РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В ТЕРМОЭДС МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Н.А.Прима

Институт полупроводников Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина
(Получена 30 сентября 1993 г. Принята к печати 23 ноября 1993 г.)

Теоретически рассмотрен размерный эффект на междолинной длине L_v и длине остывания L_ε в термоэдс многодолинных полупроводников типа n-Si. Использован метод поиска решений для симметричной части функций распределения в долинах $f_0^{(\alpha)}(\varepsilon, \mathbf{r}, t)$ в виде разложения по собственным функциям оператора, отвечающего за квазиупругое междолинное рассеяние. Показано, что в тонких образцах термоэдс становится анизотропной и может быть в несколько раз больше термоэдс объемного образца.

Современные полупроводниковые термоэлементы, широко используемые в качестве охладителей, термогенераторов, стабилизаторов температуры изготавливаются на основе пленок и многослойных структур микронных и субмикронных размеров. В отличие от массивных образцов, тепловые явления в таких структурах сильно зависят, а иногда и полностью определяются свойствами поверхностей, разделяющих слои. Поверхости ограничивают потоки, изменяют распределение электрических полей, на них происходит дополнительное рассеяние электронов. В связи с этим представляют интерес исследования зависимости тепловых свойств от толщины тонких образцов.

Как известно [1], анизотропия энергетического спектра электронов проводимости (естественная или созданная магнитным полем, давлением и другими внешними воздействиями) может быть одной из причин размерного эффекта в кинетических коэффициентах. В данной работе изучается размерный эффект в термоэдс многодолинных полупроводников типа n-Si, n-Ge. Электроны каждой из долин в этих полупроводниках имеют анизотропный спектр. Поэтому если в образце создан градиент температуры, то в нем возникают не только продольные, но и поперечные по отношению к градиенту потоки электронов в каждой из долин. В тонких слоях и пленках поверхности образца ограничивают поперечные потоки, в результате нарушается равновесное распределение электронов по долинам и по энергии [1–3]. Неравновесность максимальна на боковых гранях пластины и релаксирует в глубину на характерных кинетических длинах — междолинной длине $L_v \sim \sqrt{D\tau_v}$ и длине остывания $L_\varepsilon \sim \sqrt{D\tau_\varepsilon}$ (D — коэффициент диффузии, τ_v, τ_ε — времена релаксации). Неравновесное распределение электронов вблизи поверхостей приводит к зависимости кинетических коэффициентов от толщины образца.

Ранее [1,4,5] расчет размерного эффекта на длинах L_ε, L_v проводился феноменологически и, как правило, исследовались раздельно размерный эффект на длине L_ε и размерный эффект на длине L_v. Позднее показано, что феноменологический подход некорректен [2,3]. В работе [2] был предложен метод строгого анализа процессов релаксции в тонких образцах, основанный на решении кинетических уравнений, и рассмотрен размерный эффект в проводимости.

В данной работе метод [2] использован для расчета размерного эффекта в термоэдс многодолинных полупроводников. При изучении тепловых явлений следует помнить об одной особенности, отличающей эти явления. При наличии в кристалле градиента температуры неравновесны не только электроны, но и фононы, поэтому в тепловых явлениях важную роль играет эффект увеличения электронов длинноволновыми фононами [6]. Благодаря этому эффекту термоэдс полупроводников может возрастать при низких температурах в десятки и даже сотни раз [6,7]. В нашей работе предполагается, что длины свободного пробега электронов l и длинноволноволновых фононов l_{ph} малы по сравнению с толщиной образца, поэтому эффект увлечения не приводит к новым трудностям при вычислении термоэдс. Некоторые другие варианты неравновесных распределений фононов и электронов рассмотрены в монографии [5].

1. Основные уравнения

Рассмотрим образец в форме пластины, тонкой в направлении y ($-d \leqslant y \leqslant d$). Вдоль пластины создан слабый градиент температуры dT_0/dx. Если контакты в направлении x разомкнуты и полный ток $I_x = 0$, в образце возникает термополе E'_x (термоэдс V_x). В линейном по приложенному градиенту приближени вычислим $E'_x = E_x + (1/e)d\mu/dx$, где μ — электрохимический потенциал, $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля. При этом учтем, что в многодолинных полупроводниках в направлении y электроны могут быть распределены по энергии и долинам неравновесно.

Пренебрежем слабой зависимостью подвижности и других величин от координаты x, что справедливо, если температура решетки $T_0(x)$ изменяется незначительно на длине образца L, т.е. $L(dT_0/dx) \ll T_0$. Тогда из уравнений Максвелла и непрерывности следует, что электрическое поле в образце имеет компоненты E_x, $E_y(y)$, E_z, причем от координаты y зависит только компонента E_y. Поля $E_y(y)$ и E_z обусловлены исключительно неравновесностью электронов по энергии и долинам и сильно зависят от ориентации долин. Поле $E_y(y)$ определяется из уравнения непрерывности, которое в нашей задаче имеет вид $j_y(y) = \sum\limits_\alpha j_y^{(\alpha)} = 0$.

При условии $\tau_v \gg \tau_\varepsilon$, которое в большинстве случаев хорошо выполняется всегда [2], в каждой из долин можетбыть введена своя квазиизотропная функция распределения [8,9]. Кинетическое уравнение для симметричной части этой функции $f_0^{(\alpha)}(\varepsilon, \mathbf{r}, t)$ имеет вид

$$g(\varepsilon)\frac{\partial f_0^{(\alpha)}}{\partial t} + \frac{\partial j^{(\alpha)}}{\partial \mathbf{r}} - e\mathbf{E}\frac{\partial j^{(\alpha)}}{\partial \varepsilon} = \hat{S}\left(f_0^{(\alpha)}\right) - \hat{S}_v\left(f_0^{(\alpha)}, f_0^{(\beta)}\right), \qquad (1)$$

$$j_i^{(\alpha)}(\varepsilon, \mathbf{r}, t) = g(\varepsilon)D_{ik}^{(\alpha)}(\varepsilon)\left[\frac{\partial f_0^{(\alpha)}}{\partial \varepsilon}\left(eE_k + k\alpha_{kj}^{(\alpha)}\frac{dT_0}{dr_j}\right) - \frac{\partial f_0^{(\alpha)}}{\partial r_k}\right]. \qquad (2)$$

Здесь k — постоянная Больцмана, $g(\varepsilon)$ — плотность состояний, $\mathbf{j}^{(\alpha)}(\varepsilon, \mathbf{r}, t)$ — поток электоронов с энергией ε в долине α, $D_{ik}^{(\alpha)}(\varepsilon)$ и $\alpha_{ik}^{(\alpha)}(\varepsilon)$ — тензор коэффициетов диффузии и тензор увлечения электронов фононами, $\hat{S}$ и $\hat{S}_v$ — опреторы внутридолинного и междолинного рассеяний соответственно. Вид операторов $\hat{S}$, $\hat{S}_v$ для различных механизмов рассеяния приведен в [8,9], а также работах [2,3]. В главных осях эллипсоида энергии тензоры $D_{ik}^{(\alpha)}(\varepsilon)$, $\alpha_{ik}^{(\alpha)}(\varepsilon)$ диагональны и в n-Si, n-Ge имеют компоненты $D_\parallel(\varepsilon)$, $D_\perp(\varepsilon)$ и $\alpha_\parallel(\varepsilon)$, $\alpha_\perp(\varepsilon)$. В многодолинных полупроводниках электроны увлекаются фононами продольной и поперечной поляризаций [6,7], поэтому $\alpha_{ik}(\varepsilon) = \alpha_{ik}^l + \alpha_{ik}^t$. Каждая из компонент в широком интервале температур степенным образом зависит от энергии $\alpha_{ik}^{l,t}(\varepsilon) \sim \varepsilon^{(p+1)/2}$. При температурах T_0 выше температуры Дебая T_D для обеих поляризаций $p = -1$, при низких температурах $T_0 \ll T_D$ для продольных колебаний показатель степени может измениться на $p = -2, -3$ [6,7].

Поверхности образца ограничивают не только полные, но и детальные потоки электронов. Если на поверхностях $y = \pm d$ рассеяние электронов по энергии и долинам не происходит, то граничные условия имеют вид

$$j_y^{(\alpha)}(\varepsilon, \pm d) = 0. \qquad (3)$$

Если же на одной из поверхностей $y = +d$ или $y = -d$ скорость релаксации неравновесности велика, а на другой поверхности релаксации отсутствует (например, обедняющий изгиб зон у этой поверхности [1]), то результаты будут теми же, что и при граничных условиях (3), однако для образцов, толщина которых в два раза меньше [1].

Процедура поиска решений уравнений (1)–(3) аналогична [2]. Более того, система уравнений для функций $\Psi^{(\alpha)}(\varepsilon, y)$, которые в линейном приближении определяют слабое отклонение функций $f_0^{(\alpha)}(\varepsilon, y)$ от равновесного значения, полностью совпадает с соответствующей системой работы [2]

$$g(\varepsilon)D_{yy}^{(\alpha)}(\varepsilon)\frac{\partial^2 \Psi^{(\alpha)}}{\partial y^2} + \hat{S}\left(\Psi^{(\alpha)}\right) - \hat{S}_v\left(\Psi^{(\alpha)}, \Psi^{(\beta)}\right) = 0. \qquad (4)$$

Так как уравнения (4) однородны, из факта совпадения следует, что размерный эффект в проводимости и термоэдс описывается одними и теми же наборами характерных длин L_v, L_ε. Однако на этом совпадения заканчиваются. Амплитуда функций $\Psi^{(\alpha)}$ и их зависимости от толщины, которые определяются из граничных условий, различны в этих двух задачах.

2. Двухдолинная модель

В качестве примера в работе [2] вычислена размерная зависимость проводимости n-Si с симметрично ориентированными относительно оси x долинами (рис. 1). Рассмотрим для этого случая и размерный эффект в термоэдс. Поскольку долина *3* изотропна в плоскости xy, поперечные потоки в этой долине отсутствуют, соответственно $\Psi^{(3)}(\varepsilon, y) = 0$. Долины *1* и *2* расположены симметрично, поэтому $\Psi^{(1)}(\varepsilon, y) = -\Psi^{(2)}(\varepsilon, y)$ и система (4) сводится к одному уравнению в частных производных для функции $\Psi(\varepsilon, y) \equiv \Psi^{(1)} - \Psi^{(2)}$. Так как операторы $\hat{S}$ и $\hat{S}_v$ действуют только по переменной ε, к этому уравнению может быть применен метод разделения переменных, в результате

$$\Psi(\varepsilon, y) = \mathrm{e}^{-\varepsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \left(C_n^+ \mathrm{e}^{\alpha_n y} + C_n^- \mathrm{e}^{-\alpha_m y}\right) \chi_n(\varepsilon). \tag{5}$$

Здесь введена безразмерная энергия $\varepsilon = \varepsilon/kT_0$, C_n^+, C_n^- — постоянные, которые определяются из граничных условий, $\chi_n(\varepsilon)$ — собственные функции, Λ_n — собственные значения оператора столкновений $\hat{L}$, полученного из $\hat{S}$ и $\hat{S}_v$ [2]. Величины α_n^{-1} играют роль длин релаксации неравновесности и $\alpha_n^2 \sim \Lambda_n$.

В работе [2] показано, что задача на собственные значения оператора $\hat{L}$ может быть решена, если $\chi_n(\varepsilon)$ разложить в ряд по собственным функциям оператора, отвечающего за квазиупругое внутридолинное рассеяние

$$\chi_n(\varepsilon) = \sum_{k=0}^{\infty} C_{nk} \varphi_k(\varepsilon), \tag{6}$$

где $\varphi_k(\varepsilon) = b_k L_k^{3/2+s}(\varepsilon)$, $L_k^{3/2+s}$ — полиномы Лагерра, b_k — нормировочные коэффициенты. Тогда при слабом междолинном рассеянии Λ_n и $\chi_n(\varepsilon)$ могут быть найдены по теории возмущений, а при сильном —

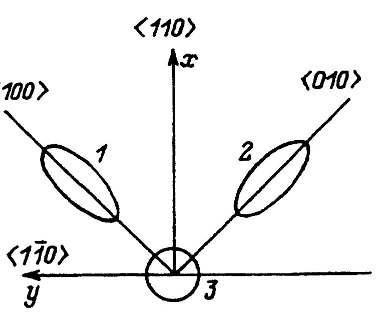

Рис. 1. Ориентация долин в n-Si.

численно. В работах [2,3] подробно исследован спектр Λ_n в зависимости от интенсивности междолинного упругого [3] и неупругого [2] рассеяний, определена также связь между α_n^{-1} и вводимыми при феноменологическом рассмотрении длинами L_v, L_ε.

Так как проблема определения характерных длин размерного эффекта рассмотрена в указанных выше работах, перейдем к вычислению термополя.

$$E'_x = -\frac{k}{e}\frac{dT_0}{dx}\left[\frac{5}{2} + s - \frac{\mu}{kT_0} + \frac{\bar{U}_{xx}}{\bar{D}_{xx}} - \frac{2}{\bar{D}_{xx}}\sum_{n=0}^{\infty} C_n^{+}\frac{\operatorname{sh}\alpha_n d}{d}\times\right.$$

$$\left.\times\int_0^\infty g(\varepsilon)D_{xy}^{(1)}(\varepsilon)\mathrm{e}^{-\varepsilon}\chi_n(\varepsilon)d\varepsilon\right]. \tag{7}$$

Здесь тензор $U_{ik}^{(\alpha)}(\varepsilon) = \sum_j D_{ij}^{(\alpha)}\alpha_{jk}^{(\alpha)}$ описывает эффект фононного увлечения, параметр s задает зависимость от энергии времени релаксации импульса электронов $\tau_p(\varepsilon) \sim \varepsilon^s$. Коэффициенты C_n^+ определим из граничных условий (3). Следуя тем же путем, что и в работе [2], воспользуемся разложением (6). В результате получим

$$E'_x = -\frac{k}{e}\frac{dT_0}{dx}\left\{\frac{5}{2} + s - \frac{\mu}{kT_0} + a_0\mathcal{E}_1(d) + \frac{\bar{U}_{xx}}{\bar{D}_{xx}}\left[1 + a_0\mathcal{E}_2(d)\right]\right\}, \tag{8}$$

где

$$\mathcal{E}_1(d) = \sqrt{(5/2+s)}\frac{\sum\limits_{n=0}^{\infty} C_{n0}C_{n1}\frac{\operatorname{th}\delta_n}{\delta_n}}{1 - a_0\sum\limits_{n=0}^{\infty} C_{n0}^2\frac{\operatorname{th}\delta_n}{\delta_n}},$$

$$\mathcal{E}_2(d) = \frac{\sum\limits_{n=0}^{\infty} C_{n0}\frac{\operatorname{th}\delta_n}{\delta_n}\left(C_{n0} - \sum\limits_{k=0}^{\infty} C_{nk}R_k\right)}{1 - a_0\sum\limits_{n=0}^{\infty} C_{n0}^2\frac{\operatorname{th}\delta_n}{\delta_n}},$$

$$a_0 = \frac{2\left(\bar{D}_{xy}^{(1)}\right)^2}{\bar{D}_{xx}\bar{D}_{yy}^{(1)}}, \quad \delta_n = \alpha_n d, \quad a_1 = \frac{\bar{U}_{yx}^{(1)}}{\bar{D}_{yx}^{(1)}}\cdot\frac{\bar{D}_{xx}}{\bar{U}_{xx}},$$

$$R_k = a_1\frac{\sqrt{\Gamma(5/2+s)}\Gamma\left(-\frac{p+1}{2}+k\right)}{\sqrt{k!\Gamma(5/2+s+k)}\Gamma\left(-\frac{p+1}{2}\right)}.$$

Функции $\mathcal{E}_1(d)$ и $\mathcal{E}_2(d)$ описывают зависимость E'_x от толщины образца d, последнее слагаемое в (8) пропорционально величине увлечения электронов фононами. В толстых образцах $\mathcal{E}_1(d\to\infty) = \mathcal{E}_2(d\to\infty) = 0$. При вычислении R_k считалось, что $\alpha_{jk}^{(\alpha)}(\varepsilon) \sim \varepsilon^{(p+1)/2}$. Коэффициенты

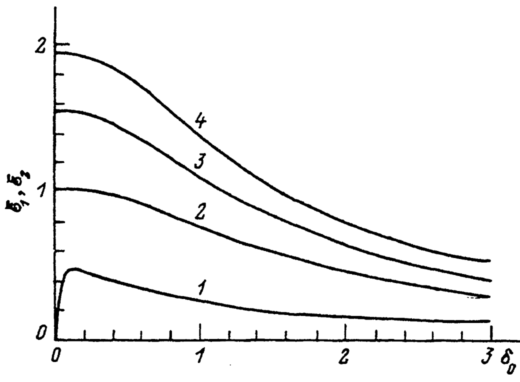

Рис. 2. Зависимость функций $\mathcal{E}_1(d)$ (*1*) и $\mathcal{E}_2(d)$ (*2–4*) от толщины образца ($\delta_0 = \alpha_0 d$) при $\gamma = 25$, $p = -1$ и M: *2* — 4, *3* — 6, *4* — 8.

C_{nk} удовлетворяют условиям $\sum\limits_{n=0}^{\infty} C_{nk}C_{nl} = \delta_{kl}$. Поэтому для образцов, толщина которых меньше всех характерных длин, легко вычислить E'_x в общем случае. Полагая все $\delta_n \ll 1$ и $\text{th}\delta_n/\delta_n = 1$, получим $\mathcal{E}_1 = 0$, $\mathcal{E}_2 = (1 - R_0)/(1 - a_0)$. Отсюда видно, что в отсутствие эффекта фононного увлечения размерный эффект в E'_x мал, а зависимость $E'_x(d)$ немонотонна. Рис. 2, на котором изображена функция $\mathcal{E}_1(\delta_0 = \alpha_0 d)$ для параметров n-Si демонстрирует этот факт. Зависимости, приведенные на рис. 2 и 3, построены в предположении, что внутридолинное рассеяние электронов квазиупруго и происходит с участием акустических фононов, а междолинное рассеяние неупруго и осуществляется на фононе с энергией $\hbar\omega_0 = 5kT_0$. Параметр γ_0 пропорционален интенсивности междолинного рассеяния [2].

Величина $\bar{U}_{xx}/\bar{D}_{xx}$, назовем ее α_{ph}, описывает эффект увлечения электронов фононами. Параметр α_{ph} сильно зависит от температуры. В области температур $T_p \ll T_D$ $\alpha_{ph} \sim T_0^{-7/2}$ и эта зависимость постепенно ослабляется до $\alpha_{ph} \sim T_0^{-3/2}$ в области высоких температур. В зависимости от легирования в n-Si α_{ph} порядка нескольких единиц в области (100–120) K.

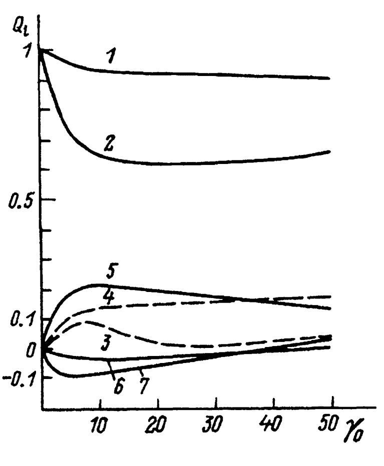

Рис. 3. Зависимость коэффициентов Q_i от интенсивности междолинного рассеяния, характеризуемой параметром γ_0. Номера кривых соответствуют значениям i: $Q_1 = C_{00}^2$, $Q_2 = C_{11}^2$, $Q_3 = -C_{10}$, $Q_4 = C_{20}$, $Q_5 = C_{00}C_{01}$, $Q_6 = C_{10}C_{11}$, $Q_7 = C_{20}C_{21}$.

Эффект фононного увлечения сильно анизотропен. Коэффииент анизотропии $M = \bar{\alpha}_{\parallel}/\bar{\alpha}_{\perp}$ также зависит от температуры и легирования образца. Для n-Si коэффициент M близок по величине отношению $\bar{D}_{\perp}/\bar{D}_{\parallel} = K_2 \approx 5$ в области температур (80–100) К [7]. Эти детали важны, так как параметр

$$a_1 = \frac{U_{yx}^{(1)}}{D_{yx}^{(1)}} \cdot \frac{D_{xx}}{U_{xx}} = \frac{K_2 - M}{K_2 - 1} \cdot \frac{1 + 2K_2}{M + 2K_2}, \tag{9}$$

которому пропорциональны R_k, обращается в нуль при $M = K_2$. Для более низких температур $M > K_2$ и R_k отрицательны, что приводит к усилению размерного эффекта. На рис. 2 изображена функция $\mathcal{E}_2(d)$ при $p = -1$ и различных значениях M. Похожим образом ведет себя $\mathcal{E}_2(d)$ и при $p = -2, -3$.

Аналогично можно вычислить и размерную зависимость потока тепла, переносимого электронами

$$\frac{Q_x}{2dkT_0} = k\frac{dT_0}{dx}\bar{D}_{xx}\left(\frac{5}{2} + s\right)\left\{1 - a_0\mathcal{E}_3(d) + \frac{\bar{U}_{xx}}{\bar{D}_{xx}}\left[\frac{p+1}{5+2s} + a_0\mathcal{E}_4(d)\right]\right\}. \tag{10}$$

Выражения для $\mathcal{E}_3(d)$ и $\mathcal{E}_4(d)$ громоздки, поэтому приведем их значения для толстых и предельно тонких ($\delta_n \ll 1$) образцов. В толстых образцах $d \to \infty$ и $\mathcal{E}_3$, $\mathcal{E}_4 = 0$. В тонких $\mathcal{E}_3 = 1$, $\mathcal{E}_4 = R_1/\sqrt{5/2 + s}$. Основной вклад в $\mathcal{E}_3(d)$ вносит $\sum\limits_{n=0}^{\infty} C_{n1}^2 \operatorname{th}\delta_n/\delta_n$, такая же сумма, умноженная на $R_1/\sqrt{5/2 + s}$, преобладает и в $\mathcal{E}_4(d)$, именно она задает значения $\mathcal{E}_3$, $\mathcal{E}_4$ при $d \to 0$. Из сказанного следует, что в Q_x размерный эффект на длине остывания α_1^{-1} значительно сильнее размерного эффекта на междолинной длине α_0^{-1}. Это отличает теплопроводность от проводимости, магнитосопротивления, а также термополя E'_x.

Качественно вид функций $\mathcal{E}_3(d)$ и $\mathcal{E}_4(d)$ близок к зависимостям типа $a\mathcal{E}_2(d) + b\mathcal{E}_1(d)$, однако изменение $\mathcal{E}_3(d)$ и $\mathcal{E}_4(d)$ происходит несколько быстрее указанной зависимости, так как длины остывания всегда меньше междолинных длин. Параметр $|b| \sim 1$ и b может быть отрицательным. Особым для Q_x является случай $p = -1$. При этом из всех R_k отлично от нуля только R_0, поэтому главное слагаемое в $\mathcal{E}_4(d)$ равно нулю и функция $\mathcal{E}_4(d)$ ведет себя аналогично $\mathcal{E}_1(d)$. Действительно, в этом случае $\mathcal{E}_4(d) = -\mathcal{E}_1(d)(1 - R_0)/(5/2 + s)$. Из формулы (10) и рис. 2 видно, что при $p = -1$ эффект фононного увлечения не дает вклада в Q_x как в тонких, так и в толстых образцах. Однако в образцах промежуточной толщины ($\delta_n \sim 1$) и больших значениях α_{ph} вклад эффекта фононного увлечения может быть большим и даже может приводить к изменению знака Q_x. Следовательно, в случае $p = -1$ размерный эффект в Q_x проявляется особенно сильно.

Заметим здесь, что при $p = -2, -3$ поток тепла электронов (10) может быть направлен против градиента температуры и в толстом образце. Причина этого — сложная взаимная компенсация детальных потоков $j_x(\varepsilon)$. Напомним, полный ток в образце $I_x = 0$.

Заключение

В работе рассмотрен размерный эффект в термоэдс и электронной теплопроводности на примере n-Si с ориентацией долин, изображенной на рис. 1. Аналогичные формулы могут быть получены и для других ориентаций и полупроводников. В общем случае зависимости $E'_x(d)$ и $Q_x(d)$ изменяются только количественно, все качественные выводы сохраняются.

В рассмотренном примере благодаря высокой симметрии в расположении долин поля $E_y(y)$ и E_z равны нулю. В менее симметричной ситуации, например если на рис. 1 ось симметрии долин повернуть относительно градиента на некоторый угол $\psi \neq 0$, в образце вблизи поверхностей $y = \pm d$ возникает поле $E_y(y)$. В других случаях могут присутствовать оба поля $E_y(y)$ и E_z. Отвечающие этим полям термодс V_y и V_z всегда значительно меньше V_x, однако для экспериментальных исследований могли бы представлять интерес. Сильная зависимость V_y, V_z от ориентации кристаллографических осей полупроводника относительно осей x, y, z образца, отсутствие поля Холла, а также тот факт, что V_y, V_z обусловлены исключительно поперечной неравновесностью электронов, открывают возможность экспериментального исследования указанной неравновесности не только в тонких, но и в достаточно толстых образцах.

Сказанное выше позволяет сформулировать общие выводы. Перечислим те особенности, которые отличают тепловые явления от других кинетических явлений.

1. Размерные зависимости $E'_x(d)$ и $Q_x(d)$ часто бывают немонотонными.

2. С уменьшением толщины образца величины термоэдс и потока тепла, как правило, растут, в то время как проводимость и магнитосопротивление всегда уменьшаются.

3. В тепловых явлениях наиболее сильно проявляется размерный эффект на длине остывания.

Список литературы

[1] Э.И. Рашба, З.С. Грибников, В.Я. Кравченко. УФН, **119**, 3 (1976).
[2] Н.А. Прима. ФТП, **20**, 314 (1986).
[3] Н.А. Прима. ФТП, **26**, 530 (1992).
[4] V.V. Mitin, N.A. Prima. Phys. St. Sol. (b), **58**, 809 (1973).
[5] Ф.Г. Басс, В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М. (1984).
[6] C. Herring, T.H. Geballe, J.E. Kunzler. Phys. Rev., **111**, 36 (1958).
[7] П.И. Баранский, И.С. Буда, И.В. Даховский. Термоэлектрические и термомагнитные явления в многодолинных полупроводниках. Киев. 1992.
[8] E.M. Conwell. High Field Transport in Semiconductors. N. Y.-London (1967).
[9] М. Аше, З.С. Грибников, В.В. Митин, О.Г. Сарбей. Горячие электроны в многодолинных полупроводниках. Киев (1982).

Редактор Т.А. Полянская