

Зона обзора составляла 1.2×1.2 мм. Из рисунка видно, что проявляются как топология областей эпитаксии, так и неоднородность теплофизических свойств по объему эпитаксиальной области. Наблюдается различный контраст от областей p - и n -типа проводимости, однако степень контраста на различных участках исследуемой эпитаксиальной структуры существенно различается. Так, топология p - n -областей визуализируется либо резким перепадом контраста ФА топограммы, либо только контуром границы этих областей. Сильное падение уровня ФА сигнала от p -области в правой части образца связано с позиционной чувствительностью пьезодатчика на данной частоте модуляции. Дальнейшие исследования кремниевых эпитаксиальных структур с паспортизированными данными, по-видимому, позволят однозначно связать степень контраста ФА топограмм с конкретными параметрами p - и n -областей. Кроме топологии p - и n -областей, хорошо визуализируются подповерхностные нарушения, проявляющиеся в виде светлых линейных областей высокого контраста. Подобные линейные области могут быть обусловлены наличием структурных нарушений типа заполированных царапин, трещин и т. п., возникающих в результате механической обработки поверхности полупроводниковых пластин с последующей их полировкой.

В заключение отметим, что визуально области эпитаксии были неразличимы, т. е. оптический контраст не наблюдался. При специальном освещении образца можно наблюдать лишь контур границы эпитаксиальной области. При наблюдении же указанных структур в растровом электронном микроскопе в режиме отраженных электронов контраст p - и n -областей практически неразличим. Фотометрические его измерения дали величину не более 0.12.

Таким образом, представленные в данной работе результаты по исследованию кремниевых эпитаксиальных структур иллюстрируют уровень качества технологических операций, применяемых при получении таких структур, а также показывают достаточно высокую диагностическую эффективность метода ФА микроскопии.

Список литературы

- [1] Морозов А. И., Раевский В. Ю. // Зарубеж. электрон. техн. 1982. № 2. С. 46—71.
- [2] Rosencwaig A. // Ultrason. Symp. Proc. Boston, 1980. V. 1. P. 600—607.
- [3] Рау Э. И. // Зав. лаб. 1987. Т. 53. В. 10. С. 31—38.
- [4] Smith W. et al. // Sol. St. Techn. 1986. V. 1. P. 85—92.
- [5] Булах Г. И., Бурбело Р. М., Жабитенко Н. К., Кучеров И. Я. // Лазерная технология. Вильнюс, 1988. № 6. С. 153—154.

Киевский
государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Получено 6.06.1989
Принято к печати 2.01.1990

ФТП, том 24, вып. 5, 1990

«ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ КВАЗИБАЛЛИСТИКА» В МИКРОСТРУКТУРАХ НА GaAs ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Дубровский Ю. В., Ларкин И. А., Морозов С. В., Борисов А. В.,
Бунин Г. Г., Иноземцев С. А., Лалин В. Г., Малахов Б. А.

В результате развития технологии эпитаксии и микроструктурирования в последние годы появились экспериментальные исследования короткоканальных эффектов в полупроводниках, проявляющихся в тех случаях, когда размеры исследуемой структуры L в направлении движения электронов меньше характерных длин в твердом теле или порядка их. При $L \sim \lambda_B$ (λ_B — длина волны Де Бройля) наблюдаются интерференционные явления [1], при $L \lesssim l_p$ (l_p — длина

свободного пробега) — эффекты, связанные с баллистическим, т. е. бесстолкновительным пролетом электронов [2]. В нашей работе впервые экспериментально исследовались особенности электронного транспорта в случае $l_p \ll L < l_e$ (l_e — длина энергетической релаксации). Эти особенности мы связываем с неоднородностью электронной температуры T_e вдоль канала и насыщением T_e при тянущих напряжениях V_c , приложенных к образцу, порядка энергии оптического фонона $\hbar\Omega_0$. В области неоднородной T_e электроны движутся практически без релаксации по энергии. Такое движение мы назвали «энергетической квазибаллистикой».

Измерения проводились на образцах из GaAs с топологией полевых транзисторов с затворами на барьерах Шоттки (ПТШ) с длинами затворов $L=0.3, 5, 10$ и 500 мкм и шириной 100 мкм. ПТШ изготавливались на эпитаксиальных

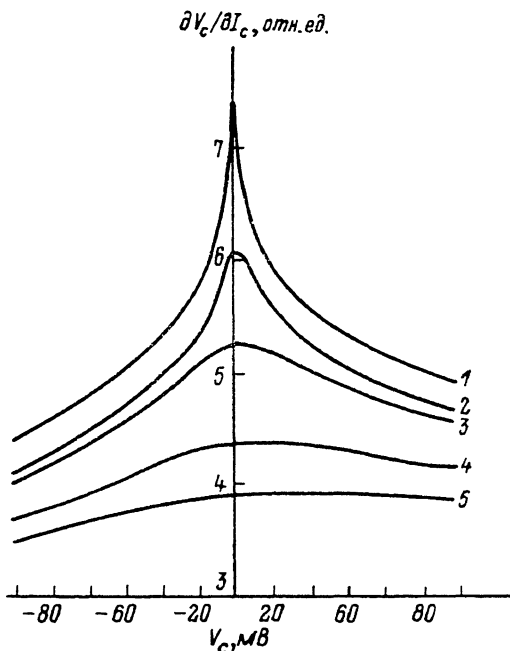


Рис. 1. Зависимость дифференциального сопротивления от тянущего напряжения при различных температурах ($L=0.3$ мкм).

$T, \text{ К}: 1 - 4.2, 2 - 28, 3 - 70, 4 - 110, 5 - 150.$

пленках с $N_D - N_A \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Известно [3], что по крайней мере для $L=0.3$ мкм условие $L \ll l_e$ хорошо выполняется для $T \leq 50$ К.

Измерялось дифференциальное сопротивление канала $\partial V_c / \partial I_c$ как функция тянущего напряжения V_c между стоком и истоком. Фиксированное напряжение на затворе V_g выбиралось таким, чтобы канал оставался открытым, но сопротивление было намного больше сопротивлений участков исток—канал, канал—сток и сопротивлений контактов, что позволяет исключить их из рассмотрения.

Примеры экспериментальных зависимостей $\partial V_c / \partial I_c = f(V_c)$ при различных температурах приведены на рис. 1 для $L=0.3$ мкм и на рис. 2 для $L=10$ мкм. Отметим следующие важные особенности экспериментальных результатов: 1) дифференциальное сопротивление с увеличением напряжения V_c быстро падает, а начиная с $V_c \sim 10$ мВ меняется значительно слабее; 2) при $T=4.2$ К экспериментальные кривые для $L=0.3, 5$ и 10 мкм имеют одинаковый вид в одном и том же масштабе по напряжению; 3) для $L=500$ мкм $\partial V_c / \partial I_c = \text{const}$ при всех температурах; 4) с увеличением температуры зависимость $\partial V_c / \partial I_c = f(V_c)$ становится более слабой, а затем практически исчезает при некоторой температуре T^* , причем чем больше L , тем меньше T^* .

Качественно экспериментальные результаты можно объяснить следующим образом. Несмотря на малые V_c , из-за малых L в образце возникают значительные (греющие) электрические поля (например, при $L=0.3$ мкм $V_c=10$ мВ соот-

ветствует $E \approx 300$ В/см), в которых электроны разогреваются до температуры $T_e \sim eV_c$, так как потери на акустических фононах малы. В исследуемой температурной области сопротивление обусловлено в основном рассеянием на примесях. Время релаксации по импульсу $\tau_p(T_e) = \tau_p(T_e/\hbar\Omega_0)^{3/2}$ [4], следовательно, дифференциальное сопротивление падает с увеличением V_c . Когда $eV_c \sim T_e^* \sim \hbar\Omega_0$, появляется мощный канал потерь энергии электронов и T_e насыщается, а $\partial V_c/\partial I_c$ выполаживается. Другими словами, с увеличением V_c l_e сначала сравнивается с L , а затем становится меньше. С увеличением температуры решетки l_e также уменьшается и эффект пропадает сначала для $L=10$ мкм, а затем и для $L=0.3$ мкм. При $L=500$ мкм существенный вклад будут давать потери на акустических фононах, поэтому $l_e \ll L$ при любых V_c и нелинейность не наблюдается.

Для количественных оценок сделаем следующие предположения. В области малых тянущих напряжений концентрация электронов вдоль канала и его ширина постоянны, тогда дрейфовая скорость U также постоянна. При малых тя-

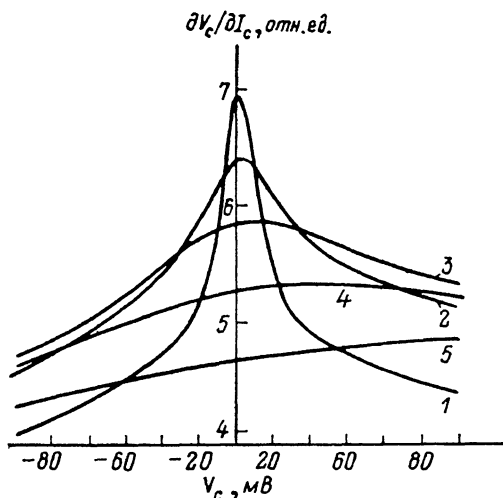


Рис. 2. Зависимость дифференциального сопротивления от тянущего напряжения при различных температурах ($L=10$ мкм).

Т, К: 1 — 4.2, 2 — 28, 3 — 40.2, 4 — 55, 5 — 70.

нущих напряжениях мощность потерь на фононах мала и электронная температура на выходе из канала растет линейно с ростом V_c . В этом случае для T_e и U можно написать

$$T_e \sim eV_c, \quad (1)$$

$$U \sim \frac{V_c}{L} \frac{\tau_p(T_e)}{m^*}. \quad (2)$$

С другой стороны, при больших тянущих напряжениях температура в канале практически постоянна, за исключением короткой области вблизи начала канала. Уравнение теплового баланса, определяющее эту температуру, имеет вид

$$\frac{m^*U^2}{\tau_p(T_e)} = P_{ph}(T_e), \quad (3)$$

где $P_{ph}(T_e)$ — мощность потерь электронного газа на фононах [4]:

$$P_{ph}(T_e) \approx \frac{\hbar\Omega_0}{\tau_0} \exp\left(-\frac{\hbar\Omega_0}{T_e}\right).$$

Найдем температуру T_e^* , которая соответствует смене режима. Положив $eV_c \approx \hbar\Omega_0$, из (1)–(3) с логарифмической точностью получим $T_e^* \approx \hbar\Omega_0 / \ln(m^*L^2/\tau_0\tau_p\hbar\Omega_0)^{1/2}$. Очевидно, что описываемый эффект можно наблюдать при $T < T_e^*$. Для $L=0.3$ мкм $T_e^*=123$ К, для $L=5$ и 10 мкм $T_e^*=47$ и 41 К соответственно.

Эти численные оценки, на наш взгляд, очень хорошо согласуются с экспериментом и подтверждают предложенную физическую модель.

Авторы выражают признательность И. Б. Левинсону и В. А. Тулину за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Brown E. R., Goodhue W. D., Soller T. C. L. G. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 3. P. 1519—1529. Schmid H., Rishton S. A., Kern D. P. et al. // J. Vac. Sci. Techn. 1988. V. B6. N 1. P. 122—126.
- [2] Heiblum M., Nathan M. I., Thomas D. C., Knoedler C. M. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 20. P. 2200—2203.
- [3] Дубровский Ю. В., Красняк В. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 1. С. 170—173.
- [4] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 350 с.

Институт проблем технологии микроэлектроники
и особых материалов АН СССР
Черноголовка

Получено 26.09.1989
Принято к печати 2.01.1990

ФТП, том 24, вып. 5, 1990

ИЗЛУЧЕНИЕ n -InSb В ДАЛЕКОЙ ИК ОБЛАСТИ

Коллюх А. Г., Малютенко В. К., Мороженко В. А.

Разогрев электронов в полупроводниках в сильных электрических полях приводит к появлению неравновесного внутризонного излучения. Такое излучение, обусловленное эмиссией электроном фотона с поглощением или испусканием фононов, наблюдалось в ИК диапазоне [1, 2], соответствующем так называемой «активной» области энергий электронов с $\epsilon > k\Theta$, где Θ — температура оптического фонона. Измерения ограничивались температурой жидкого азота.

В работе исследовалось излучение свободных электронов в греющих электрических полях, не превышающих порога ударной ионизации в спектральной области 90—100 мкм («пассивная» область — $\epsilon < k\Theta$). Как показывают расчеты и оценки [3], при низких температурах в электрическом поле $E \leq 200$ В/см при слабом межэлектронном рассеянии в области с $\epsilon < k\Theta$ находится основная часть электронов, которая определяет электрические и оптические свойства полупроводника.

В эксперименте использовался чистый n -InSb с концентрацией нескомпенсированной примеси $n = 3.5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ и холловской подвижностью при $T = 77$ К $\mu_0 = 5.3 \cdot 10^5$ см²/В·с. Образцы прямоугольной формы с размерами $1 \times 3 \times 0.1$ мм крепились на держателе с регулируемой температурой. Разогрев носителей осуществлялся прямоугольными электрическими импульсами длительностью 0.5 мкс и частотой повторения 100 Гц. Отсутствие инжекции определялось как видом вольтамперной характеристики (ВАХ), так и формой импульса тока. Сигнал излучения, возникающий синхронно с импульсом приложенного к образцу поля, регистрировался фоторезистором Ge : Ga ($\lambda_{\text{max}} \approx 100$ мкм), находящимся при гелиевой температуре, с использованием фазового детектирования.

На рис. 1 приведена полевая зависимость мощности излучения при различных температурах. Как видно, зависимости имеют сверхлинейный вид: крутой рост ΔP наблюдается с $E > 20$ В/см, когда разогрев уже заметен. Кривая $\Delta P(E)$ может быть представлена степенной зависимостью $\Delta P \sim E^r$, где $r \approx 2$.

Из рисунка видно, что изменение температуры решетки кристалла T_p существенно влияет на интенсивность внутризонного излучения, поэтому представляет интерес наблюдение излучения в широкой области температур.

На рис. 2 представлена зависимость мощности излучения от температуры решетки в условиях существенного разогрева электронов ($E = 100$ В/см). Как