

- [5] Баграев Н. Т., Власенко Л. С., Гапоев К. А. и др. Влияние редкоземельных элементов на подвижность носителей в эпитаксиальных слоях InP и InGaAs. — ФТП, 1984, т. 18, в. 1, с. 83—85.
- [6] Yshii M., Kan H., Sasaki W. — Appl. Phys. Lett., 1976, v. 29, N 1, p. 375.
- [7] Романов В. В., Саморуков Б. Е. Магнитная восприимчивость кристаллов GaP⟨Dy⟩. — Изв. вузов СССР, Физика, 1980, № 9, с. 103—104.
- [8] Касаткин В. А., Кесаманлы Ф. П., Мастеров В. Ф. и др. Влияние примесей лантаноидов на свойства GaP. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1980, т. 16, в. 11, с. 1901—1905.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 18.03.1987
Принято к печати 18.05.1987

ФТП, том 22, вып. 1, 1988

ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ДЛИННЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ВАРИЗОННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Al_xGa_{1-x}As$

Пека Г. П., Пулеметов Д. А., Радзивилук В. А.,
Смоляр А. Н., Шимулите Е. А.

В длинных инжекционных фотодиодах (ИФД) с варизонной базой теоретически была показана зависимость области спектральной чувствительности (переход от широкополосного спектра к селективному) от уровня инжекции, интенсивности освещения Φ_0 и градиента ширины запрещенной зоны E_g при направлении освещения, параллельном ∇E_g [1].

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование эффекта управления спектрами фоточувствительности варизонных ИФД, предсказанного в [1], на примере плавных гетероструктур $Al_xGa_{1-x}As$. В связи с особенностями технологии изготовления структур $p^+(GaAs)-p(Al_xGa_{1-x}As)-n(Al_xGa_{1-x}As)-n^+(GaAs)$ (рис. 1, а), выращенных методом жидкофазной эпитаксии, фотовозбуждение удобнее проводить в направлении, перпендикулярном ∇E_g , поэтому в работе выполнен также расчетный анализ спектров фоточувствительности при таком способе освещения.

Расчет фотопроводимости варизонной n -базы, освещаемой монохроматическим собственным светом низкой интенсивности перпендикулярно ∇E_g (рис. 1, а), показал, что размеры области модуляции проводимости базы в направлении ∇E_g (по оси z)

$$\Delta z_1 = \frac{\epsilon}{|\nabla E_g|} \left(1 + \ln \frac{a}{L_p} \right) + L_p^+ + L_p^-, \quad (1)$$

где ϵ — характеристическая энергия в законе Урбаха для коэффициента поглощения [2], a — размер базы по оси y , L_p — диффузионная, а L_p^\pm — диффузионно-дрейфовые длины дырок в ускоряющем и тормозящем встроенных полях. Условием наблюдения эффектов изменения области спектральной чувствительности должна быть локальность модуляции проводимости базы вдоль оси z , т. е. $\Delta z_1 < d$. Кроме того, при рассматриваемом способе освещения условие локальности накладывает дополнительное ограничение на скорость рекомбинации на освещаемой поверхности s , которое, как показывает расчет, имеет вид

$$\frac{s}{D_p} L_p + 1 \geq \frac{d}{\Delta z_1} - 1, \quad (2)$$

где D_p — коэффициент диффузии дырок.

Экспериментально исследовались структуры двух типов (1 и 2) со следующими значениями параметров при 77 К, определенными по методике [3]: $L_p = 1.3 \div 1.5$ мкм, значение E_g в области $p-n$ -перехода $E_g^{\max} = 1.83 \div 1.84$ эВ, в области n^+-n -перехода $E_g^{\min} = 1.51$ эВ, $d_2 = 21.4 \div 21.6$ мкм, $d_3 = 1.8 \div 3$ мкм —

для типа 1 и $L_p = 1.9 \div 2.2$ мкм, $E_g^{\max} = 1.93 \div 1.94$ эВ, $E_g^{\min} = 1.59$ эВ, $d_2 = 35.6 \div 37$ мкм, $d_3 = 0$ — для типа 2. Параметры $d_0 = 300$ мкм, $l = 2 \div 2.5$ мм, $d_1 = 8.4 \div 8.7$ мкм, $a = 1$ мм для обоих типов структур были одинаковыми.

Оценки показали, что условия наблюдения эффектов изменения области спектральной чувствительности для исследованных структур выполняются.

Для сравнения экспериментальных результатов с расчетными определялись величины тока, соответствующие режиму высокого или низкого уровня инжекции в базе. Для этого снимались зависимости фотосигнала ΔV от тока I при постоянных $h\nu$ и Φ_0 (рис. 2, б). При низком уровне инжекции сопротивление базы диода не зависит от тока и фотосигнал ΔV пропорционален I . При высоком уровне инжекции сопротивление базы падает с ростом тока, поэтому ΔV уменьшается при увеличении I . Следовательно, характеристика $\Delta V(I)$ немонотонна и является показателем уровня инжекции в базе.

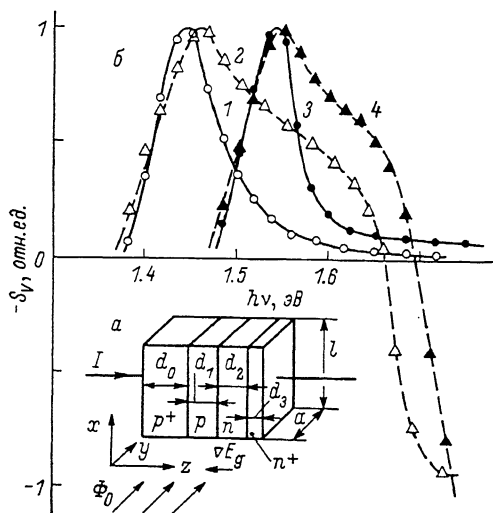


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры (а) и зависимости спектральных характеристик дифференциальной вольтовой фоточувствительности от уровня инжекции при низкой интенсивности освещения (б).

$T = 300$ К; I , мА: 1 — 4, 2 — 0.04, 3 — 0.3; 4 — 0.0015; тип структур: 1, 2 — 1; 3, 4 — 2.

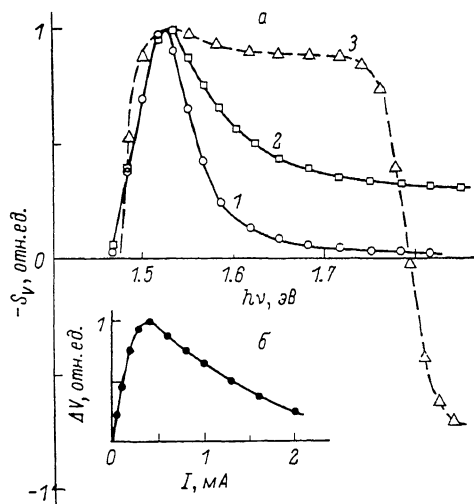


Рис. 2.

а — зависимость спектральных характеристик дифференциальной вольтовой фоточувствительности структур типа 1 от уровня инжекции при низкой интенсивности освещения; $T = 77$ К; I , мА: 1 — 8, 2 — 1, 3 — 0.01; б — зависимость фотосигнала ΔV структур типа 1 от величины прямого тока; $T = 77$ К, $h\nu = 1.56$ эВ, $\Phi_0 = 0.9 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$.

Спектральные зависимости дифференциальной вольтовой фоточувствительности $S_V = dV/d\Phi_0$, измеренные в режиме генератора тока при 300 и 77 К и высоком уровне инжекции, представлены на рис. 1, б (кривые 1, 3) и рис. 2, а (кривая 1). Видно, что спектральные характеристики (СХ) S_V селективные с максимумами при энергиях фотонов $h\nu \approx E_g^{\min}$, соответствующих генерации фотоносителей в наиболее высокоомной части базы вблизи омического $n^+ - n$ -контакта. Это согласуется с результатами расчета [1]. Изменение E_g^{\min} приводит к смещению положения максимума, что позволяет формировать селективную СХ S_V с максимумом для заданного значения $h\nu$.

С уменьшением уровня инжекции спектр S_V расширяется в коротковолновую область (рис. 1, б, кривые 2, 4; рис. 2, а, кривые 2, 3). Эффект более четко проявляется при 77 К (рис. 2, а, кривая 3), когда наблюдается почти постоянное значение фоточувствительности в спектральном интервале от $h\nu_1 \approx E_g^{\min}$ до $h\nu_2 \approx E_g^{\max}$.

Отметим, что инверсия знака фоточувствительности при $h\nu \approx E_g^{\max}$ наблюдается за счет вклада в фотосигнал фотоэда $p - n$ -перехода.

Таким образом, видно, что в соответствии с [1] изменение уровня инжекции, а также значения E_g вблизи омического контакта приводит к существенному

изменению области спектральной чувствительности длинных варизонных фотодиодов, что позволяет формировать спектральные характеристики с заданными полупириной и положением максимума.

Л и т е р а т у р а

- [1] Пека Г. П., Пулеметов Д. А., Смоляр А. Н. Фоточувствительность длинных диодов с варизонной базой в условиях двойной инжекции. — ФТП, 1984, т. 18, в. 8, с. 1480—1482.
- [2] Морозов Б. В., Болховитянов Ю. Б., Габараев Р. С., Кравченко А. Ф., Юдаев В. И. О форме края поглощения варизонных структур полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$. — ФТП, 1980, т. 14, в. 8, с. 1486—1491.
- [3] Коваленко В. Ф., Пека Г. П., Шепель Л. Г. Фотолюминесцентные методы определения параметров варизонных полупроводников. — ФТП, 1980, т. 14, в. 7, с. 1350—1354.

Киевский государственный
университет им. Т. Г. Шевченко

Получено 17.07.1986
Принято к печати 2.06.1987

ФТП, том 22, вып. 1, 1988

ОСОБЕННОСТИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В КРИСТАЛЛАХ n -TlSbSe₂

Гицу Д. В., Гринчешен И. Н., Красовский В. Ф., Попович Н. С.

В последнее время значительно возрос научный и практический интерес к слоистым полупроводникам, в том числе к кристаллам соединений TlSbSe₂ и TlSbS₂ [1-4]. На их основе получены широкополосные фотодиоды с высоким и постоянным значением квантовой эффективности в широком спектральном диапазоне [5].

Далее приводятся результаты исследований проводимости и фотопроводимости при различных температурах и интенсивностях возбуждения, температурные зависимости фототока, спектры термостимулированной проводимости (ТСП), а также кинетика фотопроводимости с целью определения реальной схемы рекомбинационных переходов в кристаллах этого типа.

На основе полученных результатов построена трехуровневая рекомбинационная модель для TlSbSe₂, в которой, кроме «быстрых» рекомбинационных центров, присутствуют «медленные» очувствляющие центры рекомбинации и уровни прилипания для основных носителей заряда (электронов).

Для измерений из монокристаллического слитка, полученного методом зонной плавки, выкалывались образцы размером $5 \times 3 \times 0.3$ мм, на свежие сколы которых наносились индиевые контакты. Концентрация носителей заряда в образцах TlSbSe₂ при комнатной температуре $n \approx 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, а подвижность $\mu \approx 50$ см²/В·с.

Исходные кристаллы TlSbSe₂ имели при 300 К удельную электропроводность $\sigma_T = 6 \cdot 10^{-3}$ Ом⁻¹·см⁻¹, отношение σ_ϕ / σ_T (σ_ϕ — проводимость образцов при освещении белым светом интенсивностью $L = 10^3$ Лк) составляет $3 \div 5$. При понижении температуры до 78 К $\sigma_T \approx 10^{-8}$ Ом⁻¹·см⁻¹, отношение $\sigma_\phi / \sigma_T = 10^6$. На температурной зависимости электропроводности (рис. 1, б) наблюдается наклон с энергией активации $\Delta E_i = 0.32$ эВ. При более высоких температурах начинается собственная проводимость.

В спектральном распределении фотопроводимости (ФП) кристаллов TlSbSe₂ при 78 К наблюдаются два максимума фоточувствительности, которые соответствуют собственной и примесной ФП (рис. 1, а). Ширина запрещенной зоны E_g кристаллов TlSbSe₂, определенная по спектральной зависимости ФП, равна 0.82 эВ. По длинноволновой границе $I_\phi(h\nu)$ было определено энергетическое расстояние от потолка валентной зоны до центров, ответственных за примесную фотопроводимость, вычисленное как $E_g - h\nu_{rp} \equiv E_{vr} = (0.35 \pm 0.05)$ эВ.