

УДК 535.343.2

© 1991

ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО РАЗОГРЕВА НА ХАРАКТЕР НЕЛИНЕЙНОГО ПРОПУСКАНИЯ CdS

В. С. Днепровский, В. И. Климов, Шень Ли,
Д. К. Ожороков

Методом синхронного зондирования получена гистерезисная зависимость температуры возбужденной области кристалла CdS от интенсивности падающего излучения в режиме действия термооптической нелинейности. Исследовано пропускание CdS при одновременном действии тепловой и электронной нелинейностей. Предложена модель, качественно описывающая наблюдаемые эффекты.

При настройке лазерной линии в область края поглощения CdS [1] или вблизи пиков поглощения на свободных (связанных) экситонах [2] действие разогрева полупроводника может приводить к режиму нелинейного пропускания и оптической бистабильности (ОБ), возникающей за счет внутренней обратной связи при наведенном поглощении. Следует, однако, отметить, что регистрируемый в зависимости I_r от I гистерезис (I и I_r — интенсивности падающего и прошедшего через образец пучка соответственно) не всегда является признаком бистабильного режима работы системы, а может быть следствием нестационарности теплового разогрева, роль которой довольно велика даже при длительности используемых импульсов в десятки миллисекунд. Как отмечалось ранее в работе [3], действие сравнительно «слабой» электронной нелинейности (не достаточной для реализации режима ОБ) вместе с незначительным разогревом также приводит к появлению гистерезисных зависимостей, подобных тем, которые наблюдаются в режиме истинной ОБ.

В первой части настоящей работы исследовано пропускание кристаллов CdS (300 К) в случае действия термооптической нелинейности. Наряду с зависимостью I_r от I при использовании метода синхронного зондирования получена зависимость температуры возбужденной области кристалла от I , вид которой позволял судить о роли нестационарного разогрева и характере нелинейного отклика полупроводника. Во второй части работы на основе модели «плавного» перехода Мотта, рассмотренной в [4], исследовано пропускание CdS (80 К) при учете совместного действия электронных и тепловых нелинейностей.

1. Температурный гистерезис в CdS в режиме нелинейного пропускания

Исследована динамика спектров пропускания CdS (300 К) при температурном сдвиге края поглощения полупроводника. Кристалл выводился в режим нелинейного пропускания (вставка на рис. 1) с помощью треугольных импульсов аргонового лазера, сформированных электрооптическим модулятором, с длительностью $\tau_0 = 25$ мс и длиной волны 514.5 нм, попадающей в область края поглощения CdS при $T = 300$ К. Пиковая мощность сфокусированного на поверхность кристалла пучка составляла 50—100 Вт/см². Центральная часть области возбуждения

зондировалась с помощью коротких ($\tau_p = 9$ нс) широкополосных импульсов излучения кюветы с раствором кумарина (накачка от азотного лазера ЛГИ-505), синхронизованных во времени с импульсами аргонового лазера. Спектры пропускания CdS регистрировались с помощью дифракционного спектрометра ДФС-24, сопряженного с микро-ЭВМ. Для повышения отношения сигнал/шум и исключения вклада люминесценции в регистрируемый сигнал применялась методика синхронного детектирования с длительностью строб-импульса 100 мкс.

На рис. 1 приведены спектры пропускания кристалла CdS (толщина $d = 5.4$ мкм), полученные в различные моменты действия возбуждающего импульса. Был зарегистрирован довольно значительный длинноволновый сдвиг края поглощения полупроводника, вызванный его разогревом. Для определения изменения температуры кристалла в течение действия падающего мощного импульса использовалась следующая процедура.

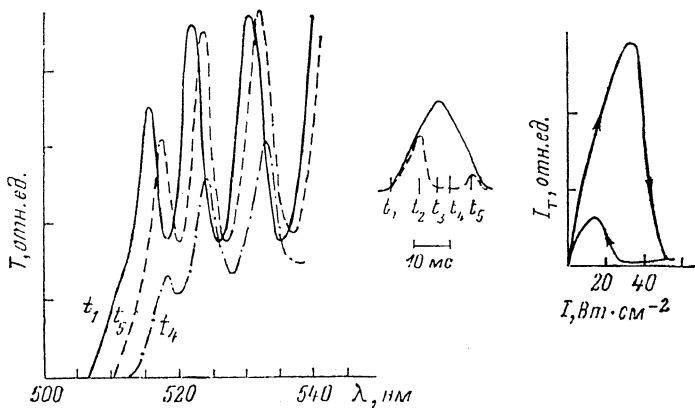


Рис. 1. Спектры пропускания CdS (300 K) в различные моменты действия импульса аргонового лазера.

На вставке — формы падающего (сплошная линия) и прошедшего (штриховая линия) через кристалл импульсов аргонового лазера и соответствующая гистерезисная зависимость T_r от I_T .

По экспериментально измеренным спектрам пропускания находились соответствующие спектры некогерентного пропускания $T_r(\lambda)$, полученные исключением осцилляций, вызванных интерференцией пучков, отраженных передней и задней гранями образца (рис. 2, штриховые линии). Затем спектры $T_r(\lambda)$ аппроксимировались спектрами пропускания, рассчитанными в предположении урбаховской зависимости коэффициента поглощения α от энергии фотона E и температуры возбуждаемого участка кристалла T [1]

$$\alpha(E, T) = \alpha_\infty \exp[-\sigma(T)(E_0 - E)/kT], \quad (1)$$

$$\sigma(T) = 2\sigma_0 \frac{kT}{\hbar\omega_l} \tanh\left(\frac{\hbar\omega_l}{2kT}\right) \quad (2)$$

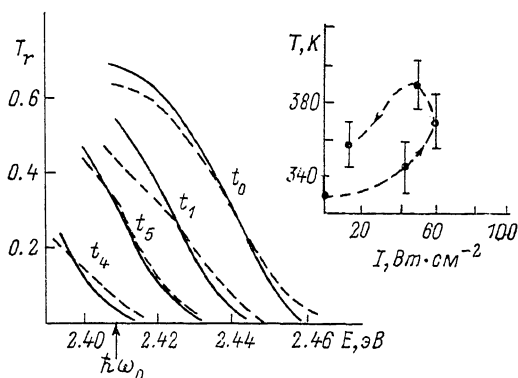
при следующих значениях констант: $\alpha_\infty = 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1}$, $\sigma_0 = 2.22$, $\hbar\omega_l = 24 \text{ мэВ}$ [1], $E_0 = 2.6325 \text{ эВ}$ (величина E_0 находилась по наилучшему согласованию спектра пропускания невозбужденного образца с результатами расчетов при $T = 300 \text{ K}$; рис. 2, O). Температура T , определенная сравнением экспериментальных спектров пропускания с теоретическими (сплошные линии на рис. 2), представлена на вставке к рис. 2 в виде графика зависимости T от I_T .

Исходная температура образца (момент времени t_1 на вставке к рис. 1) составляла не 300, а 330 K (рис. 2), что было вызвано действием фонового излучения, проходящего через закрытый электрооптический затвор. Максимальная температура кристалла достигала 390 K (момент времени t_4). Заметим, что форма прошедшего через кристалл импульса и

региструемый в зависимости I_r от I гистерезис (вставка на рис. 1) были подобны тем, которые соответствуют режиму ОБ, однако полученный одновременно температурный гистерезис (вставка на рис. 2) имел явно нестационарный характер. В режиме стационарной ОБ на участке убывания интенсивности падающего импульса должно наблюдаться также падение температуры образца, в то время как в эксперименте температура T за время от t_3 до t_4 (спад интенсивности I) увеличивалась на 20 К (треть максимального разогрева).

Рис. 2. Экспериментальные (штриховая линия) и рассчитанные (сплошная линия) спектры некогерентного пропускания невозбужденного (0) и возбужденного (1, 4, 5) образца CdS.

T , К: 0 — 300, 1 — 300 (t_1), 4 — 390 (t_4), 5 — 355 (t_5). На вставке — температурный гистерезис, определенный сравнением экспериментальных и рассчитанных спектров пропускания.



Для анализа полученных результатов были рассмотрены решения кинетического уравнения для температуры T

$$\frac{dT}{dt} = Q \frac{AI}{cd} - \frac{T - T_0}{\tau_T}, \quad (3)$$

где A — поглощаемая часть энергии, падающей на кристалл; Q — доля энергии, идущей на разогрев образца, c — теплоемкость единицы объема

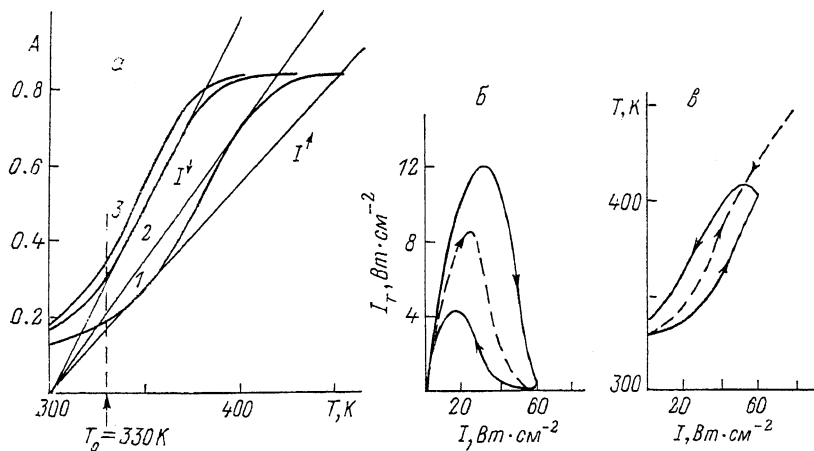


Рис. 3. Зависимости поглощаемой кристаллом доли энергии падающего пучка A от температуры для образцов различной толщины d (а). Зависимости $I_r(I)$ и $T(I)$ для образца толщиной 5.4 мкм в стационарном (штриховая линия) и динамическом (сплошная линия) режимах пропускания (б, в).

а: $d=2$ (1), 5.4 (2), 7 мкм (3). Показаны прямые, соответствующие критическим мощностям переключения в состояния с высоким ($I \uparrow$) и низким ($I \downarrow$) значениями коэффициента поглощения.

полупроводника ($c=1.5$ Дж/см³ [1]); τ_T — характерное время тепловой релаксации; T_0 — температура термостата. Величина A определялась из соотношения $A=I-R-T_r$, где R и T_r — коэффициенты некогерентного отражения и пропускания образца соответственно

$$T_r = \frac{(1-r)^2 \exp(-ad)}{1-r^2 \exp(-2ad)}, \quad (4)$$

$$R = \frac{1 + \exp(-2ad)}{1 + r^2 \exp(-2ad)}, \quad (5)$$

где r — коэффициент отражения на одной грани образца. Коэффициент поглощения α в (4), (5) определялся по урбаховским формулам (1) и (2). В силу доминирующей роли процессов безызлучательной рекомбинации при комнатной температуре образцов коэффициент Q полагался равным 1.

На рис. 3 приведены зависимости A от T для трех образцов различной толщины (2, 5.4 и 7 мкм). Стационарные решения уравнения (3) соответствуют точкам пересечения этих графиков с прямыми $cd(T-T_0)/IQ\tau$, наклон которых определяется значением мощности падающего пучка I . Условием бистабильного поведения системы является наличие области интенсивностей, в которой существует более одной точки пересечения рассматриваемых графиков. Как видно из рис. 3, *a*, при $T=300$ К режим ОБ существует лишь для наиболее тонкого из образцов с $d=2$ мкм. Случай с $d=5.4$ мкм (толщина образца, использованного в эксперименте) является пограничным и соответствует переходу от бистабильного режима к обычному режиму нелинейного пропускания при наведенном поглощении. При температуре $T_0=330$ К, соответствующей условиям проведенного эксперимента, режим ОБ не может быть реализован ни в одном из рассматриваемых образцов (стационарные зависимости $I_\tau(I)$ и $T(I)$ для этого случая при $d=5.4$ мкм показаны на рис. 3, *b*, *в* штриховой линией). Для получения динамических зависимостей I_τ от I и T от I были рассмотрены нестационарные решения уравнений (3) для импульсов треугольной формы длительностью 25 мс с временем τ_r в качестве подгоночного параметра. При $\tau_r=1.5$ мс были получены гистерезисные зависимости для I_τ и T (рис. 3, *b*, *в*, сплошная линия), подобные экспериментально измеренным. Таким образом, проведенные расчеты подтвердили сделанный ранее вывод о нестационарном характере нелинейного отклика в рассматриваемых экспериментах.

2. Влияние разогрева образца на характер проявления электронных нелинейностей в CdS.

В работах [3, 5] было проведено исследование нелинейного пропускания кристаллов CdS (80 К) на длине волны 488 нм аргонового лазера, попадающей в область края поглощения полупроводника. Отмечалось, что при длительности падающих на кристалл импульсов короче 10—20 мкс и мощности излучения около 10 кВт/см² роль тепловых эффектов невелика и нелинейный отклик кристалла определяется главным образом «быстрыми» электронными нелинейностями, действие которых приводило (в поляризации, близкой к $E \parallel c$) к установлению режима ОБ. Увеличение длительности лазерных импульсов усиливало разогрев кристалла, что существенно изменяло характер нелинейной зависимости I_τ от I . В частности, появляющийся в этом случае гистерезис не всегда был следствием бистабильного режима пропускания, а мог быть объяснен смещением рабочей точки вдоль края поглощения полупроводника из-за изменения его температуры.

В [4] были проанализированы нелинейно-оптические свойства CdS, связанные с переходом Мотта от экситонов к электронно-дырочной плазме (ЭДП). Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными позволило сделать вывод о «плавном» характере перехода Мотта, при котором не происходит «ионизационной» катастрофы, а экситонная концентрация n_{ex} асимптотически стремится к нулю при плотности свободных носителей (не связанных в экситоны) $n_e > n_m$ (n_m — моттовская концентрация, определяемая из условия $r_D = 0.84a_{ex}$; a_{ex} — экситонный радиус; r_D — дебаевский радиус экранирования).

В настоящей работе в рамках модели «плавного» перехода Мотта исследовано влияние разогрева полупроводника на характер проявления электронных нелинейностей.

Для описания нелинейного отклика полупроводника помимо уравнения для температуры T было рассмотрено кинетическое уравнение для полной концентрации фотовозбужденных частиц n ($n = n_{ex} + n_e$)

$$\frac{dn}{dt} = \frac{IA}{\hbar\omega_0 d} - \frac{n}{\tau_e}, \quad (6)$$

где τ_e — характерное время жизни носителей, учитывающее все возможные каналы излучательной и безызлучательной рекомбинации (предполагается равенство времен жизни экситонов и свободных носителей); $\hbar\omega_0$ — энергия фотона лазерного излучения. При использованной в экспериментах [3, 5] длительности импульсов ($\tau_0 \geq 5$ мкс) выполнено условие $\tau_0 \gg \tau_e$ ($\tau_e \sim 10^{-11} \div 10^{-9}$ с), поэтому уравнение (6) может быть рассмотрено в стационарном приближении: $n = IA\tau_e/\hbar\omega_0 d$.

При расчете коэффициента поглощения производилось суммирование экситонного и межзонного вкладов при учете *A*- и *B*-валентных подзон [4].

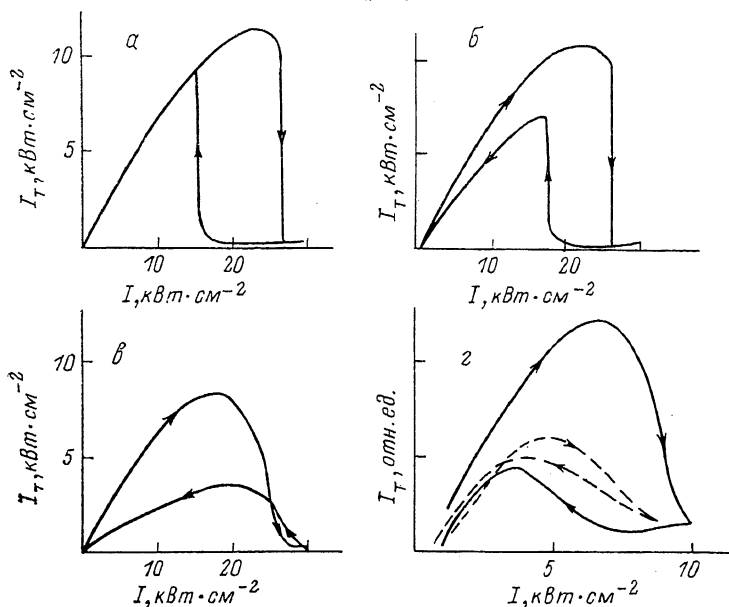


Рис. 4. Рассчитанные зависимости I_T от I без учета (*a*) и с учетом (*б, в*) разогрева образца (*б* — $\tau_0=5$, *в* — 50 мкс). Измеренные зависимости I_T от I для импульсов длительностью 15 (сплошная линия) и 40 мкс (штриховая линия) (*г*).

Учитывались нелинейные изменения пропускания, связанные с перенормировкой ширины запрещенной зоны (при многочастичном взаимодействии и разогреве образца) и с уширением (столкновительным и термическим) экситонного уровня [4].

В отсутствие теплового разогрева ($T=\text{const}$) рассматриваемые нелинейности приводят к бистабильному режиму пропускания образца в поляризации падающего излучения, близкой к $E \parallel c$ (рис. 4, *a*). Расчеты, проведенные с учетом разогрева при коэффициенте $Q=0.02$, показали, что режим нелинейного пропускания становится чрезвычайно чувствительным к длительности падающих импульсов. (В пользу малых значений Q свидетельствовали экспериментальные данные о высокой эффективности излучательных процессов при $T=80$ К, действие которых приводило к стимулированному излучению образца в режиме ОБ [5]; заметим, что близкие значения Q использованы в [6]. При $\tau_0=5$ мкс разогрев приводил лишь к некоторому сужению петли гистерезиса (рис. 4, *б*), однако при $\tau_0=50$ мкс резкие «включения» и «выключения» поглощения уже отсутствовали, а наблюдаемый гистерезис (рис. 4, *в*) был связан с нестационарным разогревом образца. Эти результаты подтверждаются экспериментальными данными (рис. 4, *г*). Режим ОБ был зарегистрирован лишь для импульсов короче 10–20 мкс, в случае более длинных импульсов отсутствовали «бистабильные» скачки пропускания.

Предложенная модель качественно объясняет и динамику изменения гистерезисных зависимостей I_T от I , наблюдаемую при изменении амплитуды I_0 падающих импульсов, для длительностей τ_0 в десятки микросекунд (см. экспериментальные и теоретические кривые на рис. 5). При малых значениях I_0 характер зависимости I_T от I на переднем и заднем фронтах падающего импульса был практически одинаков (кривые 1 на рис. 5). Увеличение амплитуды I_0 приводило к существенному разогреву

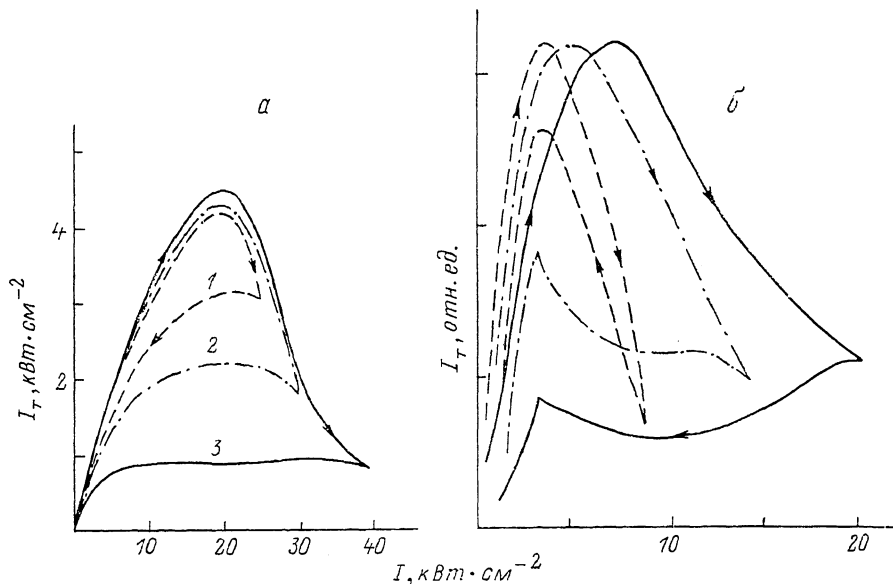


Рис. 5. Рассчитанные (а) и измеренные (б) зависимости I_T от I для падающих на кристалл импульсов различной амплитуды.

Длительность импульса $\tau_0=50$ (а) и 40 мкс (б).

кристалла за время действия возбуждающего импульса, результатом которого были большая разница температур образца на участках роста и убывания интенсивности I и появление гистерезиса, расширяющегося с ростом I_0 (кривые 2, 3 на рис. 5).

Таким образом, предложенная в [4] модель «плавного» перехода Мотта не только объясняет сравнительно низкие пороги ОБ, зарегистрированные экспериментально [3, 5], но и удовлетворительно описывает характер нелинейных зависимостей в области длительностей импульсов, для которых необходим учет не только электронных, но и тепловых нелинейностей.

Список литературы

- [1] Haddad I., Kretzschmar M., Rossmann H., Henneberger F. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 138. P. 235—243.
- [2] Dagenais M., Sharfin W. F. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. P. 210—212.
- [3] Dneprovskii V. S., Furtichev A. I., Klimov V. I., Shen Li, Nazvanova E. V., Okorokov D. K., Vandinchev U. V. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 150. P. 839—844.
- [4] Днепроvский В. С., Климов В. И., Названова Е. В. // ЖЭТФ. 1990. Т 98. № 3. С. 1035—1044.
- [5] Днепроvский В. С., Климов В. И., Названова Е. В., Фуртичев А. И. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 12. С. 580—582.
- [6] Rossmann H., Henneberger F. // Phys. St. Sol. (b). 1985. V. 131. P. 185—192.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
3 апреля 1991 г.