

УДК 621.382.029.6

©1993

## СВЧ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ Cds И CdSe

*В.Н.Семенов, Г.В.Белокопытов, Д.Е.Рябов*

Экспериментально исследована зависимость комплексной СВЧ проводимости керамических фотополупроводников Cds и CdSe от освещенности. Наряду с ростом проводимости при подсветке обнаружено также возрастание диэлектрической проницаемости. В образцах CdSe наблюдалась немонотонная зависимость СВЧ проводимости от освещения. Результаты находят качественное объяснение в рамках электродинамической модели гетерогенной среды.

Генерация носителей заряда при освещении полупроводника ведет к изменению его СВЧ проводимости. Это явление, известное как эффект кросс-модуляции, исследуется в связи с задачами приема оптического и ИК излучения и фотопуправления СВЧ устройствами [1-3]. Вместе с тем механизмы и особенности проявления этого эффекта в различных материалах изучены пока недостаточно.

В настоящей работе экспериментально исследовано влияние освещения на СВЧ проводимость поликристаллических фотополупроводников CdSe и CdS. В этих материалах выявлены ранее не наблюдавшиеся особенности явления кросс-модуляции. Вместо обычного монотонного роста потерь с увеличением освещенности в образцах CdSe при значительной интенсивности света наблюдалось уменьшение СВЧ потерь. Наряду с изменением действительной части проводимости  $\sigma$  было обнаружено также возрастание  $\epsilon$ .

### 1. Методика эксперимента

Определение комплексной СВЧ проницаемости образцов производилось методом малых возмущений в волноводном резонаторе [4]. В измерениях использовался цилиндрический объемный резонатор проходного типа, у которого собственная частота типа колебания  $H_{011}$  составляла  $\omega_0 = 8.52$  ГГц при добротности  $Q_0 = 21000$ . Помещение внутрь резонатора в пучность электрического поля полупроводникового образца приводило к сдвигу собственной частоты и изменению добротности резонатора. По величине возмущений  $\xi$  и  $\theta$  (где  $\xi = 2(\omega_0 - \omega)/\omega_0$ ,  $\theta = Q^{-1} - Q_0^{-1}$ ,  $\omega$  и  $Q$  — собственная частота и добротность возмущенного резонатора) можно судить о комплексной диэлектрической проницаемости образца  $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$ .

Поскольку у CdS и CdSe величина  $\epsilon'$  значительно больше единицы, в расчетных формулах теории возмущений необходимо учитывать то, что

напряженность электрического поля в образце существенно иная, чем в невозмущенном резонаторе в той же области пространства. Учет этого обстоятельства наиболее прост для образцов сферической формы, если их размеры малы по сравнению с длиной волны в среде. В этом случае справедливо дипольное приближение, причем в соответствии с [5] имеем

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{1}{3\eta}(\xi + i\theta), \quad (1)$$

где

$$\eta (\eta = 8r^3 J_1^2(A_{01}r/R)/3R^2 L J_0^2(A_{01})),$$

$R, L$  — радиус и высота резонатора;  $r$  — радиус образца;  $J_0, J_1$  — цилиндрические функции Бесселя;  $A_{01} = 3.832$  — форм-фактор, равный отношению доли энергии невозмущенного поля, сосредоточенной в объеме, занимаемом образцом, к общей энергии электромагнитного поля в резонаторе. В данном конкретном случае  $\eta = 6.29 \cdot 10^{-5} V$ , где  $V$  — объем образца.

Из (1) следуют расчетные формулы для нахождения вещественной и мнимой частей проницаемости

$$\varepsilon' = \frac{3c\eta}{c^2 + \theta^2} - 2, \quad \varepsilon'' = \frac{3\theta\eta}{c^2 + \theta^2}, \quad (2)$$

где  $c = 3\eta - \xi$ .

Образцы, на которых производились измерения, имели форму, близкую к кубу, с объемом  $\approx 1 \text{ мм}^3$ . Применение для обработки результатов измерений формул (2), строго пригодных только для сферических образцов, вносит систематическую погрешность в определение  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$ . Однако отмеченный недостаток методики не влияет на чувствительность определения изменений указанных величин, возникавших при освещении образцов.

Подсветка в эксперименте осуществлялась с помощью лазера ЛГ-78 ( $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$ ,  $P \approx 1 \text{ мВт}$ ), а для получения больших интенсивностей использовалось рассеянное освещение от галогенной лампы КГ-220-500-1 ( $P = 500 \text{ Вт}$ ). В последнем случае максимальная освещенность  $I_0$  в месте расположения образцов составляла  $3 \cdot 10^5 \text{ лк}$ . Регулирование освещенности производилось с помощью набора широкополосных калиброванных светофильтров. Во избежание нагрева образцов подсветка осуществлялась импульсами длительностью не более 5 с.

## 2. Результаты эксперимента

Исследование фотоиндуцированных изменений комплексной диэлектрической проницаемости производилось на поликристаллических образцах  $\text{CdS}$  и  $\text{CdSe}$ , приготовленных из серийных фоторезисторов ФСК-1 и ФСД-1. Максимум поглощения света у этих материалов наблюдается в видимой области при  $\lambda_{\text{max}} = 0.63 \text{ мкм}$  у  $\text{CdS}$  и  $\lambda_{\text{max}} = 0.72 \text{ мкм}$  у  $\text{CdSe}$  [6]. Измерения коэффициента поглощения показали, что характерная глубина проникновения света в образцы составляет около 0.5 мм. Это позволяет считать, что фотовозбужденные носители распределены в объеме

образца в первом приближении равномерно. Напряженность СВЧ поля в образце составляла при измерениях величины порядка 1–10 В/см. При изменении уровня СВЧ сигнала в указанных пределах величины расстройки  $\xi$  и добротности  $Q$  оставались постоянными.

Полученные зависимости  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  от освещенности представлены на рис. 1. Темновые значения  $\epsilon''$  составляют для CdS 0.02, для CdSe — 0.11. Освещение приводило к значительному (на два порядка) росту потерь. Однако этот рост оказывался непропорциональным увеличению числа свободных носителей и проводимости на постоянном токе, которые в соответствующих условиях освещенности возрастали не менее чем на четыре порядка. Кроме того, в образцах CdSe наблюдался немонотонный ход  $\epsilon''(I)$ , хотя зависимость проводимости на постоянном токе имела обычный монотонный вид (ср. кривые 2 и 3 на рис. 1, б).

Величины  $\epsilon'$ , измеренные для поликристаллических керамических образцов, оказались меньше, чем известные значения для монокристаллов (у CdS  $\epsilon' = 8.7 \div 9.35$ , у CdSe  $\epsilon' = 9.3 \div 10.2$  [7]).

Освещение приводило к заметному росту диэлектрической проницаемости, который нельзя объяснить, базируясь на представлениях об определяющем влиянии кристаллической решетки на величину  $\epsilon'$  и о независимости подвижности носителей от частоты СВЧ поля.

Данные рис. 1 получены при комнатной температуре, однако и при других температурах вид зависимостей  $\epsilon'(I)$  и  $\epsilon''(I)$  оставался качественно таким же. Температурные зависимости  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  (рис. 2) заметно варьировались в различных циклах нагрева и охлаждения, причем большие (до двух раз) расхождения имели место для потерь.

### 3. Обсуждение результатов

Оценка глубины  $\delta$  проникновения СВЧ поля в материал производилась двумя способами: исходя из формулы скин-эффекта  $\delta = (1/2\pi)\sqrt{\lambda c/\sigma}$ , где в качестве  $\sigma$  бралась проводимость на постоянном токе, а также исходя из величин  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  на СВЧ:  $\delta = \lambda/\epsilon''$ ,  $\lambda$  — длина волны СВЧ. Для случая интенсивного освещения, когда  $\sigma \approx 1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1} \approx 1 \cdot 10^{10}$  СГС, оба способа расчета дали близкие результаты, порядка нескольких миллиметров. Это свидетельствует о правомерности применения дипольного приближения и формул (1), (2).

В отсутствие освещения уровень СВЧ потерь был гораздо выше, чем это следует из оценок, учитывающих только темновую проводимость (статические значения  $\sigma \approx 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ). По всей видимости, как и в других типах керамики, главный максимум темновых диэлектрических потерь был при этом обусловлен рассеянием фононов на дефектах.

Снятые при подсветке температурные зависимости  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  имеют минимум при 60–70° С, причем этот минимум более выражен в образцах CdS. Это коррелирует с обнаруженным в [8] глубоким минимумом статической проводимости поликристаллических пленок CdS при этих температурах. В то же время темновая зависимость  $\epsilon''(T)$  у керамики CdS имеет в этой области температур не минимум, а максимум, что является дополнительным аргументом в пользу неэлектронных механизмов темновых потерь.

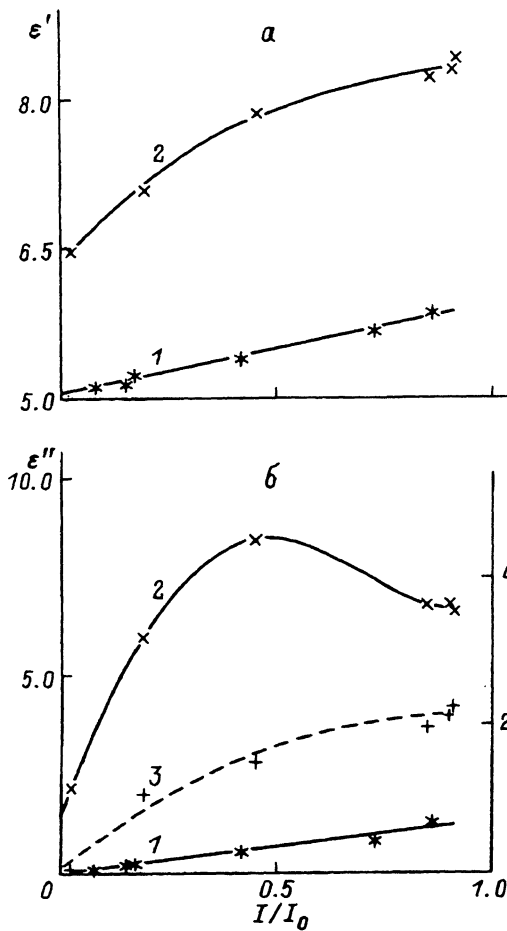


Рис. 1. Зависимости от освещенности действительной (а) и мнимой (б) частей диэлектрической СВЧ проницаемости. 1 — CdS, 2 — CdSe, 3 — проводимость образца CdSe на постоянном токе.

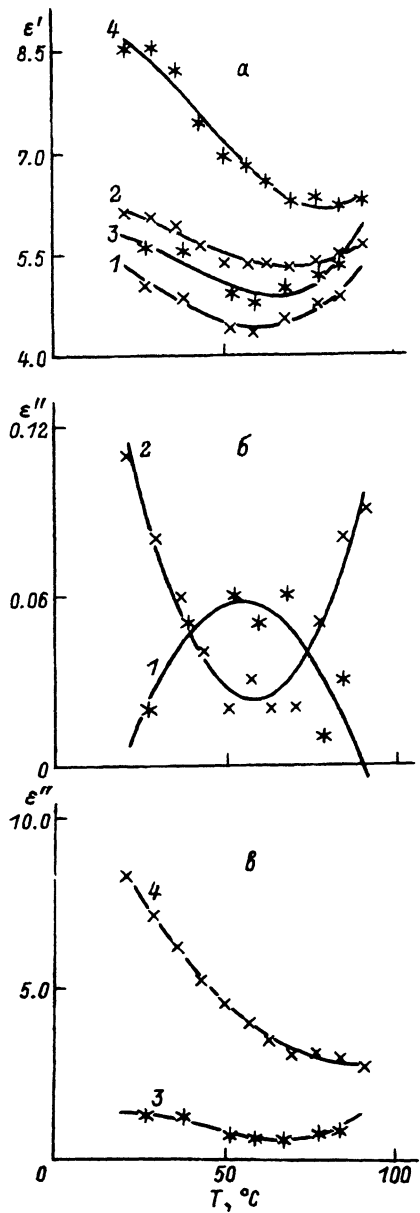


Рис. 2. Температурные зависимости  $\epsilon'$  (а) и  $\epsilon''$  (б, в) для образцов CdS (1,3), CdSe (2,4). Условия измерения: 1,2 — без подсветки; 3,4 — максимальная подсветка.

Для объяснения наблюдавшихся зависимостей  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  от освещенности представляется необходимым учитывать неоднородность фотокерамики. В качестве модели рассмотрим гетерогенную двухфазную среду, состоящую из малых частиц с различными электрофизическими свойствами.

Пусть комплексная проводимость каждой из фаз

$$\sigma_i = \sigma'_i + i\sigma''_i = \sigma'_i - i\frac{\omega\varepsilon''}{4\pi} \quad (i = 1, 2).$$

Если характеризовать гетерогенную среду эффективной макроскопической проводимостью  $\sigma_{\text{эф}} = \sigma'_{\text{эф}} + i\sigma''_{\text{эф}}$ , то для нее имеет место в самосогласованном приближении следующая формула [9]:

$$\frac{3p\hat{\sigma}_{\text{эф}}}{2\hat{\sigma}_{\text{эф}} + \hat{\sigma}_1} + \frac{3(1-p)\hat{\sigma}_{\text{эф}}}{2\hat{\sigma}_{\text{эф}} + \hat{\sigma}_2} = 1, \quad (3)$$

где  $p$  и  $(1-p)$  — доли объема, занимаемого соответственно частицами 1-й и 2-й фаз.

Если положим для простоты  $\sigma'_2 = 0$ , то разделяя действительную и мнимую части (3), получим соотношения

$$2(\sigma_{\text{эф}}'^2 - \sigma_{\text{эф}}''^2) - (3p-2)\sigma_2'\sigma_{\text{эф}}'' + (1-3p)(\sigma_1'\sigma_{\text{эф}}' - \sigma_1''\sigma_{\text{эф}}'') + \sigma_1''\sigma_2'' = 0,$$

$$2\sigma_{\text{эф}}'\sigma_{\text{эф}}'' + (3p-2)\sigma_2''\sigma_{\text{эф}}' + (1-3p)(\sigma_1'\sigma_{\text{эф}}'' + \sigma_1''\sigma_{\text{эф}}') + \sigma_1'\sigma_2'' = 0. \quad (4)$$

Если величина  $\sigma'_1$  изменяется (в нашем случае — вследствие фотовозбуждения носителей), то это приводит к изменению как реальной, так и мнимой части комплексной проводимости  $\sigma_{\text{эф}}$ . Величины  $\sigma'_{\text{эф}}$  и  $\sigma''_{\text{эф}}$  оказываются при этом связанными соотношением, которое легко получить, исключив  $\sigma'_1$  из системы (4)

$$2\sigma_{\text{эф}}'^3 + a\sigma_{\text{эф}}''^2 + b\sigma_{\text{эф}}'' + c + k\sigma_{\text{эф}}'^2 = 0, \quad (5)$$

где

$$a = [(3p-2) + 2/(1-3p)]\sigma_2'' + (1-3p)\sigma_1'',$$

$$b = 2\sigma_2''[\sigma_1'' + 3p\sigma_2''/(1-3p)],$$

$$c = \sigma_1''\sigma_2''/(1-3p),$$

$$k = [(3p-2) - 2/(1-3p)]\sigma_2'' + (1-3p)\sigma_1''.$$

Зависимость (5) аналогична диаграмме Коул–Коула, но в отличие от последней ее параметром является не частота, а освещенность.

Уравнение (5) показывает, что в гетерогенной среде изменение проводимости ( $\sigma' \sim \varepsilon''$ ) должно сопровождаться изменением вещественной части диэлектрической проницаемости ( $\sigma'' \sim \varepsilon'$ ). Рассматривая (4), можно также убедиться в том, что увеличение проводимости  $\sigma'_1$  необязательно приводит к росту  $\sigma'_{\text{эф}}$ .

Качественное согласие предложенной модели с результатами эксперимента позволяет утверждать, что при описании электрофизических свойств поликристаллов CdS и CdSe на СВЧ необходимо рассматривать их как гетерогенную среду, состоящую из двух фаз: фазы 1 с высокой

проводимостью и фазы 2 с низкой проводимостью. Построив зависимость  $\sigma'$  от  $\sigma''$  и определив параметры  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $k$ , можно было бы получить дальнейшую информацию относительно электрических характеристик различных фаз. Однако для рассмотренной модели это представляется преждевременным. Действительно, параметры уравнения (5) зависят только от величины вещественной части диэлектрической проницаемости фаз, причем нет оснований считать, что эта проницаемость заметным образом зависит от температуры. В этом случае зависимости  $\sigma'(\sigma'')$ , снятые при разных температурах, должны ложиться на одну «диаграмму Коул-Коула». Однако последний вывод не подтверждается экспериментом, что свидетельствует о необходимости учета в модели конечной проводимости  $\sigma_2'$ , а возможно, и других факторов. В свою очередь для создания адекватной модели гетерогенного фотополупроводника целесообразно дальнейшее экспериментальное исследование СВЧ фотоотклика в широком диапазоне частот и температур.

Авторы выражают благодарность А.В.Козарю за полезное обсуждение.

### Список литературы

- [1] Пирогов Ю.А. // Сб. «Прикладная физическая оптика». М., МЭИ, 1989. С. 57–62.
- [2] Мериакри В.В., Мурмужев Б.А., Ушаткин Е.Ф. // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 11. С. 2395–2396.
- [3] Мериакри В.В., Мурмужев Б.А. // Труды II Всесоюзной школы-семинара «Взаимодействие электромагнитных волн с полупроводниковыми и полупроводниково-диэлектрическими структурами». Саратов, СГУ, 1988. Ч. I.
- [4] Martinelli M., Rolla P., Tombari // IEEE Trans. 1985. V. 33. N 9. P. 779.
- [5] Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1973. С. 476.
- [6] Олеск А.О. Фоторезисторы. М.: Энергия, 1966. 129 с.
- [7] Landolt-Bornstein Tables. New Series. Group III. V. 22a. Springer, Berlin, 1987. P. 194–209.
- [8] Кирьяшкина З.И. и др. // УФЖ. 1964. Т. 9. № 3. С. 342.
- [9] Антонов А.С., Батенин В.М. и др. Электрофизические свойства перколяционных систем // Под ред. А.Н.Лагарькова. М., ИВТАН, 1990. 120 с.

Институт высоких температур РАН  
Москва

Поступило в Редакцию  
26 января 1993 г.

Московский государственный университет  
им.М.В.Ломоносова