

06.2;12

**Определение нормальной и латеральной
компонент темнового тока
 $n-p$ -фотодиодов на основе
гетероэпитаксиальных структур
 $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0.22$**

© Д.Ю. Протасов, В.Я. Костюченко, А.В. Павлов, В.В. Васильев,
С.А. Дворецкий, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск
Сибирская государственная геодезическая академия, Новосибирск
E-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 12 января 2008 г.

Проведено исследование зависимости темнового тока фотодиодов многоэлементных матричных фотоприемников длинноволнового инфракрасного диапазона, изготовленных методом имплантации ионов бора в гетероэпитаксиальные слои кадмий–ртуть–теллура, от индукции магнитного поля. Предложен метод раздельного определения латеральной и нормальной компонент темнового тока в таких фотодиодах. Установлено, что для исследуемых фотодиодов, размеры которых сравнимы с длиной диффузии неосновных носителей заряда, темновой ток при 77 К в основном определяется латеральной компонентой.

PACS: 07.57.Kp.

Для фотовольтаических фотоприемников инфракрасного диапазона на основе гетероэпитаксиальных слоев (ГЭС) теллурида кадмия и ртути (КРТ) длина диффузии L_n неосновных носителей заряда (ННЗ), как правило, сравнима с толщиной эпитаксиальной пленки и с размерами фотодиодов [1]. Обратный темновой ток таких фотодиодов состоит из нормальной компоненты, перпендикулярной поверхности пленки (плоскости $n-p$ -перехода), и латеральной (боковой) компоненты, параллельной поверхности пленки [2]. Латеральная компонента обусловлена сбором равновесных ННЗ из прилегающей к фотодиоду боковой области ГЭС с характерным размером $l \sim L_n$. Эта компонента уменьшает параметр $R_0 \cdot A$ (R_0 — дифференциальное сопротивление

n - p -перехода при нулевом смещении, A — его площадь) по сравнению с одиночными фотодиодами, размеры которых значительно больше L_n . Для определения величины латеральной компоненты либо создают тестовые фотодиоды с разной площадью n - p -перехода [3], либо измеряют ток одиночного фотодиода при облучении его и прилегающих к переходу областей тонким (диаметром порядка $5 \mu\text{m}$) пучком электронов (EBIC) [4,5] или лазерного излучения (LBIC) [6,7]. Такие методики требуют использования сложного оборудования или изготовления специальных тестовых структур.

Так как токи нормальной и латеральной компонент взаимно перпендикулярны, то влияние магнитного поля на них будет различаться. Ранее в работах [8,9] изучались зависимости нормальной компоненты тока от магнитного поля для фотодиодов, характерные размеры которых были значительно больше L_n ННЗ. Вектор магнитной индукции был направлен параллельно плоскости n - p -перехода. Зависимость латеральной компоненты темнового тока от магнитного поля, вектор индукции которого был направлен перпендикулярно поверхности пленки, исследовалась в работе [10] на „loop-hole“ фотодиодах.

Нами предлагается новый экспрессный метод определения нормальной и латеральной компоненты тока через n - p -переход в фотодиодах на основе p -типа ГЭС КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), по измерению темнового тока от величины индукции магнитного поля.

Фотодиоды были изготовлены в ГЭС КРТ МЛЭ, выращенной на подложках (013) GaAs с буферными слоями из ZnTe и CdTe [11]. Молярное содержание кадмия в однородном фоточувствительном слое КРТ толщиной $8 \mu\text{m}$ составило $x = 0.224$, что соответствовало длинноволновой границе фоточувствительности на уровне 0.5 от максимума $\lambda_{0.5} = 10.2 \mu\text{m}$. После выращивания ГЭС КРТ МЛЭ имела электронный тип проводимости. Для получения p -типа проводимости ГЭС КРТ МЛЭ изотермически отжигалась в течение 22 h в атмосфере гелия при температуре 215°C . Фотодиоды были изготовлены по планарной технологии при формировании области n -типа в окнах диэлектрика имплантацией ионов бора с энергией 50keV и дозой $3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$. Размер окна в диэлектрике для имплантации составлял $10 \times 10 \mu\text{m}$, шаг фотодиодов равнялся $56 \mu\text{m}$ по вертикали и $43 \mu\text{m}$ по горизонтали [12]. Контакты к фотодиодам были изготовлены напылением индия и последующим формированием индиевых столбиков взрывной фотолитографией.

Для измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) в магнитном поле образец с фотодиодами монтировали на сапфировом растре. Контакты к индиевым столбикам отдельных фотодиодов распаивали золотой проволочкой диаметром $10\ \mu\text{m}$. Затем растр помещали в криостат, охлаждаемый жидким азотом. Криостат устанавливали между полюсами электромагнита, индукцию магнитного поля которого изменяли от 0 до 2 Т. Образец ориентировали так, чтобы вектор индукции магнитного поля был направлен перпендикулярно или параллельно поверхности эпитаксиальной пленки и соответственно перпендикулярно или параллельно плоскости n - p -переходов. ВАХ фотодиодов измерялись на автоматизированной установке.

Для рассматриваемых фотодиодов темновой ток I через n - p -переход состоит из нормальной I_N и латеральной I_L компоненты (рис. 1): $I = I_N + I_L$. Нормальная и латеральная компоненты темнового тока определяются сбором равновесных ННЗ из цилиндрического объема под n - p -переходом и из прилегающей к переходу боковой области с характерным размером $l \sim L_n$ соответственно.

В геометрии $B_{\perp} \neq 0$ (рис. 1, *a*) латеральная компонента тока уменьшается под действием силы Лоренца. Для оценки степени этого влияния для фотодиодов, работающих в диффузионном режиме, используем выражение для коэффициента диффузии в магнитном поле [8]:

$$D^* = \frac{D_0}{1 + \mu_e^2 B^2}, \quad (1)$$

где μ_e — подвижность ННЗ, D_0 — коэффициент диффузии без магнитного поля. Так как темновой ток прямо пропорционален квадратному корню из коэффициента диффузии [1], а подвижность ННЗ в ГЭС МЛЭ КРТ при 77 К лежит в диапазоне $5 \div 8\ \text{m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ [13], то в магнитном поле с индукцией 2 Т ток уменьшится более чем на порядок.

В геометрии $B_{\perp} \neq 0$ на нормальную компоненту магнитное поле не оказывает влияния, так как направление нормальной компоненты совпадает с направлением вектора магнитной индукции. Поэтому величина тока насыщения при увеличении индукции магнитного поля близка к величине нормальной компоненты: $I_{sat} \approx I_N$. В геометрии $B_{\perp} \neq 0$ (рис. 1, *b*) магнитное поле уменьшает как нормальную компоненту тока I_N , так и частично латеральную компоненту I_L . Сила Лоренца действует только на проекцию токов латеральной компоненты, которая перпендикулярна магнитному полю. Полагая, что латеральная компонента имеет

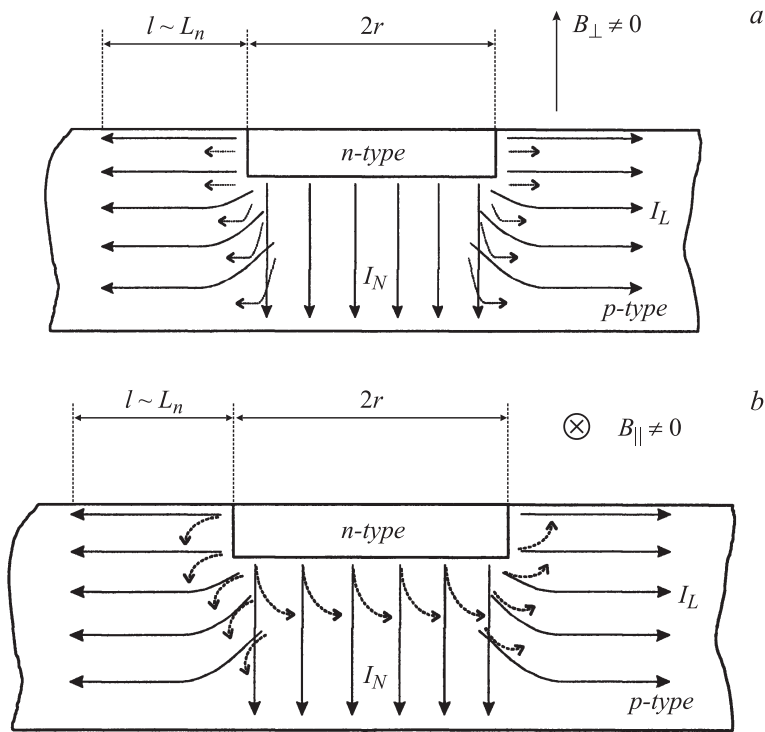


Рис. 1. Влияние магнитного поля с индукцией, перпендикулярной B_{\perp} (a) или параллельной B_{\parallel} (b) плоскости $n-p$ -перехода, на латеральную I_L и нормальную I_N компоненту темнового тока при обратном напряжении смещения. Сплошными стрелочками показаны направления токов при $B = 0$, а пунктирными — при $B \neq 0$.

цилиндрическую симметрию, следует ожидать, что ток насыщения в этой геометрии равен половине I_L : $I_{sat} \approx I_L/2$.

На рис. 2 символами показаны для фотодиода экспериментальные магнитопольные зависимости темнового тока, измеренные при обратном смещении $U_{bias} = -100$ mV и температуре 77 K для двух направлений магнитного поля. Пунктирные линии проведены для визуализации.

Как видно из рис. 2, при отсутствии магнитного поля величина темнового тока составляет 22.5 nA. При увеличении магнитного поля до 2 T для двух направлений вектора магнитной индукции темновой

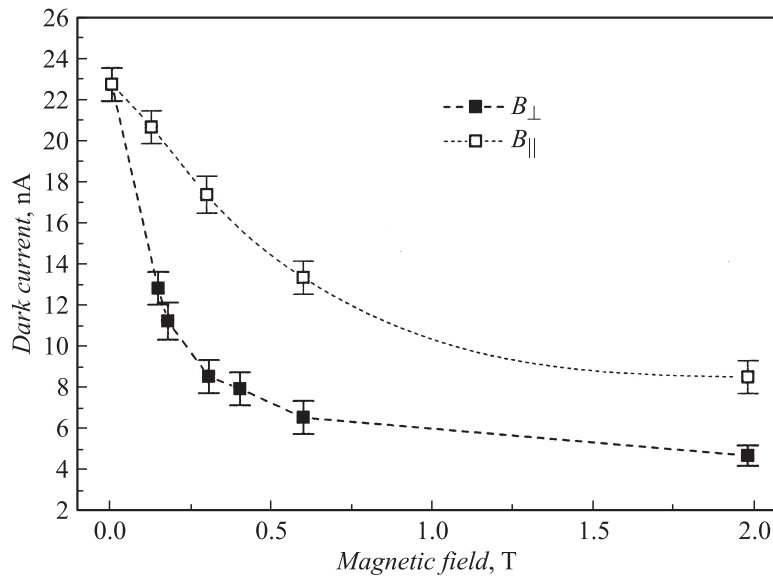


Рис. 2. Магнитополевые зависимости темнового тока ($U_{bias} = -100$ mV) при температуре 77 К для двух направлений магнитного поля: B_{\perp} — перпендикулярно $n-p$ -переходу, B_{\parallel} — параллельно.

ток уменьшается и выходит на насыщение: $I_{sat} = 4.5$ nA для B_{\perp} и $I_{sat} = 8.5$ nA для B_{\parallel} . Следовательно, величина латеральной компоненты для данного фотодиода при отсутствии внешнего магнитного поля составит 18 nA, что в четыре раза превышает величину нормальной компоненты темнового тока. Как было предположено выше, величина тока насыщения для B_{\parallel} близка к половине значения латеральной компоненты.

Из рис. 2 для B_{\perp} можно определить, что при индукции магнитного поля 1 Т величина латеральной компоненты темнового тока уменьшается более чем в 15 раз относительно начальной величины. Темновой ток при такой величине индукции магнитного поля определяется практически только нормальной компонентой. Таким образом, магнитное поле, перпендикулярное плоскости $n-p$ -перехода, позволит существенно снизить и практически устранить взаимное влияние фотодиодов в многоэлементных фотоприемниках (так называемое „crosstalking“), которое обусловлено латеральной компонентой тока.

Таким образом, предложен новый метод определения нормальной и латеральной компоненты темнового тока в многоэлементных фото-вольтаических фотоприемниках по измерению зависимости величины темного тока фотодиода, размеры которого сравнимы с L_n ННЗ, от величины магнитной индукции, вектор которой направлен перпендикулярно плоскости $n-p$ -перехода.

Найдено, что для фотодиодов, полученных имплантацией ионов бора в ГЭС КРТ МЛЭ вакансионного p -типа, при 77 К величина латеральной компоненты темнового тока в четыре раза превышает величину нормальной компоненты.

Обнаружено, что латеральная компонента темнового тока резко уменьшается при увеличении магнитного поля. Это может быть использовано для подавления взаимного влияния (crosstalk) соседних фотодиодов, которое обусловлено латеральной компонентой тока.

Список литературы

- [1] *Рогальский А.* Инфракрасные детекторы. Новосибирск: Наука, 2003. Ч. III. Гл. 13. С. 416. (Rogalski A. Infrared Detectors. Taylor & Francis, Inc, 2000).
- [2] *Dhar V., Gopal V.* // Opt. Eng. 2000. V. 39. N 8. P. 2022–2030.
- [3] *Dhar V., Gopal V.* // Sem. Sci. Technol. 2001. V. 16. P. 553–561.
- [4] *Frank J., Belas E., Toth A.L.* et al. // Sem. Sci. Tech. 1999. V. 13. P. 314–317.
- [5] *Haakenaasen R., Colin T., Stenn H.* et al. // J. Electr. Mat. 2000. V. 29. N 6. P. 649–852.
- [6] *Musca C.A., Dell J.M., Faraone L.* et al. // J. Electr. Mat. 1999. V. 28. N 6. P. 617–623.
- [7] *Redfern D.A., Musca C.A., Dell J.M.* et al. // J. Electr. Mat. 2004. V. 33. N 6. P. 560–570.
- [8] *Schacham S.E., Finkman E.* // J. Vac. Sci. Technol. A. 1989. V. 7. N 2. P. 387–390.
- [9] *Chen M.C., Turner A.* et al. // J. Electron. Mat. 1995. V. 24. N 9. P. 1249–1253.
- [10] *Gordon N.T., Barton S., Capper P.* et al. // Sem. Sci. Technol. 1993. V. 8. P. S221–S224.
- [11] *Сидоров Ю.Г., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.* и др. // ФТП. 2001. Т. 35. В. 9. С. 1092–1101.
- [12] *Varavin V.S., Vasiliev V.V., Dvoretzky S.A.* et al. // Opto-electronics review. 2003. V. 11. N 2. P. 99–111.
- [13] *Варавин В.С., Дворецкий С.А., Костюченко В.Я.* и др. // ФТП. 2004. Т. 38. В. 5. С. 532–537.