

И. С. КИРЕЕВ, А. В. ВАНЮКОВ, Е. Н. ФИГУРОВСКИЙ, Ю. В. ЕВСЕЕВ,
В. П. ДМИТРИЕВ, А. Н. ФЕДОРОВСКИЙ, А. И. ЗИБОРОВ, В. Н. МАРТЫНОВ,
В. С. АРАКЕЛЯН, Н. В. КАРЛОВ

О ПРИРОДЕ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ $Cd_xHg_{1-x}Te$ НА ОСНОВЕ ФОТОРЕЗИСТИВНОГО ЭФФЕКТА

(Представлено академиком А. М. Прохоровым 29 I 1970)

Твердый раствор теллуридов кадмия и ртути позволил получить большой диапазон фотоприемников. В первую очередь интерес представляют приемники для атмосферного окна 8—13 м, в котором работают CO_2 -лазеры. Такие приемники созданы недавно во Франции, США и в нашей стране (1-3). В статье изложены некоторые вопросы работы фотоспротивлений $CdHgTe$ в области генерации CO_2 -лазера.

Очевидно, что существенен выбор состава твердого раствора. При данной температуре край фундаментального поглощения λ_g собственного (чистого) материала определяется шириной запрещенной зоны E_g .

Однако наличие остаточных примесей и отклонений от стехиометрии приводят к смещению края поглощения и тем самым собственной фоточувствительности в сторону больших частот, в основном через эффект Бурштейна. Положение края поглощения в достаточно узком диапазоне можно оценить величиной

$$\lambda_g(\mu) \approx 1,24 / (E_g + F) \text{ (эВ)},$$

где F — уровень Ферми, расположенный в зоне энергии и отсчитываемый от экстремального значения энергии.

Повышение концентрации носителей заряда, приводящее к росту F , приводит к сдвигу длины волны края поглощения. Наличие дефектов определяет положение края поглощения и косвенным образом влияет на величину эффективной массы на дне зоны, а тем самым и на уровень Ферми. Положение уровня Ферми связано с величиной эффективной массы и для узкозонных полупроводников определяется моделью Кейна.

Таким образом, выбор состава твердого раствора для изготовления фотоспротивления с чувствительностью в заданном спектральном интервале связан с учетом дефектности материала. Проблема усложняется при необходимости работать в некотором интервале температур. Изменение спектра фоточувствительности при изменении температуры обусловлено как изменением ширины запрещенной зоны, так и изменением положения уровня Ферми вследствие изменения концентрации носителей заряда и плотности состояний.

Твердый раствор заданного состава синтезировался из исходных компонентов с содержанием остаточных примесей менее 10^{-5} вес. % с последующей кристаллизацией методом вертикальной зонной плавки.

Первичный отбор образцов, вырезанных из монокристалла для изготовления фотоприемников, проводился на основании результатов гальваномагнитных исследований, дающих в интервале температур 77—330° К оценку концентрации и подвижности носителей заряда.

Отобранные образцы подвергались дополнительной термообработке, позволяющей менять как концентрацию носителей заряда, так и тип проводимости или во всем объеме, или локально.

Измерения спектров фоточувствительности проводились на установке, собранной на основе спектрометра ИКС-21, включающей в себя синхронный детектор и трансформатор сопротивлений для согласования низкоомных образцов с высокоомным входом регистрирующей схемы. На рис. 1 представлены в относительных единицах спектры фоточувствительности S_λ , приведенные к равным значениям энергии излучения в регистрируемом спектральном интервале. При понижении температуры максимум спектра фоточувствительности смещается в сторону больших длин волн.

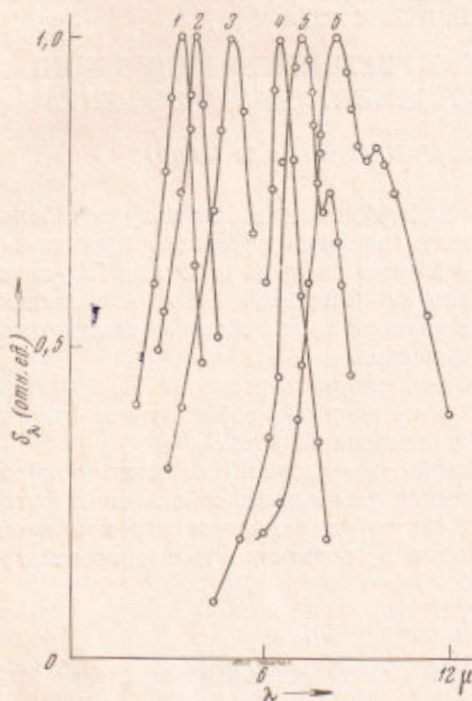


Рис. 1. Спектральное распределение фоточувствительности детекторов 2-9 и 2-13 при различных температурах. 1, 2 — образец 2-9 (295; 140° K); 3, 4 — образец 2-13 состава x_1 (295; 158° K); 5, 6 — образец 2-13 состава x_2 (158; 101° K)

Температурный коэффициент смещения максимума составляет $(2-4) \cdot 10^{-4}$ эв/град. Анализ температурной зависимости положения уровня Ферми на основании результатов исследований гальваномагнитных эффектов позволяет утверждать, что положительный температурный коэффициент смещения максимума спектральной чувствительности отнюдь не означает, что температурный коэффициент ширины запрещенной зоны положителен. По-видимому, инверсия знака коэффициента температурной зависимости, наблюдаемая при $x < 0,5$, обусловлена не инверсией знака температурного коэффициента ширины запрещенной зоны, как это обычно считают, а изменением положения уровня Ферми. Температурный же коэффициент ширины запрещенной зоны остается отрицательным, по-видимому, вплоть до $x = 0$. Этот вывод позволяет объяснить не только спектральные свойства материала, но и температурные зависимости вольт-амперных характеристик $p-n$ -переходов в этом материале, у которых с понижением температуры величина напряжения отсечки увеличивается и при $x < 0,5$.

Поскольку получить строго однородное распределение кадмия по длине и сечению слитка не удается⁽⁶⁾, в образце имеется объемное электрическое поле, приводящее к асимметрии выходного сигнала относительно полярности напряжения смещения. Неравномерное распределение кадмия объясняет и наличие тонкой структуры фоточувствительности.

Для оценки частотных свойств полученных таким образом детекторов использовался CO_2 -лазер с разрядной трубкой диаметром 50 мм и длиной 3 м. Длина резонатора варьировалась в пределах 3—6 м.

Число Френеля для использованного резонатора было достаточно велико для генерации большого числа поперечных типов колебаний.

Применение исследуемых детекторов позволило наблюдать бения на частотах до 30 Мгц на анализаторе спектра С4-8 и осциллографе С1-11.

Импульсная характеристика детектора может быть найдена из решения уравнения, описывающего процесс установления напряжения V_R на сопротивлении и емкости, соединенных последовательно с детектором, в ко-

тором течет ток $i(t)$. При нулевом начальном условии решение имеет вид:

$$V_R(t) = \frac{1}{C} e^{-t/RC} \int_0^t e^{\xi/RC} i(\xi) d\xi.$$

Мы считаем контакты невыпрямляющими, тогда в цепи детектора при δ -образном импульсе света течет ток $i(t) = i_0 e^{-t/\tau_i}$, где τ_i — время жизни. В результате:

$$V_R(t) = \frac{i_0}{C} \frac{\tau_i \tau}{\tau_i - \tau} (e^{-t/\tau_i} - e^{-t/\tau}),$$

где $\tau = RC$.

Передний фронт импульсной характеристики определяется минимальным, а задний — максимальным из времен τ_i и τ , ширина импульсной характеристики определяется их суммой. Экспериментально полученные значения $\tau + \tau_i$ не превосходят, по-видимому, $3 \cdot 10^{-8}$ сек. Измерения времени жизни в исследуемом материале на основе эффекта Кикоина — Носкова показали, что эта величина меняется в пределах от 10^{-10} до 10^{-8} сек., — в хорошем соответствии с приведенным значением. Интересно, что время жизни можно менять термообработкой материала, что свидетельствует о возможности проявления собственных дефектов в качестве ловушек рекомбинации.

Для получения меньших чем τ_i значений ширины импульсной характеристики необходимо использовать фотодиоды.

Авторы благодарят А. П. Коровина, В. В. Белова, Е. К. Карлову и Т. П. Закатову за помощь и Л. Н. Курбатова за интерес к работе.

Московский институт стали и сплавов
Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
Москва

Поступило
26 I 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ P. W. Kruse, Appl. Optics, 4, № 6, 687 (1965). ² J. C. Auache, Y. Marfaix, C. R., 265, № 6, B363 (1967). ³ C. Verie, J. Auas, Appl. Phys. Lett., 10, № 9, 241 (1967). ⁴ Е. Н. Фигуровский, Ю. В. Евсеев, А. П. Коровин, А. В. Ванюков, П. С. Киреев, Тезисы докл. на II Всесоюзн. совещ., Ужгород, 1969. ⁵ А. И. Зиборов, Ю. В. Евсеев, Е. Н. Фигуровский, В. П. Дмитриев, А. В. Ванюков, П. С. Киреев, Тезисы докл. симпозиума по полупроводникам с малой шириной запрещенной зоны, Львов, 1969. ⁶ А. П. Коровин, А. В. Ванюков, В. П. Счастливый, П. С. Киреев, Неорг. материалы, 4, № 12, 2034 (1968).