

няет алгоритм расчета. Кроме того, данный способ может найти применение и для оценки времени релаксации энергии вокруг неравновесного состояния, т. е. в гремящих электрических полях.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Денис В., Канцлерис Ж., Маргунас З. Теплые электроны. Электроны в полупроводниках. Т. 4. Вильнюс, 1983. 142 с.
- [2] Болтаев А. П., Пенин Н. А. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 11. С. 2246—2247.
- [3] Brunetti R., Jacoboni C., Matulionis A., Dienys V. // Physica. 1985. V. 134B. P. 369—373.
- [4] Левинсон И. Б. // Актуальные вопросы физики полупроводников и полупроводниковых приборов. Вильнюс, 1969. С. 9—49.
- [5] Gantsevich S. V., Gurevich V. L., Katilius R. // Nuovo Cimento. 1979. V. 2. N 5. P. 1—87.
- [6] Ансельм А. И. Основы статистической физики. М., 1973. 424 с.
- [7] Левинсон И. Б., Мажуолите Г. Э. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. В. 4. С. 1048—1054.
- [8] Пожела Ю., Реклайтис А. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 4. С. 709—716.
- [9] Canali C., Jacoboni C., Nava F., Ottaviani G., Alberigi-Quaranta A. // Phys. Rev. 1975. V. 12. N 4. P. 2265—2284.
- [10] Рагучис Р. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2173—2178.
- [11] Сивухин Д. В. // Вопросы теории плазмы. М., 1964. В. 4. С. 89—179.
- [12] Канцлерис Ж., Матулис А. // Препринт ИФП АН ЛитССР. Вильнюс, 1986. № 19.
- [13] Lugli P., Ferry D. K. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. N 6. P. 594—597.

Институт физики полупроводников  
АН ЛитССР  
Вильнюс

Получено 7.04.1988  
Принято к печати 11.11.1988

*ФТП, том 23, вып. 4, 1989*

## ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХРЕШЕТОК ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

Шмелев Г. М., Чайковский И. А., Менса С. И.

Теоретически термоэлектрические свойства полупроводниковых сверхрешеток (СР) исследовались в ряде работ [1—4]. В случае, когда ширина нижней мини-зоны  $2\Delta \ll k_0 T$  ( $T$  — температура решетки,  $k_0$  — постоянная Больцмана), в [1] рассчитана термоэдс. В [2, 3] отмечена анизотропия термоэлектрических свойств, изучение которой может дать информацию о плотности состояний в СР. В работе [4] исследован эффект Зеебека в ситуации, когда градиент температуры направлен перпендикулярно оси СР. Результаты [4] содержат, как частный случай, и эффекты в квантованных пленках. В двумерных системах термогальваномагнитные коэффициенты рассчитывались в [5, 6]. Результаты отмеченных выше работ позволяют надеяться на использование СР (по мере усовершенствования технологии их изготовления) в соответствующих приборах. По-видимому, перспективно применение СР в качестве термоэлемента, из-за того что добротность его, в принципе, может быть больше, чем у «обычного» термоэлемента [5].

В настоящей работе мы обращаем внимание на возможность управления термоэлектрическими свойствами СР с помощью сильных высокочастотных (ВЧ) и постоянных электрических полей по аналогии с тем, что такими полями можно менять статическую и ВЧ проводимость СР [7, 8] (речь идет не о малых поправках к проводимости, а об ее изменениях, сопровождающихся появлением принципиально новых эффектов, например абсолютной отрицательной проводимости). Возможность радикального изменения свойств СР во внешних полях связана с существенной нелинейностью и анизотропией электронного спектра СР, содержащего узкие разрешенные зоны (мини-зоны).

Задача о термоэлектрических эффектах в СР в присутствии ВЧ и постоянного электрических полей решается здесь в одномини-зонном приближении. Предполагается, что напряженности постоянного  $E_0$  и переменного  $E_1(t) = E_1 \cos \omega t$  полей направлены вдоль оси СР (ось  $OZ$ ). Градиент температуры ( $\nabla T \parallel OZ$ ) учитывается в линейном приближении. Рассмотрение проводится для квазиклассического случая, когда  $2\Delta \gg \hbar\omega$ ,  $\hbar/\tau$ ,  $eE_0d$ ,  $eE_1d$ ,  $k_0d\nabla_z T$  ( $\omega$  — частота поля,  $\tau$  — время релаксации импульса,  $d$  — период СР,  $e$  — заряд электрона) и применимо кинетическое уравнение Больцмана. При этом интеграл столкновений задается в  $\tau$ -приближении, причем полагаем  $\tau = \text{const}$ . Заметим, что использование в расчетах постоянного времени релаксации  $\tau$  не является лишь способом избежать дополнительных математических трудностей, а отражает в ряде случаев реальную ситуацию. Независимость  $\tau$  от энергии в СР имеет место, например, при рассеянии носителей на оптических фононах при низких температурах [9] или на акустических фононах [10].

Функция распределения электронов в нижней мини-зоне СР в линейном по  $\nabla T$  приближении имеет вид

$$f(\mathbf{p}, t) = \tau^{-1} \int_0^{\infty} e^{-t'/\tau} f_0(\mathbf{p}[t, t']) dt' + \int_0^{\infty} e^{-t'/\tau} \left\{ (\varepsilon(\mathbf{p}[t, t']) - \mu) \frac{\nabla T}{T} + \nabla \mu \right\} \times \\ \times \mathbf{v}(\mathbf{p}[t, t']) \frac{\partial f_0(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} dt'. \quad (4)$$

Здесь  $f_0(\mathbf{p}[t, t'])$  — функция, которая получается из равновесной функции распределения  $f_0(\mathbf{p})$  заменой в ней импульса  $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} + \Delta\mathbf{p}(t, t')$ , где  $\Delta\mathbf{p}(t, t') = -e \int_{t-t'}^t (E_0 + E_1[t'']) dt''$ ,  $\varepsilon(\mathbf{p})$  — энергия носителей,  $\mathbf{v}(\mathbf{p}) = \partial \varepsilon(\mathbf{p}) / \partial \mathbf{p}$  — скорость электрона,  $\mu$  — химический потенциал. С помощью функции  $f(\mathbf{p}, t)$  определяются плотность тока в направлении оси СР

$$j_x(t) = e \sum_{\mathbf{p}} v_x(p_x) f(\mathbf{p}, t) \quad (2)$$

и плотность потока тепла

$$q_x(t) = \sum_{\mathbf{p}} [\varepsilon(\mathbf{p}) - \mu] v_x(p_x) f(\mathbf{p}, t), \quad (3)$$

где

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} + \Delta \left( 1 - \cos \frac{p_z d}{\hbar} \right). \quad (4)$$

Здесь  $m$  — масса носителя в плоскости слоев СР. С помощью (1)–(4) и усреднения по времени находим

$$j_x = \sigma E_0^* - \frac{\lambda \alpha}{\beta_1} \left[ 1 + \frac{k_0}{\alpha e} (\beta_1 - 1) (\Delta^* - \mu^* + 1) \right] \nabla_x T, \quad (5)$$

$$q_x = \alpha T j_x - \chi \nabla_x T; \quad (6)$$

$$\alpha = \frac{k_0}{e} \left[ \Delta^* - \mu^* + 1 + \left( 2 - \frac{\Delta^* I_0(\Delta^*)}{I_1(\Delta^*)} \right) \beta_1 \right] \quad (7)$$

— термоэлектрический коэффициент,

$$\chi = \frac{\lambda k_0^2 T}{e^2} \left[ 1 + 8\beta_2 - 6\beta_1 + (5\beta_1 - 4\beta_2) \frac{\Delta^* I_0(\Delta^*)}{I_1(\Delta^*)} + \right. \\ \left. + (\beta_1 - \beta_2) (\Delta^* - \mu^*) \left( \frac{\Delta^* I_0(\Delta^*)}{I_1(\Delta^*)} - 2 \right) + (\Delta^*)^2 \beta_2 - \frac{(\Delta^*)^2 I_0^2(\Delta^*)}{I_1^2(\Delta^*)} \beta_1 \right] \quad (8)$$

— электронная теплопроводность,  $\sigma = \sigma(E_0, E_1, \omega)$  — проводимость [7],

$$\lambda = \sigma_1 \left[ \frac{J_0^2(Z)}{1 + Z_0^2} + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_k^2(Z) [1 + Z_0^2 + (k\theta)^2]}{[1 + (Z_0 - k\theta)^2] [1 + (Z_0 + k\theta)^2]} \right]. \quad (9)$$

В формулах (5)–(9) введены обозначения:  $\sigma_{||} = e^2 d^2 \Delta n \tau I_1(\Delta^*) / [I_0(\Delta^*) \hbar]$ ,  $\Delta^* = \Delta / k_0 T$ ,  $\mu^* = \mu / k_0 T$ ,  $E_0^* = E_0 - \nabla_z \mu$ ,  $Z_c = e E_0 d / \hbar$ ,  $\theta = \omega \tau$ ,  $Z = e E_1 d / (\hbar \omega)$ ,  $n$  — концентрация носителей,  $J_k(x)$  — функция Бесселя,  $I_k(x)$  — функция Бесселя мнимого аргумента. Фигурирующие в (5)–(9) параметры  $\beta_1 = \beta_1(E_0, E_1, \omega)$  и  $\beta_2 = \beta_2(E_0, E_1, \omega)$  представляют собой довольно громоздкие выражения. Их вид для ряда ситуаций приведен на рис. 1 и 2. Отметим осциллирующий характер  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , приводящий и к осцилляциям величин  $\alpha$  и  $\kappa$ . Рассмотрим частные случаи.

1) *Сильное постоянное поле* ( $Z_c \gg 1$ ). При  $\theta \ll 1$  параметры  $\beta_1 = \beta_2$  и  $\lambda = \sigma$ . Если переменное поле отсутствует ( $Z=0$ ), то

$$\beta_1 = \beta_2 = (1 + Z_c^2) / (1 + 4Z_c^2), \quad (10)$$

$$\lambda = \sigma = \sigma_{||} / (1 + Z_c^2). \quad (11)$$

2) *Слабое постоянное поле* ( $Z_c \ll 1$ ). В данном случае  $\beta_1 = \beta_2 = 1$ . В отсутствие переменного поля ( $Z=0$ )  $\lambda = \sigma = \sigma_{||}$ , при этом если  $2\Delta \ll k_0 T$  (квазидвумерный случай), то найденное значение  $\alpha$  совпадает с результатом [11], а для  $\kappa$  имеем

$$\kappa = \frac{\sigma_{||}}{T} \left( \frac{k_0 T}{e} \right)^2. \quad (12)$$

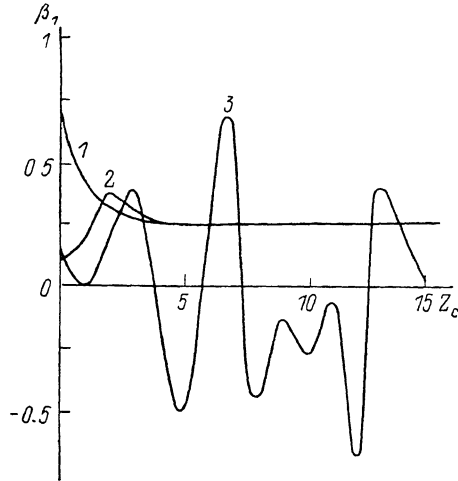


Рис. 1. Параметр  $\beta_1$  как функция  $Z_c$  при  $Z=4$  и  $\theta=0.01$  (1), 0.5 (2), 5.0 (3).

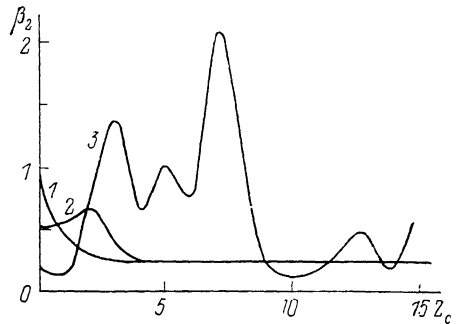


Рис. 2. Параметр  $\beta_2$  как функция  $Z_c$  при  $Z=4$  и  $\theta=0.01$  (1), 0.5 (2), 5.0 (3).

Наконец, при  $2\Delta \gg k_0 T$  наши результаты переходят в соответствующие выражения для полупроводника с квадратичным законом дисперсии.

Осциллирующее поведение величин  $\alpha$  и  $\kappa$  обусловлено как шарковским резонансом ( $Z_c = k_0 T$ ), так и своеобразным характером квазиэнергетического спектра электронов СР в ВЧ поле. Действительно, квазиэнергия электрона в нижней мини-зоне равна

$$\varepsilon = \frac{P_x^2 + P_y^2}{2m} + \Delta \left( 1 - \cos \frac{P_z d}{\hbar} J_0(Z) \right). \quad (13)$$

Отсюда следует, что в условиях, когда  $J_0(Z) = 0$ , ширина квазиэнергетической мини-зоны проходит через нуль и с ростом  $Z$  эта мини-зона из электронной может стать дырочной. Именно с этим обстоятельством связана возможность смены знака у коэффициентов  $\alpha$  и  $\kappa$  [вблизи корней функции Бесселя  $J_0(Z)$  параметры  $\beta_1$  и  $\beta_2$  имеют экстремальные значения]. В отсутствие переменного поля величины  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , а, стало быть,  $\alpha$  и  $\kappa$  являются монотонными функциями напряженности постоянного поля.

Авторы выражают благодарность В. Д. Фролову за помощь в расчетах на ЭВМ и Э. М. Эпштейну за обсуждение отдельных аспектов работы.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Шик А. Я. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 2. С. 261–269.  
 [2] Tao Z., Friedman L. // J. Phys. C. 1985. V. 18. N 16. P. L455–L461.  
 [3] Friedman L. // J. Phys. C. 1984. V. 17. N 19. P. 3999–4008.

- [4] Аскеров В. М., Гашизмаде Н. Ф., Панюхов М. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 3. С. 818—823.  
 [5] Kubakaddi S. S., Milimani B. C., Jali V. M. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 139. N 1. P. K163—K167.  
 [6] Навопа Н., Смрехка Л. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 137. N 2. P. 331—343.  
 [7] Игнатов А. А., Романов Ю. А. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1978. Т. 21. В. 1. С. 132—137.  
 [8] Павлович В. В., Эпштейн Э. М. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 10. С. 2001—2003.  
 [9] Шмелев Г. М., Енаки Н. А., Цуркан Г. И. // УФЖ. 1982. Т. 27. В. 3. С. 458—460.  
 [10] Palmier J. F., Chomette A. // J. Phys. 1982. V. 43. N 2. P. 381—391.  
 [11] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1979. Т. 22. В. 3. С. 373—374.

Институт прикладной физики АН МССР  
Кишинев

Получено 7.04.1988  
Принято к печати 11.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

## ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК В БЕСЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x \approx 0.15$

Давыдов А. Б., Штрапенин Г. Л.

Критическая концентрация примесей, при которой происходит переход металл—диэлектрик (МД) в легированных полупроводниках, обычно определяется из измерений зависимости энергии активации примесей от их концентрации. В бесщелевых полупроводниках (БП)  $p$ -типа таких измерений до сих пор провести не удавалось из-за шунтирующего действия электронов зоны проводимости и так называемых «тяжелых» электронов, сосредоточенных в нарушенном приповерхностном слое, а также на границах блоков монокристаллов, из которых в большинстве случаев состоят образцы  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  [1].

Параметры исследованных образцов  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

| № образца | $n \cdot 10^{-14}$ ,<br>см <sup>-3</sup> | $\frac{m_F}{m_0} \cdot 10^3$ | $N'_A \cdot 10^{-15}$ ,<br>см <sup>-3</sup> | $x$ | $x_{68}^*$ |
|-----------|--|------------------------------|---|-----|------------|
| 20        | 4.0                                      | 2.9                          | 0.4**                                       | 24  | 9          |
| 21        | 6.0                                      | 3.6                          | 0.6**                                       | 23  | 9          |
| 5         | 1.7                                      | 4.2                          | 30  | 37  | 13         |
| 6         | 0.71                                     | 2.4                          | 43  | 37  | 11         |
| 14        | 1.2                                      | 3.0                          | 78  | 32  | 12         |
| 15        | 2.8                                      | 4.8                          | 140   | 9.5 | 11         |

*Примечание.* \* Ошибка в определении  $x_{68}$  составляет  $\sim 10\%$  (оценена из сравнения вычисленных значений  $x_{68}$  и найденных из измерений значений разности  $x - x_L$  для образцов  $n$ -типа, для которых вклад поляризации акцепторов в диэлектрическую проницаемость отсутствует). \*\*  $N'_A = N_A - N_D$ ; образцы 20 и 21  $n$ -типа.

В данной работе переход МД в БП  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  исследуется путем измерений зависимости диэлектрической проницаемости  $\kappa$  от концентрации акцепторов. Измерения  $\kappa$  проводились на частоте 150 ГГц методом магнитоплазменной отсечки [2] при температурах 1.7—4.2 К на образцах приблизительно одинакового состава  $x \approx 0.15$ , различающихся разностной концентрацией  $N'_A = N_A - N_D$ . Основные параметры образцов указаны в таблице. Значения концентраций  $n$  и эффективных масс электронов  $m_F$  на уровне Ферми найдены из измерений положения осцилляций Шубникова—де-Гааза продольного магнитосопротивления в магнитном поле и температурной зависимости амплитуды этих осцилляций. Величина разностной концентрации акцепторов и доноров определялась из измерений концентрации дырок при температуре истощения акцепторов