

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ИНЖЕКЦИОННОЕ ОЧУВСТВЛЕНИЕ СИММЕТРИЧНЫХ МПМ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ CdSe<Ag> В СРЕДНЕМ ДИАПАЗОНЕ ИК СВЕТА

Зобов Е. М., Ризаханов М. А.

Электроинжекция носителей заряда как один из факторов достижения в полупроводниках неравновесного состояния сопровождается рядом оптоэлектронных явлений, исследованных в неодинаковой степени. Так, например, процессы излучательной рекомбинации инжектированных носителей непосредственно или через локальные центры широко изучены и сыграли роль физической основы таких активных элементов оптоэлектроники, как полупроводниковые лазеры, светодиоды.

В то же время исследованию эффектов фотопроводимости, обусловленных процессами фотоионизации неравновесно заполненных инжектированными носителями заряда локальных центров, в известной нам литературе посвящена лишь одна работа [1]. В ней зарегистрировано явление низкотемпературного ($T=77$ К) монополярного инжекционного очувствления МПМ структур на основе n -CdS, p -Si. Между тем эффекты инжекционного очувствления представляют интерес и как метод исследования локальных центров, и как способ создания детекторов ИК света нового класса, позволяющих через инжекционную накачку осуществить регулирование фоточувствительности полупроводниковой матрицы.

В настоящей работе представлены результаты, демонстрирующие инжекционное очувствление симметричных МПМ структур в широком температурном ($T=90-360$ К) и спектральном ($h\nu=0.2-0.6$ эВ) диапазонах. Полупроводниковой частью МПМ структур служат кристаллы CdSe<Ag> размером $2 \times 2 \times 0.2$ мм.

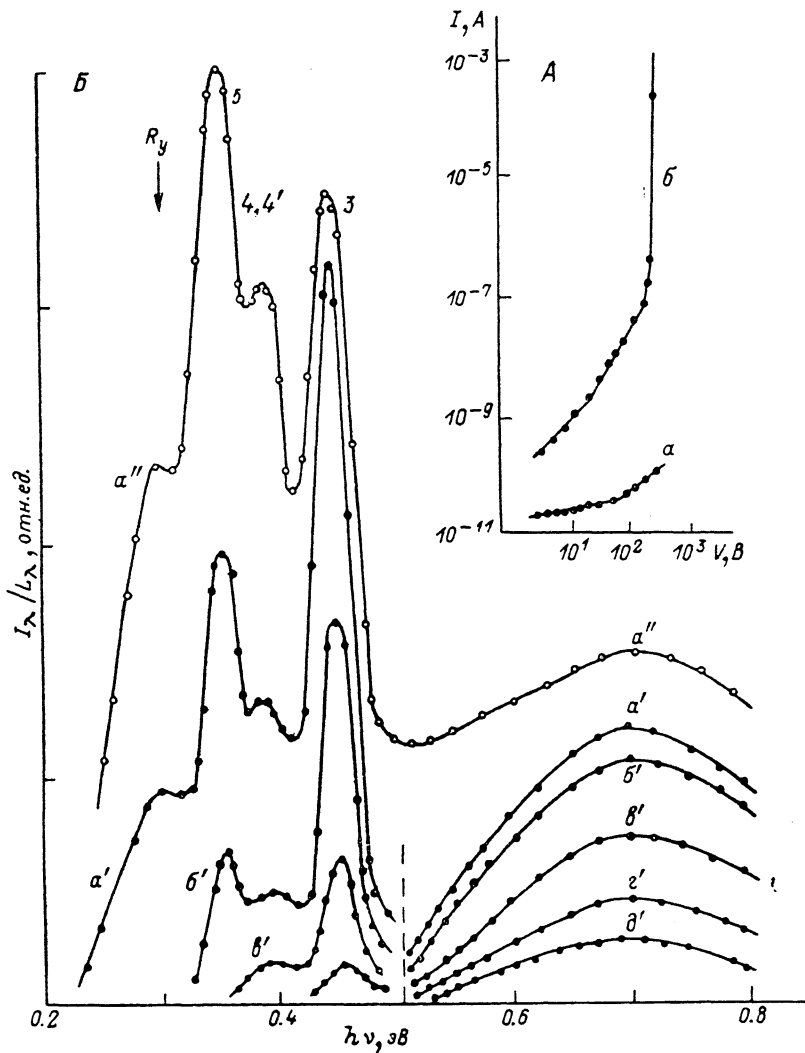
На темновых ВАХ МПМ структур наблюдаются собственные инжекционным током участки сублинейного, квадратичного и более быстрого роста тока. При вариации температуры (см. рисунок, А, кривые а, б) или же степени фотовозбуждения ВАХ претерпевают изменения. При достаточно высоком уровне накачки собственным светом они становятся линейными. Примесный свет в зависимости от спектрального состава оказывает на инжекционные (фоновые) токи как стимулирующее, так и гасящее действие. Подобное влияние примесного света — следствие изменения заселенности центров прилипания и рекомбинации.

Спектры индуцированной инжекцией примесной фотопроводимости (ИИПФ), измеренные при достаточно высоком уровне накачки, обеспечивающей заселение всех наблюдаемых центров прилипания электронов (ЦПЭ), структурно сложны (см. низкотемпературные спектры а' на рисунке, Б).

Как свидетельство общей природы центров, спектры ИИПФ повторяют ход спектральных кривых обычной, индуцированной собственным фотовозбуждением примесной фотопроводимости (ИПФ) в тех же структурах (ср. кривые а', а''). Как было показано ранее [2, 3], роль оптически активных ЦПЭ в CdSe<Ag> играют междоузельные доноры Ag_i^0 (полоса $R_y \simeq h\nu_m \simeq 0.3$ эВ) и их распределенные по межатомному расстоянию донор-донорные пары (ДДП) порядка $i=1-5$ (полосы ИПФ из области $h\nu=0.34-0.6$ эВ). Правда, в случае спектров, исследованных здесь (см. рисунок, Б, кривые а'-д'), полосы наибо-

лее компактных пар ($i=1, 2$), которые характеризуются в основном низкой интенсивностью, замаскированы по причине наложения новой широкой полосы $h\nu_m=0.7$ эВ неизвестной природы.

Известно, что инжекционные токи способны играть роль «рабочего зонда» при исследовании глубоких центров. С этим явлением следует связать и явле-



А) a, b — темновые ВАХ симметричной МПМ структуры на основе CdSe(Ag) при 90 (a) и 295 К (b). Б) $\alpha' - \delta'$ — спектры ИИПФ структуры на основе CdSe(Ag), измеренные при 90 К, в зависимости от величины напряжения, приложенного к структуре. Алфавитный порядок обозначений соответствует направлению уменьшения величины напряжения. α'' — спектр ИПФ той же структуры при достаточно высоком уровне накачки собственным светом, позволяющем достичь заселенность всех наблюдаемых оптически активных центров прилипания. Числа вблизи полос — номера одноименных тетраэдрических междоузлий CdSe вюрцитной структуры.

ние постепенного «разгорания» полос неравновесного очувствления с ростом величины напряжения, приложенного к структуре (см. рисунок, Б, кривые $\alpha' - \delta'$).

При сравнении спектральных кривых ИИПФ обнаружено, что в процессе роста уровня внешнего возбуждения значительный рост испытывает не только фотопроводимость на длинноволновом краю, связанная с состоянием вблизи электронного квазиуровня Ферми, но и высокоэнергетические полосы глубоких состояний. Сохранение высокой чувствительности у всех полос — результат скорее всего изменения в процессе накачки степени заселенности локальных центров, а также других параметров, интегрально контролирующих интенсив-

ность неравновесного очувствления, например, подвижности. Специальные исследования фото-холл-эффекта в кристаллах CdSe действительно подтверждают этот вывод.

Эффект ИИПФ термоустойчив, и это обстоятельство позволяет предложить МПМ структуры на основе CdSe<Ag> в качестве неохлаждаемых детекторов ИК света среднего диапазона. Вольваттная чувствительность у лучших структур при комнатной температуре достигает 10^7 В/Вт. Время фотосоответа на уровне порога чувствительности $\tau \approx 10^{-4}$ с.

Список литературы

- [1] Зибуц Ю. А., Парицкий Л. Г., Рывкин С. М. // ФТП. 1967. Т. 1. В. 4. С. 724—730.
- [2] Ризаханов М. А., Зобов Е. М. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 12. С. 2407—2410.
- [3] Зобов Е. М., Гарягдыев Г., Ризаханов М. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 9. С. 1637—1641.

Институт физики
Дагестанского филиала
АН СССР
Махачкала

Получено 30.09.1988
Принято к печати 8.02.1989

ФТП, том 23, вып. 7, 1989

О РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ В УСЛОВИЯХ ЭКСКЛЮЗИИ

Карпова И. В., Сабликов В. А.

Рекомбинационные волны (РВ) исследуются обычно в Ge с Mn, Ni [1] или в Si с Zn [2], и до сих пор принципиально различных результатов для этих двух объектов не отмечалось. Однако в недавней работе [3] был сделан вывод, что ситуация в Si с Zn отличается от ситуации в Ge с Mn, Ni и не соответствует выводам теории РВ работы [4]. Противоречие авторы видят в положении области сильного поля: для медленных РВ в Ge она расположена у анода, а в Si — у катода. На наш взгляд, существенное различие экспериментов на Si и Ge заключается в том, что в Si РВ наблюдались в неоднородном образце, где неоднородность обуславливалась контактными явлениями. В Ge контактные явления практически не проявлялись, и РВ, возбуждавшиеся на линейном участке ВАХ, наблюдались «в чистом виде» в однородном образце. В образцах Si с Zn с ростом напряжения сначала у катода вследствие эксклюзии формировалась высокоомная область, ВАХ становилась сублинейной, а затем уже в области сильного поля могли возбуждаться (или не возбуждаться) РВ. Распределение амплитуды РВ в условиях однородного образца в Si с Zn не исследовалось.

В настоящем сообщении мы обсудим особенности генерации РВ при эксклюзии.

Прежде всего заметим, что контактные явления существенно искажают картину развития РВ. Так, в наших работах теоретически [5, 6] и экспериментально [4] на однородных образцах при отсутствии искажений электрического поля и концентрации носителей, создаваемых контактами, было установлено, что амплитуды РВ распределяются неоднородно, а именно вследствие пространственного усиления РВ они увеличиваются при приближении к тому контакту, по направлению к которому распространяется рекомбинационная волна, однако в непосредственной близости к этому контакту амплитуда РВ уменьшается. Это связано с тем, что профиль распределения интенсивности РВ определяется интерференцией двух волн, существование которых необходимо для выполнения граничных условий [7]. В области максимума амплитуды РВ образуется и максимум электрического поля, связанный с детектированием РВ. Если же РВ возбуждаются при наличии индуцированной контактом неодно-