

ПЬЕЗОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Чекурин В. Ф.

Деформация многодолинных полупроводников приводит к перераспределению носителей тока между неэквивалентными долинами [1]. Это проявляется в кинетических эффектах, в частности, возникает анизотропия кинетических свойств кристаллов, изотропных в недеформированном состоянии [2]. При динамическом деформировании перераспределение носителей между долинами носит релаксационный характер, что должно приводить к зависимости кинетических коэффициентов от скорости деформирования. Исследования этого эффекта проведем на примере двухдолинного полупроводника с одинаковым числом состояний в каждой долине. Этот случай может быть реализован, в частности, при одноосном нагружении n -Ge в направлении [110]. Исходная система уравнений, описывающая кинетику перераспределения носителей между долинами 1 и 2, имеет вид

$$\frac{dn_1}{dt} = \Gamma, \quad \frac{dn_2}{dt} = -\Gamma, \quad n_1 + n_2 = n_0. \quad (1)$$

Здесь n_α ($\alpha=1, 2$) — концентрации носителей в долинах, Γ — скорость обмена носителей между долинами, n_0 — полная концентрация носителей в зоне.

При вычислении Γ ограничимся случаем невырожденного полупроводника и будем считать, что функции распределения носителей f_1 и f_2 в долинах 1 и 2 имеют вид квазиравновесных с химическими потенциалами μ_1 и μ_2 соответственно. При этом

$$\Gamma = \gamma \left(\frac{n_2}{n_1} \frac{n_{01}}{n_{02}} - \frac{n_1}{n_2} \frac{n_{02}}{n_{01}} \right), \quad (2)$$

где $n_{0\alpha}$ ($\alpha=1, 2$) — равновесные значения концентрации носителей в долинах, соответствующие мгновенному значению деформации,

$$\begin{aligned} \gamma &= \int_{E_{c+\Delta_2}}^{\infty} \int_{E_{c+\Delta_1}}^{\infty} W(E_2, E_1) \exp \frac{E_1 - E_2}{kT} N_c(E_1) N_c(E_2) dE_1 dE_2 = \\ &= \int_{E_{c+\Delta_1}}^{\infty} \int_{E_{c+\Delta_2}}^{\infty} W(E_1, E_2) \exp \frac{E_2 - E_1}{kT} N_c(E_2) N_c(E_1) dE_2 dE_1, \end{aligned}$$

где $W(E_1, E_2)$, $W(E_2, E_1)$ — вероятности перехода между уровнями энергии в долинах 1 и 2; $N_c(E)$ — плотность состояний в долинах; E_c — значение минимума энергии долин 1 и 2 в недеформированном состоянии; Δ_α ($\alpha=1, 2$) — смещение долин 1 и 2, обусловленное деформацией.

Вводя обозначения

$$\xi = \frac{n_1}{n_2}, \quad \xi_0 = \frac{n_{01}}{n_{02}}, \quad (3)$$

из (1) и (2) получим

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{\gamma}{n_0} \frac{\xi_0^2 - \xi^2}{\xi_0 \xi} (1 + \xi)^2. \quad (4)$$

С учетом соотношений

$$\xi_0 = \exp -\delta_0, \quad \xi = \xi_0 \exp \delta, \quad (5)$$

где

$$\delta_0 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{kT}, \quad \delta = \frac{\mu_1 - \mu_2}{kT},$$

уравнение (4) может быть переписано относительно приведенной разности химических потенциалов δ :

$$\frac{d}{dt}(\delta - \delta_0) = -\frac{4\gamma}{n_0} \text{sh } \delta [\text{ch } (\delta - \delta_0) + 1]. \quad (6)$$

Для рассматриваемого случая одноосного нагружения параметр δ_0 может быть представлен в виде

$$\delta_0 = DX, \quad (7)$$

где D — постоянная, зависящая от констант деформационного потенциала, упругих модулей кристалла и направления приложения одноосного давления [2], поэтому при заданном законе нагружения образца $X = X(t)$ параметры ξ_0 и δ_0 в уравнениях (4) и (6) являются известными функциями времени t .

Нелинейные дифференциальные уравнения (4) и (6) описывают кинетику перераспределения носителей между долинами двухдолинного полупроводника при заданном одноосном динамическом нагружении.

Для вычисления тензора электропроводности σ_{ij} может быть использовано соотношение [1]

$$\sigma_{ij} = e (\mu_{ij}^{(1)} n_1 + \mu_{ij}^{(2)} n_2),$$

которое с учетом введенных обозначений (3) принимает вид

$$\sigma_{ij} = \frac{en_0}{1 + \xi} (\mu_{ij}^{(1)} \xi + \mu_{ij}^{(2)}). \quad (8)$$

Здесь $\mu_{ij}^{(\alpha)}$ — компоненты тензоров подвижности носителей в долинах.

При достаточно малых деформациях, когда $\delta_0 \ll 1$ и $\delta \ll 1$, уравнения (4) и (6) могут быть линеаризованы. При этом уравнение (6) имеет вид

$$\frac{d\delta}{dt} + \frac{8\gamma_0}{n} \delta = \frac{d\delta_0}{dt}, \quad (9)$$

где

$$\gamma_0 = \int_{E_c}^{\infty} \int_{E_c}^{\infty} W(E_2, E_1) \exp \frac{E_1 - E_2}{kT} N_c(E_1) N_c(E_2) dE_1 dE_2.$$

В этом приближении тензор электропроводности может быть вычислен по формуле

$$\sigma_{ij} = \sigma_0 \delta_{ij} + \frac{en_0}{4} (\mu_{ij}^{(1)} - \mu_{ij}^{(2)}) (\delta - \delta_0). \quad (10)$$

Здесь σ_0 — удельная электропроводность полупроводника в недеформированном состоянии, δ_{ij} — δ -символ Кронекера. Из уравнения (9) следует, что параметр $\tau = n_0/8\gamma_0$ имеет смысл времени релаксации процесса междолинного перераспределения носителей при малых деформациях.

При периодическом нагружении $X = X_0 \sin \omega t$ решением уравнения (9) будет

$$\delta - \delta_0 = -\frac{DX_0}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \sin(\omega t - \Theta), \quad (11)$$

где

$$\Theta = \text{arctg } \omega \tau.$$

Нетрудно показать [2], что для выбранной симметрии нагружения характеристическая поверхность тензора электропроводности имеет вид эллипсоида вращения, ориентированного своей осью вдоль направления приложения давления. Поэтому если приложить постоянное электрическое поле в направлении действия давления или в поперечном, то возникает электрический ток, направление которого будет совпадать с направлением приложенного электри-

ческого поля. При этом в соответствии с (10), (11) переменная составляющая тока будет сдвинута по фазе относительно приложенного давления, причем фазовый сдвиг зависит от частоты нагружения и параметра τ . Кроме того, амплитуда переменной составляющей тока также будет зависеть от ω и времени междолинного перераспределения.

Таким образом, измеряя сопротивление образца в направлении действия давления и в поперечном направлении, можно определить анизотропию подвижности носителей в долине, а по измерению разности фаз между током и давлением оценить время релаксации процесса междолинного перераспределения носителей тока.

Список литературы

- [1] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [2] Баранский П. И., Буда И. С., Даховский И. В. Теория термоэлектрических и термомагнитных явлений в анизотропных полупроводниках. Киев, 1987. 272 с.

Институт прикладных проблем
механики и математики АН УССР
Львов

Получено 9.08.1990
Принято к печати 28.11.1990

ФТП, том 25, вып. 4, 1991

ТИРИСТОРНЫЙ ЭФФЕКТ В ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ $n-p-n-p$ НА $PbTe$, СОЗДАННЫХ МЕТОДОМ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Лигер В. В.

Ионная имплантация широко используется при изготовлении фотодиодов из халькогенидов свинца [1, 2]. Для активации легирующей примеси обычно проводят послеимплантационный отжиг радиационных дефектов. Возможно также создание качественных $n-p$ -переходов и без проведения такого отжига [3]. В качестве легирующей примеси в этом случае выступают радиационные дефекты. При этом профиль распределения концентрации носителей в имплантированной области зависит от режима имплантации и может быть весьма сложным.

В работе исследованы структуры, полученные при имплантации ионов цинка с энергией 150 кэВ и плотностью тока 3 мкА/см^2 в $PbTe$ p -типа без последующего отжига. Концентрация и подвижность дырок в объеме исходных кристаллов при 77 К составляли $(1 \div 2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $(1 \div 2) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ соответственно.

Наличие неоднородного распределения концентрации носителей в имплантированном слое (ИС) и качественный профиль этого распределения определяли путем сканирования микроэлектрическим зондом вдоль сошлифованной под углом боковой поверхности ИС (рис. 1, а) либо по распределению фотоэдс вдоль этой поверхности при однородной засветке. Термозондирование проводили при комнатной температуре, а фотоэлектрическое — при 77 К. Распределение термоэдс и фотоэдс вдоль боковой поверхности ИС для двух разных образцов показано на рис. 1, б. То обстоятельство, что и термоэдс, и фотоэдс на некотором расстоянии от поверхности меняют знак, свидетельствует о том, что в глубине имплантированной области существует слой n -типа, а на поверхности и в объеме материала — слой p -типа проводимости. Существование слоя n -типа является следствием ионной имплантации и связано с образованием радиационных дефектов [4]. Слой p -типа на поверхности появляется в узком интервале доз имплантации при большой плотности ионного тока и связан, вероятно, с радиационным отжигом дефектов в поверхностном