

ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАНАРНЫХ ФОТОСОПРОТИВЛЕНИЙ НА ОСНОВЕ InGaAs/InP СО СКРЫТЫМ p^+ -ЗАТВОРОМ

Абдуллаев Х. О., Корольков В. И., Павловский М. В.,
Руссу Е. В., Табаров Т. С.

Приведены результаты исследования планарных фотосопротивлений (ПФС) на основе InGaAs/InP (спектральный диапазон 1.0—1.6 мкм). Для выяснения механизмов усиления фототока изучены зависимости коэффициента усиления G от интенсивности падающего света и температуры как ПФС традиционной конструкции, так и ПФС со скрытым затвором в канале — p^+ -областью, расположенной напротив освещаемой поверхности. Показано, что аномально большие значения G , существенно превышающие отношение подвижностей электронов и дырок, и сильная зависимость G от интенсивности падающего света обусловлены влиянием поверхности, приводящим к пространственному разделению электронов и дырок. Установлено, что поперечное электрическое поле затвора приводит к уменьшению поверхностного изгиба зон, благодаря чему G уменьшается, приближаясь к значению, близкому к μ_n/μ_p .

Среди фотодетекторов, обладающих внутренним усилением в спектральном диапазоне 1.0—1.6 мкм, в последние годы большое внимание уделяется изучению планарных фотосопротивлений (ПФС). ПФС, работающие на эффекте собственной фотопроводимости, имеют сравнительно простую с точки зрения технологии изготовления структуру, хорошо поддаются интеграции с предусилителем на основе полевых транзисторов. Чаще всего ПФС представляет собой эпитаксиальный слой InGaAs толщиной $\sim 1-2$ мкм с концентрацией $n < 10^{15}$ см $^{-3}$, выращенный на полупроводящей подложке InP<Fe>. Основные характеристики ПФС определяются степенью чистоты выращенного материала и расстоянием между двумя омическими контактами. В ПФС снижение темновых токов достигается уменьшением концентрации и в меньшей мере сечения канала. Величина темнового сопротивления особенно существенна для ПФС, работающих в системах оптической связи. Одним из эффективных путей управления величиной темнового сопротивления и оптимизации всех характеристик ПФС является создание в канале p^+ -затвора. В этом случае структура ПФС аналогична структуре полевого транзистора (ПТ) с p^+ -затвором, но отличается от высокочастотных ПТ неоптимальной концентрацией.

В данной работе приводятся результаты исследования планарных ПФС на основе InP/InGaAs со скрытым p^+ -затвором и без него.

Следует заметить, что работы по использованию ПТ в качестве фотодетекторов начались давно [1]. Однако механизм усиления фототока в таких структурах до сих пор не совсем ясен [2-4].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1, а схематически изображены исследуемые структуры. ПФС со скрытым затвором были получены методом газовой эпитаксии выращиванием слоев n^0 -InGaAs толщиной 1—2 мкм на полупроводящей подложке InP<Fe>, в которой за счет локальной диффузии динка формировались p^+ -затворные области в виде полосок шириной 4 мкм. Концентрация в n^0 -слое не превышала 10^{15} см $^{-3}$, а подвижность при комнатной температуре составляла $\mu_n = 6000$ —

7000 см²/В·с. В зависимости от толщины активной области и концентрации в ней выходные характеристики исследуемых структур были двух типов — нормально закрытые (НЗ) и нормально открытые (НО). Из-за использования слабо легированных слоев InGaAs крутизна описываемых транзисторов невелика и составляла 4—10 мс/мм. В цепи затвора при отрицательном смещении $V_{зп} = 0.5-1.0$ В ток не превышал $\sim 10^{-9}$ А. Приведенная емкость затвора при нулевом смещении $C_{зп}^* = 1.5$ пФ/мм.

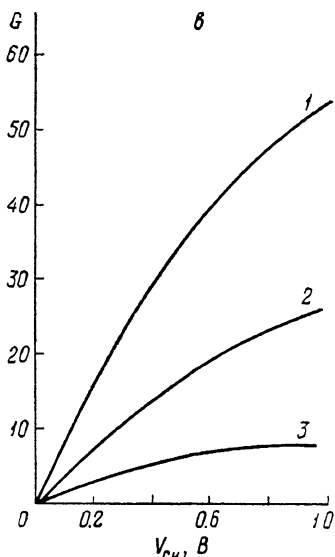
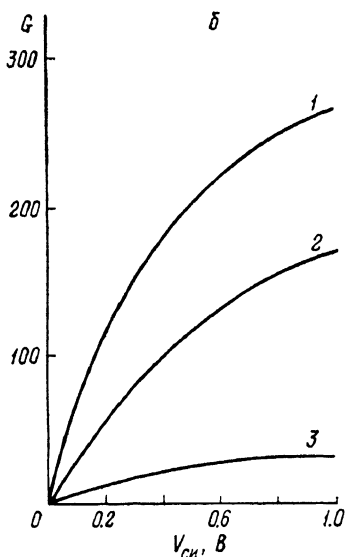
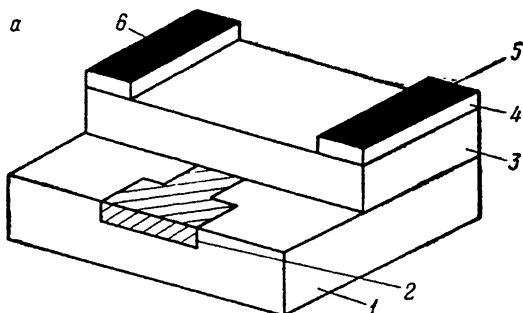


Рис. 1.

а) схематическое изображение исследуемых структур: 1 — InP (полупроводящая подложка), 2 — p⁺-InP (затвор), 3 — слабо легированный n⁺-InGaAs, 4 — контактный слой n⁺-InGaAs, 5 — сток, 6 — исток; б) зависимости коэффициента усиления фототока G от напряжения исток—сток при падающей мощности света $P=10^{-4}$ Вт ($\lambda=1.15$ мкм) в структурах: 1 — ПФС, 2 — НО ПТ, 3 — НЗ ПТ; в) зависимости коэффициента усиления фототока G от напряжения исток—сток при падающей мощности света $P=10^{-4}$ Вт ($\lambda=1.15$ мкм) в структурах: 1 — ПФС, 2 — НО ПТ, 3 — НЗ ПТ.

Спектральная характеристика чувствительности рассматриваемых структур аналогична описанным ранее [5] планарным ФС на основе InGaAs/InP: длинноволновая граница чувствительности определялась шириной запрещенной зоны InGaAs ($\lambda=1.6$ мкм), а коротковолновая простиралась в ультрафиолетовую область вплоть до $\lambda=200$ нм.

Как уже отмечалось, наибольший интерес представляет выяснение вопросов, связанных с механизмами усиления фототока, так как существуют различные подходы к интерпретации таковых в планарных полевых фототранзисторах.

Для этих целей изучены электрические и фотоэлектрические свойства двух типов структур одинаковой геометрии — нормально открытых и закрытых ПТ со скрытым затвором и структур без затвора — ПФС.

На рис. 1, б, в приведены зависимости коэффициента усиления от напряжения между истоком и стоком $V_{зс}$ для всех типов рассматриваемых структур

при двух значениях мощности падающего излучения ($P=10^{-6}$ и 10^{-4} Вт). Коэффициент усиления фототока определялся как $G=\Delta I_{\text{сн}}h\nu/q\eta_i P$, где $\Delta I_{\text{сн}}=I_{\text{сн}}^{\text{осв}}-I_{\text{сн}}^{\text{темн}}$ — разница между темновым и световым токами, q — заряд элект-

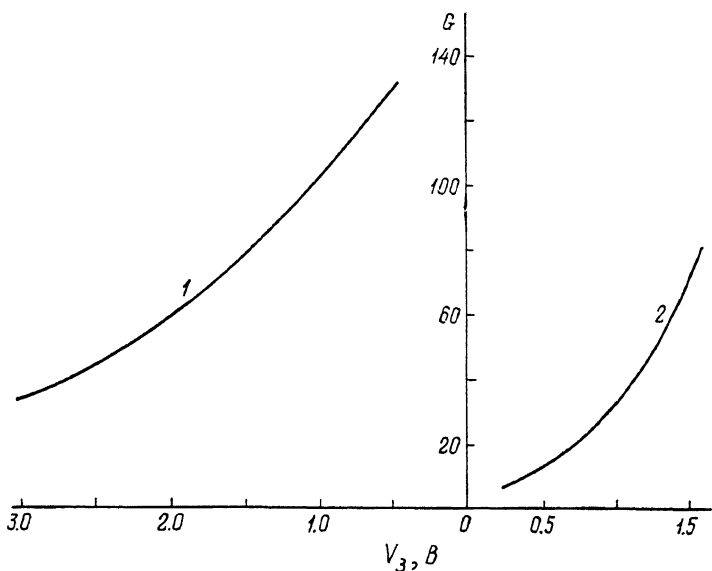


Рис. 2.

Зависимость коэффициента усиления фототока G от напряжения на затворе при падающей мощности света $P=10^{-6}$ Вт ($\lambda=1.15$ мкм) в структурах: 1 — НО ПТ, 2 — НЗ ПТ. $V_{\text{сн}}=1.0$ В.

трона, P — падающая мощность, η_i — внутренний квантовый выход, $h\nu$ — энергия кванта падающего света.

Из приведенных зависимостей видно, что наибольшим коэффициентом усиления обладают ПФС, G которых существенно превышает значение $G=1+\mu_n/\mu_p$, где μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок соответственно. С ростом уровня освещенности коэффициент G падал.

На рис. 2 даны зависимости G от напряжения на затворе для НО и НЗ полевых транзисторов при фиксированных $V_{\text{сн}}=1.0$ В в области низких уровней освещенности. Если бы механизм усиления определялся только процессами фотопроводимости в канале, то G более сильно зависел бы только от напряжения $V_{\text{сн}}$, а не от напряжения на затворе, создающего поперечное электрическое поле. Однако, как видно из рис. 2, доминирующим было влияние напряжения на затворе $V_{\text{зп}}$. Так, для НО ПТ по мере увеличения отрицательного напряжения на затворе коэффициент усиления падал до зна-

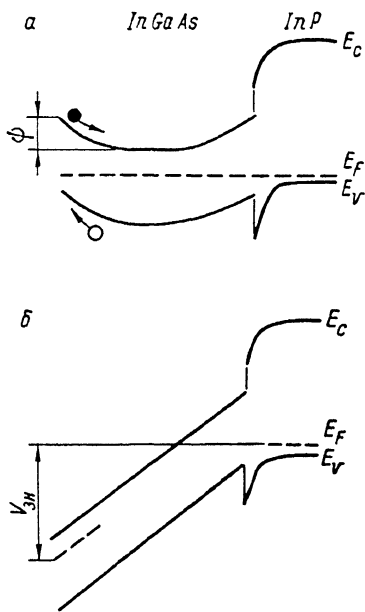


Рис. 3. Упрощенная зонная энергетическая диаграмма НО ПТ при двух напряжениях на затворе.

а — $V_{\text{зп}}=0$, б — $V_{\text{зп}}$ полностью перекрывает канал.

чений, близких к μ_n/μ_p , а для закрытых ПТ при подаче положительного напряжения G возрастал до аномально больших значений.

Исследование температурной зависимости G ПФС и НО ПТ при различных уровнях освещенности показало, что при температурах выше комнатной коэф-

коэффициент усиления экспоненциально падал с ростом температуры: $G \sim \exp(q\psi/kT)$, где энергия активации $q\psi$ составляла 0.2—0.3 при $P=10^{-6}$ и ~ 0.1 эВ при $P=10^{-4}$ Вт. Все это свидетельствует о существенном влиянии поверхности на механизм усиления фототока в ПФС на основе InGaAs/InP.

Известно, что на поверхности большего числа слабо легированных материалов АШВ^v n -типа проводимости имеются акцепторные состояния, в результате чего на поверхности возникает положительный изгиб зон (рис. 3, а). Благодаря изгибу зон дырки уходят на поверхность, в результате чего электроны и дырки пространственно разделены. В этом случае коэффициент усиления $G = \tau_p/t_{np}$ определяется не объемным временем жизни τ_p , а эффективным $\tau_{эфф} \sim \exp(q\psi/kT)$ [6].

По мере роста уровня освещенности из-за захвата дырок на поверхностные состояния высота барьера уменьшается. Однако наиболее эффективное управление величиной изгиба зон на поверхности можно осуществить напряжением на затворе $V_{зп}$. При подаче отрицательного смещения на затвор в случае НО ПТ форма потенциального барьера в активной области принимает вид, показанный на рис. 3, б, и коэффициент усиления $G = \tau_p/t_{np}$ (или когда время пролета дырок $t_{np}^p \ll \tau_p - G \sim \mu_n/\mu_p$), а в случае НЗ ПТ при подаче положительного смещения происходит переход от «нормальных» значений G к аномально большому.

Такая интерпретация механизма усиления фототока в планарных фотосопротивлениях подтверждается и результатами исследования импульсных характеристик фототока, когда длительностями быстрого (10^{-10} с) и медленного (10^{-7} — 10^{-6} с) участков спада фототока в ПФС с обратным (скрытым) затвором можно управлять.

Список литературы

- [1] Sugeta T., Mizushima V. // Japan. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 1. P. L27—L29.
- [2] Gammel J., Ballantyne J. // Japan. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 5. P. L273—L275.
- [3] Darling R., Uyemura J. // IEEE J. Quant. Electron. 1987. V. QE-23. N 7. P. 1160—1171.
- [4] Chaturvedi G. J., Purohit R. K., Sharma B. L. // Infr. Phys. 1983. V. 23. N 2. P. 65—68.
- [5] Алферов Ж. И., Гореленок А. Т., Давильченко В. Г. и др. // Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 24. С. 1516—1519.
- [6] Vilcot J. P., Vaterkowski J. R., Decoster D., Constant M. // Electron. Lett. 1984. V. 20. N 2. P. 86—87.

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

Получена 5.06.1990
Принята к печати 6.07.1990