

УДК 621.315.592

Быстрые оптические регистрирующие среды на полупроводниковых наноструктурах для записи изображений на зарядах свободных фотоносителей

Обзор

© П.Г. Кашерининов[¶], А.А. Томасов, Е.В. Берегулин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получен 26 мая 2010 г. Принят к печати 2 июня 2010 г.)

Приведен обзор литературных данных по свойствам оптических регистрирующих сред на полупроводниковых структурах. Рассмотрены принципы работы, конструкция, параметры, области применения оптических регистрирующих сред на: MIS-структурах на фоторефрактивных кристаллах с толстым слоем диэлектрика; MIS-структурах с жидким кристаллом в качестве диэлектрика (модуляторы МДП-ЖК); на эффекте оптической бистабильности в полупроводниковых структурах — на полупроводниковых MIS-структурах с наноразмерным слоем диэлектрика (PI); M(PI)S-наноструктурах. Особое внимание уделено регистрирующим средам на M(PI)S-наноструктурах, перспективным для быстрой обработки высокоинформативных изображений и создания оптоэлектронных корреляторов изображений некогерентного света.

Введение

Оптические регистрирующие среды являются основой новых быстро развивающихся направлений науки и техники: оптоэлектроники, робототехники, оптической обработки информации, систем технического зрения, систем искусственного интеллекта, оптических компьютеров, систем навигации и т. д.

Регистрирующая среда — это твердотельное устройство, способное переносить оптическую информацию с одного светового потока на другой, усиливать изображения по яркости, преобразовывать их по спектру и когерентности, выполнять операции вычитания, дифференцирования и т. д. До последнего времени не получено окончательного приемлемого решения этой проблемы. В связи с этим интенсивно проводятся исследования физических принципов преобразования изображений в различных твердотельных структурах. От применения оптических методов ожидается качественный скачок в повышении производительности вычислительных средств.

Особенностью регистрирующих сред является возможность параллельного преобразования всего массива информации за время одного переключения среды.

Оптические регистрирующие среды должны обладать: реверсивностью, т. е. возможностью стирания записанной ранее информации и записью новой информации; высоким пространственным разрешением, обеспечивающим формирование и преобразование наибольшего числа отдельно разрешимых каналов на единице площади; наличием памяти, т. е. способностью сохранять включенное состояние на время, необходимое для считывания

всего массива записанной информации; высокой фоточувствительностью; высоким быстродействием; высокой глубиной модуляции, обеспечивающей высокий контраст между оптическим нулем и единицей; отсутствием усталости в течение времени эксплуатации; возможностью работы при комнатных температурах и др. [1–4]. Светоправляемые оптические логические элементы на базе этих регистрирующих сред представляют собой устройства, в которых один световой поток или импульс непосредственно управляет параметрами другого светового потока без промежуточного преобразования в электрический сигнал и обратно. Разработка методов управления параметрами световых потоков непосредственно с помощью света позволяет реализовать новый класс приборов, предназначенный для полностью оптической обработки информации. В настоящее время в технике в основном используются два типа регистрирующих сред на полупроводниковых структурах, функционирующих на различных принципах:

1) за счет перераспределения напряженности электрического поля под действием записывающего света в двухслойных структурах на электрооптических кристаллах (модуляторы света на MIS-структурах типа ПРОМ (PROM) и модуляторы света на жидких кристаллах (структуры МДП-ЖК (MIS-LC) [3]));

2) за счет изменения характеристик среды под действием записывающего света (коэффициентов его преломления или поглощения) — эффект оптической бистабильности [5–13].

В обзоре рассмотрены принципы работы и характеристики таких регистрирующих сред, а также принципы работы перспективных быстрых регистрирующих сред на полупроводниковых наноструктурах, появившихся в последнее время, и новые приборы для обработки изображений на их основе.

[¶] E-mail: peter.kasheriniov@mail.ioffe.ru

Глава 1. Оптические регистрирующие среды для записи и обработки изображений на MIS-структурах

1.1. Регистрирующие среды на MIS-структурах с толстым слоем диэлектрика на фоторефрактивных кристаллах [3–5]

Регистрирующие среды на MIS-структурах представляют собой структуры металл (М)–диэлектрик (I)–полупроводник (S) с толстым слоем диэлектрика (I), непрозрачным для носителей тока (толщиной 1 мкм), на фоторефрактивных кристаллах (рис. 1, а) [3]. Такие структуры используются в пространственно-временных модуляторах света (ПВМС) типа „ПРОМ“, предназначенных для преобразования изображений по спектру, когерентности и мощности. Такие структуры представляют собой сочетание фоторефрактивного слоя ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, GaAs) и диэлектрического слоя (I). В отсутствие записывающего света приложенное к структуре напряжение сосредоточено в основном в фоторефрактивном кристалле. Принцип записи оптической информации в таких структурах заключается в преобразовании энергии излучения записывающего

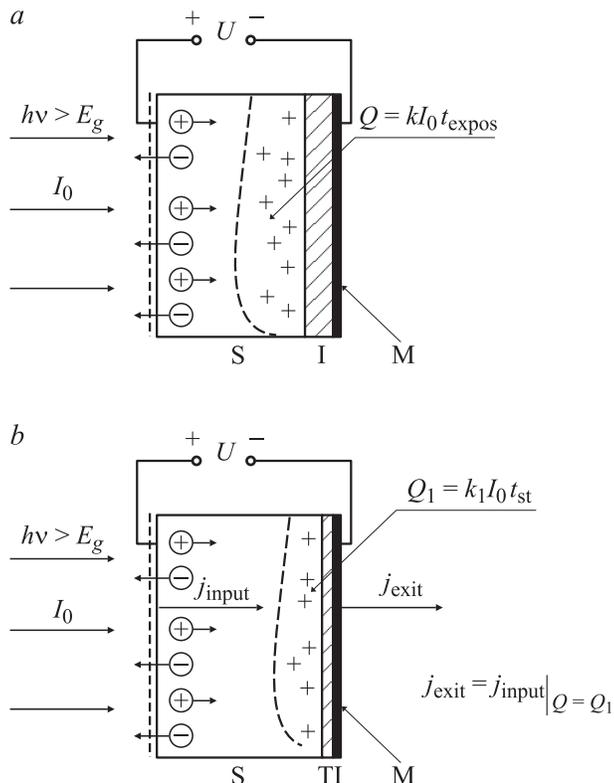


Рис. 1. Принципиальная схема оптической записи информации на полупроводниковых структурах металл(М)–диэлектрик (I)–полупроводник (S): а — с толстым слоем диэлектрика (I): MIS-структуры; б — с тонким наноразмерным слоем диэлектрика (TI): M(TI)S-структуры.

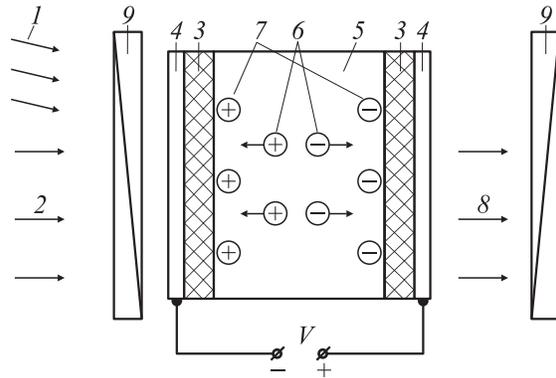


Рис. 2. Схема модулятора типа „ПРОМ“ на кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$: 1 — управляющий световой поток, 2 — считывающий световой поток, 3 — диэлектрические слои, 4 — прозрачные электроды, 5 — фоточувствительный электрооптический материал, 6 — фотогенерированные носители тока, 7 — носители, захваченные на ловушки и формирующие профиль поля, 8 — выходящий промодулированный световой поток, 9 — поляризатор [3].

света в энергию электронно-дырочных пар, созданных этим излучением в фоторефрактивном слое структуры.

К таким структурам прикладывается внешнее напряжение смещения, на поверхность структуры проецируется записываемое изображение фотоактивно поглощаемым в кристалле световым потоком I_0 с фиксированным временем экспозиции (t_{expos}) (рис. 1, а).

Под действием электрического поля, приложенного к структуре, происходит разделение зарядов фотоносителей в электрооптическом слое структуры и их перенос к границе раздела. В результате этого у непроходимой для носителей тока границы раздела фотопроводник–(диэлектрический слой) образуется объемный электрический заряд соответствующего знака, с плотностью, пропорциональной энергии записывающего света. При достаточно малом времени экспозиции (t_{expos}) плотность этого заряда ($Q = k I_0 t_{\text{expos}}$) пропорциональна интенсивности записывающего светового потока на поверхности структуры (I_0). Под действием этого заряда происходит изменение распределения приложенного к структуре напряжения (U_0) между электрооптическим слоем структуры и диэлектриком. Считывание записанной информации осуществляется проходящим считывающим поляризованным световым потоком, не поглощающимся в кристалле, на продольном эффекте Поккельса [3,4,7]. Анализатор на выходе превращает фазовую модуляцию в амплитудную, восстанавливая тем самым двухмерную картинку записанного изображения (рис. 2). После считывания записанной информации считывающим проходящим световым потоком структура подготавливается для нового цикла записи информации. В таких MIS-структурах после выключения записывающего света записанный заряд не может вытечь из кристалла через блокирующий диэлектрический слой (I). Для перезаписи

Таблица 1. Сравнительные характеристики оптических управляемых транспарантов на двухслойных MIS-структурах на электрооптических кристаллах

Тип структуры	Чувствительность энергетическая, Дж/см ²	Чувствительность. Спектральная область	Быстродействие, цикл/с	Максимальный контраст	Разрешающая способность, линий/мм	Рабочее напряжение, В	Литература
MIS-структура на Bi ₁₂ SiO ₂₀ (ПРОМ)	$2 \cdot 10^{-4}$	0.3–0.45	$< 4 \cdot 10^{-2}$	1000:1	5–7	5000–7000	[3,4,6,7]
МДЖ-ЖК Bi ₁₂ SiO ₂₀	$5 \cdot 10^{-7}$	0.3–0.45	$(1-3) \cdot 10^{-3}$	100:1	250	100	[6,8,11,12,14]
МДМ-ЖК GaAs	10^{-8}	0.5–0.9	$(1-3) \cdot 10^{-3}$	100:1	~ 20	100	[6,7]

изображений необходима операция стирания этого заряда. Операция стирания занимает основное время цикла записи изображений ($t = 10^{-2} - 10^{-3}$ с), в то время как операции записи и считывания изображений занимают единицы микросекунд.

Для того чтобы стереть записанное изображение, необходима мощная засветка структуры однородным световым потоком сильно поглощаемого света при закороченных электродах. Это приводит к полному стеканию накопленного заряда через внешнюю цепь. Длительность стирающего импульса может быть достаточно короткой, однако требуется некоторое время для компенсации внутреннего поля и релаксации заряда через внешнюю цепь. Для различных образцов это время изменяется от единиц до сотен миллисекунд. На таких MIS-структурах функционируют ПВМС (STML) типа ПРОМ (PROM) (рис. 2) [3,4] с параметрами, приведенными в табл. 1.

Недостатками таких модуляторов являются низкое быстродействие ($\nu < 10^2$ цикл/с), а также высокие прикладываемые напряжения.

1.2. Регистрирующие среды на МДП структурах с жидким кристаллом в качестве диэлектрика (МДП-ЖК)

Дальнейшее совершенствование параметров двухслойных структур, повышение их чувствительности и быстродействия связаны с использованием в качестве диэлектрического слоя в MIS-структуре эффективного нематического электрооптического жидкокристаллического диэлектрика НЖК (NLC) [5–13].

В НЖК полуволновое напряжение составляет единицы вольт. Для эффективной модуляции света в такой структуре требуется изменение напряжения на слое НЖК всего на единицы–десятые доли вольта по сравнению с сотнями и тысячами вольт для MIS-структур. Теоретический предел чувствительности таких структур составляет $10^{-10} - 10^{-11}$ Дж/см².

В структурах полупроводник–(жидкий кристалл) (MIS-LC) сопротивление слоя жидкого кристалла (ρ_{LC}) относительно невысоко ($\rho_{LC} = 10^{10} - 10^{11}$ Ом·см), и

слой ЖК ведет себя в MIS-структуре как типичный диэлектрик лишь при временах, меньших времени диэлектрической релаксации $\tau_M = \varepsilon_0 \varepsilon_{LC} \rho_{LC} \approx 10^{-3}$ с.

В структуре полупроводник–(жидкий кристалл) (MIS-LC) с высокоомными полупроводниками время накопления заряда будет определяться именно этим временем (τ_M), тогда как в MIS-структуре с толстым диэлектриком на высокоомных полупроводниковых кристаллах оно составляет единицы и десятки минут.

Результатом указанного процесса является разряд ЖК-конденсатора через собственное сопротивление со временем порядка 1–10 мс. Если накопление заряда на границе полупроводник–(жидкий кристалл) идет достаточно медленно (при малых интенсивностях света), то типичный отклик в ЖК может вообще не сформироваться (потенциал не достигнет порогового уровня). С другой стороны, при возбуждении структуры мощным коротким световым импульсом спад оптического отклика определяется в основном временем упругой релаксации ЖК (t_{er}), которое обычно больше времени разрядки ЖК-конденсатора ($t_{er} > t_{M(LC)} = 10^{-3} - 1$ с).

Наоборот, в структурах полупроводник–(жидкий кристалл), созданных на низкоомных кристаллах (Si, GaAs и др.) при интенсивной термической генерации носителей, слой ЖК ведет себя по отношению к полупроводнику как обычный диэлектрик. Время экранирования поля поверхностным зарядом в результате термической генерации носителей в полупроводниковом кристалле определяет время экранирования структур ($t_S = \tau_M$) (рис. 3).

Для записи информации к таким структурам прикладывается импульс напряжения с длительностью τ_I ($\tau_I < t_S$). Во время действия этого импульса и производится запись информации оптическим сигналом. Быстродействие структур МДП-ЖК (MIS-LC) [5–13] определяется временем упругой релаксации ЖК (t_{er}).

Параметры пространственно-временных модуляторов света на структурах МДП-ЖК из монокристаллического арсенида галлия и нематических жидких кристаллов приведены в табл. 1.

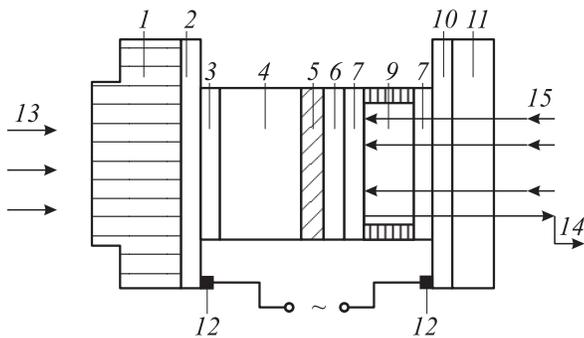


Рис. 3. Конструкция ПВМС на основе структуры МДП-ЖК на кристалле GaAs: 1 — волоконно-оптическая пластина, 2 — прозрачный электрод, 3 — оптический клей, 4 — полупроводниковая пластина, 5 — поглощающий слой, 6 — диэлектрическое зеркало, 7 — ориентирующий слой, 8 — диэлектрические прокладки, 9 — жидкий кристалл, 10 — прозрачный электрод, 11 — стеклянная подложка, 12 — омический контакт, 13 — входное изображение, 14 — выходное изображение, 15 — луч опроса [9].

Особенностью структур МДП-ЖК является питание LC-ячейки переменным электрическим полем. Быстродействие оптического отклика при этом определяется вязкоупругими свойствами цепочки LC [5–13]. За времена, меньшие чем 10^{-3} с, не удастся сформировать оптический отклик, что связано с упругой деформацией отклика жидкокристаллической среды. Другой особенностью этого типа структур является низкое пространственное разрешение.

Достоинства оптических регистрирующих сред на структурах МДП-ЖК: высокая чувствительность, высокий оптический контраст, наличие памяти, работа при комнатных температурах, низкие питающие напряжения.

Недостатками таких сред являются низкое быстродействие, невозможность работы в области ближнего инфракрасного (ИК) диапазона.

1.3. Регистрирующие среды на эффекте оптической бистабильности в полупроводниковых структурах

Большие надежды на создание быстрых оптических регистрирующих сред связывались с методами оптической модуляции, основанной на эффекте оптической бистабильности. Предполагалось, что на этих принципах могут быть реализованы модуляторы с малым временем переключения и соответственно с высокой скоростью передачи информации. Система считается оптически бистабильной, если при одном и том же значении входного оптического сигнала (I_0) в некоторой области изменения его интенсивности выходной сигнал (I_1) может иметь два уровня интенсивности (рис. 4). Такая система является нелинейной, и, кроме того, она обладает обратной связью, оптической или электрической, обеспечивающей многозначность нелинейного пропускания,

т. е. бистабильностью [14,15]. Функционирование бистабильных устройств осуществляется благодаря наличию насыщающего поглотителя с коэффициентом поглощения, уменьшающимся с увеличением прикладываемой мощности излучения. Уровни мощности, при которых наблюдается такая зависимость, определяются конкретным материалом. Изменение поглощения происходит в таких системах, как правило, сравнительно плавно. Однако возможно осуществление скачкообразного изменения поглощения насыщающегося поглотителя при помещении его в резонатор. При этом незначительное увеличение мощности падающего пучка сопровождается слабым уменьшением внутрирезонаторного поглощения, что в свою очередь делает резонатор способным аккумулировать большую мощность. Это увеличение внутрирезонаторной мощности еще сильнее насыщает поглотитель, и последний вновь способен связать больше энергии в резонаторе. Процесс происходит кумулятивно, и в конечном итоге изменение уровня мощности внутри резонатора превышает первоначальное слабое изменение входной мощности. Таким образом, существует пороговый уровень, при котором система становится неустойчивой и скачком переходит в другое состояние. Если теперь входная мощность будет уменьшаться от значения выше порогового, то изменение мощности по своему характеру будет отличаться от изменения выходного сигнала. Вследствие высокой интенсивности поля внутри резонатора насыщающийся поглотитель поддерживается в просветленном состоянии, даже несмотря на то что входная интенсивность I_0 уменьшается ниже порогового уровня I_{thr} . При этом уровень отражаемой мощности низок, а мощность проходящего потока соответственно высока. Это состояние пропускания сохраняется до тех пор, пока входная интенсивность не упадет ниже порогового уровня $I_0 < I_{thr}$, при котором внутрирезонаторное поле уже неспособно поддерживать насыщающийся поглотитель в просветленном состоянии. Поглотитель переходит в состояние сильного по-

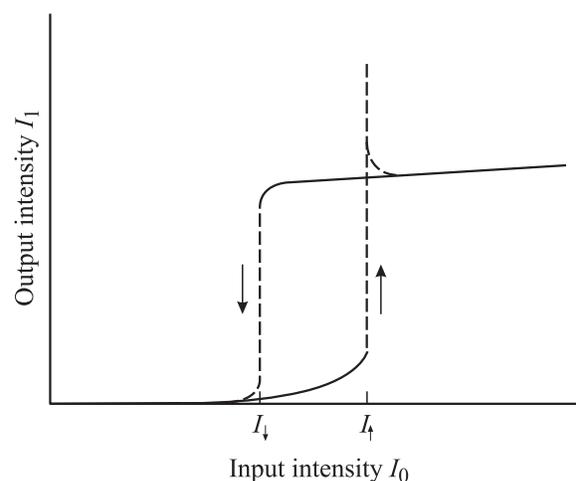


Рис. 4. Передаточная характеристика оптически бистабильной системы [15].

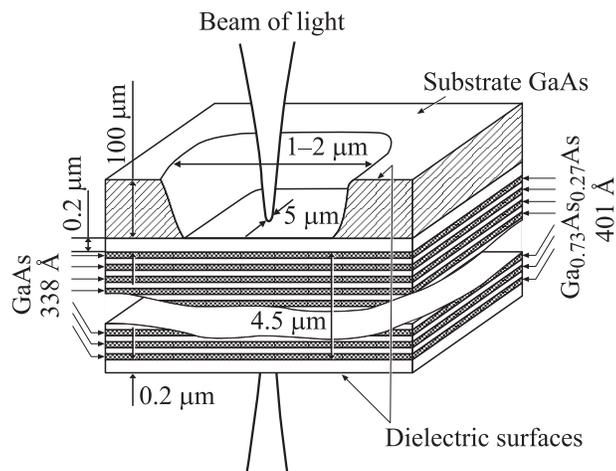


Рис. 5. Устройство со структурой сверхрешетки на основе GaAs/GaAlAs, использованное для наблюдения бистабильности при комнатной температуре.

глощения, что приводит к переключению резонатора. В результате скачком увеличивается мощность отраженного пучка и соответственно резко уменьшается мощность прошедшего пучка. При циклическом изменении входной интенсивности бистабильная система может функционировать обратимо. Таким образом, явление оптической бистабильности является аналогом тех гистерезисных явлений, на основе которых работают электронные, ферромагнитные и другие устройства, в том числе и в электронно-вычислительных машинах [15–17]. К настоящему времени изучено большое число типов оптической бистабильности, возникающей в различных средах [15–17]. В качестве материала для бистабильных устройств используются полупроводниковые материалы. Резонансные нелинейности в полупроводниках, возникающие под действием освещения, обусловлены в основном тремя механизмами насыщения нелинейного поглощения:

- 1) насыщением поглощения вблизи экситонного резонанса [15,16],
- 2) насыщением вблизи края зоны (эффект Бурштейна–Мосса) [17],
- 3) насыщением за счет эффекта Франца–Келдыша [15].

Конструкция бистабильного устройства на эффекте насыщения поглощения вблизи экситонного резонанса [15–17] на сверхрешетке, работающего при комнатной температуре, показана на рис. 5. Сверхрешеточный эталон состоит из слоев GaAs толщиной 336 Å и AlGaAs (401 Å). Полная толщина кристалла составляла 2 мкм. Наблюдался бистабильный отклик. Требуемые интенсивности составляли $I > 10^5$ Вт/см², времена переключения от 20 до 40 нс. В настоящее время продемонстрировано большое число бистабильных устройств [15–17] с малым временем переключения $\sim 10^{-12}$ с, но с высокой оптической энергией переключения. Создание устройств, позволяющих передавать информацию с высокой ско-

ростью, встречает большие технические трудности. Под быстродействием понимается возможность длительного переключения среды с частотой ν , а не единичный акт ее переключения за малое время t_c . Реальное быстродействие описанных устройств будет меньше, чем потенциально достижимое, поскольку предельная рассеиваемая мощность в полупроводниковых приборах, работающих без охлаждения, не должна превышать 1 Вт/см² для структур нерезонаторного типа и 1 мВт/см² для структур резонаторного типа [15–19].

Оптические регистрирующие среды на эффекте оптической бистабильности оказались мало перспективными для быстрой записи и обработки изображений из-за большой мощности переключающих световых потоков $I \gg 10^3$ Вт/см², но они находят использование в качестве светуправляемых оптических одноканальных переключателей (SEED) [15].

Выводы к главе 1

Существующие оптические регистрирующие среды на двуслойных структурах (МДП структурах, структурах МДП-ЖК) и структуры на эффекте оптической бистабильности не могут обеспечить высокую скорость обработки изображений.

Для реализации быстрых регистрирующих сред ($\nu > 10^6$ цикл/с) необходимы новые принципы быстрой оптической записи информации, нового типа структуры, функционирующие на этих принципах с малой энергией переключения $E < 10^{-7}$ Дж/см².

Глава 2. Быстрые оптические регистрирующие среды для записи и обработки изображений на MIS-структурах с тонким наноразмерным диэлектриком TI (M(TI)S-наноструктуры)

Среди рассмотренных выше типов оптических регистрирующих сред наиболее перспективными для совершенствования параметров (повышения быстродействия) представляются оптические среды на MIS-структурах.

Для повышения быстродействия таких сред необходимо изменить их конструкцию таким образом, чтобы исключить в них операцию стирания заряда при перезаписи изображения. Для этого запись изображений предложено осуществлять в виде распределенной плотности заряда свободных фотоносителей в специально типа структурах, в которых плотность записанного заряда с высокой скоростью повторяет распределения яркости изображения на поверхности структуры. Такие структуры известны в полупроводниковой оптоэлектронике, но до последнего времени не использовались для записи изображений. Это MIS-структуры с тонким наноразмерным диэлектрическим слоем TI (M(TI)S-наноструктуры) [20–45].

2.1. Механизмы записи изображений в М(Тl)S-наноструктурах на высокоомных кристаллах с малой концентрацией примесных уровней

М(Тl)S-наноструктуры представляют собой поверхностно-барьерные фотодиоды на высокоомных полупроводниковых кристаллах, не содержащих глубоких примесных уровней, в которых между металлом и поверхностью полупроводника существует промежуточный изолирующий слой естественного окисла Тl толщиной 2–5 нм, который носители тока преодолевают за счет механизма туннелирования [45].

Коэффициент прозрачности таких слоев Тl для носителей тока в М(Тl)S-наноструктурах много меньше единицы, и их наличие уменьшает темновые токи структуры. В то же время фототоки короткого замыкания таких М(Тl)S-структур практически не ослабляются слоем Тl. Показано [45–48], что определяющую роль в механизме прохождения фототоков через этот слой Тl играет накопление носителей тока в кристалле М(Тl)S-структуры у границы с слоем Тl. Фотоносители, движущиеся под действием приложенного напряжения к металлическому электроду, встречают барьер, представляющий собой изолирующий слой Тl, и накапливаются в кристалле в потенциальной яме вблизи границы раздела (рис. 1, b). По мере увеличения их плотности увеличивается интенсивность процесса туннелирования носителей через слой Тl за счет увеличения частоты соударения со стенками этого барьера и уменьшения ширины потенциального барьера [45,48].

При малых потерях на рекомбинацию в стационарных условиях устанавливается такая концентрация электронов в потенциальной яме, при которой потоки носителей, уходящие в металл и поступающие в яму вследствие диффузии и дрейфа из области фотогенерации, равны друг другу. После выравнивания этих токов плотность записанного заряда свободных фотоносителей перестает зависеть от времени экспозиции и определяется только интенсивностью записывающего света. Для каждой интенсивности освещения выравнивание фототоков происходит при определенной фиксированной плотности электрического заряда в кристалле за время, соизмеримое с временем пролета носителей в структуре. Этот заряд и фототок существуют в кристалле только при включенном записывающем световом потоке. После выключения записывающего потока записанный в кристалле заряд свободных фотоносителей вытекает из кристалла через слой Тl за время единиц микросекунд. За это же время уменьшается до нуля и фототок. При проецировании изображений на поверхность М(Тl)S-наноструктуры в кристалле образуется двумерный электрический заряд с плотностью, повторяющей распределение яркости изображения на поверхности структуры и не зависящей от времени экспозиции [45,49–52]. При перезаписи изображений в таких М(Тl)S-структурах не требуется операция стирания записанного заряда. Запись изображений в таких

наноструктурах может осуществляться „собственным“ светом, что определяет их высокую фоточувствительность ($I \ll 1 \text{ Вт/см}^2$).

Создание М(Тl)S-структур на высокоомных кристаллах с омическим контактом к кристаллу (S) вызывает значительные технологические трудности из-за сложности реализации хороших омических контактов к высокоомным кристаллам. Поэтому симметричные М(Тl)S(Тl)M-структуры с двумя металлическими электродами являются наиболее широко распространенным типом структур на широкозонных высокоомных кристаллах (рис. 1, b) [49].

Предложенная качественная модель протекания фототоков в М(Тl)S-наноструктурах при освещении [45] была проверена количественно, путем измерения пространственно-временного распределения напряженности электрического поля $E = E(x, t)$ в кристалле М(Тl)S(Тl)M-наноструктур при освещении и расчета на их основе плотности фототоков (J) и их кинетики при известной (фиксированной) плотности светового потока (I) на поверхности структуры согласно выражению (1) [47,49,51,53]:

$$J = F(I, E(x, t)). \quad (1)$$

Из сравнения экспериментально измеренных значений фототоков J с рассчитанными на основании измеренного распределения напряженности электрического поля $E = E(x, t)$ в кристаллах М(Тl)S(Тl)M-наноструктур оценен механизм воздействия перестройки поля в структуре при освещении на величину протекающего фототока. Это воздействие может сводиться к изменению величины заряда, собранного на электроды структуры от каждой из созданных светом электронно-дырочных пар [49,51,53]. Под действием этого механизма перестройка напряженности электрического поля в структуре при освещении сопровождается, как правило, уменьшением фототока со временем по сравнению с его значением при однородном распределении поля в структуре [47,49,51,53]. Этот механизм наблюдается в структурах на кристаллах с малой концентрацией примесных уровней.

При наличии в кристалле примесных уровней (N_t) аккумулярованные около Тl-слоев свободные фотоносители могут частично захватываться на них. При наличии большой концентрации таких уровней заряд захваченных носителей может значительно превосходить величину заряда свободных носителей, что обеспечивает более эффективную фотоиндуцированную перестройку напряженности поля в структурах на таких кристаллах. При этом освещении структуры сопровождается уменьшением высоты барьера металл–полупроводник за счет роста падения напряжения в слое диэлектрика Тl, что может вызвать надбарьерную инжекцию носителей в кристалл со стороны Тl-слоя [49,51].

Перестройка напряженности электрического поля в М(Тl)S(Тl)M-наноструктурах на высокоомных „чистых“ кристаллах с малой концентрацией примесных уровней

и „компенсированных“ кристаллах с высокой концентрацией уровней при включении (выключении) освещения различается как изменением величины и распределения напряженности электрического поля у П-слоя, так и временем самой перестройки.

Различие в эффективности перестройки поля в М(Тl)S(Тl)M-структурах на кристаллах с различной концентрацией примесных уровней N_i при освещении обуславливает и существенное различие их фотоэлектрических характеристик.

При этом в структурах на компенсированных кристаллах такая перестройка поля может сопровождаться появлением инжекционных токов со стороны П-слоя структуры.

Изменение инжекционных свойств контактов при увеличении напряженности электрического поля в приэлектродных областях структуры приводит к возрастанию тока во внешней цепи со временем при перестройке поля [47,48,54]. Время рассасывания заряда, захваченного на примесные центры, после выключения записывающего света может быть очень большим, что делает невозможным использование структур на таких кристаллах для создания быстродействующих светоправляемых приборов. Однако в М(Тl)S(Тl)M-наноструктурах на таких кристаллах может быть выбран режим работы (приложенное напряжение U_0 , интенсивность освещения I_0 , геометрия освещения и т.д.), устраняющий эти нежелательные явления за счет появления токов инжекции со стороны П-слоев [48,54].

Инжекция носителей в кристалл со стороны П-слоя стабилизирует и ограничивает величину заряда на примесных уровнях вблизи этого электрода. После выключения освещения время рассасывания заряда на глубоких примесных уровнях будет уменьшаться за счет инжекции в кристалл носителей противоположного знака.

Таким образом, появление инжекционных токов в наноструктурах на компенсированных кристаллах при оптической записи информации приводит к ограничению и стабилизации величины заряда на примесных уровнях и к уменьшению времени рассасывания записанного заряда после выключения освещения. В результате этого быстродействие таких структур значительно возрастает.

Характер распределения напряженности электрического поля в кристалле структуры оказывает воздействие на величину протекающего фототока через все эти механизмы; преимущественное влияние того или иного из них может меняться с изменением интенсивности освещения, приложенного к структуре напряжения, времени, температуры и так далее, что и определяет особенности фотоэлектрических характеристик таких структур.

Таким образом, при использовании М(Тl)S(Тl)M-наноструктур на компенсированных кристаллах для записи и сравнения изображений необходимо выбрать оптимальный режим работы этих структур, обусловленный появлением в структурах инжекционных токов при освещении.

2.2. Особенности записи изображения в М(Тl)S(Тl)M-наноструктурах на высокоомных „чистых“ и „компенсированных“ кристаллах (CdTe) при освещении

Запись изображений в М(Тl)S(Тl)M-наноструктурах вызывает изменение в распределении напряженности электрического поля в кристалле, которое может регистрироваться с помощью электрооптической методики в М(Тl)S(Тl)M-структурах на электрооптических кристаллах [55]. Исследовалось пространственно-временное распределение напряженности электрического поля в симметричных М(Тl)S(Тl)M-структурах при освещении [55–58], на высокоомных кристаллах p -CdTe ($\rho = 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) с широко варьируемой концентрацией примесных уровней:

а) „чистые“ кристаллы с концентрацией примесных уровней $N_i < 10^{13} \text{ см}^{-3}$,

б) компенсированные кристаллы с концентрацией глубоких примесных уровней $N_i > 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 6, а [55] представлено стационарное распределение напряженности электрического поля в симметричной М(Тl)S(Тl)M-структуре на „чистых“ кристаллах CdTe ($N_i < 10^{13} \text{ см}^{-3}$) с П-слоями, образованными естественным окислом, при освещении со стороны положительного электрода. Видно, что в отсутствии освещения напряженность электрического поля однородна по толщине кристалла. При увеличении интенсивности освещения напряженность электрического поля уменьшается у освещаемого электрода и увеличивается у неосвещаемого (темнового) электрода. Стационарное распределение напряженности электрического поля в кристалле структуры при включении (выключении) освещения устанавливается через $t = 50 \text{ мкс}$ (рис. 6, а, с).

На рис. 7, а [54] представлено распределение напряженности электрического поля $E(x)$ в кристалле симметричной М(Тl)S(Тl)M-структуры на высокоомном „компенсированном“ кристалле p -CdTe с концентрацией примесных уровней $N_i > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в различные моменты времени t после включения освещения структуры со стороны положительного электрода. Видно, что характер распределения напряженности электрического поля в кристалле тот же, что и в структурах на „чистых“ кристаллах (рис. 6), но время установления стационарного распределения поля в структуре на „компенсированном“ CdTe увеличивается на 3 порядка (до десятков мс). При этом значительно увеличивается напряженность электрического поля в кристалле у электрода, противоположного освещаемому (до $E = 6 \cdot 10^6 \text{ В/см}$).

2.3. Считывание изображения в М(Тl)S(Тl)M-наноструктурах на высокоомных кристаллах

Считывание изображений в М(Тl)S(Тl)M-структурах производится путем регистрации фототока от считывающего потока „собственного“ света, освещающего

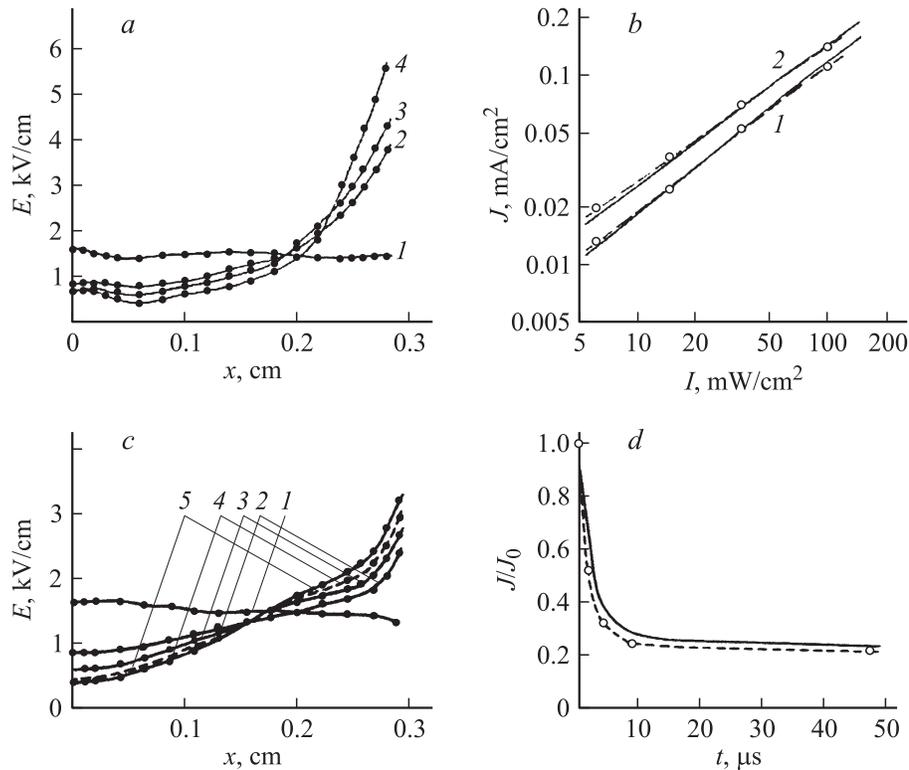


Рис. 6. Пространственно-временное распределение напряженности электрического поля $E = E(x, t)$ в M(Tl)S(Tl)M-наноструктурах на „чистых“ кристаллах CdTe при освещении управляющим светом (эксперимент) и рассчитанные на основании этого распределения напряженности электрического поля: стационарные люкс-амперные характеристики и формы релаксации фототока [47,49,54]: *a* — стационарное распределение напряженности электрического поля $E = E(x, t)$ при освещении положительного электрода ($x = 0$) управляющим световым потоком ($\lambda = 0.82$ мкм) различной интенсивности I , мВт/см²: 1 — 0, 2 — 6.0, 3 — 15.0, 4 — 95.0. Приложенное напряжение $U_0 = 400$ В [15]; *b* — стационарные люкс-амперные характеристики структуры, измеренные экспериментально (сплошные линии) и рассчитанные по измеренным распределениям напряженности поля при различных интенсивностях освещения (пунктирные линии). Приложенное напряжение U_0 , В: 1 — 300, 2 — 400; *c* — экспериментально измеренное распределение напряженности электрического поля в кристалле в различные моменты времени (t) после освещения структуры t , мкс: 1 — 0, 2 — 2.0, 3 — 5.0, 4 — 10.0, 5 — 50.0 (интенсивность светового потока $I = 50$ мВт/см², $U_0 = 400$ В); *d* — релаксация фототока при включении освещения (в относительных единицах J/J_0 , где J_0 — начальный фототок). Сплошная линия — эксперимент, штриховая — расчет по измеренным распределениям поля в различные моменты времени после начала освещения ($U_0 = 400$ В) [47].

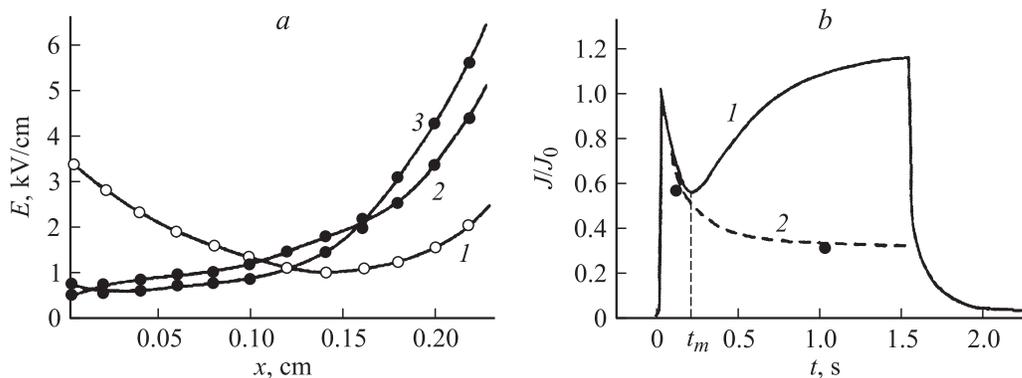


Рис. 7. Релаксации фототока в M(Tl)S(Tl)M-наноструктурах на высокоомных „компенсированных“ кристаллах CdTe ($N_t > 10^{15}$ см⁻³) при освещении ($U_0 = 400$ В): *a* — распределение напряженности электрического поля между электродами структуры в различные моменты времени (t) после освещения со стороны положительного электрода ($x = 0$) постоянным световым потоком ($\lambda = 0.82$ мкм, $I = 10$ мВт/см²) t , с: 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 1.0; *b* — релаксация фототока (J) после включения освещения: 1 — эксперимент, 2 — расчет на основании измеренного распределения напряженности поля в различные моменты времени после включения освещения; J_0 — фототок в условиях недеформированного поля [55].

структуру со стороны темного электрода при включенном записывающем световом потоке. Этот фототок определяется величиной и распределением записанного заряда (изображения).

В работах [47,48,54] проведены исследования фотоэлектрических характеристик $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктур на высокоомных „чистых“ и „компенсированных“ кристаллах $CdTe$. Измерялись:

1) пространственно-временное распределение напряженности электрического поля в кристалле структуры $E = E(x, t)$ после включения (выключения) записывающего светового потока;

2) стационарные люкс-амперные характеристики при различных приложенных напряжениях;

3) форма релаксации фототоков при включении (выключении) освещения.

По измеренным пространственно-временным распределениям напряженности электрического поля в кристалле структуры $E = E(x, t)$ рассчитывались: стационарные люкс-амперные характеристики и форма релаксации фототоков при включении (выключении) освещения в предположении отсутствия инжекционных токов с электродов согласно выражениям (1).

Из сопоставления экспериментально измеренных фотоэлектрических характеристик с рассчитанными на основании измеренного пространственно-временного распределения напряженности электрического поля в кристалле можно определить наличие и вклад инжекции носителей на величину регистрируемого тока, определяющего быстродействие структур на компенсированных материалах.

2.3.1. Особенности считывания изображения в $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктурах на высокоомных „чистых“ кристаллах $CdTe$ ($N_t < 10^{13} \text{ см}^{-3}$). В работах [15,47,48,54] исследовано пространственно-временное распределение напряженности электрического поля $E = E(x, t)$ в различные моменты времени в $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктурах на высокоомных „чистых“ кристаллах $p\text{-}CdTe$ ($p = 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $N_t < 10^{13} \text{ см}^{-3}$) при освещении „собственным“ светом различной интенсивности со стороны положительного электрода (рис. 6, *a, b*) и рассчитанные на основании этого распределения поля $E = E(x)$ стационарные люкс-амперные зависимости и формы релаксации фототока (рис. 6, *a-d*). Как видно из рисунков, расчетные и экспериментальные люкс-амперные зависимости хорошо согласуются между собой и описываются выражениями $J = AI^n$, где $n < 1$ (0.7–0.8), т.е. они сублинейны. Это свидетельствует о том, что изменение распределения напряженности электрического поля определяется только фотоиндуцированным зарядом свободных фотоносителей (рис. 6, *a-d*).

Таким образом, в $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктурах на „чистых“ высокоомных кристаллах с малой концентрацией примесных уровней ($N_t < 10^{13} \text{ см}^{-3}$) люкс-амперные зависимости и формы релаксации фототоков определяются фотоиндуцированной перестройкой напряжен-

ности электрического поля в отсутствие инжекции носителей со стороны неосвещаемого электрода.

В $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктурах на „чистых“ высокоомных кристаллах высокая скорость установления стационарного заряда при включении (выключении) освещения и соответственно высокое быстродействие при записи информации ($\nu > 10^6$ цикл/с) определяются свободными фотоносителями.

2.3.2. Особенности считывания изображения в $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктурах на „компенсированных“ кристаллах $CdTe$. Определяющее воздействие на быстродействие регистрирующих сред на $M(Tl)S(Tl)M$ -структурах на „компенсированных“ кристаллах при оптической записи информации оказывают глубокие примесные уровни в кристалле. Исследовались фотоэлектрические $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктуры на высокоомных „компенсированных“ кристаллах $CdTe$ ($N_t > 10^{15} \text{ см}^{-3}$) [54].

На рис. 7, *a* [54] представлены пространственно-временное распределение напряженности электрического поля $E = E(x, t)$ в $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктурах на высокоомных „компенсированных“ кристаллах $CdTe$ с концентрацией глубоких примесных уровней $N_t > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при освещении прямоугольными импульсами „собственного“ света различной интенсивности, а также рассчитанные на основании этого распределения поля $E = E(x, t)$ формы релаксации фототока согласно (1) в предположении отсутствия инжекционных токов [47,49,53], а также их экспериментально измеренные значения (рис. 7, *b*).

Расчетные и экспериментальные значения изменения фототоков со временем после включения освещения совпадают в начальный момент времени (при $t < 0.2$ с), как и в случае структур на „чистых“ кристаллах, а при больших значениях времени (при $t > 0.2$ с) экспериментальные значения фототоков оказываются больше расчетных и увеличиваются со временем за счет появления токов инжекции со стороны неосвещаемого электрода (рис. 7, *b*).

На рис. 8, *a* [48,54] приведены экспериментально измеренные стационарные люкс-амперные характеристики $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктур на „компенсированных“ кристаллах $CdTe$ при различных значениях приложенного напряжения U_0 . Видно, что эти зависимости аппроксимируются выражением $J = AI^n$, имеющим два различных участка: сублинейный с $n = 0.6-0.7$ при малых интенсивностях освещения и суперлинейный с $n = 1.15$ при высоких интенсивностях освещения. При малых приложенных напряжениях ($U_0 = 100$ В) люкс-амперные характеристики имеют только сублинейную зависимость $J = AI^n$ ($n = 0.6-0.7$) при всех интенсивностях освещения ($\lambda = 0.82$ мкм).

На рис. 8, *b* [48,54] приведены экспериментально измеренные формы релаксаций фототока при освещении структуры прямоугольными импульсами „собственного“ света ($\lambda = 0.82$ мкм) с интенсивностями, соответствующими каждому из этих участков люкс-амперной характеристики при соответствующих значениях приложенного

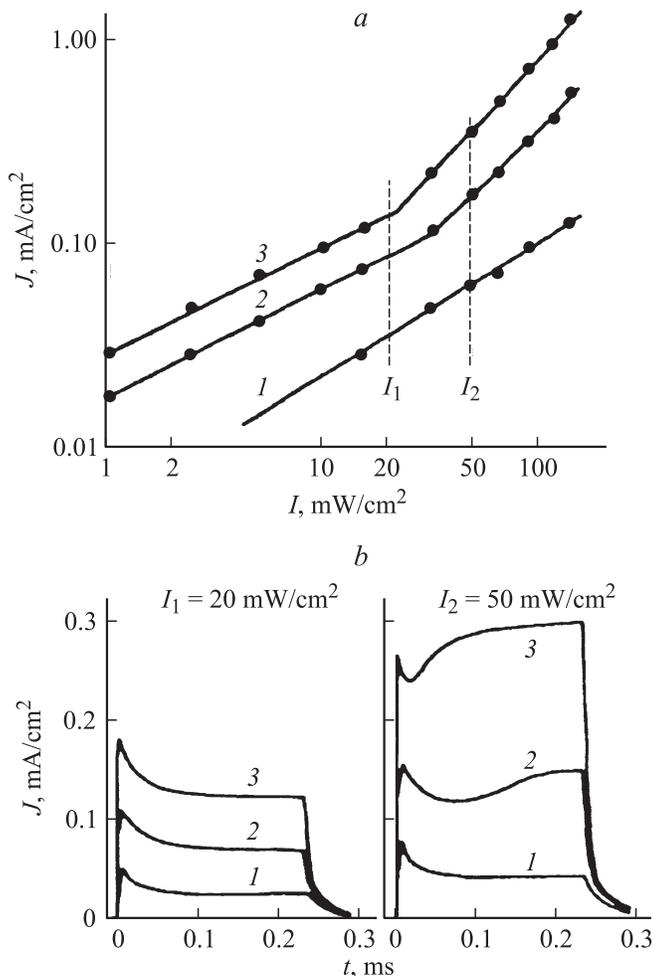


Рис. 8. Фотоэлектрические характеристики $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктур на высокоомных „компенсированных“ кристаллах $CdTe$. *a* — экспериментальные стационарные люкс-амперные характеристики при $U_0, В$: 1 — 100, 2 — 300, 3 — 500 ($\lambda = 0.63 \mu m$); *b* — форма релаксации фототока (эксперимент) при освещении структуры импульсным светом ($\lambda = 0.82 \mu m$) со стороны положительного электрода; $U_0, В$: 1 — 100, 2 — 300, 3 — 500 [48,54].

напряжения U_0 . Видно, что при малых интенсивностях освещения ($I_1 = 20 \text{ мВт/см}^2$) фототок уменьшается со временем при всех значениях напряжения U_0 , аналогично форме релаксации фототока в структурах на „чистых“ кристаллах (рис. 6, *d*). При высоких интенсивностях освещения ($I_2 = 50 \text{ мВт/см}^2$), соответствующих суперлинейному участку люкс-амперной характеристики, фототок сначала уменьшается со временем, а затем возрастает с выходом на насыщение за счет тока инжекции в кристалл со стороны неосвещаемого электрода.

Быстродействие $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктур при освещении определяется временем установления в них стационарного распределения напряженности электрического поля после включения (выключения) записывающего света.

В структурах на высокоомных компенсированных кристаллах ($N_t > 10^{15} \text{ см}^{-3}$) быстродействие (ν) увеличивается при режимах работы структуры, обеспечивающих появление в структуре инжекционных токов со стороны темнового электрода, и достигает $\nu = 10^4$ цикл/с. Такие структуры на компенсированных кристаллах перспективны для создания быстрых приборов для записи изображений.

Выводы к главе 2

1. Запись изображений в $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктурах производится в виде распределенной плотности заряда фотоносителей в кристалле.

2. В $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктурах на высокоомных „чистых“ кристаллах ($N_t < 10^{13} \text{ см}^{-3}$) запись изображений производится на зарядах свободных фотоносителей со временем установления стационарного заряда $t_{st} = 10^{-5} - 10^{-6} \text{ с}$.

3. В $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктурах на высокоомных „компенсированных“ кристаллах ($N_t > 10^{15} \text{ см}^{-3}$) запись изображений производится на зарядах фотоносителей, захваченных на примесные уровни. Этот заряд при высокой концентрации примесных уровней обуславливает появление инжекционных токов в структуре со стороны электрода, противоположного освещаемому. Инжекционные токи при этом уменьшают время установления стационарного заряда и время его стирания после выключения освещения и способствуют увеличению быстродействия структур.

Глава 3. Оптические регистрирующие среды для записи и обработки изображений на $n-p(Tl)M$ -наноструктурах

В работах [50,51,54,55,59–62] предложена модификация $M(Tl)S$ -наноструктур с повышенным быстродействием и глубиной модуляции светового потока при записи изображений.

Это структуры типа $n-p(Tl)M$ на кристаллах $CdTe$, $GaAs$ в виде пластинки кристалла с обратномещенным фоточувствительным $n-p$ -переходом на одной поверхности кристалла и тонким наноразмерным слоем диэлектрика на его противоположной поверхности (Tl) под оптически прозрачным металлическим электродом (табл. 2).

3.1. Распределение электрического поля в $n-p(Tl)M$ -наноструктурах на высокоомных „чистых“ кристаллах $CdTe$ ($N_t < 10^{13} \text{ см}^{-3}$) при освещении записывающим светом

Пространственно-временное распределение напряженности электрического поля $E = E(x, t)$ в $n-p(Tl)M$ -наноструктурах на $p-CdTe$ ($N_t < 10^{13} \text{ см}^{-3}$) в темноте и при освещении представлено на рис. 9 [55].

Таблица 2. Сравнительные характеристики оптических управляемых транспарантов на квантово-размерных структурах (эффект оптической бистабильности)

Тип структуры	λ , мкм	Время переключения		Энергия переключения, Дж	Мощность переключения, Вт/см ²	Контраст, глубина модуляции, дБ	Удельная энергия переключения, Дж/см ²	Литература
		t_{on} , с	t_{off} , с					
Квантово-размерные структуры на основе GaAlAs/GaAs (свободные экситоны)	0.8–0.88	$5 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-11} - 5 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-12}$	$(10^5 - 10^6)$	~ 5	$\sim 10^{-4}$	[15,18]
GaAlAs/GaAs (эффект Келдыша)	0.85	$2 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-10}$	–	$\sim 10^5$	–	–	[15,18]
ПРОМ	0.4–0.47	$\sim 10^{-3}$	$\sim 30 \cdot 10^{-3}$	–	$\sim 2 \cdot 10^{-4}$	–	–	[3,4]
МДП-ЖК	0.6–0.9	$\sim 10^{-3}$	$\sim 20 \cdot 10^{-3}$	–	$\sim 2 \cdot 10^{-5}$	–	–	[6,8]

В отсутствие освещения электрическое поле в таких структурах сосредоточено в кристалле в области объемного заряда обратномещенного $n-p$ -перехода. При включении освещения в кристалле около ПИ-слоя появляются электрические заряды, вызывающие глубокое изменение в распределении напряженности электрического поля в структуре. Стационарное распределение напряженности электрического поля в $n-p$ (ПИ)М-наноструктуре при записи изображения обладает следующими особенностями: при включении освещения напряженность электрического поля в области объемного заряда $n-p$ -перехода уменьшается, напряженность электрического поля в базовой области существенно возрастает, особенно около границы с ПИ-слоем. Степень деформации распределения напряженности электрического поля в кристалле увеличивается с возрастанием интенсивности освещения. Стационарное распределение напряженности электрического поля в этом образце устанавливается через $t \approx 5-10$ мкс после включения записывающего света.

3.2. Считывание записанных изображений в регистрирующих средах на $n-p$ (ПИ)М-наноструктурах

Запись двумерных изображений в регистрирующих средах на $n-p$ (ПИ)М-наноструктурах осуществляется записывающим световым потоком, несущим записываемое изображение и освещающим структуру со стороны $n-p$ -перехода. При этом в кристалле структуры образуется двумерный электрический заряд с плотностью, повторяющей распределение яркости изображения на поверхности структуры, не зависящий от времени экспозиции [45,49–52]. В структурах на „чистых“ кристаллах с малой концентрацией примесных уровней ($N_i < 10^{13}$ см⁻³) стационарный записанный заряд определяется зарядом свободных фотоносителей [45,49]. Время установления стационарного заряда при этом соизмеримо с временем пролета носителей в структуре. Записанный заряд сохраняется в кристалле на

время включения записывающего светового потока и полностью стирается после его выключения за время $t_{st} = 10^{-5} - 10^{-6}$ с.

Считывание записанных изображений в регистрирующих средах на $n-p$ (ПИ)М-наноструктуре не может производиться на продольном эффекте Поккельса, как в модуляторах на двуслойных MIS-структурах [3,4,9], из-за тонкого наноразмерного диэлектрического слоя (ПИ), затрудняющего регистрацию перераспределения приложенного к структуре напряжения между слоями при освещении.

Считывание изображений в $n-p$ (ПИ)М-структурах производится путем регистрации фототока от считывающего потока „собственного“ света. Считывающий поток однородно освещает поверхность структуры со стороны ПИ-слоя при включенном записывающем световом потоке со стороны $n-p$ -перехода [50,51] (рис. 10). Фототок от действия считывающего светового потока содержит информацию о величине и конфигурации записанного в кристалле $n-p$ (ПИ)М-наноструктуры изображения (электрического заряда).

Записанный электрический заряд в кристалле $n-p$ (ПИ)М-наноструктур создает локальное перераспределение напряженности электрического поля между электродами (рис. 9, *b, c*). В неосвещаемых записывающим светом участках кристалла записанный электрический заряд отсутствует, и перестройки электрического поля в этих участках кристалла не происходит. В настоящее время разработана методика [49,53] расчета плотности протекающего фототока в $n-p$ (ПИ)М-структуре при считывании записанной информации считывающим потоком „собственного“ света при известных:

- 1) распределении напряженности электрического поля в кристалле $E(x, t)$;
- 2) интенсивности считывающего светового потока I ;
- 3) функции генерации фотоносителей в кристалле от считывающего светового потока [49,53].

В отсутствие записывающего светового потока распределение напряженности электрического поля в

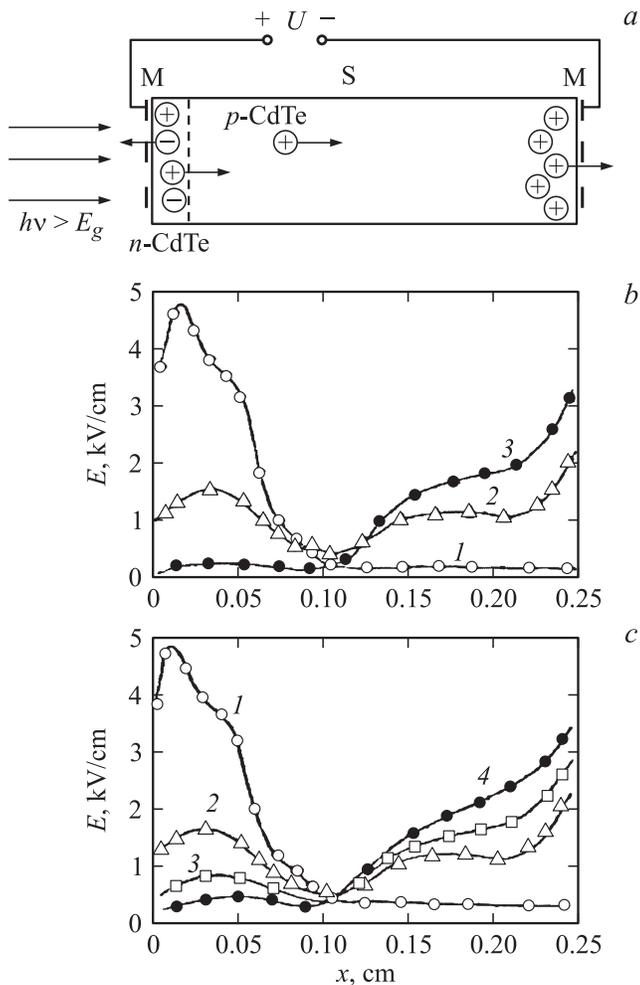


Рис. 9. Фотоиндуцированная перестройка напряженности электрического поля в $n-p(\text{Tl})\text{M}$ -наноструктурах на CdTe с малой концентрацией примесных центров ($N_t < 10^{13} \text{ см}^{-3}$): *a* — диаграмма $n-p(\text{Tl})\text{M}$ -наноструктур и геометрии освещения; *b* — распределение напряженности электрического поля в $n-p(\text{Tl})\text{M}$ -наноструктуре при освещении стационарным потоком управляющего света ($\lambda = 0.82 \text{ мкм}$) интенсивностью $I, \text{ мВт/см}^2$: 1 — 0, 2 — 30.0, 3 — 70.0 ($U_0 = 400 \text{ В}$); *c* — распределение напряженности электрического поля в $n-p(\text{Tl})\text{M}$ -наноструктуре после включения управляющего света интенсивностью $I = 70 \text{ мВт/см}^2$ через время $t, \text{ мкс}$: 1 — 0, 2 — 2.0, 3 — 4.0, 4 — 7.0 ($U_0 = 400 \text{ В}$) [50].

кристалле $n-p(\text{Tl})\text{M}$ -наноструктуры представлено на рис. 9, *b*. При включенном однородном записывающем световом потоке интенсивностью $I_1 = 70 \text{ мВт/см}^2$ стационарное распределение напряженности $E(x)$ представлено на рис. 9, *b*.

Плотности фототока J в $n-p(\text{Tl})\text{M}$ -структуре от интенсивности считывающего светового потока со стороны Tl -слоя (I), $J = f(I)$ описываются выражением (1) [54].

Считывание записанного изображения в $n-p(\text{Tl})\text{M}$ -наноструктуре (рис. 10, *b*) производится путем измерения величины фототока структуры от считывающего светового потока со стороны Tl -слоя при одновременном

освещении структуры записывающим световым потоком со стороны $n-p$ -перехода.

3.3. Результаты экспериментов по считыванию записанных изображений в $n-p(\text{Tl})\text{M}$ -наноструктурах

На рис. 10 [62] представлены экспериментально измеренные фототоки $n-p(\text{Tl})\text{M}$ -наноструктур на основе CdTe с параметрами $\mu\tau = 8 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{В}$ (для электронов) в зависимости от импульсов считывающего света, однородно освещающего $n-p(\text{Tl})\text{M}$ -структуру со стороны Tl -слоя, в условиях одновременного освещения структуры постоянным записывающим светом различной интенсивности со стороны $n-p$ -перехода.

Видно (рис. 10, *b*), что при включении записывающего светового потока амплитуда импульсов фототока от считывающих световых импульсов увеличивается в 5 раз. Это значение J_1/J_0 близко к расчетному для кристалла с параметрами $\mu\tau = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{В}$ (для электронов) [62]. Таким образом, в такой структуре записывающий световой поток (со стороны $n-p$ -перехода) вызывает интенсивную перестройку напряженности электрического поля в кристалле, а считывающий световой поток, не изменяя распределения напряженности электрического поля в кристалле, созданного записывающим светом,

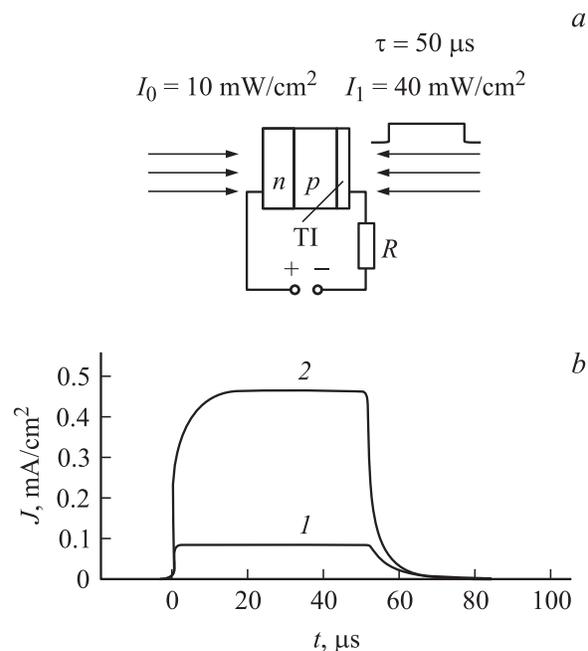


Рис. 10. Фототоки $n-p(\text{Tl})\text{M}$ -наноструктуры от считывающего светового потока со стороны Tl -слоя в условиях одновременного освещения структуры записывающим светом со стороны $n-p$ -перехода: *a* — диаграмма структуры и геометрии освещения; *b* — осциллограммы импульсов фототока от импульсов считывающего светового потока при интенсивности записывающего постоянного света $I, \text{ мВт/см}^2$: 1 — 0, 2 — 10 ($U = 300 \text{ В}$). Параметры импульсов считывающего светового потока: $I = 4 \text{ мВт/см}^2$, длительность импульса $\tau = 50 \text{ мкс}$, $\lambda = 0.82 \text{ мкм}$ [62].

вызывает резкое увеличение фототока в зависимости от считывающего светового потока.

Таким образом, как показано в работах [59,61], на $n-p(\text{TI})$ -наноструктурах возможно осуществлять запись и считывание оптической информации (изображений) со скоростью до 10^5-10^6 цикл/с, при интенсивности записывающего светового потока $I = 10^{-3}-10^{-2}$ Вт/см² [50,51,59,61,62].

На базе оптических регистрирующих сред на $n-p(\text{TI})$ -наноструктурах могут быть реализованы свету управляемые оптические логические элементы для оптических вычислителей, как цифровых, так и аналоговых, с быстродействием, на 2–3 порядка превышающим быстродействие логических элементов на широко известных регистрирующих средах на основе структур с жидкими кристаллами (MIS-LC).

Выводы к главе 3

1. Модификация $M(\text{TI})S$ -наноструктур в виде $n-p(\text{TI})$ -наноструктур для записи и обработки изображений повышает быстродействие и глубину модуляции записанного изображения.

2. Считывание записанных изображений в $n-p(\text{TI})$ -наноструктурах происходит на зарядах свободных фотоносителей.

Глава 4. Быстрые фотонные ключи для цифровых оптических вычислителей на основе $n-p(\text{TI})$ -наноструктур

Фотонные ключи представляют собой свету управляемые одноканальные оптические переключатели (оптический аналог МОП транзистора) для цифровых оптических вычислительных устройств.

Цифровые оптические вычисления нацелены на класс приложений, которые сейчас выполняются электронными компьютерами. Преимущества фотонных ключей: передача информации со скоростью света, замена проводных соединений оптическими связями.

Фотонные ключи выполняются в виде специального типа полупроводниковой структуры, освещаемой двумя световыми потоками: информационным (I_0) и управляющим (I_2) (рис. 11). Под действием управляющего потока (I_2) в регистрирующей среде (полупроводниковой структуре) осуществляется оптическая запись информации в виде электрического заряда в кристалле в реальном времени (со скоростью ввода информации), а считывание записанной информации производится коммутируемым (информационным) потоком, проходящим через структуру. При этом на коммутируемый световой поток I_0 на выходе структуры накладывается информация, записанная управляющим светом. Такие фотонные ключи являются универсальными чисто оптическими переключателями (свет управляет светом), могут найти применение в системах оптической обработки

информации, оптических вычислительных устройствах, при реализации полностью оптических линий связи с оптической адресацией информационных сигналов.

Принцип работы фотонных ключей на $n-p(\text{TI})$ -наноструктурах заключается в свету управляемой обратной перестройке напряженности электрического поля в таких наноструктурах на полупроводниковых электрооптических кристаллах (CdTe, GaAs) при их освещении управляющим световым потоком [54,60,61].

Фотонный ключ работает на поперечном электрооптическом эффекте и представляет собой $n-p(\text{TI})$ -наноструктуру на высокоомном электрооптическом кристалле CdTe и кристалле GaAs, размещенную между двумя скрещенными поляризаторами (рис. 11, 12).

4.1. Фотонные ключи на основе $n-p(\text{TI})$ -наноструктур на „чистых“ кристаллах CdTe

На рис. 11 [44,54,60] представлена диаграмма фотонного ключа на основе $n-p(\text{TI})$ -наноструктуры на кристалле $p\text{-CdTe}$ ($N_i < 10^{13}$ см⁻³).

Работа такого ключа осуществляется следующим образом. К структуре прикладывается напряжение

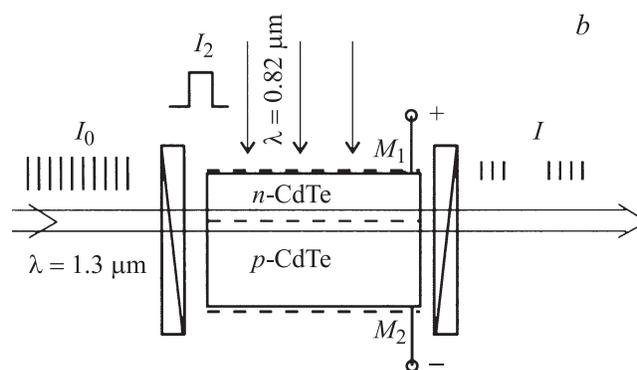
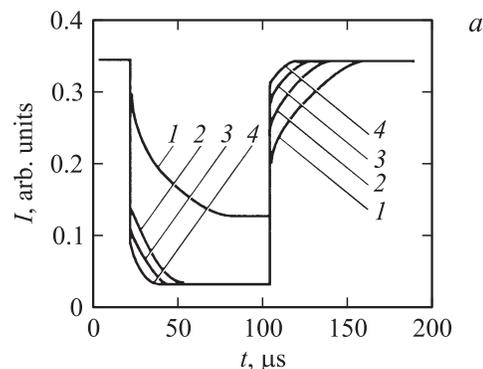


Рис. 11. Фотонный ключ на $n-p(\text{TI})$ -наноструктуре на „чистом“ кристалле CdTe: *a* — осциллограммы пропускания коммутируемого потока (I_0) на выходе ключа при различной интенсивности управляющего светового импульса I_2 , мВт/см²: 1 — 0,5, 2 — 5,0, 3 — 7,0, 4 — 9,0 ($U = 400$ В); *b* — диаграмма освещения $n-p(\text{TI})$ -структуры импульсами управляющего света (I_2) и постоянного коммутируемого светового потока (I_0).

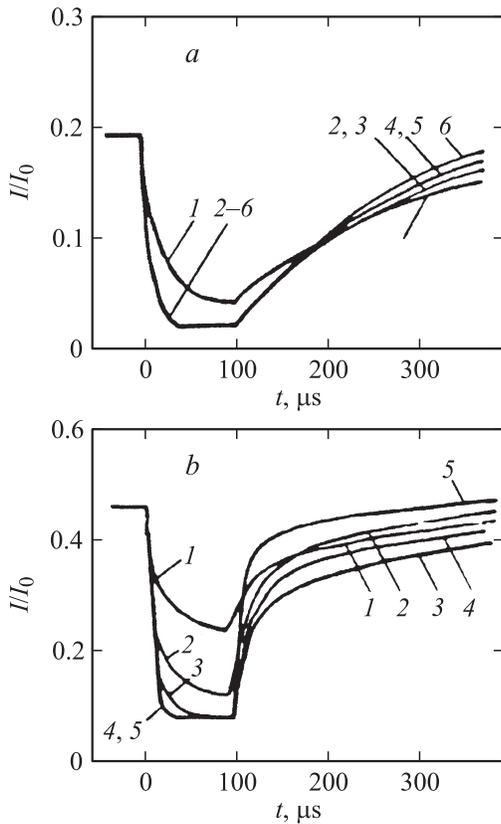


Рис. 12. Осциллограммы пропускания коммутируемого постоянного светового потока $I(t)$ ($\lambda = 1.3$ мкм), проходящего через область объемного заряда $n-p$ -перехода на „компенсированном“ CdTe ($N_t > 10^{15}$ см $^{-3}$) при освещении $n-p(Tl)M$ -структуры прямоугольными световыми импульсами ($\lambda = 0.82$ мкм) интенсивностью I , мВт/см 2 : 1 — 25.0, 2 — 50.0, 3 — 75.0, 4 — 100.0, 5 — 125.0, 6 — 150.0 при приложенном к структуре напряжении U_0 , В: а — 200, б — 400.

$U_0 = 100$ – 500 В в полярности обратносмещенного $n-p$ -перехода. Коммутируемый постоянный световой поток ($\lambda = 1.0$ – 2.0 мкм) пропускается в кристалле перпендикулярно направлению электрического поля через область объемного заряда $n-p$ -перехода (рис. 11). Этот луч не испытывает поглощения в кристалле. Управляющий поток „собственного“ света в виде прямоугольного светового импульса освещает поверхность структуры параллельно направлению электрического поля со стороны $n-p$ -перехода. Под действием управляющего светового потока в кристалле структуры образуется электрический заряд на границе с диэлектрическим слоем Тl. Этот заряд изменяет распределение напряженности электрического поля в кристалле в месте прохождения через него коммутируемого светового потока. На выходе ключа интенсивность проходящего светового потока при этом резко изменяется за счет электрооптического эффекта.

Как видно из рис. 9, б, с, в таких структурах в отсутствии освещения электрическое поле сосредоточено в кристалле в области объемного заряда обратносмещен-

ного $n-p$ -перехода. При включении управляющего света напряженность электрического поля в области объемного заряда $n-p$ -перехода при освещении уменьшается более чем на порядок, время перестройки поля при этом $t < 10^{-5}$ с (рис. 11) [44,54,60] (табл. 3).

4.2. Фотонные ключи на основе $n-p(Tl)M$ -наноструктур на „компенсированных“ кристаллах CdTe

Определяющее воздействие на быстродействие $n-p(Tl)M$ -наноструктур при оптической записи информации оказывают глубокие примесные уровни в кристалле. Очистка широкозонных кристаллов (CdTe, GaAs) от глубоких уровней (до концентрации $N_t < 10^{13}$ см $^{-3}$) представляет сложную техническую задачу. В работе [54] обсуждается возможность реализации быстрых регистрирующих сред и фотонных ключей на основе „компенсированных“ кристаллов CdTe, GaAs с высокой концентрацией глубоких примесных уровней ($N_t > 10^{15}$ см $^{-3}$).

Стационарные люкс-амперные характеристики $n-p(Tl)M$ -наноструктур на высокоомных „компенсированных“ кристаллах CdTe ($N_t > 10^{15}$ см $^{-3}$) имеют те же особенности, что и люкс-амперные характеристики $M(Tl)S(Tl)M$ -наноструктур на этих кристаллах (рис. 10) [54].

Освещение таких структур при высоком напряжении ($U_0 = 400$ В) сопровождается появлением инжекционного тока, способствующего быстрому рассасыванию записанного заряда после выключения освещения.

На рис. 12 представлены осциллограммы пропускания коммутируемого постоянного светового потока ($\lambda = 1.3$ мкм), проходящего через область объемного заряда (ООЗ) $n-p$ -перехода при освещении $n-p(Tl)M$ -структуры на „компенсированном“ CdTe ($N_t > 10^{15}$ см $^{-3}$) прямоугольными световыми импульсами ($\lambda = 0.82$ мкм) интенсивностью I , мВт/см 2 : 1 — 25.0, 2 — 50.0, 3 — 75.0, 4 — 100.0, 5 — 125.0, 6 — 150.0 при приложенном к структуре напряжении: а — при $U_0 = 200$ В, б — то же при $U_0 = 400$ В.

Видно, что в рамках освещения $n-p(Tl)M$ -структуры прямоугольными импульсами управляющего света, обеспечивающими режим протекания инжекционных токов в структуре (при $U = 400$ В), осциллограммы пропускания коммутируемого светового потока ($\lambda = 1.3$ мкм) свидетельствуют об установлении стационарного заряда в кристалле за время $t = 10^{-4}$ – 10^{-5} с.

Параметры реализованного фотонного ключа на $n-p(Tl)M$ -наноструктурах на основе „компенсированных“ кристаллов CdTe и GaAs представлены в табл. 3 [54].

Выводы к главе 4

1. Быстрые фотонные ключи на полупроводниковых $n-p(Tl)M$ -наноструктурах на основе высокоомных „чистых“ электрооптических кристаллов CdTe ($N_t < 10^{13}$ см $^{-3}$) имеют быстродействие до 10^6 цикл/с.

Таблица 3. Сравнительные характеристики оптических управляемых транспарантов на полупроводниковых $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктурах

Тип структуры	Чувствительность энергетическая, Дж/см ²	Чувствительность. Спектральная область, λ , мкм	Глубина модуляции светового потока, η , %	Быстродействие, цикл/с	Разрешающая способность, линий/мм	Рабочее напряжение, В	Литература
$n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктура на „чистом“ CdTe (фотонный ключ)	$< 10^{-1}$	0.82–0.85	> 90	$10^5 - 10^6$	5–7	200–400	[48–51,54,63]
$n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктура на „компенсированном“ CdTe (фотонный ключ)	$> 10^{-2}$	0.82–0.85	~ 50	10^4	1–3	400	[48–51,54,63]
$n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктура на „компенсированном“ GaAs	$< 10^{-1}$	0.82–0.85	60	$> 10^4$	1–3	100–200	[60]
Фотодетекторы с оптически управляемой областью фоточувствительности на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктурах („чистый“ CdTe)	$> 10^{-2}$	0.6–0.85	> 80	$10^5 - 10^6$	> 10	100–400	[51,54]

2. Выбор специальных режимов работы $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктур, обеспечивающих появления инжекционных токов, позволяет реализовать фотонные ключи даже на основе „компенсированных“ кристаллов CdTe, GaAs ($N_t > 10^{15} \text{ см}^{-3}$) с быстродействием до $10^4 - 10^5$ цикл/с.

3. Предложены пути реализации быстрых фотонных ключей с быстродействием до $10^4 - 10^5$ цикл/с на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктурах на основе „компенсированных“ кристаллов CdTe, GaAs ($N_t > 10^{15} \text{ см}^{-3}$) путем выбора специальных режимов работы структуры, обеспечивающих появление в структуре инжекционных токов (табл. 1).

Глава 5. Приборы для записи и обработки изображений на регистрирующих средах на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктурах

Приборы для оптических аналоговых вычислений способны за один такт обрабатывать двумерные картинку, причем машинная команда сама может представлять собой картинку. В них достигается высокое пространственное разрешение без разделения монокристаллов полупроводника на отдельные элементы с использованием технологии фотолитографии. Приборы для аналоговых вычислений включают в себя:

— фотодетекторы с оптически управляемой областью фоточувствительности для записи, измерения и сравнения сигналов изображений;

— оптоэлектронные корреляторы изображений.

5.1. Фотодетекторы для регистрации изображений с оптически управляемой областью фоточувствительности на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктурах

Фотодетектор со светоправляемой областью фоточувствительности (СФД) представляет собой фотодетектор, в котором записывающий световой поток управляет размером и конфигурацией его фоточувствительной поверхности для считывающего светового потока. Такой фотодетектор представляет собой $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктуру на высокоомном кристалле (CdTe, GaAs) с мелким фоточувствительным $n-p$ -переходом на одной поверхности кристалла и слоем наноразмерного окисного слоя (TI) толщиной 2–10 нм между поверхностью кристалла и токосъемным металлическим оптически прозрачным электродом на другой его поверхности [46,55,59,62,63].

К $n-p(\text{TI})\text{M}$ -структуре прикладывается напряжение в полярности обратносмещенного $n-p$ -перехода U_0 . Структура освещается одновременно записывающим световым потоком со стороны $n-p$ -перехода и считыва-

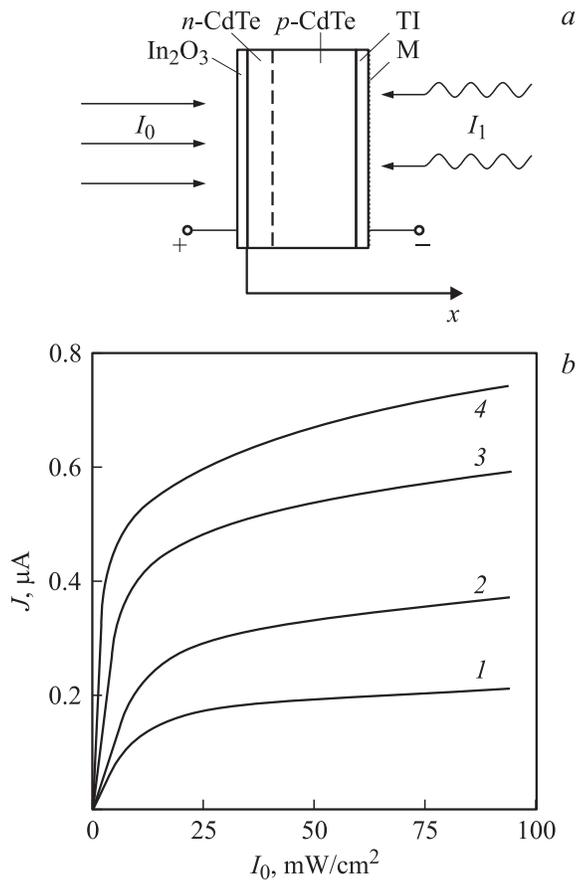


Рис. 13. Фотодетектор с оптически управляемой областью фоточувствительности на $n-p(\text{TI})\text{S}$ -наноструктуре на CdTe [62]: *a* — диаграмма фотодетектора и геометрия освещения; *b* — фотоответ детектора на считывающий модулированный „собственный“ световой поток со стороны TI-слоя в зависимости от интенсивности записывающего светового потока со стороны $n-p$ -перехода при приложенном напряжении U , В: 1 — 30, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 200. Интенсивность модулированного потока: $I_1 = 5 \text{ мВт/см}^2$, длина волны обоих потоков $\lambda = 0.82 \text{ мкм}$.

ющим потоком со стороны TI-слоя. Как показано выше, в отсутствие записывающего светового потока напряженность электрического поля в кристалле оказывается локализованной в области объемного заряда (ООЗ) $n-p$ -перехода, а напряженность поля в базовой области структуры (в кристалле на границе с TI-слоем) много меньше ее значения в ООЗ $n-p$ -перехода (рис. 10).

Под действием записывающего светового потока (со стороны $n-p$ -перехода) в кристалле структуры на границе с TI-слоем образуется распределенный электрический заряд свободных фотоносителей (дырок) с плотностью, повторяющей распределение яркости светового потока на поверхности $n-p$ -перехода. Под действием этого заряда происходит обратимая перестройка напряженности электрического поля в $n-p(\text{TI})\text{M}$ -структуре. Напряженность электрического поля в ООЗ $n-p$ -перехода уменьшается, а напряженность поля в кристалле на гра-

нице с TI-слоем увеличивается (рис. 10). Этот участок поверхности структуры становится фоточувствительным для считывающего светового потока, падающего на поверхность структуры со стороны TI-слоя.

Размеры и конфигурация фоточувствительной области на поверхности структуры со стороны TI-слоя повторяют размеры и конфигурацию поверхности структуры со стороны $n-p$ -перехода, освещаемой записывающим световым потоком.

На рис. 13, *a* представлена схема фотодетектора с оптически управляемой областью фоточувствительности на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктуре на CdTe, одновременно освещаемого записывающим постоянным световым потоком „собственного“ света со стороны $n-p$ -перехода и модулированным потоком считывающего „собственного“ света малой интенсивности со стороны TI-слоя. Фотоответ $n-p(\text{TI})\text{M}$ -структуры со слоем естественного окисла TI на модулированный считывающий световой поток в зависимости от интенсивности записывающего светового потока со стороны $n-p$ -перехода представлен на рис. 13, *b*. Видно, что при малых интенсивностях записывающего света ($I_0 = 0-5 \text{ мВт/см}^2$) фотоответ на регистрирующий поток пропорционален интенсивности записывающего света, а при больших интенсивностях записывающего света величина фотоответа на считывающий поток насыщается, причем насыщение фотоответа на интенсивности записывающего потока наступает раньше, при малых приложенных к структуре напряжениях U_0 . При высоких интенсивностях записывающего светового потока величина фототока от считывающего потока мало зависит от интенсивности записывающего светового потока (при записи информации оптическим сигналом: оптический ноль — оптическая единица).

На рис. 14 [62] представлено пространственное распределение фотоответа детектора, представленного на рис. 13, при его освещении узкой полоской записывающего светового потока со стороны $n-p$ -перехода. Пространственное распределение фотоответа измерялось путем регистрации фотоответа от точечного модулированного светового пятна на поверхности структуры со стороны TI-слоя при его перемещении перпендикулярно направлению световой полоски на поверхности $n-p$ -перехода. Видно, что полуширина пика фотоответа на уровне 0.7 высоты составляет 0.1 мм.

На рис. 15 [62] представлено пространственное распределение фотоответа детектора на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктуре на кристалле CdTe толщиной 2 мм при различной толщине диэлектрических слоев TI: 1 — с естественным слоем окисла TI на поверхности кристалла CdTe, 2 — с более толстым TI-слоем, созданным специальным химическим окислением поверхности кристалла (рис. 15, *b*). Освещение структуры со стороны $n-p$ -перехода производится узкой полоской собственного света ($I_0 = 85 \text{ мВт/см}^2$, $\lambda = 0.82 \text{ мкм}$, $U = 500 \text{ В}$), координата положения считывающего светового луча на поверхности кристалла (x) отсчитывается от края освещаемой полоски на противоположной поверхности

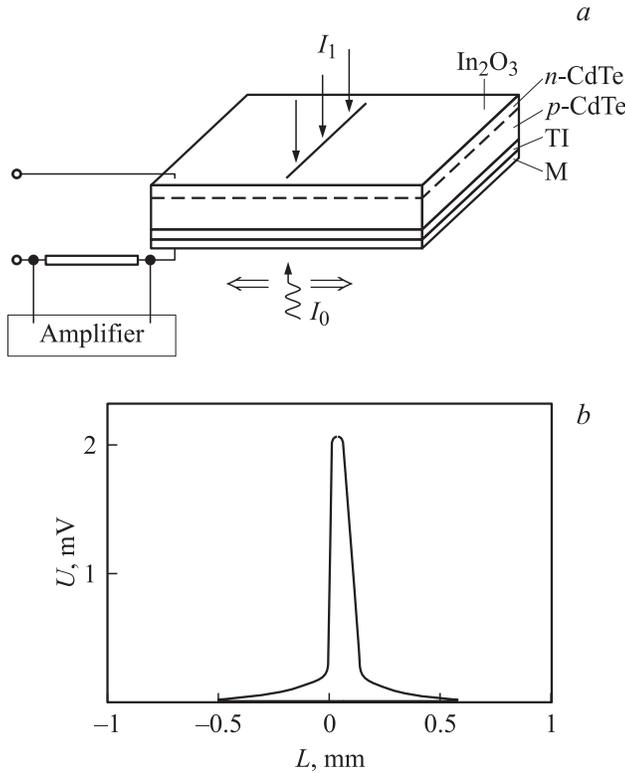


Рис. 14. Пространственное распределение фототовета детектора на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктуре (TI-слой естественного окисла) при его освещении узкой полоской записывающего светового потока со стороны $n-p$ -перехода. *a* — схема структуры, геометрия освещения фотодетектора; *b* — пространственное распределение фототовета детектора ($L = 0$ — граница поверхности фотодетектора), при его освещении полоской постоянного светового потока со стороны $n-p$ -перехода ($U_0 = 300 \text{ В}$, интенсивность модулированного потока: $I_1 = 5 \text{ мВт/см}^2$ [62]).

кристалла (со стороны TI-слоя). Видно, что увеличение толщины TI-слоя сопровождается ухудшением пространственного разрешения детектора, при этом уменьшается его быстродействие. Поэтому в детекторах на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -структурах на основе кристаллов CdTe и GaAs оптимальной представляется толщина естественного окисла на поверхности кристалла 2–5 нм.

Параметры таких фотодетекторов со светуправляемой областью фоточувствительности на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктуре на высокоомных „чистых“ кристаллах CdTe ($N_t < 10^{13} \text{ см}^{-3}$) представлены в табл. 1.

На рис. 16 представлена схема фотодетектора на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктуре на CdTe, предназначенного для измерения, обработки, а также сравнения сигналов изображения, если считывающий световой поток сам представляет собой изображение.

На поверхность такого процессора со стороны $n-p$ -перехода проецируется прямоугольный импульс записывающего „собственного“ света, несущий записываемое (эталонное) изображение. На противоположную поверх-

ность процессора проецируется импульс считывающего „собственного“ света, однородно распределенного по поверхности структуры. Временные диаграммы световых импульсов и импульсов фототовета от них представлены на рис. 16. Частота следования этих импульсов одинакова, импульсы записывающего света, несущие эталонное изображение, и импульсы считывающего светового потока сдвинуты друг относительно друга на время задержки $t = 10 \text{ мкс}$ (рис. 16, *b*). При перекрытии этих импульсов в структуре устанавливается стационарное распределение напряженности электрического поля, соответствующее записываемому изображению. Во время перекрытия записывающего и считывающего световых импульсов фототовет от считывающего светового импульса достигает

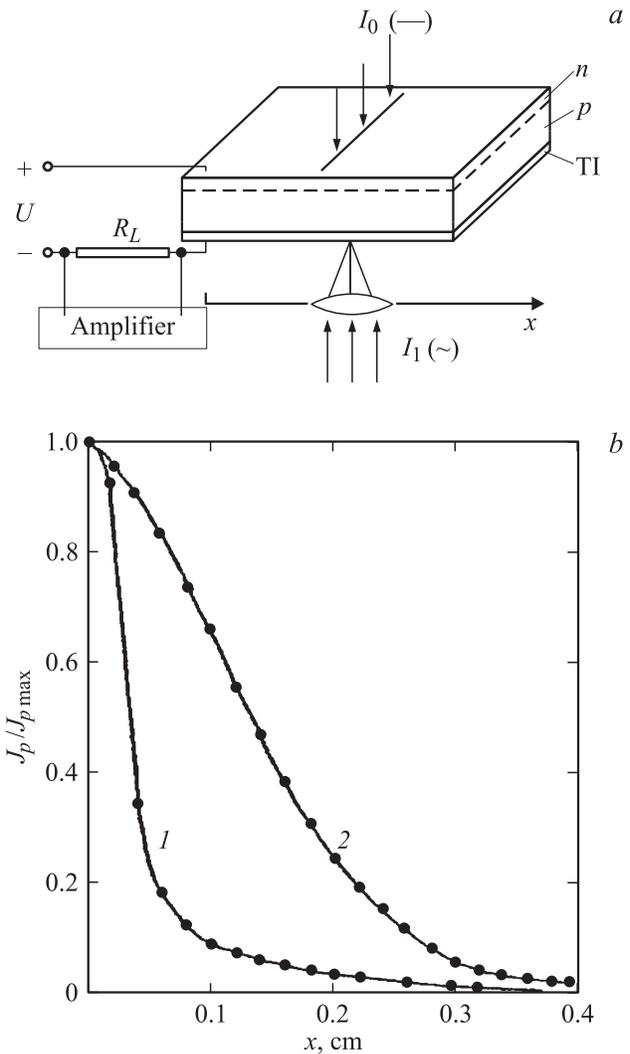


Рис. 15. Пространственное распределение фототовета детектора на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктуре на CdTe в неосвещаемой части структуры: *a* — схема фотодетектора и геометрия освещения; *b* — пространственное распределение фототовета детектора: 1 — на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -структуре с TI-слоем, созданным естественным окислом, 2 — то же с более толстым TI-слоем, созданным специальным химическим окислением поверхности кристалла ($I_0 = 85 \text{ мВт/см}^2$, $U = 500 \text{ В}$) [62].

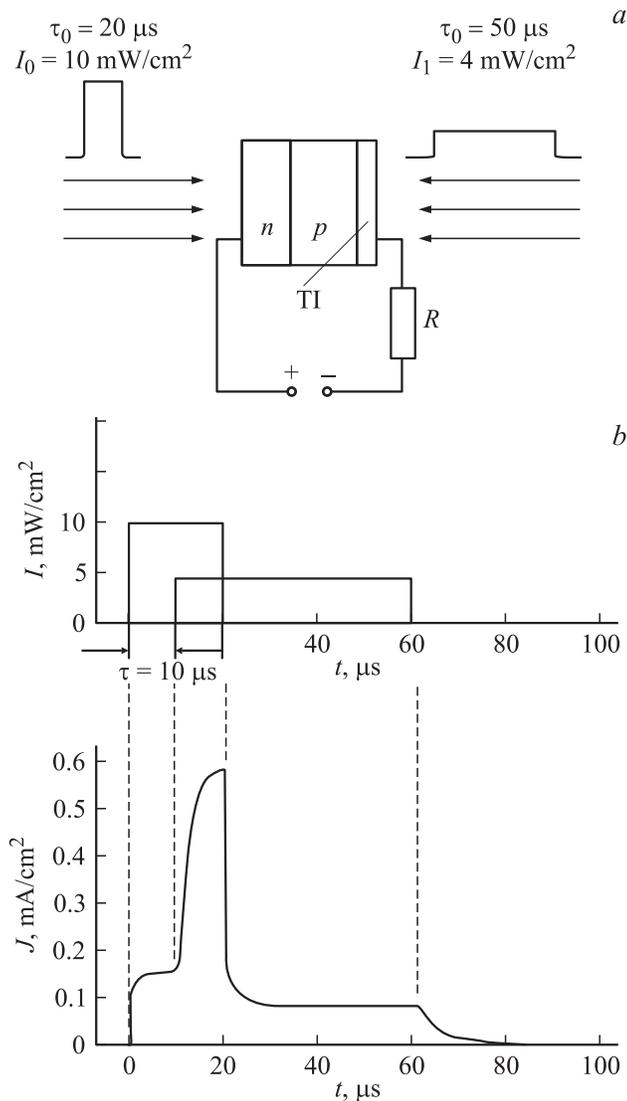


Рис. 16. Оптический процессор на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктуре (CdTe) для регистрации и измерения сигнала изображения [59]. *a* — диаграмма структуры и геометрии освещения; *b* — временные диаграммы записывающего и считывающего световых импульсов и импульсов фотоответа на выходе процессора ($\lambda = 0.82 \mu\text{м}$).

максимального значения. После окончания записывающего светового импульса фотоответ от считывающего импульса уменьшается до своего минимального значения (рис. 16, *b*). Когда записывающий световой импульс содержит записываемое изображение, а интенсивность света в считывающем импульсе однородна по площади образца, импульс фототока на выходе от считывающего света оказывается пропорционален площади записываемого изображения.

Такой фотодетектор может использоваться для распознавания изображений. При этом на фотодетектор со стороны $n-p$ -перехода записывающим световым потоком проецируется эталонное изображение, а на противоположную поверхность процессора со стороны TI-слоя

считывающим потоком проецируется текущее изображение. Когда считывающий световой импульс содержит текущее изображение, согласованное по координатам, масштабу и угловой ориентации с записывающим изображением, сигнал (импульс фототока) на выходе фотодетектора будет максимален при тождественности изображений и будет равен сигналу на выходе фотодетектора от считывающего светового потока, однородно распределенного по площади структуры [59]. При этом процессор может работать как коррелятор изображений.

5.2. Оптоэлектронные корреляторы изображений некогерентного света на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктурах

Для решения задач обнаружения и распознавания объекта на сложном фоне наибольшее применение нашел корреляционный алгоритм. Распознавание объектов корреляционными ТВ-системами производится на основании сравнения видеосигналов от двух изображений одного и того же сюжета: эталонного изображения объекта, полученного заранее, и текущего изображения сравниваемого объекта.

Фотодетектор с оптически управляемой областью фоточувствительности на $n-p(\text{TI})\text{M}$ -наноструктуре [50,51,59] (рис. 16) можно использовать для создания оптоэлектронного коррелятора, предназначенного для распознавания оптических изображений в системах технического зрения. Для этого эталонное изображение объекта, который должен быть опознан, $s(x, y)$, проецируется на поверхность процессора со стороны $n-p$ -перехода импульсным светом. Текущее изображение $g(x, y)$, содержащее изображение объекта $s(x, y)$ и окружающего фона $n(x, y)$, проецируется световыми импульсами считывающего света на противоположную поверхность процессора со стороны TI-слоя [59].

При этом фотоответ на выходе процессора оказывается пропорционален интегралу от произведения интенсивностей световых потоков, инициированных эталонным и текущим изображениями, на площадь их перекрытия. Фотоотклик на выходе процессора определяется корреляционным интегралом [50,51,59]

$$i_c(u, v) = \iint_S s(x, y)g(x - u, y - v)dx dy, \quad (2)$$

где u, v — взаимное смещение изображений вдоль осей x, y соответственно, S — площадь перекрытия изображений.

Затем осуществляется взаимное смещение этих изображений по обеим координатам и их согласование по масштабу и угловой ориентации. Под действием эталонного изображения (со стороны $n-p$ -перехода) в кристалле процессора производится фотоиндуцированная локальная перестройка напряженности электрического поля, изменяющая фотоответ процессора от считывающего светового потока (со стороны TI-слоя). При этом сигнал на выходе процессора будет определяться

интегралом перекрытия этих изображений, т.е. будет пропорционален функции взаимной корреляции (ВКФ) эталонного и входного изображений. При совпадении эталонного изображения распознаваемого объекта и его текущего изображения по размеру и угловой ориентации значение ВКФ достигает максимального значения в пределе, равного сигналу на выходе процессора от считывающего светового потока, однородно распределенного по площади структуры при проецировании на структуру со стороны $n-p$ -перехода изображения эталонного объекта. Решение о наличии распознаваемого объекта в поле зрения системы принимается при превышении значением ВКФ заданного порога. Время вычисления корреляционного интеграла в предлагаемом корреляторе будет определяться быстродействием процессора и составлять 1.0–10.0 мкс, а сам процесс вычисления реализуется за один такт независимо от размерности (информативности) изображений (см. табл. 3).

В настоящее время для распознавания изображений используется электронный коррелятор (на электронном процессоре). Основным недостатком электронного коррелятора состоит в сильной зависимости времени распознавания изображений от размерности (числа пикселей) распознаваемого и входного изображений, что затрудняет распознавание в реальном масштабе времени сложных информативных изображений.

Предлагаемый коррелятор изображений на полупроводниковых $n-p$ (TI)М-наноструктурах [51,59]:

- производит распознавание объектов путем параллельной обработки сигналов изображения в реальном времени (время сравнения изображений $t_c = 1-10$ мкс) независимо от сложности;

- позволяет производить распознавание изображений объектов в некогерентном свете;

- может быть изготовлен на базе различного типа полупроводниковых кристаллов (GaAs, CdTe) по стандартным электронным технологиям;

- обладает универсальностью и простотой смены эталонных изображений;

- имеет малые габариты и энергопотребление.

Процедуры взаимного смещения эталонного и распознаваемых изображений, их масштабирования и угол поворота могут быть реализованы известными электронными методами, используемыми в телевизионных и оптических корреляторах изображений.

Предлагаемый коррелятор изображений ориентирован на использование в интеллектуальных системах технического зрения, функционирование которых связано с необходимостью распознавания образов. Коррелятор может быть использован для решения следующих задач: автоматизированная сборка на конвейере, распознавание лиц и отпечатков пальцев, идентификация кредитных карт по фотографии и отпечатку пальца владельца, предотвращение несанкционированного доступа в специальные помещения, навигация и астронавигация летательных аппаратов по наземным ориентирам и звездам, автоматическая стыковка космических аппаратов и др.

Заключение

В обзоре показано следующее.

- Широко применяемые современные оптические регистрирующие среды на двухслойных структурах (МДП структурах, структурах МДП-ЖК) и структуры, в которых используется эффект оптической бистабильности, имеют принципиальные ограничения по скорости обработки изображений или по энергии переключения.

- Для реализации быстрых регистрирующих сред ($\nu > 10^6$ цикл/с) и приборов на их основе, свободных от вышеперечисленных недостатков, необходимы новые принципы быстрой оптической записи информации.

- Приведен анализ новых перспективных регистрирующих сред с наноразмерным слоем диэлектрика и приборов на их основе.

- Использование таких регистрирующих сред позволит создать ряд новых типов быстрых ($\nu > 10^6$ цикл/с) светууправляемых приборов для систем оптической обработки изображений и волоконно-оптических линий связи.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-2951.2008.2.

Список литературы

- [1] G.E. Moore. IEEE IEDM Tech. Dig, N 1, 11 (1975).
- [2] J.D. Meindl. Proc. IEEE, **83**, 619 (1995).
- [3] А.Ф. Васильев, Д. Касасент, И.Н. Кампанец, А.В. Парфенов. *Пространственные модуляторы света* (М., Радио и связь, 1987).
- [4] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации* (Л., Наука, 1983).
- [5] К.К. Шварц, В.И. Готлиб, Я.Ж. Кристапсон. *Оптические регистрирующие среды* (Рига, Зинатне, 1976).
- [6] Ю.Д. Думаревский, Н.Ф. Ковтонюк, А.И. Савин. *Преобразование изображений в структурах полупроводник-диэлектрик* (М., Наука, 1987).
- [7] Н.Ф. Ковтонюк, Е.Н. Сальников. *Фоточувствительные МДП приборы для преобразования изображений* (М., Радио и связь, 1990).
- [8] Н.Ф. Ковтонюк, Е.Н. Сальников. *Фоточувствительные МДП-ЖК структуры для преобразования изображений* (М., Радио и связь, 1990).
- [9] А.В. Борошнев, Н.Ф. Ковтонюк. Прикл. физика, **6**, 5 (2000).
- [10] *Физические свойства жидкокристаллических веществ* (М., Мир, 1982).
- [11] В.В. Беляев, Н.Ф. Ковтонюк, В.С. Купрейченко, С.Б. Одинов, А.И. Савин, В.Г. Чигринов. ДАН СССР, **306** (6), 1372 (1989).
- [12] Ю.Д. Думаревский, К.И. Земсков, М.А. Казарян, Н.Ф. Ковтонюк, Г.Г. Петраш, А.И. Савин. ДАН СССР, **292** (3), 604 (1987).
- [13] Н.Ф. Ковтонюк, А.В. Костюк. ДАН СССР, **306** (3), 609 (1993).

- [14] Н.Ф. Ковтонюк, А.В. Борошнев, А.Л. Клокин, А.В. Соколов. *Оптический журн.*, № 7, 74 (1993).
- [15] Х. Гиббс. *Оптическая бистабильность* (М., Мир, 1988).
- [16] H.M. Gibbs, S.S. Tarng, J.L. Jewell et al. *Proc. Workshop on Optoelectronics* (La Jolla California, March 23, 1982).
- [17] Б.С. Рывкин. *ФТП*, **19** (1), 3 (1985).
- [18] D.S. Chemla, D.A.V. Niller, P.W. Smith et al. *Proc. Conf. on Lasers & Electrooptics*. Technical Digest, IEEE (N.Y., 1982).
- [19] В.С. Днепровский. *УФН*, вып. 7, 18 (2008).
- [20] M.A. Green, J. Shewchun. *Sol. St. Electron.*, **17** (4), 349 (1974).
- [21] M.A. Green, V.A.U. Temple, J. Shewchun. *Sol. St. Electron.*, **18**, 745 (1975).
- [22] M.A. Green, F.D. King, J. Shewchun. *Sol. St. Electron.*, **17**, 55 (1974).
- [23] J. Shewchun, R.A. Clarce. *Sol. St. Electron.*, **16**, 213 (1973).
- [24] T. Yamamoto, M. Morimoto. *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 269 (1972).
- [25] A.El. Badry, J.G. Simmons. *Sol. St. Electron.*, **20**, 963 (1977).
- [26] А.Я. Вуль, Ю.С. Зинчик, С.В. Козырев, К.В. Санин, В.И. Федоров, Ю.В. Шмарцев. *Письма в ЖТФ*, № 5, 1274 (1979).
- [27] Б.А. Малахов, В.И. Покалякин, Г.В. Степанов. *Микроэлектроника*, **9**, 131 (1980).
- [28] А.Я. Вуль, С.В. Козырев, В.И. Федоров. *ФТП*, **15** (1), 142 (1981).
- [29] А.Я. Вуль, В.И. Федоров, Ю.Ф. Бирюлин, Ю.С. Зинчик, С.В. Козырев, И.И. Сайдашев, К.В. Санин. *ФТП*, **15**, 525 (1981).
- [30] А.В. Саченко, И.В. Крупнова. *ФТП*, **15**, 73 (1981).
- [31] А.В. Саченко, В.И. Крупнова, О.В. Снитко. *Поверхность*, **8**, 41 (1982).
- [32] А.Д. Герасимов, А.А. Гуткин, В.Е. Седов. *ФТП*, **14**, 26 (1980).
- [33] А.Д. Герасимов, А.А. Гуткин, В.Е. Седов. *ФТП*, **14**, 550 (1980).
- [34] А.Я. Вуль, А.Т. Дидейкин, Ю.С. Зинчик, К.В. Санин. *Письма ЖТФ*, № 9 (1983).
- [35] А.Я. Вуль, К.В. Санин, В.И. Федоров, Р.Ю. Хансеваров, Ю.В. Шмарцев. *Письма ЖТФ*, № 5, 930 (1983).
- [36] В.А. Зуев, А.В. Саченко, К.Б. Толпыго. *Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках и полупроводниковых приборах* (М., Сов. радио, 1977).
- [37] А.А. Гуткин, В.Е. Седов. *ФТП*, **9** (9), 1761 (1975).
- [38] V. Kumar, W.E. Dahlke. *Sol. St. Electron.*, **20**, 143 (1977).
- [39] R.A. Clarke, J. Shewchun. *Sol. St. Electron.*, **14**, 957 (1971).
- [40] R. Singh, J. Shewchun. *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 512 (1976).
- [41] *Свойства структур металл-диэлектрик-полупроводник*, под ред. А.В. Ржанова (М., Наука, 1976).
- [42] К. Секен, М. Томпсет. *Приборы с переносом заряда* (М., Мир, 1978).
- [43] *Проблемы физики поверхности полупроводников*, под ред. О.В. Снитко (Киев, Наук. думка, 1981).
- [44] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, В.Е. Харциев, С.Л. Кузьмин, И.Д. Ярошецкий. *Письма ЖТФ*, **19** (9), 55 (1993).
- [45] А.А. Гуткин, В.Е. Седов. *ФТП*, **10** (8), 1589 (1976).
- [46] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, С.Л. Кузьмин, И.Д. Ярошецкий. *Письма ЖТФ*, **19** (9), 51 (1993).
- [47] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, А.А. Томасов, И.Д. Ярошецкий. *Письма ЖТФ*, **20** (18), 16 (1994).
- [48] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, И.Д. Ярошецкий. *ЖТФ*, **65** (9), 193 (1995).
- [49] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, А.А. Томасов. *ФТП*, **29** (11), 2092 (1995).
- [50] П.Г. Кашерининов, А.А. Томасов. *Письма ЖТФ*, **34** (8), 68 (2008).
- [51] П.Г. Кашерининов, А.А. Томасов. *ФТП*, **42** (11), 1391 (2008).
- [52] M.A. Green, J. Shewchun. *Sol. St. Electron.*, **17** (4), 349 (1974).
- [53] G. Cawalleri, E. Gatti, G. Fabri, V. Svelto. *Nucl. Instrum. Meth.*, **92**, 137 (1971).
- [54] P.G. Kasherininov, A.V. Kichaev, A.N. Lodygin, A.A. Tomasov, V.K. Sokolov. *Proc. of SPIE*, **6251**, 625 112 (1999).
- [55] P.G. Kasherininov, F.V. Kichaev, A.N. Lodygin, V.K. Sokolov. *Proc. of SPIE*, **5381**, 292 (2004).
- [56] M.R. Hage-Ali, R. Stuck, C. Scharager, P. Siffert. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-26**, 281 (1979).
- [57] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, Ю.Н. Перепелицын, В.Е. Харциев, И.Д. Ярошецкий. *Препринт ФТИ*, 1570 (СПб., 1991).
- [58] А.В. Кичаев. Автореф. канд. дис. Специальность 01.04.10 (СПб., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 1995).
- [59] P.G. Kasherininov, A.N. Lodygin, V.K. Sokolov. *Proc. of SPIE*, **5066**, 273 (2003).
- [60] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, В.И. Корольков, А.Н. Лодыгин, Ф.Ю. Солдатенков. *Письма ЖТФ*, **32** 9 998 (2006).
- [61] P.G. Kasherininov, A.N. Lodygin, V.K. Sokolov. *Proc. 12th Intern. Symp. on Nanostructures: Physics and Technology* (2003) p. 184.
- [62] P.G. Kasherininov, A.V. Kichaev, A.A. Tomasov, V.K. Sokolov. *Proc. of SPIE*, **6594**, 65941 G (2007).
- [63] P.G. Kasherininov, A.V. Kichaev. *Proc. of SPIE*, **2779**, 266 (1996).
- [64] W.E. Dahlke, S.M. Sze. *Sol. St. Electron.*, **10** (8), 865 (1967).

Редактор Т.А. Полянская

Fast optical registering environments on semiconductor nanostructures for record of images on charge of free photocarries

P.G. Kasherininov, A.A. Tomasov, E.V. Beregulin

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The review on properties of optical registering environments on semiconductor structures for record and processing of images is presented completed. The work principles, desing, parameters, scope of optical registering environments are considered on: MIS structures on photorefractive crystals with a thick dielectric layer, MIS structures with a liquid crystal (MIS-LC), — effect of optical bistability in semiconductor structures, semiconductor MIS structures with nanodimensional dielectric layer (TI), (M(TI)S nanostructures). The special attention is given registering environments on M(TI)S nanostructures perspective for fast processing high informative images and developing of optoelectronic correlators of incoherent light.