

06

© 1991 г.

ДИНАМИКА АБСОРБИЦИОННОГО ОПТИЧЕСКОГО И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО БИСТАБИЛЬНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В CdS

В. Кажукаускас, Ю. Гросс, К. Клингсгирн

В широком диапазоне уровней возбуждения при комнатной температуре исследованы динамические свойства бистабильных электрооптических элементов (Self—Electrooptic Effect Devices) на основе тонких монокристаллических пластинок CdS. Детальные характеристики процесса термического переключения приводятся в режимах оптической и электрооптической бистабильности. Показано, что переключение характеризуется двумя характерными временами: временем реакции кристалла, обусловленным термической инерцией, и собственно временем переключения, обусловленным резкой температурной зависимостью коэффициента абсорбции. Величины этих времен сильно зависят как от амплитуды возбуждающих импульсов, так и от уровня постоянного оптического или электрического подогрева кристалла (его температуры). Обсуждается роль подложки элемента. Проведен теоретический анализ процессов, основанный на уравнении баланса энергии, аппроксимируя линейной температурную зависимость светопоглощения в кристалле. Полученные простые аналитические выражения для времен реакции и переключения качественно объясняют экспериментальные результаты.

Введение

Развитие оптоэлектроники привело к широкому исследованию явления оптической бистабильности и созданию на его основе ряда оптических элементов [1]. Потребность в переходных и управляющих элементах, соединяющих оптические и электрические цепи в оптоэлектронных приборах, стимулировала в течение последних лет исследование также бистабильных электрооптических элементов (Self—Electrooptic Effect Devices) [2–9]. Такие элементы были изготовлены на основе многослойных квантовых структур, например GaAs/GaAlAs [2], а также по значительно более простой технологии на кристаллах Si [4, 5], InP [6], ZnSe [7], CdS [8–10]. Ожидается, что применение полупроводниковых материалов с управляемой шириной запрещенной зоны позволит перекрывать различные спектральные диапазоны. Реально достигнутыми в настоящее время преимуществами бистабильных электрооптических элементов на основе CdS являются [10] высокая степень контрастности между стабильными состояниями в оптическом и электрооптическом режимах, достигающая значения 100, низкие управляющие напряжения, совместимые с напряжениями логических сигналов, и рабочая длина волны оптических сигналов, лежащая в видимом диапазоне. В [10] показано устойчивое функционирование при комнатной температуре бистабильного электрооптического элемента, изготовленного на монокристаллической пластинке CdS в четырех режимах: оптическом, электрооптическом, оптоэлектрическом и электрическом. Проведен теоретический анализ статического режима работы таких элементов [10], базирующийся на уравнениях баланса энергии и электропроводности. Также теоретически [10] доказана возможность значительного увеличения степени контрастности тока элемента в двух стабильных состояниях в оптоэлектрическом и электрическом режимах работы путем увеличения его фоточувствительности. Практическое подтверждение этому выводу дано в [11] с применением бистабильных электро-

оптических элементов на основе ZnSe, где благодаря относительно большей фоточувствительности образцов коэффициент контрастности тока достигает 1.3—1.5.

В [10] также показана возможность усиления оптических сигналов (оптический транзистор) бистабильным электрооптическим элементом, работающим в режиме с очень крутым отрицательным склоном переходной части характеристики свет—свет, угол наклона которого (а вместе с тем и усиление элемента) регулируется подбором приложенного постоянного напряжения.

Однако до настоящего времени недостаточно подробно изучены динамические характеристики таких элементов. Расширяя исследования [7, 10, 11], мы приводим новые результаты по исследованию динамических свойств при комнатной температуре бистабильных электрооптических элементов, изготовленных на тонких монокристаллических пластинках CdS. Приводятся экспериментальные результаты измерения времен включения (переход к состоянию с большим коэффициентом абсорбции света) и выключения (обратный переход) в широких диапазонах уровней возбуждения. Также получены простые аналитические уравнения, позволяющие качественно объяснить экспериментальные зависимости.

1. Методика и техника эксперимента

Бистабильные электрооптические элементы изготавливались на высококачественных монокристаллических пластинках CdS толщиной от 3 до 5 мкм, выращенных из газовой фазы. Кристаллографическая ось с таких пластинок лежит параллельно поверхности, и при проведении экспериментов для достижения максимального наклона температурной зависимости края поглощения вектор электрического поля светового луча направлялся параллельно этой оси [12, 13]. Исследовались образцы как без подложек в активной области, так и подклеенные на стеклянных подложках. Образцы без подложек подклеивались на теплоизолирующих держателях — текстолитовых пластинках с отверстиями диаметром около 1 мм таким образом, чтобы вся приконтактная область охлаждалась только путем диффузии тепла к близлежащим областям кристалла и к окружающему воздуху без дополнительного теплоотвода. Омические контакты из индия напылялись на пластинки CdS в вакууме. Ширина контактов и расстояние между ними были 60—100 мкм.

Оптическое возбуждение образцов осуществлялось лучом аргонового лазера постоянного действия с $\lambda = 514.5$ нм (2.41 эВ), сфокусированным в пятно диаметром 80—120 мкм так, чтобы освещалось все межконтактное пространство. Луч модулировался до необходимой глубины с помощью ячейки Поккельса и последовательно на оптической оси стоящего поляризатора. На ячейку Поккельса подавались импульсы высокого напряжения требуемой формы от генератора низкой частоты с усилителем напряжения. Направление поляризации электрического вектора луча менялось с помощью полуволновой пластинки.

Напряжение к контактам бистабильного электрооптического элемента подавалось от двухимпульсного генератора низкой частоты. Экспериментальная установка подробно описана в [13].

2. Теоретический анализ

Эффект термической бистабильности в условиях оптического и электрического возбуждения тонкой полупроводниковой пластинки может быть описан уравнением баланса энергии [14—16]

$$\frac{d}{dt}(\Delta T) = \frac{J(t) A(\Delta T)}{cL} + \frac{P(t)}{cV} + \frac{k}{c} \nabla^2(\Delta T), \quad (1)$$

где $\Delta T(x, y, z)$ — отклонение температуры образца в точке возбуждения от температуры окружающей среды; $J(t)$ — интенсивность возбуждающего луча; $P(t)$ — мощность электрического тока; $A(T) = 1 - \exp(-\alpha(T)L)$ — поглощенная часть $J(t)$; $\alpha(T)$ — коэффициент поглощения; L, V — соответственно толщина и возбужденный объем кристалла; k и c — теплопроводность и удельная теплоемкость CdS; ∇^2 — оператор Лапласа.

Первые два члена на правой стороне (1) описывают оптическую и электрическую энергии, сообщаемые образцу в межконтактном пространстве, а третий член — диффузию тепла к более холодным областям. Здесь мы принимаем, что толщина образца L мала по сравнению с обратным коэффициентом поглощения ($\alpha L \ll 1$), вследствие чего $J(t)$ означает среднюю по толщине интенсивность, а распределение температуры является однородным по глубине.

Аналогично [15] принимаем, что лазерный луч является однородным цилиндром радиуса r_0 , а тепло передается по образцу к другой цилиндрической поверхности с радиусом $R \gg r_0$, где температура практически равна температуре окружающей среды ($T_R \approx T_0$). Передача тепла окружающему воздуху для случая образца без подложки ввиду относительной малости может не учитываться [15]. В этом случае диффузионный член в (1) может быть представлен в релаксационном виде [15]

$$\frac{d}{dt}(\Delta T) = \frac{J(t) A (\Delta T)}{cL} + \frac{P(t)}{cV} - \frac{\Delta T}{\tau}, \quad (2)$$

здесь τ — постоянная времени термической релаксации, которое в равновесных условиях равно

$$\tau = \frac{r_0^2}{4D} (1 + 2 \ln(R/r_0)), \quad (3)$$

где $D = k/c$ — коэффициент термической диффузии.

Необходимо отметить, что в общем случае выражение (3), полученное для равновесных условий, неприменимо в динамическом режиме [16], так как дает уменьшенное до одного—двух порядков величины значение τ , что было определено в экспериментах по критическому замедлению [16–18]. Поэтому мы определяли τ по наилучшему совпадению теоретических и экспериментальных кривых. В нашем случае удовлетворительное совпадение получено для значения $\tau = 1-2$ мс, тогда как расчет по формуле (3) дает величину лишь 150–200 мкс.

С целью получить информативные аналитические выражения для времен реакции и переключения кристалла в зависимости от уровня возбуждения проанализируем отдельные части кинетики процесса, аппроксимируя $A(\Delta T)$ линейными зависимостями [17].

а) Время реакции кристалла (критическое замедление). Допустим, что кристалл возбуждается лучом лазера постоянной интенсивности J_0 и приложенным постоянным напряжением, электрическая мощность которого в объеме кристалла равна P_0 . Это приводит к нагреву образца до постоянной температуры ΔT_0 . Это состояние является исходным для процесса включения и конечным для процесса выключения. Включение производится подачей, а выключение — снятием в момент $t=0$ дополнительного импульса возбуждения, амплитуда которого $J_3 - J_0$ или $P_3 - P_0$ соответственно для оптического или электрооптического режимов работы. Включение происходит в момент времени t_1 при нагревании кристалла до температуры включения $\Delta T_1 > \Delta T_0$. Для процесса выключения исходное состояние характеризуется значением температуры ΔT_3 , которому соответствует набор J_3, P_0 в оптическом и J_0, P_3 в электрооптическом режимах. Выключение происходит при охлаждении кристалла до температуры выключения $\Delta T_2 > \Delta T_1$ в момент t_2 .

Выражения для времен реакции включения t_1 и выключения t_2 получаем, решая уравнение (2), в котором аппроксимируем $A(\Delta T) = A(\Delta T_1) = A_1$ при $\Delta T \leq \Delta T_1$ и $A(\Delta T) = A(\Delta T_2) = A_2$ при $\Delta T \geq \Delta T_2$. Тогда

$$t_{1r} = \tau \ln(\delta_{01r}/\delta_{31r} + 1) \quad (4)$$

$$t_{2r} = \tau \ln(\delta_{32r}/\delta_{02r} + 1). \quad (5)$$

Здесь относительные величины $\delta_{p,r}$ выражают максимальные и минимальные уровни возбуждения или температуры кристалла при включении и выключении

$$\delta_{pqr} = (-1)^q (R_q - R_p)/R_q, \quad (6)$$

где R_q , p — разность температур, интенсивность света или электрическая мощность; индексы имеют следующие значения: $p=0$ для минимального уровня возбуждения и 3 для максимального уровня возбуждения; $q=1$ при включении и 2 при выключении; $r=J$ — интенсивность света (оптический режим), P — электрическая мощность (электрооптический режим), T — температура (режим датчика температуры).

Здесь J_1 , J_2 — измеренные экспериментально при фиксированной температуре окружающей среды T_0 значения интенсивности света соответственно включения и выключения, а P_1 , P_2 — аналогичные значения электрической мощности. Ясно, что переключение ввиду своей термической природы происходит всегда при одинаковых температурах соответственно $T_0 + \Delta T_1$ или $T_0 + \Delta T_2$. Однако эти температуры могут быть достигнуты при разных комбинациях J , P и ΔT_0 . Это определяет возможность применения бистабильного электрооптического элемента в качестве оптического или электрического датчика температуры, в котором фиксируемая величина ΔT_0 может принимать любые значения $\Delta T_0 \leq \Delta T_1$ при соответствующих калиброванных значениях P и J . Определенной экспериментальной трудностью является то, что температура активной зоны элемента не может быть в любой момент измерена непосредственно. С учетом этого смысл формул (4) и (5) заключается в том, что время реакции кристалла может быть выражено через непосредственно измеримые величины J и P в случае, когда одна из них фиксирована, а другая используется в качестве управляющего сигнала. При этом относительные изменения температуры выражаются

$$\delta_{pqT} = \delta_{r,qJ} [1 - P_0 \tau / (\Delta T_q c V)] \quad (7)$$

для оптического режима работы и

$$\delta_{pqT} = \delta_{p,qP} (1 - J_0 A_q \tau / (\Delta T_q c L)) \quad (8)$$

для электрооптического режима.

б) Время переключения. Собственно процесс переключения происходит в области резкого изменения A (ΔT) с температурой, т. е. должно выполняться условие внутренней бистабильности системы [16] $\Delta T_2 / \Delta T_1 < A_2 / A_1$. Здесь аппроксимируем

$$A(\Delta T) = A_1 + K_{12}(\Delta T - \Delta T_1), \quad (9)$$

где

$$K_{12} = (A_2 - A_1) / (\Delta T_2 - \Delta T_1), \quad (\Delta T_1 \leq \Delta T \leq \Delta T_2). \quad (10)$$

В этом случае время переключения, определяемое скоростью изменения температуры от ΔT_1 до ΔT_2 или наоборот, в оптическом режиме может быть выражено

$$\tau_{1J} = \tau \{ (\Delta T_1 / A_1) K_{12} (1 + \delta_{31J}) [1 - P_0 \tau / (\Delta T_1 c V)] - 1 \}^{-1} \times \\ \times \ln \left\{ \delta_{31J}^{-1} \left[(A_2 / A_1) (1 + \delta_{31J}) - (\Delta T_2 / \Delta T_1) \frac{1 - P_0 \tau / (\Delta T_2 c V)}{1 - P_0 \tau / (\Delta T_1 c V)} \right] \right\} \quad (11)$$

для включения и

$$\tau_{2J} = \tau \{ (\Delta T_2 / A_2) K_{12} (1 - \delta_{02J}) [1 - P_0 \tau / (\Delta T_2 c V)] - 1 \}^{-1} \times \\ \times \ln \left\{ \delta_{02J}^{-1} \left[\frac{1 - P_0 \tau / (\Delta T_1 c V)}{1 - P_0 \tau / (\Delta T_2 c V)} (\Delta T_1 / \Delta T_2) - (A_1 / A_2) (1 - \delta_{02J}) \right] \right\} \quad (12)$$

для процесса выключения.

В электрооптическом режиме работы время включения выражается

$$\tau_{1P} = \tau [\tau J_0 K_{12} / (cL) - 1]^{-1} \ln \left\{ \delta_{31P}^{-1} \left[(1 + \delta_{31P}) - (\Delta T_2 / \Delta T_1) \frac{1 - J_0 A_2 \tau / (\Delta T_2 c L)}{1 - J_0 A_1 \tau / (\Delta T_1 c L)} \right] \right\}, \quad (13)$$

а время выключения

$$\tau_{2P} = \tau [\tau J_0 K_{12} / (cL) - 1]^{-1} \ln \left\{ \delta_{02P}^{-1} \left[\frac{1 - J_0 A_1 \tau / (\Delta T_1 c L)}{1 - J_0 A_2 \tau / (\Delta T_2 c L)} (\Delta T_1 / \Delta T_2) - (1 - \delta_{02P}) \right] \right\}. \quad (14)$$

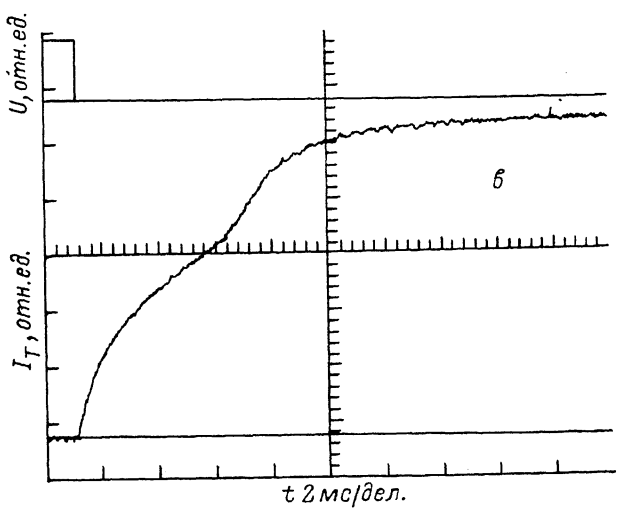
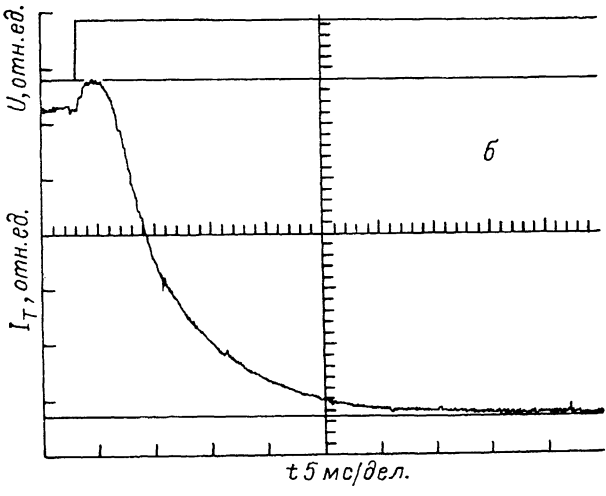
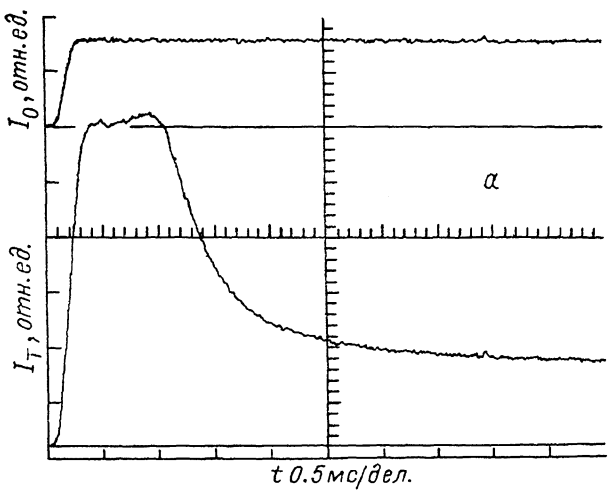


Рис. 1. Осциллограммы кинетик включения (а, б) и выключения (в) бистабильного электрооптического элемента на монокристаллической пластинке CdS.

Представлены временные зависимости интенсивности прошедшего через кристалл света (внизу) совместно с возбуждающим импульсом (вверху); а — возбуждение импульсом света, приложенное напряжение $U=0$, б — возбуждение импульсом напряжения, интенсивность падающего света $J_0=23$ мВт.

Необходимо подчеркнуть, что, как следует из выражений (11)—(14), время переключения зависит только от конечных параметров импульса переключения и не зависит от его исходного состояния. По окончании переключения температура кристалла релаксирует к равновесным величинам ΔT_3 или ΔT_0 с постоянной времени термической релаксации τ .

Расчетные зависимости, вычисленные по формулам (4)—(14), представлены на рис. 2 и 3 вместе с экспериментальными данными. Для расчетов использованы следующие параметры CdS: $A_1=0.27$, $A_2=0.69$, $\Delta T_1=24$ К, $\Delta T_2=48$ К [13, 16], $c=1.58$ Вт·с·К⁻¹·см⁻³, $D=0.13$ см²·с⁻¹ [15]. Величины J , P , L и V определялись экспериментально.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Кинетики переключения представлены на рис. 1, там же показаны фронты возбуждающих импульсов. Все представленные зависимости, где это отдельно не отмечено, получены в квазистационарном режиме. Сдвиг между фронтом возбуждающего импульса и началом собственно процесса переключения обусловлен, как было показано, термической инерцией кристалла и характеризуется временем реакции t_1 при включении и t_2 при выключении. Собственно процесс переключения, возникающий ввиду резкой температурной зависимости

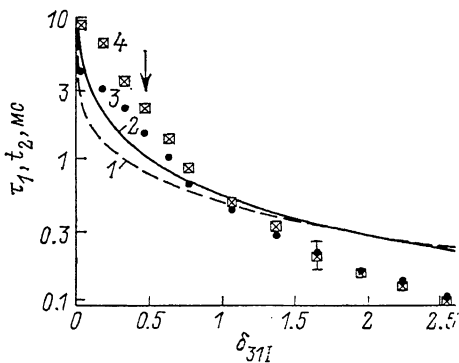


Рис. 2. Теоретические (1, 2) и экспериментальные (3, 4) зависимости времени реакции включения t_1 (1, 3) и времени выключения t_2 (2, 4) от амплитуды возбуждающего светового импульса ($U=0$).

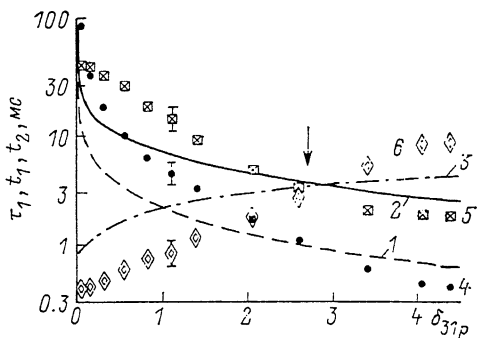


Рис. 3. Теоретические (1—3) и экспериментальные (4—6) зависимости времени реакции включения t_1 (1, 4), времени включения τ_1 (2, 5) и времени реакции выключения t_2 (3, 6) от величины мощности электрического импульса.

$J_0=23$ мВт (0.65 интенсивности включения при $U=0$). Вертикальные стрелки указывают идентичные экспериментальные условия.

коэффициента абсорбции, описывается временами соответственно τ_1 и τ_2 . Теоретические и экспериментальные зависимости этих времен от уровня возбуждения при фиксированном стационарном подогреве кристалла показаны на рис. 2 и 3 для образцов без подложки. Отметим, что все зависимости в оптоэлектрическом и электрическом режимах получаются идентичными, что обусловлено теми же механизмами переключения.

Теоретические и экспериментальные кривые на рис. 2 и 3 различаются в основном тем, что диапазон изменения расчетных данных меньше полученных экспериментально, при этом экспериментальные кривые не аппроксимируются логарифмической зависимостью, а носят более прямолинейный характер. Тем не менее в относительно узком диапазоне изменения δ_{pqr} (до 0.3—0.5) путем подбора параметров можно достичь хорошего количественного совпадения, что совместно с простотой и наглядностью является преимуществом метода.

В точном анализе должно быть учтено, во-первых, неравномерное распределение интенсивности лазерного луча как по диаметру, так и по глубине кристалла, во-вторых, объемная неоднородность A (ΔT , r), возникающая в связи

с неоднородностью дефектного состава конкретного кристалла, а также точная зависимость A (ΔT), хотя, как показывают оценки, последнее не изменяет заметно количественные результаты.

Необходимо отметить разницу между процессами включения и выключения: первый из них в принципе может быть очень быстрым (т. е. $t_1 + \tau_1 \rightarrow 0$), если только кристаллу за короткий промежуток времени сообщается большое количество энергии (т. е. $\delta_{31r} \rightarrow \infty$). Это показано в [20] с применением наносекундных импульсов эксимерного лазера. Тем временем скорость выключения определяется главным образом скоростью релаксации температуры в приборе, которая может быть увеличена только в результате улучшения охлаждения [21], так как в этом случае значение $\delta_{02r} = 1$ является предельным. Сказанное подтверждается результатами исследования скорости переключения в кристаллах

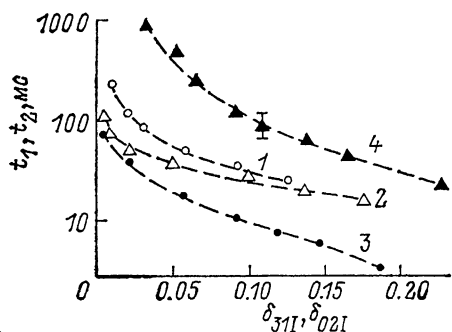


Рис. 4. Сопоставление экспериментальных зависимостей времен реакции включения (1, 3) и выключения (2, 4) от интенсивности светового импульса бистабильных электрооптических элементов без подложки (1, 2) и на стеклянной подложке (3, 4).

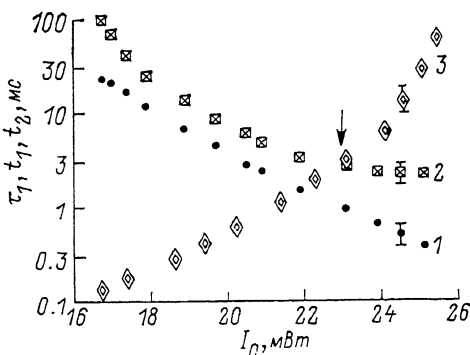


Рис. 5. Зависимость времени реакции включения t_1 (1), времени включения τ_1 (2) и времени реакции выключения t_2 (3) в электрооптическом режиме от интенсивности постоянного оптического возбуждения.

Амплитуда импульсов электрической мощности равна 3.6 мощности включения при $J_0 = 23$ мВт. Стрелки — то же, что и на рис. 3.

без подложки и на стеклянной подложке (рис. 4). Видно, что в области малых δ_{pqr} времена реакции включения близки по порядку величины, что объясняется малой скоростью теплообмена на границе полупроводник—стекло. Суммарное время термической релаксации может быть выражено [15]

$$1/\tau = 1/\tau_k + 1/\tau_r, \quad (15)$$

где τ_k и τ_r — постоянные времена термической релаксации при передаче тепла соответственно по пластинке кристалла параллельно поверхности и через границу кристалл—подложка.

Так как теплопроводность стекла небольшая ($D = 0.018$ см²·с⁻¹ [19]) по сравнению с теплопроводностью CdS ($D = 0.13$ см²·с⁻¹ [15]), то ясно, что время включения обуславливается главным образом свойствами кристалла. При выключении же малая теплоемкость тонкого кристалла и короткое время его термической релаксации определяют ситуацию, в которой кристалл благодаря термостатирующему действию подложки играет роль оптического датчика температуры последней. С одной стороны, большее время выключения образца на подложке является недостатком, но в то же время применение подложки в качестве теплоотвода уменьшает взаимовлияние нескольких близко на одном кристалле расположенных активных областей переключения и тем самым позволяет повысить плотность размещения элементов на пластинке [7].

Влияние уровня начального постоянного оптического подогрева образца на скорость электрического переключения показано на рис. 5. К подобным зависимостям приводит также изменение приложенного постоянного электрического напряжения при переключении световыми импульсами. Видно, что ка-

чественно зависимости на рис. 3 и 5 схожи между собой. Ясно, что начальный подогрев образца ведет к увеличению его температуры ΔT_0 и уменьшению δ_{0gr} , что следует непосредственно из соотношений (6)—(8). Возбуждение при этом образца переключателями импульсами постоянной амплитуды приведет в итоге к более высокой его конечной температуре, т. е. к увеличению δ_{3gr} .

Экспериментально подтвержден сделанный в разделе 2 вывод о независимости времени переключения от начальных параметров переключающего импульса. Изменение δ_{01r} при фиксированном δ_{31r} для включения (формулы (11), (13)), а также изменение δ_{32r} при фиксированном δ_{02r} для выключения (формулы (12), (14)) не приводили в пределах погрешности эксперимента к изменению τ_{1r} и τ_{2r} , которые в зависимости от образца были равны 1.3—20 мс. Необходимо отметить, что в общем случае δ_{pgr} необязательно должны быть одной природы, как предполагается в выражениях (11)—(14). Более обобщенно требование постоянства δ_{31r} в первом случае и δ_{02r} во втором с учетом выражений (7) и (8) должно выражаться как условие постоянства соответственно максимальной и минимальной энергий или температур кристалла.

Заканчивая обсуждение результатов, полученных в квазистационарном режиме, заметим, что бистабильный электрооптический элемент может находиться во включенном состоянии сколько угодно долго при условии, что внешний управляющий сигнал не является слишком интенсивным, чтобы вызвать термическое повреждение кристалла.

Роль термической инерции кристалла показана на рис. 6. Фиксировалась

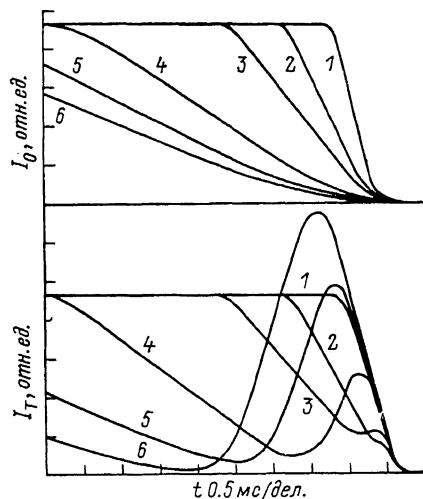


Рис. 6. Зависимость кинетик выключения в режиме оптической бистабильности (внизу) от длительности выключающего фронта импульса света (вверху).

1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 1.6, 4 — 3.4, 5 — 5.1, 6 — 6.1 мс.

кинетика интенсивности прошедшего через образец луча в зависимости от длительности выключающего фронта импульса света. Интенсивность оптического возбуждения подобрана таким образом, что время термической реакции кристалла равно постоянной времени термической релаксации. Ясно, что с применением одного светового луча, который является одновременно возбуждающим и сигнальным, наблюдение процесса восстановления высокой светопропускаемости возможно лишь в случае, когда длительность выключающего фронта не меньше постоянной времени термической релаксации (кривые 2—6). В противном случае выключение происходит уже в отсутствие луча (кривая 1). Видно, что выключение наблюдается при длительностях фронта, превышающих 1—1.5 мс (кривые 2, 3), что хорошо согласуется с эмпирически подобранным значением параметра τ . При дальнейшем увеличении длительности фронта светового импульса (кривые 4—6) наблюдаемая длительность выключения тоже увеличивается до достижения равновесных условий. Как видно из рис. 7, 8, на которых представлены частотные зависимости времен оптического переключения для треугольных (рис. 7) и прямоугольных (рис. 8) возбуждающих импульсов, условия, близкие к равновесным, достигаются для частот ниже ≈ 3 Гц. Увеличение скорости переключения при повышении частоты возбуждения на рис. 7 и 8 объясняется повышением средней температуры кристалла из-за термической инерции. Однако для случая треугольных импульсов возбуждения сокращение времен переключения происходит с повышением частоты более быстро (по гиперболическому закону), чем для прямоугольных импульсов (при этом зависимость логарифмическая). Видимо, это обусловлено разными условиями нагрева и охлаждения кристалла, который для применявшихся уровней возбуждения

более длительное время находится во включенном состоянии в первом случае, чем во втором. Это подтверждается также разницей максимальных частот, при которых еще возможно переключение в течение периода возбуждения. Для треугольных импульсов эта частота равна примерно 300 Гц (рис. 7), а для прямоугольных — 500—1000 Гц (рис. 8). При более высоких частотах кристалл постоянно находится во включенном состоянии.

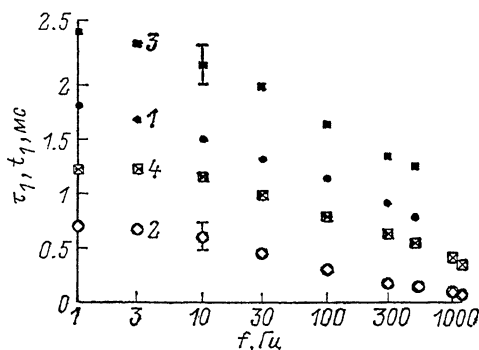
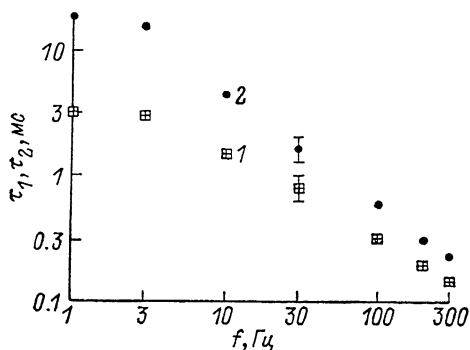


Рис. 7. Частотные зависимости времен включения τ_1 (1) и выключения τ_2 (2) в оптическом режиме для треугольных световых импульсов, амплитуда которых равна 1.4 амплитуды включения ($U=0$).

Рис. 8. Частотные зависимости времени реакции включения t_1 (1, 2) и времени включения τ_1 (3, 4) в оптическом режиме для прямоугольных световых импульсов, амплитуда которых равна 1.4 амплитуды включения при $U=0$.

Приложенное постоянное напряжение $U=0$ (1, 3) и 4 В (2, 4).

Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 520 с.
- [2] Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C. et al. // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 45. N 1. P. 13—15.
- [3] Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1985. Vol. QE-21. N 9. P. 1462—1476.
- [4] Wedding B., Jäger D. // Proc. SPIE. Ecoosa'84. 1985. Vol. 492. P. 391.
- [5] Jäger D., Forsman F., Wedding B. // IEEE J. Quant. Electron. 1985. Vol. QE-21. N 9. P. 1453—1457.
- [6] Forsman F., Jäger D., Niessen W. // Opt. Commun. 1987. Vol. 62. N 3. P. 193—196.
- [7] Grohs J., Schmidt A., Kunz M. et al. // Proc. Intern. Congress on Optical Science and Engineering. Paris, 1989.
- [8] Witt A., Wegener M., Klingshirn C. et al. D. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 52. N 5. P. 342—344.
- [9] Klingshirn C., Wegener M., Witt A., Dörnfeld C. // Proc. Intern. Conf. Dynamic Processes Condensed Matter. Tsukuba (Japan): J. Lumin, 1987. Vol. 38. P. 278.
- [10] Witt A., Wegener M., Lyssenko V. G. et al. // IEEE J. Quant. Electr. 1988. Vol. QE-24. N 12. P. 2500—2506.
- [11] Schmidt A., Müller M., Grohs J. et al. // Proc. IV Int. Conf. on II—VI-Compounds. Berlin (West), 1989. P. Th-P-56.
- [12] Klingshirn C., Wegener M., Dörnfeld C. et al. // Optical Bistability III. V. 8 of Springer Proc. in Physica / Ed. by H. M. Gibbs, P. Mandel, N. Peyghambarian, S. D. Smith. New York: Springer Verlag, 1986.
- [13] Lambsdorf M., Dörnfeld C., Klingshirn C. // Zeitschrift für Physik B. 1986. Vol. 64. P. 409—416.
- [14] Hajto J., Janossy I. // Phil. Mag. B. 1983. Vol. 47. N 4. P. 347—366.
- [15] Haddad I., Kretzschmar M., Rossman H., Henneberger F. // Phys. Stat. Sol. (b). 1986. Vol. 138. N 1. P. 235—243.
- [16] Kretzschmar M., Henneberger F., Rossman H., Haddad I. // Phys. Stat. Sol. (b). 1987. Vol. 143. P. K71—K76.
- [17] Wegener M., Klingshirn C. // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 35. N 4. P. 1740—1752.
- [18] Gutowski J., Hollandt J., Broser I. // Zeitschrift für Physik B. 1989. Vol. 76. P. 547—558.
- [19] Janossy I., Mathew J. G. H., Abraham E. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1988. Vol. 22. N 12. P. 2224—2229.

[20] *Wegener M., Klingshirn C., Daunois A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 52. N 9. P. 685—687.*

[21] *Jaeger D. // Proc. Intern. Congress on Optical Science and Engineering. Paris, 1989.*

Университет г. Кайзерслаутерн (ФРГ)
Вильнюсский государственный
университет им. В. Калсукаса

Поступило в Редакцию
20 февраля 1990 г.
В окончательной редакции
11 ноября 1990 г.
