

температурных зависимостей проводимости. Отметим, что проведенные расчеты справедливы для области температур, в которой перенос носителей происходит по делокализованным состояниям ($T > 150-200$ К [9]). На рис. 2 представлены также данные для одного из легированных образцов после его освещения в течение различного времени. Как видно из рисунка, в области ($E_c - E_f$) < 0.4 эВ увеличение температуры приводит к смещению положения E_f к середине щели подвижности a -Si : H. В то же время для ($E_c - E_f$) > 0.45 эВ с ростом температуры положение E_f смещается к зоне проводимости. Этот результат указывает на существование минимума плотности состояний в щели подвижности в области энергий ($E_c - E_f$) = (0.4-0.45) эВ, что согласуется с данными, полученными методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней [10]. Аналогичный характер изменения ($E_c - E_f$) с температурой для образцов, легированных литием, был представлен в работе [7]. Однако авторы [7] при расчетах использовали значение $\sigma_0 = 2000$ Ом⁻¹.см⁻¹, что привело к смещению полученных ими значений ($E_c - E_f$) в область больших энергий. Совпадение данных для ($E_c - E_f$), полученных при изменении E_a в результате легирования и длительного освещения образца (рис. 1), свидетельствует о том, что освещение не приводит к существенному изменению положения минимума плотности состояний в щели подвижности a -Si : H.

Таким образом, проведенные измерения указывают на то, что в нелегированных и легированных донорами пленках a -Si : H использование энергии активации температурной зависимости проводимости для определения положения уровня Ферми относительно зоны проводимости приводит к завышенным значениям для $E_a > 0.45$ эВ и заниженным значениям для $E_a < 0.4$ эВ.

Автор выражает искреннюю благодарность В. Фусу и Х. Меллу за предоставление образцов для исследований и полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] Stuke J. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 97-98. P. 1-14.
- [2] Spear W. E., Steemers H. L., Le Comber P. G., Gilson R. A. // Phil. Mag. B. 1984. V. 50. N 3. P. L33-L40.
- [3] Walloch F., Ley L. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 97-98. P. 699-702.
- [4] Vanier P. E. // Solar Cells. 1983. V. 9. N 2. P. 85-93.
- [5] Yoon B.-G., Lee C., Jang J. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. N 2. P. 673-676.
- [6] Beyer W., Overhof H. // J. Non-Cryst. Sol. 1983. V. 59-60. P. 301-304.
- [7] Overhof H., Beyer W. // J. Non-Cryst. Sol. 1980. V. 35-36. P. 375-380.
- [8] Staebler D. L., Wronski C. R. // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31. N 4. P. 292-294.
- [9] Cloude C., Spear W. E., Le Comber P. G., Hourd A. C. // Phil. Mag. B. 1986. V. 54. N 4. P. L113-L118.
- [10] Lang D. V., Cohen J. D., Harbison J. P. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 8. P. 5285-5320.

Московский
государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Получено 21.06.1989
Принято к печати 11.08.1989

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

СПЕКТР ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИНЖЕКЦИОННЫХ ФОТОДИОДОВ С ВАРИЗОННОЙ БАЗОЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Курмашев Ш. Д., Ирха В. И., Викулин И. М.

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию инжекционных фотодиодов (ИФД) — $p-i-n$ -структур с длинной базой, работающих в режиме двойной инжекции [1]. Показано, что вид спектральных характеристик фоточувствительности таких диодов может зависеть от интенсивности

света и напряженности встроенного варизонного поля [2]. В данной работе приведены результаты изучения спектральных характеристик ИФД с варизонной базой в условиях действия магнитного поля. Объекты исследований — $n^+Al_xGa_{1-x}As-p-Al_xGa_{1-x}As-p^+GaAs$ -структуры, выращенные методом жидкофазной эпитаксии (рис. 1). Ширина запрещенной зоны базы на основе твердого раствора $p-Al_xGa_{1-x}As$ в области прямозонного состава $E_g(z)$ изменяется по линейному закону. Инжектирующий n^+-p -гетеропереход расположен при $z=0$, n^+-n -контакт — при $z=d$. Параметры базы: длина $d=30\div 40$ мкм; диффузионная длина электронов $L_n=6\div 8$ мкм; ширина запрещенной зоны в области n^+-p -перехода $E_g(0)=E_g^{max}\approx 1.95$ эВ, в области $p-p^+$ -перехода $E_g(d)=E_g^{min}\approx 1.4$ эВ; равновесная концентрация дырок $p_0=6\cdot 10^{14}$ см $^{-3}$; площадь поперечного сечения $S=1.5\div 2.0$ мм 2 . Освещение проводилось с торца широкозонной n^+ -области параллельно оси тока.

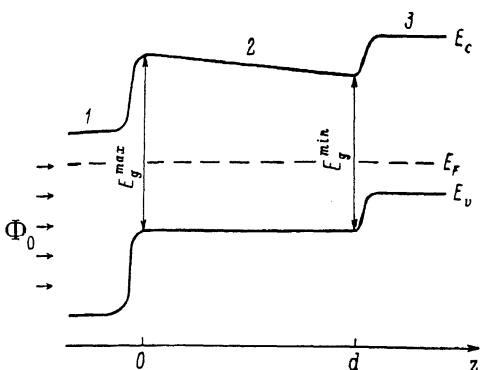


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма ИФД.

1 — $n^+Al_xGa_{1-x}As$, 2 — $p-Al_xGa_{1-x}As$, 3 — p^+GaAs .

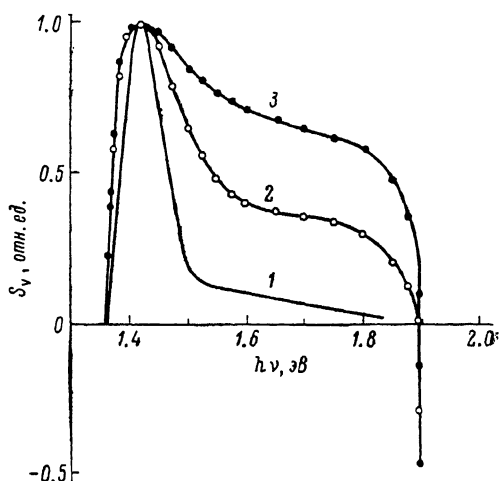


Рис. 2. Спектральная характеристика фоточувствительности ИФД.

Индукция магнитного поля В, Т: 1 — 0, 2 — 0.25, 3 — 0.5.

Изучение прямых ветвей вольтамперных характеристик в отсутствие освещения показало, что высокому уровню инжекции [$\Delta n(z) > p_0$], при котором происходит модуляция интегральной проводимости объема варизонного полупроводника неравновесными носителями заряда, соответствуют токи $I > 1$ мА. Исследована зависимость дифференциальной вольтовой фоточувствительности $S_v = dV/d\Phi$ (где V — напряжение на диоде, Φ — интенсивность света), измеренной в режиме генератора тока при $T=77$ К, от спектрального состава излучения. Наличие широкозонного «окна» и варизонного поля определяет существенные отличия изучающихся структур от характеристик ИФД на основе гомозонных полупроводников.

Спектральная характеристика фоточувствительности $S_v(h\nu)$, измеренная при токе $I \approx 1.5$ мА, селективна (рис. 2, кривая 1) и соответствует генерации неравновесных носителей заряда в высокозонной, непромодулированной области базы у $p-p^+$ -перехода ($h\nu_2 \geq 1.4$ эВ). В случае воздействия поперечного магнитного поля спектр фоточувствительности варизонного полупроводника в режиме двойной инжекции расширяется в коротковолновую область вплоть до энергии $h\nu_1 \approx 1.9$ эВ (рис. 2, кривые 2, 3). В соответствии с выводами работы [2] при $h\nu \approx E_g^{max}$ знак фототока изменяется за счет вклада вентильной фотоэдс $p-n^+$ -перехода.

Эффект изменения спектральной характеристики ИФД в магнитном поле объясняется влиянием этого поля на характеристику распределения носителей заряда в объеме варизонного полупроводника. За счет действия силы Лоренца интегральная проводимость объема базы уменьшается и область, в которой напряженность электрического поля высока, расширяется от антисапорного

$p-p^+$ -контакта к n^+-p -переходу. Из-за перераспределения внешнего напряжения между базой и инжектирующим n^+-p -гетероконтактом при действии магнитного поля уменьшается также ток инжекции [3]. Проявление магнитодиодного эффекта по своему действию в данном случае эквивалентно переходу к низкому уровню инжекции, когда $\Delta n(z) < p_0$. Вклад в фототок дают носители заряда, генерированные фотонами практически из всего диапазона энергий $h\nu_1 \div h\nu_2$.

Увеличение напряженности встроенного варизонного поля $\mathcal{E} = -\frac{1}{qd} \Delta E_p$ за счет роста E_p^{\max} приводит к возрастанию фототока и сдвигу максимума (при $B=0$) и длинноволновой границы широкого спектра (при $B \neq 0$) фоточувствительности в область больших энергий.

Изучен вклад гальваномагниторекомбинационного эффекта в степень деформации спектральной характеристики ИФД. Если на одной из граней базы создана область с высокой скоростью рекомбинации и магнитное поле направлено таким образом, что носители отклоняются к этой грани, то с ростом магнитной индукции B интенсивность расширения спектра фоточувствительности возрастает по отношению к спектрам структур с одинаковой скоростью поверхностной рекомбинации на всех гранях кристалла. Когда носители заряда смещаются магнитным полем к грани с низкой скоростью поверхностной рекомбинации, спектр фоточувствительности остается селективным и в некоторых случаях сужается.

Показано, что магнитное поле деформирует спектральную характеристику фоточувствительности инжекционного фотодиода с варизонной базой.

Список литературы

- [1] Анисимова И. Д., Викулин И. М., Зайтов Ф. А., Курмашев Ш. Д. Полупроводниковые фотоприемники. М., 1984. 216 с.
- [2] Пека Г. П., Пулеметов Д. А., Радзивилук В. А., Смоляр А. Н., Шимулите Е. А. ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 150—152.
- [3] Стафеев В. И., Каракушан Э. И. Магнитодиоды. М., 1975. 215 с.

Учебно-научно-производственный центр ОГУ
им. И. И. Мечникова
Одесса

Получено 19.06.1989
Принято к печати 4.10.1989

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В КРЕМНИИ, ВЫРАЩЕННОМ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ

Кирдяшквина Л. А., Кюрегян А. С., Шлыгин П. Н., Юрков С. Н

Измерениям коэффициентов ударной ионизации (УИ) электронами α_n и дырками α_p в Si посвящено более 30 работ, однако необходимые для практических целей точность и достоверность результатов до сих пор не достигнуты. Расхождения данных разных авторов значительно превышают указываемые ими погрешности эксперимента и достигают порядка величины по значениям α или 20 % по напряженности поля E при $E \leq 2 \cdot 10^5$ В/см. В принципе эти расхождения могут быть вызваны влиянием на УИ каких-либо параметров Si сильно различающихся у разных авторов, но обычно неконтролируемых при измерениях α . В высокоомном Si, используемом для измерений α в относительно слабых полях, важнейшими среди таких параметров являются концентрации кислорода N_O и углерода N_C . Эти примеси могут влиять на величину усредненных по большому объему значений α (которые и находятся экспериментально) за счет локального усиления поля вблизи кислородных преципитатов, плот-