Литература

[1] Ковальчик Т. Л., Маслоковец Ю. П. Влияние примесей на электрические свойства теллуристого свинца. — ЖТФ, 1956, т. 26, в. 11, с. 2417—2431.
[2] Borisova L. D. — Phys. St. Sol. (a), 1979, v. 53, N 1, p. K19—K22.
[3] Borisova L. D., Dimitrova S. K. — Phys. St. Sol. (a), 1980, v. 61, N 1, p. K25—K28.
[4] Dawar A. L., Paradkar S. K., Kumar P., Taneja O. P., Mathur P. C. — Phys. St. Sol. (a), 1981, v. 68, N 1, p. 227—232.
[5] Горина Ю. И., Зайнудинов С., Калюжная Г. А., Киселева К. В., Пашунин Ю. М., Юнович А. Э. Поведение примеси серебра в теллуриде свинца. — В кн.: Тез. докл. Совещ. по физике узкозонных полупроводников. М., 1985, с. 40.
[6] Кайданов В. И., Равич Ю. И. Глубокие и резонансные состояния в полупроводниках типа $A^{IV}B^{VI}$. — УФН, 1985, т. 145, в. 1, с. 51—86.
[7] Вейс А. Н., Уханов Ю. И. Исследование коэффициента поглощения в p-PbTe. — ФТП, 1976, т. 10, в. 7, с. 1315—1320.
[8] Черник И. А., Кайданов В. И., Виноградова М. Н., Коломоец Н. В. Исследование валентной зоны теллурида свинца с помощью явлений переноса. — ФТП, 1968, т. 2, в. 6, с. 773—781.

Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина

Получено 25.05.1987
Принято к печати 15.06.1987

ФТП, том 22, вып. 1, 1988

ТЕРМОЭДС ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ СИЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОНОНОВ

Гасымов Т. М., Катанов А. А.

В [1] было найдено общее решение нестационарного кинетического уравнения для фононов в полупроводниках и полуметаллах с учетом разогрева носителей тока и фононов и их взаимного увлечения. Было показано, что в условиях сильного увлечения электронов и фононов при низких температурах или же в условиях акустической неустойчивости (АН) при любых температурах диффузионное приближение (ДП) не пригодно для решения кинетического уравнения фононов. Поэтому в настоящей работе в недиффузионном приближении теоретически исследована термоэдс примесного невырожденного полупроводника, находящегося в сильном электрическом E и неквантующем магнитном H полях при наличии градиентов температур электронов ∇T_e и акустических фононов ∇T_p. Учитываются разогрев электронов и фононов, а также их увлечение и взаимное увлечение. Спектр электронов предполагается кейновским в двухзонном приближении. Показано, что вблизи точки АН (т. е. при $u \to s_0$) резко растут фононные части термоэдс, связанные с обычным термоувлечением и взаимным увлечением электронов и фононов, что сильно отличается от решений аналогичных задач [2-5], полученных в ДП. Оказывается, что с приближением к точке АН вклад взаимного увлечения в термоэдс (величина второго порядка малости в ДП) становится сравнимым с вкладом термоувлечения, а в условиях АН больше него.

Поскольку хаотическая скорость электронов $v_T \gg v$, кинетическое уравнение электронов будем решать в ДП. Концентрацию электронов предположим достаточно большой, чтобы считать симметричную часть функции распределения электронов больцмановской с эффективной температурой $T_e(E)$.

Чтобы сохранить привычную схему расчета термоэдс, разобьем функции распределения фононов на симметричную и антисимметричную части:

$$N(q, u) = N_c(q, u) + N_a(q, u). \tag{1}$$

При этом на относительные величины N_a и N_c никаких ограничений не налагается. В [1] было показано, что при $0 < u < s_0$ в отсутствие градиентов температур ∇T_e и ∇T_p

$$N_c(q,\ u) = \bar{N}(q,\ T_i)\left(1 - \frac{u^2}{s_0^2}\cos^2\gamma\right)^{-1},\quad N_a(q,\ u) = \left(\frac{\mathbf{uq}}{\hbar\omega_q}\right)N_c(q,\ u),$$
$$\bar{N}(q,\ T_i) = \frac{1}{\beta(q)}\left[\beta_e(q)\,N_q(T_e) + \beta_{pb}(q)\,N_q(T)\right],\quad \gamma = (\widehat{\mathbf{q},\ \mathbf{u}}). \tag{2}$$

Здесь $\mathbf{u} = (\beta_e/\beta)\,\mathbf{v}$; $\mathbf{u}$ и $\mathbf{v}$ — дрейфовые скорости фононов и электронов; $T_i = T_e$ или T_p; $\beta(q) = \beta_e(q) + \beta_{pb}(q)$; $\beta_{pb}(q) = \beta_p(q) + \beta_b$; $\beta_e(q)$, $\beta_p(q)$ и β_b — частоты столкновений фононов с электронами (e), фононами резервуара (p) и с границами кристалла (b). При наличии ∇T_e и ∇T_p выражение $N_c(q,\ u)$ остается неизменным, а $N_a(q,\ u)$ имеет вид

$$N_a(q,\ u) = \left(\frac{\mathbf{uq}}{\hbar\omega_q}\right)N_c(q,\ u) - \frac{s_0}{\beta(q)}\left(\frac{\mathbf{q}}{q}\,\nabla N_c(q,\ u)\right). \tag{3}$$

С помощью (2) и (3) найдем $\mathbf{v}(\varepsilon)$ из кинетического уравнения электронов и вычислим с ее помощью плотность электрического тока $\mathbf{j}$ при $\mathbf{E}\parallel\mathbf{H}\parallel\nabla T_i\parallel\overline{OZ}$ и $\mathbf{E}\parallel\overline{OY}\perp\mathbf{H}\parallel\nabla T_i\parallel\overline{OZ}$, а затем из условия $j_{Tz} = 0$ получим

$$E_{Tz} + \frac{1}{e}\nabla_z\zeta(T_e) = \alpha_e\nabla_z T_e + \alpha_p\nabla_z T_p,\quad \alpha_{e,\ p} = -\frac{\beta_{11}^{(e,\ p)} + \beta_{13}^{(e,\ p)}}{\sigma_{11} + \sigma_{13}}, \tag{4}$$

где $\zeta(T_e)$ — химический потенциал электронов, α_e и α_p — электронная и фононная части дифференциальной термоэдс, σ_{1i} и β_{1i} — компоненты электропроводности и термомагнитного тензора ($i = 1,\ 3$).

В отсутствие и при наличии разогрева фононов рассмотрены следующие случаи: *1*) электроны передают импульс ионам примеси, а энергию — фононам, когда существенно увлечение электронов фононами (термоувлечение); *2*) импульс и энергия электронов передаются фононам, при этом существенно также и взаимное увлечение. В обоих случаях фононы преимущественно рассеиваются на электронах.

Ввиду громоздкости полученных для кейновского спектра выражений здесь мы приводим результаты для спектра $p(\varepsilon) = \mu\varepsilon^s$, где $s = 1/2$, $\mu = (2m_n)^{1/2}$ для параболического и $s = 1$, $\mu = (2m_n/\varepsilon_g)^{1/2}$ для сильно неквадратичного спектров электрона. По той же причине выражение для фононной части интегральной термоэдс V_p приводится в случае преимущественного рассеяния фононов на электронах:

$$V_p = \frac{\Delta T}{e}\,\frac{8}{3}\,\frac{s^2\Gamma\left[1 + s(3 + 2r)\right]}{\Gamma\left[3 + s(2r - 1)\right]}\,\frac{\beta_e(m_n)}{\beta(\varepsilon_g)}\,\Omega^2\delta(u)\left(\frac{\beta_e(\varepsilon_g)}{\beta(\varepsilon_g)}\,\frac{T}{\Delta T}\right)^f\Theta_e^{3s+f},$$
$$V_e = \frac{T}{e}\left(2rs - s + 3 - \frac{\zeta(T_e)}{T_e}\right)\Theta_e,\quad \delta(u) = 3\,\frac{s_0^2}{u^2}\left(\frac{s_0}{2u}\varphi(u) - 1\right),\quad \varphi(u) = \ln\left|\frac{s_0 - u}{s_0 + u}\right|. \tag{5}$$

Здесь $\beta_e(m_n)$ и $\beta_e(\varepsilon_g)$ — выражения β_e при $s = 1/2$ и $s = 1$ соответственно, $\Gamma(x)$ — гамма-функция, $\Omega = \mu^2 T^{2s-1}/m_n$, $f = 0$ при $T_p = T$ и $f = 1$ при $T_p = T_e$, r — параметр рассеяния электронов по импульсу: на примесях $r = 3/2$, а на акустических фононах $r = -t/2$, где $t = -1$ для пьезоэлектрического, $t = +1$ для деформационного взаимодействий электронов с акустическими фононами, $\Theta_e = T_e/T$, $\Delta T = T(0) - T(L_z)$, L_z — линейный размер образца в направлении оси z. Приведем основные результаты исследования, вытекающие из (5).

В случае *1* при $\mathbf{E}\parallel\mathbf{H}$ в отсутствие разогрева фононов в непосредственной близости от точки АН для $s = 1$ и $t = -1$ как V_e, так и V_p резко растут с ростом $\varphi(u)$: $V_{p,e} \backsim \varphi(u)/E^3$. При $s = 1$, $t = 1$ вдали от точки АН электронная часть термоэдс V_e растет с электрическим полем $\backsim E^3$, а вблизи порога АН сильно уменьшается с $\varphi(u)$. При тех же условиях V_p растет как с E, так и с $\varphi(u)$. В непосредственной окрестности точки АН для $s = 1/2$ термоэдс $V_e \backsim [\varphi(u)/E^3]^{2/5}$, $V_p \backsim [E^6/\varphi(u)]^{1/5}$, если $t = +1$ и $V_e \backsim [\varphi(u)/E^3]^{2/7}$, $V_p \backsim [\varphi(u)/E^6]^{1/7}$, если $t = -1$.

В сильных $\mathbf{E}\perp\mathbf{H}$ магнитных полях

$$\Gamma_e \sim \left[\left(\frac{E}{H}\right)^3 \frac{\beta}{\beta_{pb}\varphi(u)} \frac{\nu_i(T)}{\nu_p(s, T)}\right]^{1/a}, \quad a = s(2+t+h)+2,$$

$$V_p \sim \left[\left(\frac{\beta}{\beta_{pb}\varphi(u)} \frac{\nu_i(T)}{\nu_p(s, T)}\right)^{3s} \left(\frac{H}{E}\right)^{6+3s(k+t-1)}\right]^{1/a} \varphi(u), \tag{6}$$

где ν_i и ν_p — частоты столкновений электронов на ионах примеси и на акустических фононах соответственно, $h=1$ при $\beta_{pb}=\beta_p$ и $h=0$, если $\beta_{pb}=\beta_b$. Из (6) видно, что для всех значений s, t и h величина V_e растет с E и резко падает с $\varphi(u)$. При этом V_p, уменьшаясь с E, вблизи порога АН сильно растет с $\varphi(u)$. Полная термоэдс растет также с $(\beta/\beta_{pb}) \gg 1$ и $\nu_i(T)/\nu_p(s, T) \gg 1$.

Учет разогрева фононов при $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$ приводит для всех значений s и t к росту V_e с E и к уменьшению с $\varphi(u)$. При $u \to s_0$ для $s=1/2$ термоэдс $V_p \sim \varphi(u)/E^3$ и $V_p \sim [\varphi(u)/E^3]^{2/3}$ для $s=1$, т. е. V_p вдали от точки АН падает с E, а в непосредственной близости от нее резко растет пропорционально соответственно $\varphi(u)$ и $\varphi^{2/3}(u)$.

В сильных $\mathbf{E}\perp\mathbf{H}$ магнитных полях V_e и V_p не зависят от типа взаимодействия электронов с акустическими фононами; V_e как при $s=1/2$, так и при $s=1$ растет с ростом E и падает с $\varphi(u)$, так как $V_e \sim [(E/H)^3 (\nu_i/\beta_p\varphi(u))]^{1/3(1+s)}$. Фононная часть термоэдс $V_p \sim [(H/E)^3\varphi(u)(\nu_i/\beta_p)^{3s+1}]^{1/3(1+s)}$, т. е. для всех s величина V_p растет с (s_0H/cE), $(\nu_i/\beta_p) \gg 1$ и $\varphi(u)$.

В случае *2* при $T_p=T$ и $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$ вблизи порога АН ($u \to s_0$) дрейфовая скорость фононов u не зависит от E и электронная температура определяется в основном параметром $\eta = (\beta/\beta_{pb}) \gg 1$. При этом V_e растет с η, а $V_p \sim E\eta^{2+s(h-t-1)/2+s(h-t)}$, т. е. в отличие от случая термоувлечения при взаимном увлечении и при $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$ рост термоэдс ограничен сверху.

В сильном $\mathbf{E}\perp\mathbf{H}$ магнитном поле для умеренных значений дрейфовой скорости фононов ($0 < u < s_0$) $V_e \sim (H/E)\varphi(u)$, $V_p \sim (H/E)^{3(1+s)}\varphi^{3s+1}(u)$, а при $u \to s_0$ $V_e \sim \eta^{1/2+s(h-1)}$, $V_p \sim \eta^{3s/2+s(h-1)}\varphi(u)$.

При $T_p = T_e$ и $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$ дрейфовая скорость фононов не зависит от E, если $h=0$, $0 < u < s_0$ и $t=+1$. Не зависит от типа взаимодействия электронов с акустическими фононами и V_e и растет как с E, так и с $\varphi(u)$, а $V_p \sim [E^{s(4-t)+1}/\varphi^{s(4+t)+1}(u)]^{1/4s+1}$. При $h=1$ характер изменения V_e от u, E и $\varphi(u)$ остается таким же, как и в случае $h=0$, а $V_p \sim (E^{s(3-t)+1}/\varphi^{s(5+t)+1})^{1/4s+1}$. При $u \to s_0$ величина V_e насыщается, т. е. не зависит от E, а $V_p \sim E$. Как в отсутствие, так и при наличии разогрева электронов и фононов зависимости V_p от E и η при $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$ в окрестности точки АН совпадают.

В сильном $\mathbf{E}\perp\mathbf{H}$ магнитном поле и при $(s_0H/cE)\varphi(u) \gg 1$ величина Θ_e не зависит от E, H и $\varphi(u)$, и V_e насыщается. При этом V_p зависит от E и H только через u и пропорциональна $(s_0H/cE)^3\varphi(u)$, т. е. V_p резко растет при $u \to s_0$.

В заключение отметим, что вблизи точки АН точное равенство $u=v(\bar{\varepsilon})=s_0$ выполняется только в том случае, если $\beta_e=\beta$, а в действительности $\beta=\beta_e+\beta_{pb}$. Поэтому при стремлении u к s_0 и частота β_{pb} должна стремиться к нулю, но таким образом, чтобы произведение $[\varphi(u)\beta_{pb}]=\text{const}$.

Литература

[1] Гасымов Т. М. Теория гальваномагнитных явлений в полупроводниках и полуметаллах в условиях произвольного взаимного увлечения и разогрева носителей заряда и фононов. — В кн.: Некоторые вопросы экспериментальной и теоретической физики. Баку, 1977, с. 3—27.

[2] Гуревич Л. Э., Гасымов Т. М. Термоэдс полупроводника в сильном электрическом поле. — ФТТ, 1967, т. 9, в. 12, с. 3493—3500.

[3] Gasymov T. M., Katanov A. A., Babaev M. M. — Phys. St. Sol. (b), 1983, v. 119, N 1, p. 391—399.

[4] Babaev M. M., Gasymov T. M. — Phys. St. Sol. (b), 1977, v. 84, N 2, p. 473—483.

[5] Babaev M. M., Gasymov T. M., Katanov A. A. — Phys. St. Sol. (b), 1984, v. 125, N 2, p. 421—429.

Институт физики АН АзССР
Баку

Получено 11.07.1986
Принято к печати 1.07.1987