КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА В НЕОДНОРОДНО НАГРЕТОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ СУБМИКРОННОМ СЛОЕ

Логвинов Г. Н.

В связи с созданием электронных приборов на основе многослойных структур (с субмикронными слоями) возникает вопрос об изучении тепловых потоков как между слоями, так и внутри каждого из них. Обычно выражения для потоков формулируются главным образом на языке электронной температуры T_e. В настоящем сообщении исследуются возможность ее введения в субмикронном слое, находящемся в температурном поле, и зависимость T_e от координат при заданных температурах внешних термостатов.

В работе [1] отмечено, что при контакте полупроводников ограниченных размеров с термостатами, характеризующимися температурами T_1^0 и T_2^0, в электронной подсистеме следует задавать не постоянный градиент температуры, а найти его из решения уравнения теплового баланса с граничными условиями (ГУ), описывающими энергетическое взаимодействие носителей тока с внешними термостатами. Это обстоятельство приводит, вообще говоря, к отличию электронной температуры от решеточной $T^0(x)$ и, как следствие, к нелинейной зависимости $T_e(x)$ от координат. Ясно, что уменьшение толщины образца d должно усиливать роль ГУ и соответственно их влияние на формирование температурного поля электронов.

Ранее нами было показано [2], что в субмикронных полупроводниках ($d < \bar{l}$, $\bar{l}$ — объемная длина остывания [3]), помещенных в постоянное электрическое поле, характер разогрева электронного газа существенным образом зависит от соотношения между величиной $\bar{l}$ и поверхностной длиной остывания $\tilde{d}$ [2]. При $\bar{l} \gg \tilde{d}$ энергия носителей релаксирует главным образом во внешние термостаты. В противоположном случае ($\bar{l} \ll \tilde{d}$) энергия отдается кристаллической решетке (несмотря на то что $\bar{l} > d$). Последнее обстоятельство связано с тем, что при наличии электрического поля имеются объемные источники нагрева и при адиабатической изоляции боковых поверхностей единственным каналом релаксации энергии может быть только решетка.

Обсудим механизм передачи энергии в электронном газе в субмикронном слое, контактирующем с термостатами с разными температурами T_1^0 и T_2^0. Очевидно, что в отличие от ситуации, описанной выше, в данном случае ($\bar{l} > d$) электроны энергетически не взаимодействуют с кристаллической решеткой ни при каких скоростях поверхностной релаксации. Действительно, уменьшая их или увеличивая, мы тем самым уменьшаем или увеличиваем поток тепла, протекающий через электронную подсистему, и одновременно с этим понижаем или повышаем эффективность граничных релаксационных механизмов. Поэтому необходимость включения кристаллической решетки как энергетического резервуара не возникает.

Как показано в [2], электронную температуру в субмикронном слое в самом общем случае можно ввести при выполнении следующего условия:

$$l_{ee} \ll \tilde{\varepsilon},\ \tilde{d}, \tag{1}$$

где l_{ee} — длина электрон-электронного взаимодействия [3].

Из вышесказанного ясно, что при отсутствии объемных источников тепла (джоулевый разогрев) для введения температуры T_e в субмикронном слое достаточно неравенства $l_{ee} \ll \tilde{d}$. При фиксированной концентрации носителей последнее соотношение будет выполняться тем лучше, чем ближе ГУ к адиабатическим $\left(\tilde{d} = v_T \Big/ \sqrt{\nu \dfrac{s}{d}}\right.$ [2], v_T — тепловая скорость, ν — частота релаксации импульса, s — скорость поверхностной релаксации энергии$\Big)$.

Рассмотрим полупроводниковый слой толщиной $2d \ll \tilde{l}$ в направлении оси ox и безграничный в плоскости yz (см. рисунок). Мы предполагаем, что по отношению к импульсной длине свободного пробега l полупроводник является массивным, т. е. $l \ll d$. Допустим, что температуры внешних термостатов мало отличаются друг от друга, так что имеет место следующее неравенство:

$$\alpha = \frac{T_1^0 - T_2^0}{2T^*} \ll 1, \tag{2}$$

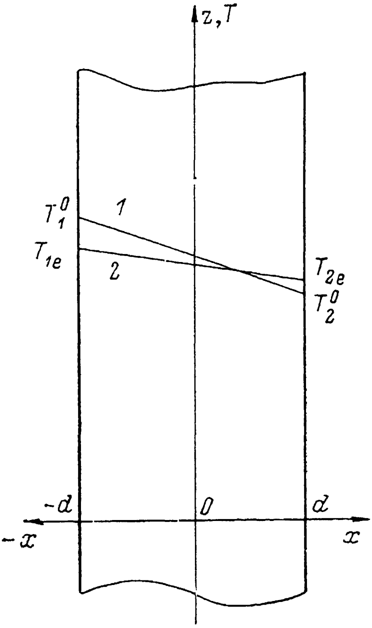
где $T^* = \dfrac{T_1^0 + T_2^0}{2}$.

Полагая далее, что $l_{ee} \ll \tilde{d}$, четную функцию распределения невырожденных электронов можно представить в максвелловском виде

$$f_0(\varepsilon,\ x) = C(x) \exp[-\varepsilon/T_e(x)], \tag{3}$$

где $C(x)$ — нормировочная константа, ε — энергия электронов.

Предположим, что электронная температура имеет вид



Распределение температуры в субмикронном слое.
Температура: 1 — решеточная, 2 — электронная при $\beta_1^2 \neq \beta_2^2$.

$$T_e(x) = T^0(x) + \varphi(x)\alpha = T^* - \frac{T_1^0 - T_2^0}{2d} + \varphi(x)\alpha, \tag{4}$$

где $\varphi(x)$ — неизвестная функция.

Переходя к безразмерным температуре $\Theta_e = \dfrac{T_e}{T^*}$ и координате $\xi = \dfrac{x}{d}$, перепишем (4) в следующем виде:

$$\Theta_e(\xi) = 1 + \Psi(\xi)\alpha, \tag{5}$$

где

$$\Psi(\xi) = \Phi(\xi) - \xi, \quad \Phi(\xi) = \varphi(\xi)/T^*. \tag{6}$$

Как обычно, электронная температура $\Theta_e(\xi)$ может быть определена из уравнения баланса энергии [4]

$$\frac{dQ(\xi)}{d\xi} = P(\Theta_e), \tag{7}$$

где $Q(\xi)$ — электронный поток тепла в слое, $P(\Theta_e)$ — энергия, отдаваемая носителями решетке в единицу времени и в единице объема.

Так как в субмикронном слое $P(\Theta_e)$ пренебрежимо мала, уравнение баланса (7) сводится к простейшему виду

$$\frac{dQ(\xi)}{d\xi} = 0. \tag{8}$$

Воспользовавшись стандартными формулами для вычисления величины $\Theta(\xi)$ [4], в линейном по α приближении получаем уравнение для определения функции $\Phi(\xi)$

$$\frac{d^2\Phi(\xi)}{d\xi^2}=0. \qquad (9)$$

Для получения ГУ к уравнению (9) воспользуемся сформулированными в [2] соотношениями

$$u\left(\frac{\partial f_0}{\partial \xi}+\gamma\frac{\partial f_0}{\partial u}\right)_{\xi=\mp 1}=\mp\Delta^2_{1,2}\frac{\partial}{\partial u}\left[u^2\left(f_0+\frac{T^0(\xi)}{T^*}\frac{\partial f_0}{\partial u}\right)\right]_{\xi=\mp 1}, \qquad (10)$$

где $\Delta^2_{1,2}=\frac{9}{2}\frac{d^2}{d^2_{1,2}}$, $\gamma=\frac{eEd}{T^*}$ — безразмерное электрическое поле в направлении оси ox, появляющееся из-за неоднородности функции распределения, $u=\frac{\varepsilon}{T^*}$.

Используя (3)—(6), в первом приближении по α ГУ (10) перепишем следующим образом:

$$ue^{-u}\left(u-\frac{1}{2}\right)\left(\frac{d\Phi}{d\xi}-1\right)\Big|_{\xi=\mp 1}=\mp\Delta^2_{1,2}\frac{\partial}{\partial u}(u^2e^{-u})\Phi(\xi)\,|_{\xi=\mp 1}. \qquad (11)$$

Умножая (11) на u и интегрируя по энергиям, получаем

$$\left(\frac{d\Phi}{d\xi}-1\right)\Big|_{\xi=\mp 1}=\pm\beta^2_{1,2}\Phi(\xi)\,|_{\xi=\mp 1}. \qquad (12)$$

Здесь $\beta^2_{1,2}=\frac{2}{5}\Delta^2_{1,2}$.

Условия (12) и являются ГУ к уравнению (9). Решением уравнения (9) с ГУ (12) есть функция

$$\Phi(\xi)=\frac{\beta_1^2+\beta_2^2}{\beta_1^2+\beta_2^2+2\beta_1^2\beta_2^2}\left(\xi+\frac{\beta_1^2-\beta_2^2}{\beta_1^2+\beta_2^2}\right). \qquad (13)$$

Подставляя (13) в (6), (4), окончательно получаем

$$T_e(x)=T^*\left[1-\frac{\beta_1^2\beta_2^2}{\beta_1^2+\beta_2^2+2\beta_1^2\beta_2^2}\left(\frac{x}{d}-\frac{\beta_1^2-\beta_2^2}{2\beta_1^2\beta_2^2}\right)\frac{T_1^0-T_2^0}{T^*}\right]. \qquad (14)$$

Из (14) вытекает, что если скорости поверхностной релаксации на гранях различны, то в центре образца электронная температура не совпадает с температурой T^*.

Рассмотрим некоторые частные случаи выражения (14).

1) Пусть $\beta_1^2=\beta_2^2=0$ (адиабатическая изоляция).

Тогда, естественно,

$$T_e(\xi)=T^*, \qquad (15)$$

т. е. даже при возможном существовании решеточного градиента температуры электронная температура постоянна вдоль толщины слоя.

2) Предположим, что β_1^2, $\beta_2^2\gg 1$ (изотермические ГУ).

В этом случае

$$T_e(\xi)=T^0(\xi), \qquad (16)$$

т. е. градиент электронной температуры максимален.

3) Допустим $\beta_1^2=0$, $\beta_2^2\gg 1$.

Тогда

$$T_e(\xi)=T_2^0. \qquad (17)$$

Электронная температура вновь оказывается постоянной, равной, правда, T_2^0. Таким образом, адиабатическая изоляция хотя бы одной поверхности слоя приводит к отсутствию градиента электронной температуры.

В заключение отметим, что, поскольку в субмикронном слое кристаллическая решетка не участвует в формировании электронного теплового потока, следует ожидать значительного повышения величины термоэлектрической добротности z материала, так как в данном случае в выражении для z будет фигурировать не полная теплопроводность $\varkappa=\varkappa_e+\varkappa_p$ (где $\varkappa_e$ и $\varkappa_p$ — электронная и решеточная теплопроводности соответственно; в невырожденных полупроводниках $\varkappa_p/\varkappa_e \simeq 10^3$ [5]), а только электронная теплопроводность $\varkappa_e$.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность Ю. Г. Гуревичу за постоянное внимание к работе и полезные замечания.

Список литературы

[1] Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 4. С. 728—730.
[2] Гуревич Ю. Г., Логвинов Г. Н. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 10. С. 1715—1720.
[3] Рашба Э. И., Грибников З. С., Кравченко В. Я. // УФН. 1976. Т. 119. В. 1. С. 3—47.
[4] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975. 399 с.
[5] Могилевский Б. М., Чудновский А. Ф. Теплопроводность полупроводников. М., 1972. 320 с.

Тернопольский
государственный педагогический институт
им. Я. О. Галана

Получено 4.02.1991
Принято к печати 14.05.1991

ФТП, том, 25, вып. 10, 1991

ВЛИЯНИЕ ПЛОСКОЙ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ШИРИНУ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Ga_{0.5}In_{0.5}P$

Сорокин В. С., Кузнецов В. В.

При сопряжении изоморфных твердых фаз со слабо различающимися межатомными расстояниями дилатационные несоответствия кристаллических решеток аккомодируются за счет плоской упругой деформации. Если толщина псевдоморфного эпитаксиального слоя в формируемой гетероструктуре достаточно мала, то деформацией подложки можно пренебречь [1]. Такое плоско-напряженное состояние эпитаксиальных слоев характеризуется отсутствием сдвиговых деформаций и по влиянию на зонную структуру полупроводникового материала эквивалентно одноосному растяжению или одноосному сжатию в зависимости от знака дилатационного рассогласования сопрягаемых решеток.

Как известно, одноосная деформация кубических кристаллов вызывает изменения в относительном расположении энергетических зон, а кроме того, приводит к снятию вырождения в валентной зоне в максимуме (000). В литературе имеются весьма ограниченные сведения о влиянии упругих напряжений на зонную структуру твердых растворов. Отчасти это связано с тем, что получение достаточно крупных гомогенных кристаллов концентрированных твердых растворов представляет собой весьма сложную технологическую задачу. При исследовании эпитаксиальных гетероструктур для исключения влияния подложки и обусловленных ею упругих напряжений обычно производят химическое отделение эпитаксиального слоя [2]. Однако подобные эксперименты весьма трудоемки и требуют высокой прецизионности. Между тем при наличии набора гетероструктур с различным рассогласованием решеток на гетерогранице при условии сохранения псевдоморфизма осаждаемых слоев влияние одноосной деформации на ширину запрещенной зоны твердого раствора может быть установлено без разрушения гетероструктуры, т. е. без отделения слоя от подложки. В настоящей работе такой подход использован при анализе деформированного состояния гетероструктур $Ga_xIn_{1-x}P/GaAs$.

Эпитаксиальные слои твердых растворов были получены методом жидко-