eff} = n_0 + \frac{I_0\left(\frac{\varepsilon_0}{kT}\right)}{I_1\left(\frac{\varepsilon_0}{kT}\right)} NW \frac{\tau_r}{t_0}. \tag{16}$$

Подставляя (16) в (13), можно получить окончательное выражение для плотности электрического тока:

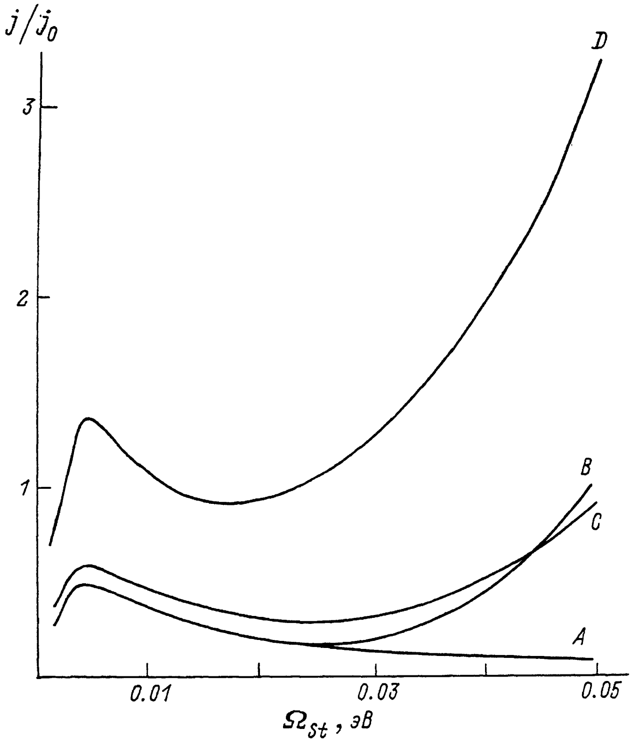
$$j_x = j_0 \left(1 + \frac{I_0}{n_0 I_1} NW \frac{\tau_r}{t_0}\right) \frac{\Omega_{St}\tau_0}{(\Omega_{St}\tau_0)^2 + 1}, \tag{17}$$

где

$$j_0 = \frac{e\varepsilon_0 d n_0 \tau_0 I_1}{\tau I_0}.$$

Отметим, что W и t_0 определяют дополнительные полевую и температурную зависимости тока. Такие зависимости могут быть исследованы численными методами. На рисунке представлены графики зависимости плотности электрического тока вдоль оси СР от E для различных значений T при следующих значениях параметров: $\varepsilon_0=0.05$ эВ, $d=123$ Å, $\omega=0.02$ эВ, $S=4$, $n_0=10^{13}$ см$^{-3}$, $\tau=4 \cdot 10^{-12}$ с, $\tau_r=10^{-9}$ с.

Из графиков видно, что ВАХ квантовой СР при $N \neq 0$ радикально отличается от таковой при $N=0$. Принципиальным отличием ВАХ с учетом процессов термополевой ионизации является экспоненциальный рост плотности тока с ростом E в области сильных полей. Видно также, что при малых значениях E преобладает термическая ионизация (чем выше T, тем больше j_x). При более сильных полях начинает превалировать полевой вклад в ионизацию примесей.



Зависимость плотности тока от напряженности электрического поля $\Omega_{St}=eEd$.

A — $N=0$; B — $N=10^{16}$ см$^{-3}$, $T=58$ К, $\varepsilon_T=0.08$ эВ; C — $N=10^{16}$ см$^{-3}$, $T=116$ К, $\varepsilon_T=0.1$ эВ; D — $N=10^{16}$ см$^{-3}$, $T=116$ К, $\varepsilon_T=0.08$ эВ.

Отметим, наконец, что условия квазиклассического приближения при выбранных выше численных параметрах распространяются вплоть до значений напряженности $E \sim 4 \cdot 10^4$ В/см.

Благодарим М. В. Вязовского, Г. М. Шмелева и В. А. Яковлева за многочисленные обсуждения работы.

Список литературы

[1] Яковлев В. А. // ФТТ. 1961. Т. 3. В. 7. С. 1983—1986.
[2] Ктиторов С. А., Симин Г. С., Синдаловский В. Я. // ФТТ. 1971. Т. 13. В. 8. С. 2230—2233.
[3] Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Dev. 1970. V. 14. N 1. P. 61—65.
[4] Брыксин В. В., Фирсов Ю. А. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. В. 6 (12). С. 2373—2390.
[5] Bryxin V. V., Firsov Yu. A. // Sol. St. Commun. 1972. V. 10. P. 471—477.
[6] Левинсон И. Б., Ясевичюте Я. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. В. 5. С. 1902—1912.
[7] Saitoh M. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1972. V. 5. N 9. P. 914—927.
[8] Гоголин А. А. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. В. 1. С. 30—33.
[9] Сурис Р. А., Щамхалова Б. С. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 5. С. 1178—1184.
[10] Maekawa S. // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 24. N 21. P. 1175—1177.
[11] May D., Vecht A. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1975. V. 8. P. L505—L509.
[12] Богомолов В. Н., Задорожный А. И., Павлова Т. М. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 10. С. 2029—2031.
[13] Machapatra P. K., Roy C. L. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1985. V. 18. N 18. P. 3467—3481.
[14] Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М., 1989. 288 с.
[15] Bass F. G., Tetervov A. P. // Phys. Rep. 1986. V. 140. N 5. P. 237—323.
[16] Tash A. F., Sah C. T. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. N 2. P. 800—809.

[17] Карпус В., Перель В. И. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 10. С. 403—405.
[18] Карпус В. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 7. С. 334—336.
[19] Карпус В., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 6 (12). С. 2319—2331.
[20] Крючков С. В., Сыродоев Г. А. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 857—864.
[21] Крючков С. В., Сыродоев Г. А. // Тез. докл. XIV Всес. (Пекаровского) совещ. по теории полупроводников. Донецк, 1987. С. 123.
[22] Келдыш Л. В. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. В. 5 (11). С. 1945—1957.

Волгоградский государственный
педагогический институт
им. А. С. Серафимовича

Получена 25.10.1990
Принята к печати 3.12.1990