

## НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В $Cd_xHg_{1-x}Te$

Средин В. Г., Укроженко В. М.

Приведены результаты измерений коэффициента поглощения излучения лазера на углекислом газе в объемных монокристаллах  $Cd_{0,21}Hg_{0,79}Te$ .

Предполагается, что возрастание коэффициента поглощения с увеличением интенсивности связано с оптическими переходами через энергетические уровни в запрещенной зоне. Проведена оценка концентрации носителей на предполагаемых уровнях в области локализации этих уровней в запрещенной зоне.

Проведены измерения коэффициента поглощения света объемными монокристаллами  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с  $x=0.21$  и  $0.25$  на длинах волн генерации лазера на углекислом газе (9.25 и 10.56 мкм) при нормальном падении излучения на образец. Выделение рабочих длин волн осуществлялось размещением в резонаторе лазера призмы из хлористого натрия. Излучение, представляющее собой непрерывную последовательность импульсов длительностью 25 мкс при скважности 300, фокусировалось на поверхности кристалла в пятно диаметром 0.1 мм с помощью линз из селенида цинка. Плотность мощности излучения изменялась от  $2 \cdot 10^2$  до  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup> с помощью калиброванных ослабителей. Исследуемые кристаллы толщиной 0.7–0.8 мм с плоскопараллельными гранями помещались в криостат с смонтированным электрическим нагревателем, с помощью которого температура образца менялась от 80 до 300 К. Усиленное амплитудное значение сигнала фотодетектора, пропорциональное амплитудному значению потока излучения, прошедшего через кристалл, и напряжение термпары, установленной в точке крепления образца, регистрировались на двухкоординатном самописце [1].

Вследствие теплового расширения и изменения величины показателя преломления  $n(T)$  происходит непрерывное изменение длины оптического пути в образце, в результате чего при регистрации лазерного излучения, прошедшего через кристалл, наблюдалась интерференционная картина (рис. 1). Значение температурного коэффициента линейного расширения исследуемого материала на 2 порядка меньше температурного коэффициента показателя преломления  $\partial n/\partial T$ , поэтому анализ интерференционной картины позволяет определить только последнюю величину. Было найдено, что для состава  $x=0.21$  зависимость  $n(T)$  слабо отличается от линейного закона и среднее значение температурного коэффициента показателя преломления равно  $5 \cdot 10^{-4}$  К<sup>-1</sup>. Это значение близко к данным, приведенным в [2, 3]. Для состава  $x=0.25$  оказалась возможной лишь оценка  $\partial n/\partial T$  по порядку величины ( $\partial n/\partial T \sim 10^{-5}$  К<sup>-1</sup>).

Выражение для коэффициента пропускания  $\tau$  с учетом многократного отражения от граней образца и поглощения в объеме, характеризуемого коэффициентом  $\alpha$ , при условии  $\alpha\lambda/4\pi \ll n$  имеет вид

$$\tau = \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha d)}{(1-2R \cos 2\delta) \exp(-\alpha d) + R^2 \exp(-2\alpha d)}, \quad (1)$$

где  $R$  — коэффициент отражения,  $d$  — толщина образца,  $\delta = 2\pi nd/\lambda$  — изменение фазы (фазовый сдвиг).

При фиксированной длине волны излучения возникновение интерференционной картины (рис. 1) вызвано непрерывным изменением фазы  $\delta = 2\pi n(T) [d(T)/\lambda]$ .

В области значений интенсивности излучения, когда несущественна зависимость от него показателя преломления [3], для точек кривой  $\tau(T)$ , соответствующих условиям

$$\cos 2\delta = 0, \pm 1, \quad (2)$$

уравнение (1) легко решается относительно  $\alpha$ . Значение коэффициента отражения  $R$  определялось непосредственно.

Условия (2) определяют температуру, для которой находится значение  $\alpha$ . Графики полученных таким образом зависимостей  $\alpha(T)$  для ряда значений интенсивности представлены на рис. 2.

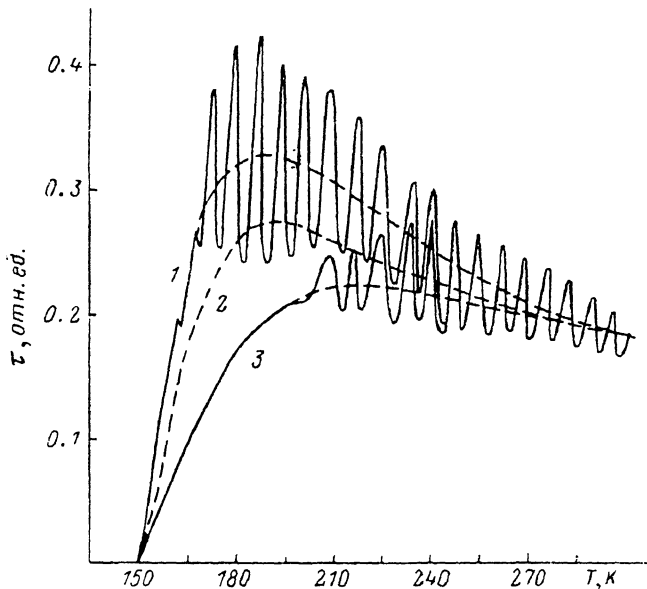


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента пропускания  $n\text{-Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$  на длине волны 10.6 мкм.

$J \cdot 10^{-3}$ , Вт/см<sup>2</sup>: 1 — 0.2, 2 — 6.4, 3 — 25.

Из приведенных графиков видно, что величина коэффициента поглощения  $\alpha$  в  $\text{Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$  в интервале температур 180—250 К возрастает с ростом плотности мощности падающего излучения уже при малых значениях  $J$ , в то время как для кристаллов с составом  $x=0.25$  аналогичный эффект не был обнаружен вплоть до  $J=10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Наблюдаемый рост  $\alpha$  для квантов излучения с энергией  $\hbar\omega$ , меньшей ширины запрещенной зоны  $E_g$ , связан, по-видимому, с поглощением света свободными носителями заряда, генерируемыми лазерным излучением, при этом возможны как термический, так и нетермический механизмы генерации.

Для оценки вклада термических эффектов в генерацию носителей заряда вследствие разогрева образца лазерным излучением нами проведен расчет на ЭВМ поля температуры в кристалле в рамках теории теплопроводности [4]. Результаты расчета показывают, что в условиях нашего эксперимента нагрев в области действия лазерного излучения не превышает 2 К при  $J \leq 10^5$ . Увеличение  $\alpha$  при таком изменении температуры с учетом поглощения свободными носителями заряда в  $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$  [5] не превышает  $0.1 \text{ см}^{-1}$ , что на 2 порядка меньше измеренной величины (рис. 2). Поэтому можно предположить, что наблюдаемый рост  $\alpha(J)$  имеет нетермическую природу.

К числу других механизмов генерации носителей заряда в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  относят обратный оже-процесс [6, 7], двухфотонное поглощение [8] и оптическое возбуждение носителей с участием уровней в запрещенной зоне. Для диапазона  $J \leq 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> вклад двухфотонного поглощения в  $\alpha$  не превышает  $1 \text{ см}^{-1}$  [8]. Из-за большой длительности импульса в условиях нашего эксперимента (25 мкс) тепловое равновесие между электронной и фононной подсистемами за время

прохождения лазерного излучения через кристалл успевает установиться [7], поэтому условия для возникновения обратного оже-процесса не реализуются.

Оценим увеличение коэффициента поглощения за счет оптической генерации свободных носителей с участием примесных уровней в запрещенной зоне. Из условия стационарности  $(\partial N_e / \partial t)_r = (\partial N_e / \partial t)_p$  следует

$$(1 - R) \frac{\alpha_0 J}{\hbar \omega} = \frac{N_e}{r}, \quad (3)$$

где  $R$  — коэффициент отражения,  $\alpha_0 = \alpha_1 + \beta J$  — суммарный коэффициент поглощения, связанный с примесными оптическими ( $\alpha_1$ ) переходами и нелинейным поглощением ( $\beta$  — коэффициент двухфотонного поглощения),  $J$  — интенсивность излучения,  $r$  — время рекомбинации избыточных носителей заряда,  $N_e$  —

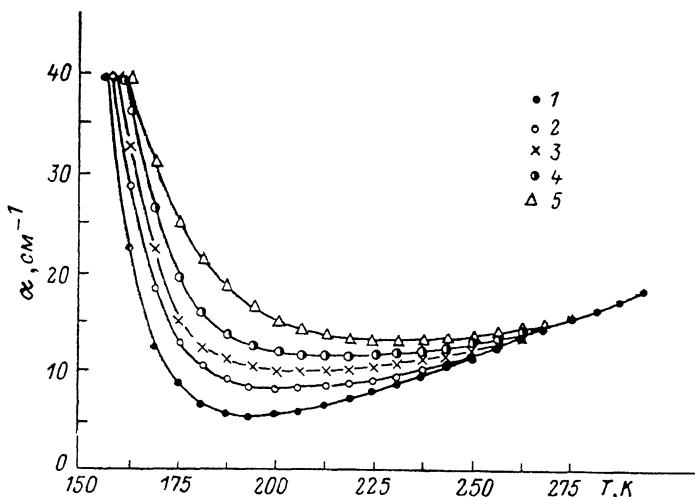


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента поглощения  $\alpha$   $n$ - $\text{Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$  на длине волны 10.6 мкм.

$J \cdot 10^{-3}$ , Вт/см<sup>2</sup>: 1 — 0.2, 2 — 1.8, 3 — 5.4, 4 — 16, 5 — 32.

концентрация избыточных носителей заряда. При определении  $N_0$  нами использовались данные холловских измерений, выполненные без освещения образца.

При  $T > 150$  К в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  доминирующим механизмом рекомбинации является оже-рекомбинация, поэтому [9]

$$r = r_A = \frac{2N_i^2 \gamma r_{A1}^i}{(N_0 + P_0 + N_e)(N_0 \gamma + N_e \gamma + P_0 + N_e)}, \quad (4)$$

где  $N_i$  — собственная концентрация носителей заряда,  $r_{A1}^i$  — собственное время жизни для процесса оже-1 [9],  $\gamma = r_{A1}^i / r_{A1}^e$ ,  $N_0$ ,  $P_0$  — равновесные концентрации электронов и дырок соответственно. Для образцов, использованных в наших экспериментах,  $N_0 \simeq P_0 \simeq N_i$  во всем температурном диапазоне. Поэтому из (3) и (4) следует

$$\frac{(N_e^3 + 3N_i N_e^2 + 2N_i^2 N_e)(1 + \gamma)}{2N_i^2 r_{A1}^i \gamma} = (1 - R) \frac{\alpha_0 J}{\hbar \omega}. \quad (5)$$

Умножением обеих частей (5) на  $\sigma^3$  с учетом равенств  $\sigma N_e = \Delta \alpha$ ,  $\sigma N_i = \alpha_{cb}$  можно получить систему уравнений

$$\Delta \alpha^3 + 3\alpha_{cb} \Delta \alpha^2 + 2\alpha_{cb}^2 \Delta \alpha = 2\alpha_0 \frac{(1 - R) J}{\hbar \omega} \sigma \alpha_{cb}^2 r_{A1}^i \frac{\gamma}{1 + \gamma}, \quad (6)$$

$$\alpha = \alpha_{cb} + \Delta \alpha + \alpha_0,$$

где  $\alpha$  — измеряемая величина коэффициента поглощения, включающая в себя поглощение равновесными свободными носителями заряда  $\alpha_{cb}$  с учетом кон-

центрации носителей при температуре измерения, поглощение при переходах в состоянии вблизи краев зон  $\alpha_0$  и поглощение избыточными носителями  $\Delta\alpha$ .

Решение (5) относительно  $\alpha_0$  при подстановке соответствующих значений величин, измеренных нами, и из [5-9] для четырех значений температуры приведено на рис. 3. Уменьшение величины  $\alpha_0$  при увеличении интенсивности излучения связано с насыщением поглощения, характерным для оптических переходов с участием состояний в запрещенной зоне вследствие опустошения последних [10]. Как видно из рис. 3, для  $T=210$  К ( $\hbar\omega/E_g \approx 0.9$ ) насыщение наступает при  $J \geq 3 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>, для  $T=180$  К ( $\hbar\omega/E_g \approx 0.97$ ) — при  $J \geq 3 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>, а для  $T=170$  К в данном диапазоне интенсивностей насыщения нет. Величина  $\Delta\alpha$  позволяет оценить плотность состояний, попадающих в интервал энергий запрещенной зоны. Отметим, что, как следует из наших измерений, распределе-

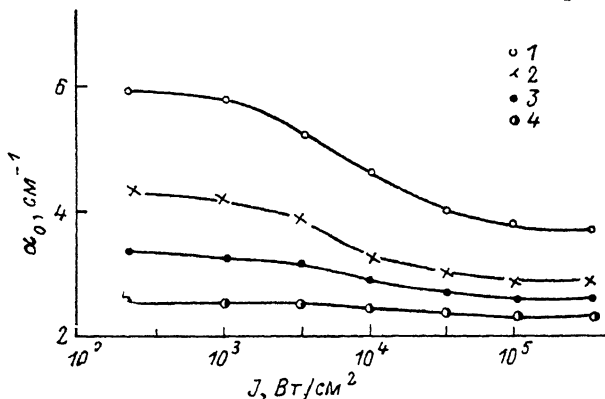


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения за счет переходов на энергетические уровни в запрещенной зоне  $\alpha_0$  от интенсивности излучения с длиной волны 10.6 мкм в  $n\text{-Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$ .  $T$ , К: 1 — 170, 2 — 180, 3 — 210, 4 — 230.

ние этих состояний по энергии непрерывно. При энергиях  $\sim 0.9E_g$  (210 К) и  $0.97E_g$  (180 К), по нашим данным,  $N_c(0.9E_g) \approx 4 \cdot 10^{15}$  и  $N_c(0.97E_g) \approx 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Для этих оценок использовалось значение эффективного сечения, рассчитанное для поглощения на свободных носителях [5]. Отметим также, что эффект наведенного поглощения наблюдался только при  $\hbar\omega/E_g \geq 0.75$  (что для состава  $x=0.21$  соответствует  $T < 270$  К, а для  $x=0.25$  —  $T < 80$  К); это неравенство устанавливает в пределах запрещенной зоны область локализации уровней энергии, через которые возможны предполагаемые оптические переходы. Полученная оценка интервала энергий близка к найденной ранее [11] величине размытия края собственного поглощения в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , вызванного флуктуациями состава в образце твердого раствора.

В образцах  $\text{Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$   $p$ -типа наблюдались аналогичные зависимости коэффициента поглощения от интенсивности, однако большая по сравнению с образцами  $n$ -типа величина  $\alpha$  приводила к появлению значительных тепловых эффектов уже при  $J \geq 5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>.

Найденный нами эффект наведенного поглощения показывает, что следует проявлять известную осторожность при использовании количественных оценок величины коэффициента поглощения света, например при определении сечения поглощения света в широком диапазоне температур или состава твердого раствора  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  по отношению к значениям коэффициента поглощения света в области прозрачности при двух (или нескольких) температурах или интенсивностях зондирующего лазерного излучения.

#### Список литературы

- [1] Средин В. Г., Укроженко В. М., Ремизов А. Н. // Матер. Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Ч. I. Львов, 1986. С. 78—79.
- [2] Средин В. Г. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 3. С. 523—524.
- [3] Jensen B., Torabi A. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 10. P. 5945—5949.

- [4] Беляев Н. М., Рядно А. А. Методы теории теплопроводности. Ч. I. М., 1982. 327 с.
- [5] Mroczkowski J. A., Nelson D. A. // Appl. Phys. 1983. V. 54. N 4. P. 2041—2051.
- [6] Jamison S. A., Nurmikko A. V. // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. N 10. P. 5185—5193.
- [7] James R. B. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 6. P. 3220—3235.
- [8] Johnston A. M., Pidgeon C. R., Dempsey J. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 2. P. 825—831.
- [9] Schacham S. E., Finkman E. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 6. P. 2001—2009.
- [10] Балтрамеюнас Р., Вайткус Ю., Гаврюшин В. И. // Изв. АН СССР. 1978. Т. 42. В. 12. С. 2539—2546.
- [11] Сагинов Л. Д., Федирко В. А., Стафеев В. И., Пономаревко В. П., Егоров В. Л. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 7. С. 1256—1261.

Получена 23.05.1988  
Принята к печати 23.05.1989

---