с критической концентрацией, определяемой из условия Мотта для перехода МД [9], которая для полупроводников p-типа с умеренной компенсацией $[(N_D / N_A) < 0.3]$ записывается в виде [5, 10]

$$(N'_A)^{2/3} a_h = 0.26, \tag{2}$$

где $a_h = \hbar \sqrt{2 m_h \varepsilon_a}$ — боровский радиус тяжелой дырки, ε_a — энергия ионизации акцепторов.

При соотношении концентраций $n \ll N_D \ll N_A$, которое имеет место для исследованных образцов p-типа, уровень Ферми ε_F «вморожен» в акцепторную зону [5]. Приняв $\varepsilon_F = \varepsilon_a$ и $m_h = 0.45\ m_0$, из (2) получим $N'_A = 2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Эта величина в 3 раза больше значения критической концентрации, найденной по положению максимума на зависимости $\varkappa_a (N'_A)$. Причина такого расхождения, по-видимому, кроется в том, что вследствие сложного вида волновой функции дырок на акцепторе (в БП волновая функция дырки на акцепторе может быть представлена в виде суперпозиции функций связанного состояния $\exp(-r/a_h)$ и плоской волны $\exp(ir/\sqrt{a_h a_l})$, где a_l — боровский радиус легкой дырки [5]) эффективный радиус a, определяющий перекрытие волновых функций дырок при переходе МД, оказывается больше боровского радиуса тяжелой дырки a_h, фигурирующего в (2). Подставив в (2) [2] значение $N'_A \simeq 6 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, получаем для образцов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с $x \approx 0.15$ $a \simeq 1.5 a_h$. Следует отметить, что a превышает a_h и для полупроводников с открытой щелью типа p-Ge. Действительно, при значении $N'_A = 8 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, полученном для p-Ge в [10], находим из (2) $a \simeq 1.9 a_h$.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. Г. Арапову и М. Л. Зверевой за участие в аттестации образцов, И. М. Цидильковскому и Г. И. Харусу за обсуждение работы.

Литература

[1] Погребняк В. А., Халамейда Д. Д., Яковенко В. М. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 4. С. 167—169.
[2] Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Штрапенин Г. Л., Горбатюк И. Н., Раренко И. М. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 462—467.
[3] Grynberg M., Le Toullec R., Balkanski M. // Phys. Rev. 1974. V. B9. N 2. P. 517—526.
[4] Trzeciakowski W., Bajn M. // Sol. St. Commun. 1984. V. 52. N 7. P. 669—671.
[5] Цидильковский И. М., Харус Г. И., Шелушинина Н. Г. Примесные состояния и явления переноса в бесщелевых полупроводниках. Свердловск, 1987. 152 с.
[6] Gastner T. G. // Phil. Mag. 1980. V. 42B. N 6. P. 873—893.
[7] Hess H. F., Decond H., Rosenbaum T. F., Thomas G. A. // Phys. Rev. 1982. V. B25. N 8. P. 5578—5580.
[8] Efros A. L., Shklovskii B. I. // Phys. St. Sol. 1976. V. B76. N 2. P. 475—485.
[9] Mott N. F., Kaveh M. // Adv. Phys. 1985. V. 34. N 3. P. 329—401.
[10] Yoshihiro K., Kinoshita J., Yamanouchi C. // Proc. 13 Int. Conf. Phys. Semicond. Rome, 1976. P. 338—341.

Институт физики металлов УНЦ АН СССР
Свердловск

Получено 13.05.1988
Принято к печати 11.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

НОВЫЙ ГАЛЬВАНОТЕРМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННЫМ УВЛЕЧЕНИЕМ

Гредескул Т. С., Гуревич Ю. Г.

Электрон-фононное увлечение является причиной появления принципиально нового механизма неоднородности температур электронов и фононов в направлении протекающего через образец электрического тока. Суть этого механизма

[2] Использовать соотношение Клаузиуса—Мосотти для определения эффективного радиуса акцепторов не удается из-за приближенного характера этого соотношения, полученного без учета перекрытия волновых функций примесных состояний, которое особенно существенно вблизи перехода металл—диэлектрик.

сводится к следующему: переносящие электрический ток электроны передают полученный от электрического поля импульс фононам, вызывая направленный поток в фононной подсистеме. Если термализация фононов на стенках затруднена, т. е. тепловой поток фононов вблизи стенки становится меньше потока в объеме, то фононы вблизи стенки, к которой их сносит электронный поток, нагреваются, а у противоположной стенки охлаждаются. В результате в фононной подсистеме возникают градиент температуры, противоположный по направлению протекающему току, и связанный с ним тепловой поток, компенсирующий фононный поток, вызванный увлечением. Оба фононных потока, в свою очередь, увлекают электроны, причем поток фононов, связанный с ∇T_p, сортирует электроны по энергиям (подробнее см. [1]). Поэтому и в электронной подсистеме возникает градиент температуры T_e, линейный по току. Последний, вообще говоря, может не совпадать с градиентом фононной температуры как по знаку, так и по величине [1]. Математически этот новый механизм связан с появлением соответствующих слагаемых в выражениях для электронного и фононного потоков тепла, которые при наличии увлечения, как показано в [2], имеют вид

$$Q_e = \alpha_e T_e \mathbf{J} - \varkappa_e \nabla T_e - \varkappa_{ep} \nabla T_p, \tag{1}$$

$$Q_p = -\varkappa_p \nabla T_p - \varkappa_{ep} \nabla T_e + \alpha_p T_p \mathbf{J}, \tag{2}$$

где $\varkappa_e$ и $\varkappa_p$ — электронные и фононные теплопроводности с учетом увлечения; α_e и α_p — электронный и фононный коэффициенты дифференциальных термо-эдс; $\varkappa_{ep}$ — теплопроводность, связанная с электрон-фононным увлечением. Появлению неоднородности температуры T_p из-за увлечения отвечает слагаемое $\alpha_p T_p \mathbf{J}$ в соотношении (2), а сортировке электронов — слагаемое $\varkappa_{ep} \nabla T_p$ в выражении (1).

Решая соответствующие уравнения баланса энергии для температур электронов и фононов (см. [3]) для тонких образцов ($a \ll k_e^{-1}$, где k_e^{-1} — длина энергетического электрон-фононного взаимодействия [3], a — длина образца), когда вышеописанный механизм проявляется наиболее ярко,[1] получим

$$\begin{aligned} \tilde{t}_e &= \frac{-(\Pi_p/\eta_p)\, L_1}{(a+L_1)(ak\beta + kL_0) + (a+L_p)(ak+kL_e)}\, kX, \\ \tilde{t}_p &= \frac{(\Pi_p/\eta_p)(a+L_e)}{(a+L_1)(ak\beta + kL_0) + (a+L_p)(ak+kL_e)}\, kX. \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь $\tilde{t}_{e,p}$ — слагаемые в электронной и фононной температурах $t_{e,p}$, отвечающие новому механизму неоднородности; $t_{e,p} = \frac{1}{J}(T_{e,p} - T_0)$; T_0 — температура окружающего образец термостата; $\Pi_p = \alpha_p T_0$; $\eta_{e,p}$ — скорости поверхностной релаксации энергии электронов и фононов [3]; $L_{e,p} = \varkappa_{e,p}/\eta_{e,p}$; $L_1 = \varkappa_{ep}/\eta_e$; $L_0 = \varkappa_e/\eta_p$; $\beta = \varkappa_{ep}/\varkappa_p$. При получении (3) учтено, что при развитом увлечении $\varkappa_e \ll |\varkappa_{ep}| \ll \varkappa_p$ (см. [2]).

Из (3) видно, что в случае $\varkappa_{ep} < 0$ (механизм рассеяния отвечает росту частоты электрон-фононных столкновений с энергией электронов [1]), $\nabla \tilde{t}_{e,p}$ совпадают по знаку, а при $\varkappa_{ep} > 0$ (уменьшение частоты электрон-фононных столкновений с ростом энергии) градиенты температур по знаку противоположны. Что касается абсолютных величин температур электронов и фононов, то для толщин $a < |L_1|$ электронная температура превосходит фононную, а, начиная с толщин $a = |L_1|$, электронная температура становится меньше фононной.

Помимо описанного выше механизма существует другой, связанный с эффектом Пельтье, когда на границах полупроводника происходят выделение и поглощение тепла, что также приводит к возникновению градиентов электронной и фононной температур в направлении протекающего тока (последние также пропорциональны J).

Расчет показывает, что при выполнении неравенств

---

[1] При $a \ll k^{-1}$ отсутствует объемный обмен энергиями между электронами и фононами [3].

$$\left|\frac{\Pi_p}{\eta_p}L_1\right|>\left|\frac{\Pi_e}{\eta_e}\right|(a+L_p),$$

$$\left|\frac{\Pi_p}{\eta_p}(a+L_e)\right|>\left|\frac{\Pi_e}{\eta_e}3L_p\right|,$$

где $\Pi_e=\alpha_e T_0-\lambda$, λ—поверхностный коэффициент Пельтье [3], новый механизм является определяющим по сравнению с эффектом Пельтье и выражения (3) становятся истинными температурами электронов и фононов.

Поскольку задача решалась в линейном по току приближении, вольтамперные характеристики, естественно, остаются линейными, а неоднородность $t_{e,p}$ приводит только к изменению проводимости образца.

Выражение для тока при увлечении имеет вид [2]

$$J=\sigma_0(E-\alpha_e\nabla T_e-\alpha_p\nabla T_p)=\sigma E,$$

где $\sigma=\sigma_0/(1+f)$, функция $f=(\sigma_0/a)\ [\alpha_e t_e(a)+\alpha_p t_p(a)]$. Если $\alpha_{e,p}<0$, то при $\varkappa_{ep}>0$ оба градиента отрицательны и $f<0$, т. е. проводимость возрастает. Если же $\varkappa_{ep}<0$, то градиент фононной температуры по-прежнему отрицателен, а электронной — положителен. Когда $|\alpha_e L_1|<|\alpha_p(a+L_e)|$, вклад электронного градиента температуры меньше фононного и f, как и ранее, отрицательна. При выполнении обратного неравенства $f>0$ и проводимость падает.

Литература

[1] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 7. С. 281—283.

[2] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 3. С. 572—574.

[3] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 287 с.

Институт радиофизики и электроники АН УССР
Харьков

Получено 5.07.1988
Принято к печати 11.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

УРОВНИ ДЕФЕКТОВ ТЕРМООБРАБОТКИ В КРЕМНИИ ПОД ГИДРОСТАТИЧЕСКИМ ДАВЛЕНИЕМ

Выжигин Ю. В., Земан Я., Костылев В. А., Соболев Н. А., Шмид В.

В работе [1] показано, что, изменяя условия изготовления высоковольтных кремниевых p—n-переходов, можно управлять спектром образующихся глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника. В таблице приведены отсчитанные от дна зоны проводимости значения энергии их активации (E) и сечения захвата на них электронов (σ), вычисленные в предположении, что σ не зависит от температуры, из соотношения [2]

$$e=\sigma bT^2\exp(-E/kT), \tag{1}$$

где e — скорость термической эмиссии электронов с уровня в зону проводимости, $b=6.6\cdot10^{21}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}\cdot$К$^{-2}$, k — постоянная Больцмана, T — температура. Авторами было высказано предположение, что уровни E_1 и E_2 принадлежат дефектам вакансионного типа, а уровни E_3 и E_4 — дефектам, сформированным из междоузельных атомов кремния. Цель настоящей работы заключалась в исследовании влияния гидростатического давления на параметры этих уровней.

p—n-Переходы диаметром 40÷56 мм изготавливались с помощью диффузии в различных средах (на воздухе, в вакууме, в хлорсодержащей атмосфере)