

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ МЕЖЗОННЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ ДЕФОРМАЦИИ В МЫШЬЯКЕ

И. М. Голбан

В [1] мы провели детальный теоретический анализ анизотропного внутриволнового рассеяния носителей тока в As на акустических колебаниях решетки с учетом особенностей спектра и поляризации колебаний. Результаты теоретических расчетов согласуются с экспериментальными данными температурных зависимостей подвижностей лишь в предположении, что потенциалы деформации электронов D_{ii}^e и дырок D_{ii}^h растут с температурой.

Рост D_{ii} с T либо является особенностью полуметаллов, либо обусловлен пренебрежением в расчетах другими механизмами релаксации носителей заряда, кроме релаксации на длинноволновых акустических фононах. Поскольку мышьяк — многодолинный материал, в нем с ростом температуры может проявляться и другой канал рассеяния носителей заряда — междолинный. В этой связи представляется целесообразным провести вычисления кинетических коэффициентов и их сопоставление с экспериментальными данными уже в другом предельном приближении, когда актуальным является междолинный механизм релаксации носителей заряда, и тем самым определить верхние значения констант другого взаимодействия.

В мышьяке междолинный перебор носителей осуществляется за счет фононов с энергиями (ϵ_q) $\epsilon_1=10.3$, $\epsilon_2=25$ мэВ [2].

Расчет кинетических коэффициентов проводился в рамках вариационного метода решения кинетического уравнения Больцмана [3, 4]. В предположении, что рекомбинационное рассеяние электронов и дырок является единственным механизмом релаксации в мышьяке, для тензора проводимости $\hat{\sigma}$ L -электронов в системе координат, связанной с их изоэнергетической поверхностью, получены следующие выражения:

$$\hat{\sigma} = en [\hat{\mu}^{-1} + b_\sigma \hat{B}]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь e — заряд электрона; \hat{B} — кососимметрическая матрица магнитного поля; n , μ_i , b_σ имеют вид

$$n = \sqrt{8m_1^*m_2^*m_3^* / (3\pi^2\hbar^3)^2} (k_0T)^{3/2} \mathcal{S}_{s_{12}},$$

$$\mu_i = \frac{e}{m_i} \frac{\sqrt{2} \pi \hbar^2 \rho (k_0T)^{1/2} \omega_q^* (\tilde{L}_\sigma \tilde{L}_M^{-1} \tilde{L}_\sigma)}{\sqrt{m_1^* m_2^* m_3^*} \Lambda_q^2} \mathcal{S}_{s_{12}},$$

$$b_\sigma = Z^e \frac{\mathcal{S}_{s_{12}}}{(\tilde{L}_\sigma \tilde{L}_B^{-1} \tilde{L}_\sigma)},$$

где $Z^e = -1$; $\omega_q^* = \epsilon_q/k_0T$; m_i^e, h — эффективные массы носителей заряда; T — температура; ρ — плотность вещества; Λ_q — константы междолинного деформационного потенциала; q — волновой вектор фонона; k_0 — константа Больцмана.

Элементы столбцовой \hat{L}_σ и квадратных \hat{L}_B , \hat{L}_M матриц имеют вид

$$(\hat{L}_\sigma)_i = \mathcal{S}_{i+s_{12}}, \quad (\hat{L}_B)_{ij} = \mathcal{S}_{i+j+s_{12}},$$

$$(L_M)_{ij} = \frac{Z_n}{4 \operatorname{sh}(\omega^*/2)} \int_0^\infty (\hat{F}_1^+ + \hat{F}_1^- - \hat{F}_2^+ - \hat{F}_2^-)_{ij} dx,$$

где

$$\mathcal{F}_i = \int_0^{\infty} (-\partial f_0 / \partial x) x^i dx$$

— интеграл Ферми—Дирака,

$$(\hat{F}_1^{\pm})_{i,j} = \frac{(|x - \eta^e + \eta_{\pm}^e|)^{1/2} x^{i+j+1/2}}{\text{ch}(\omega^*/2) + \text{ch}(x - \eta^e \pm \omega^*/2)},$$

$$(\hat{F}_2^{\pm})_{i,j} = \frac{x^{1/2} (x + \eta^e - \eta_{\pm}^e)^{i+j+3/2}}{\text{ch}(\omega^*/2) + \text{ch}(x - \eta_{\pm}^e \pm \omega^*/2)},$$

$\eta_{\pm}^e = \eta^e - \Delta_n \pm \omega_q^*$, $\Delta_n = \eta^e + \eta^h$ — энергия перекрытия электронной и дырочной зон в единицах $k_0 T$; η^e и η^h — приведенные химические потенциалы электронов и дырок; Z_n (= 6) — число долин, в которые может осуществляться переход.

Вычисленные значения констант межзонных потенциалов деформации в мышьяке (в ед. 10^{11} эВ/м)

T, K	Λ_1	Λ_2
77	3.4	12.9
125	3.1	8.9
175	2.8	7.4
215	2.6	6.8
250	2.6	6.5
305	2.4	6.1

Выражение для тензора проводимости дырок получается из (1), если провести замену $e \leftrightarrow h$ и учитывать, что в случае дырок $Z^h = +1$, $Z_n = 3$.

С помощью (1) были обработаны экспериментальные данные по гальваномангнитным явлениям в слабых магнитных полях [5] и рассчитаны константы межзонных потенциалов деформации Λ_1 и Λ_2 в области темпе-

ратур 77—305 К (см. таблицу). Поскольку при проведении расчетов предполагалось, что межзонное рассеяние происходит только на одном типе фононов, а также пренебрегалось другими механизмами релаксации, то полученные значения для Λ_1 и Λ_2 являются максимально допустимыми. Как видно из таблицы, Λ_1 при $T > 125$ К и Λ_2 при $T > 215$ К слабо меняются с температурой. Это свидетельствует о том, что в области температур выше указанных фононы с энергиями 10.3 и 25 мэВ играют существенную роль в релаксации носителей заряда в мышьяке.

В заключение автор выражает благодарность Д. В. Гицу, П. М. Томчуку, В. А. Шендеровскому, В. М. Грабову и Н. А. Редько за обсуждение полученных результатов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Голбан И. М. Препринт ИПФ АН МССР. Кишинев, 1987. 49 с.
- [2] Крайников С. Н., Хоткевич А. В. Тез. докл. III школы по актуальным вопросам физики полуметаллов и узкозонных полупроводников. Тирасполь, 1987, с. 10—11.
- [3] Томчук П. М., Пинчук И. И. Препринт ИФ АН УССР, № 74-19. Киев, 1974. 40 с.
- [4] Gitsu D. V., Golban I. M., Kantser V. G. Phys. St. Sol. (b), 1982, vol. 112, N 2, p. 473—481.
- [5] Jeavons A. P., Saunders G. A. Proc. Roy. Soc. A, 1969, vol. 310, p. 415—432.

Институт прикладной физики
АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
9 марта 1988 г.