

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ДЛИННОВОЛНОВЫЙ КРАЙ ЯВЛЕНИЯ
ОСТАТОЧНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$ С ПРИМЕСЬЮ In И. Д. Воронова, Е. Горник,¹ Е. В. Клышевич,
К. Кремсер² А. П. ЧеботаревФизический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,
117924, Москва, Россия
(Получено 26 октября 1992 г. Принято к печати 13 ноября 1992 г.)

Остаточная фотопроводимость (ОФП), т. е. проводимость, которая сохраняется в образце долгое время (многие часы) после выключения освещения, впервые в узкозонных полупроводниках ($\epsilon \approx 0.1$ эВ) наблюдалась в $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$, легированном индием в [1]. Такие образцы имеют чрезвычайно низкую концентрацию свободных электронов при гелиевых температурах и являются практически диэлектрическими. Явление ОФП имеет место именно при этих температурах и исчезает при $T > 20$ К.

Впервые коэффициент поглощения для ОФП в $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te(In)$ с $x = 0.22$ был измерен [2] в интервале от видимого света (лазер GaAs) до $\lambda \approx 22$ мкм. В [3] спектральная область измерения поглощения была расширена в сторону длинных волн. В далекой ИК (инфракрасной) области был обнаружен высокий максимум в коэффициенте поглощения, где величина его превышала 10^4 см⁻¹. Основной особенностью методики работы [3] было использование в этой области фильтров с длинными «хвостами» пропускания. Авторы [3] условно установили границу пропускания из расчета 1%. Эту величину сочли достаточной, так как значение коэффициента поглощения для ОФП при 1% пропускания оказалось одинаковым при применении фильтров вместе со спонтанными источниками излучения для $\lambda \geq 45$ мкм и лазера на $\lambda = 46$ мкм.

В настоящей работе мы провели спектральные исследования в субмиллиметровом диапазоне длин волн с использованием в основном монохроматических источников излучения и определили область fotocувствительности $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te(In)$.

В эксперименте исследовался образец $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$, легированный индием ($C_{In} = 0.5$ ат%).

Основная проблема при проведении спектральных исследований ОФП в $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te(In)$ связана с необходимостью размещения образца и источника излучения в общем экране для защиты от неконтролируемого воздействия фонового излучения теплых частей криостата.

В данной работе использовались компактные полупроводниковые лазеры субмиллиметрового диапазона на основе монокристаллов германия и источники спонтанного излучения из n - $InSb$. Спонтанное излучение в кристалле n - $InSb$ обусловлено разогревом электронного газа импульсами электрического поля и

¹ E. Gornik. Walter Schottky Institute of Technical University, Munich.² C. Kremmer. Institute of Experimental Physics, University of Innsbruck.

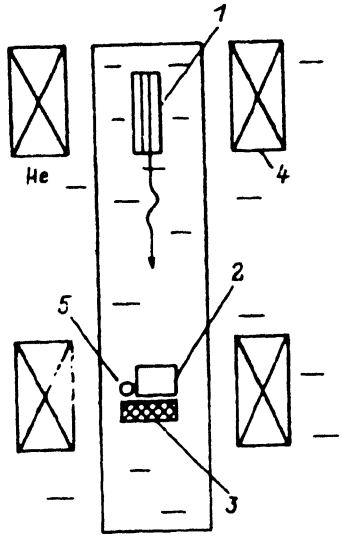


Схема расположения источника излучения (1), образца (2), фотодетектора (3), магнита (4) и термометра (5). Использовались *p*-Ge лазеры с генерацией в диапазонах: NEMAG — $4 \div 8 \text{ см}^{-1}$, CR 1h — $30 \div 50$, $65 \div 80 \text{ см}^{-1}$, а также широкополосные источники излучения на основе *n*-InSb, *n*-GaAs, *p*-Ge и *n*-Ge.

характеризуется достаточно широким спектром. Генерация лазеров обусловлена сильным взаимодействием носителей заряда с оптическими фонами в сильных электрическом и магнитном полях. Диапазон генерации лазеров составлял: на циклотронных частотах тяжелых дырок $4 \div 8 \text{ см}^{-1}$ [4], на циклотронных частотах легких дырок $30 \div 50$ и $65 \div 80 \text{ см}^{-1}$ [5-7]. В наших измерениях важно было иметь определенные дозы излучения, которые являются производением мощности источников

и времени экспозиции. Все источники работали в импульсном режиме (длительность импульса 10 мкс). Большая разница в выходной мощности использованных источников компенсировалась соответствующим изменением частоты повторения импульсов. Излучение лазеров контролировалось с помощью детектора из InSb, расположенного под образцом. Схема расположения источника излучения, образца и детектора показана на рисунке. Спектральное распределение мощности спонтанного источника ограничивалось тефлоновым фильтром, поглощение которого очень велико для частот больших 200 см^{-1} ($\epsilon \approx 25 \text{ мэВ}$). Проведенные исследования показали, что при освещении образца $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}(\text{In})$ монокристаллическими источниками из *p*-Ge, перекрывающими диапазон частот $\nu = 4 \div 8$, $30 \div 50$ и $65 \div 80 \text{ см}^{-1}$, не наблюдалось изменения проводимости образца. При использовании спонтанного источника InSb с тефлоновым фильтром ($\nu < 200 \text{ см}^{-1}$) мы зарегистрировали увеличение проводимости более чем в 100 раз. Таким образом, можно полагать, что граница фоточувствительности исследуемого материала находится в диапазоне $80 \div 200 \text{ см}^{-1}$ ($10 \div 25 \text{ мэВ}$).

В работе [3] на рис. 3 показан коэффициент поглощения для ОФП. При уменьшении энергии квантов ниже 30 мэВ коэффициент поглощения для ОФП растет. Этот рост наблюдается при длинах волн, соответствующих области остаточных лучей. Здесь глубина проникновения света может ограничиваться не процессом рождения долгоживущих электронов, а сильным поглощением, притесним области остаточных лучей. Однако во всей этой области ОФП имеет место.

Как было предположено в [2], механизм возникновения ОФП — возбуждение глубоких центров типа ян-теллеровских с наиболее вероятной энергией внутрицентрового перехода около 60 мэВ. Тогда существование ОФП при поверхностном поглощении в области остаточных лучей можно объяснить изменением энергии возбуждения центров в этом поверхностном слое. В узкозонных полупроводниках свойства такого поверхностного слоя могут сильно отличаться от свойств объема вплоть до образования на поверхности двумерного электронного газа, как было показано в [8].

Наложение постоянного магнитного поля до 6 Т на образец $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}(\text{In})$ не привело к появлению ОФП в диапазоне работы лазеров. Величина эффекта ОФП, полученного при использовании спонтанного источника излучения, также не зависела от напряженности магнитного поля. Обнаружение области фоточувствительности образца и отсутствие влияния магнитного поля на явление

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Б. М. Вул, И. Д. Воронова, Г. А. Калюжная, Т. С. Мамедов, Т. Ш. Рагимова. Письма ЖЭТФ, 29, 21 (1979).
- [2] Б. М. Вул, С. П. Гришечкина, Т. Ш. Рагимова. ФТП, 21, 1054 (1987).
- [3] И. Д. Воронова, Е. В. Семенова. Краткие сообщения по физике ФИАН, вып. 7, 19 (1987).
- [4] А. А. Андронов, А. М. Белянцев, В. И. Гавриленко, Е. П. Додин, З. Ф. Красильник, В. В. Никоиоров, С. А. Павлов, М. М. Шварц. ЖЭТФ, 90, 367 (1986).
- [5] K. Unterrainer, C. Kremser, E. Gornik, C. R. Pidgeon, Yu. L. Ivanov, E. E. Haller. Phys. Rev. Lett., 64, 2277 (1990).
- [6] Ю. А. Митягин, В. Н. Мурзин, С. А. Стоклицкий, И. Е. Трофимов, А. П. Чеботарев. Краткие сообщения по физике ФИАН, вып. 8, 11 (1987).
- [7] Yu. A. Mityagin, V. N. Murzin, S. A. Stoklitsky, A. P. Chebotarev, I. M. Melnichuk. Optical and Quant. Electron., 23, 307 (1991).
- [8] Н. Н. Берченко, А. И. Евстигнеев, В. Ю. Ерохов, А. В. Матвеевко. Зарубежн. электрон. техн., вып. 3, 3 (1981).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 5, 1993

ПРОЦЕССЫ ОТЖИГА И ПЕРЕСТРОЙКИ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ, ИМПЛАНТИРОВАННОМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ИОНАМИ БОРА

Ф. Аль-Баккур, А. Ю. Дидык, И. П. Козлов, В. Б. Оджаев, В. В. Петров,
В. С. Просолович, А. С. Сохацкий, О. Н. Янковский

Белорусский государственный университет,
220080, Минск, Беларусь

(Получено 15 апреля 1991 г. Принято к печати 18 ноября 1992 г.)

Учитывая зависимость характера отжига радиационных дефектов от энергии внедряемых частиц [^{1, 2}], представляет интерес исследование влияния термообработки на свойства слоев кремния, созданных высокоэнергетичной ионной имплантацией.

Изохронный отжиг проводился в печи в интервале температур 100—1150 °С в течение 15 мин. Быстрый термический отжиг (БТО) осуществлялся с использованием галогеновых ламп накаливания. Ионы бора имплантировались с энергиями ≈ 5.6 и 13.6 МэВ в диапазоне доз $1 \cdot 10^{13}$ — $1 \cdot 10^{16}$ см⁻² в кремний *n*- и *p*-типа проводимости. В экспериментах использовались методы инфракрасного поглощения, электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и эффекта Холла.

Как было установлено, кинетики отжига дивакансий и областей разупорядочения не зависят от энергии ионов, а определяются величиной их удельной энергии. Отжиг завершался к 250 °С. Достижение расчетного уровня активации бора происходило после нагрева при температурах ≥ 600 °С (рис. 1, кривая 1).

По данным ЭПР концентрация парамагнитных центров Si—P3 при температуре отжига свыше 125 °С уменьшалась, и в области 200—225 °С соответствующие тетравакансиям линии ЭПР исчезали, но появлялись новые, связанные с центром Si—P1 [³]. Концентрация последнего достигала максимума при 275 °С, затем уменьшалась, и при температурах ≥ 575 °С линии ЭПР, принадлежащие пентавакансионному комплексу, не проявлялись. Согласно [³], это обусловлено