

03

## Механизм переноса тока в инжекционном фотоприемнике на основе структуры $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$

© Ш.А. Мирсагатов, И.Б. Сапаев

Физико-технический институт Научно-производственного объединения „Физика-Солнце“ АН Узбекистана, Ташкент, Узбекистан

E-mail: mirsagatov@uzsci.net, mohim@inbox.ru

(Поступила в Редакцию 16 сентября 2014 г.  
В окончательной редакции 12 ноября 2014 г.)

Проведен анализ механизма переноса тока в новом типе селективного (с перестраиваемым спектром) инжекционного фотоприемника с внутренним усилением на основе структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$ . Показано, что в этой структуре происходит взаимная компенсация встречных дрейфовых и диффузионных потоков носителей заряда. Встречные дрейфовые и диффузионные потоки неравновесных носителей при плотностях обратного тока  $I \sim 10^{-8}-10^{-7} \text{ A/cm}^2$  приводят к появлению точек инверсии знака фоточувствительности в коротковолновой и в длинноволновой областях спектра. Взаимная компенсация встречных дрейфовых и диффузионных потоков при плотностях тока порядка  $\sim 10^{-6} \text{ A/cm}^2$  приводит к появлению сублинейного участка на обратной вольт-амперной характеристике в широком диапазоне напряжений смещения. Установлено, что гетеропереход  $n\text{-SdS}-p\text{-Si}$  имеет низкую плотность поверхностных состояний и это позволяет получить на основе рассматриваемой структуры инжекционный фотоприемник с высокой спектральной ( $S_\lambda = 5.0 \cdot 10^4 \text{ A/W}$ ) и интегральной ( $S_{\text{int}} = 2.8 \cdot 10^4 \text{ A/lm}$  или  $4.5 \cdot 10^6 \text{ A/W}$ ) чувствительностью в прямом направлении тока.

### 1. Введение

В литературе отсутствуют сведения о создании селективных фотоприемников с внутренним усилением, которые перестраиваются на нужные длины волн электромагнитного излучения путем внешнего воздействия (например, при подаче напряжения смещения) и селективно регистрируют электромагнитное излучение. Их получение является актуальной задачей, поскольку такой фотоприемник заменяет несколько фотоприемников, которые чувствительны в различных областях длины волны электромагнитного излучения и жестко связаны с шириной запрещенной зоны. На наш взгляд, такой многофункциональный фотоприемник можно создать на основе полупроводниковой структуры с гетеропереходами, в которой регулируются встречные токи неравновесных носителей. Благодаря такой регулировке происходит инверсия знака фоточувствительности при различных толщинах базы, которые соответствуют определенным длинам волн электромагнитного излучения в области длин волн  $300-1200 \mu\text{m}$ . При этом если база структуры имеет высокое сопротивление и в ней в переносе тока доминируют диффузионные токи, то фотоприемник кроме указанных выше свойств обладает также свойством внутреннего усиления первичного фототока. При этом элементы такой структуры должны состоять из полупроводников, которые чувствительны к оптическим сигналам ближней ультрафиолетовой, видимой, а также ближней инфракрасной областей спектра электромагнитного излучения.

Такой селективный инжекционный фотоприемник с повышенными выходными параметрами можно создать

на основе структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  с гетеропереходом.

В литературе имеются сведения о создании инжекционных фотодиодов на основе соединений  $A^2B^6$ , в частности на основе сульфида и теллурида кадмия и их твердых растворов [1–4]. В работе [1] рассмотрена структура  $\text{Ni}-n\text{-CdS}-n^+-\text{CdS}$  на основе монокристаллов CdS, в которой усиление фототока происходит, когда она освещается светом с длиной волны  $\lambda = 0.22 \mu\text{m}$  и происходит инжекция основных носителей заряда в высокоомную  $n$ -область с неосвещаемой стороны  $n^+-n$ -перехода.

В предлагаемой нами структуре  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  высокоомный сильно компенсированный CdS-слой с низкой проводимостью  $n$ -типа играет роль  $i$ -слоя. Выбор создания гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  обусловлен тем, что такой гетеропереход описан в литературе [5]. Кроме того, кремний является хорошо изученным материалом. В рассматриваемой структуре гетеропереход  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  занимает особое место, так как от его параметров во многом зависят электрофизические, фотоэлектрические свойства и, наконец, механизм переноса тока в структуре. Известно, что постоянные кристаллической решетки и коэффициенты термического расширения сульфида кадмия и кремния существенно различаются, поэтому плотность поверхностных состояний на границе раздела гетероперехода может быть значительной. Поэтому необходимо уделять особое внимание способам уменьшения плотностей поверхностных состояний на границе раздела между сульфидом кадмия и кремнием. При решении этой задачи необходимо использовать такие факторы, как значительная ионная связь у CdS и присутствие пленки  $\text{SiO}_2$  толщиной  $\sim 20 \text{ \AA}$

(„мертвый“ слой) [6] на поверхности кремния, которые могут повлиять на уменьшение плотности поверхностных состояний, возникающих на границе раздела гетероперехода  $n\text{-CdS-p-Si}$ . Исследование механизма переноса тока в структуре  $M(\text{In})-n\text{-CdS-p-Si-M}(\text{In})$  в темноте и на свету даст ответ на вопрос о том, насколько эффективно работает структура и насколько она соответствует свойствам многофункционального фотоприемника.

## 2. Образцы и методика измерения

Фоточувствительная структура  $M(\text{In})-n\text{-CdS-p-Si-M}(\text{In})$  была создана путем напыления порошков CdS (в квазизамкнутой системе в вакууме  $10^{-5}$  Torr) на поверхность пластинки кремния  $p$ -типа с удельным сопротивлением  $\rho \approx 10 \Omega \cdot \text{cm}$  и толщиной  $300 \mu\text{m}$  [7]. При этом температура источника (CdS)  $T_{\text{source}} \approx 800-850^\circ\text{C}$ , а на подложке ( $p\text{-Si}$ ) температура поддерживалась в пределах  $T_s \approx 250-270^\circ\text{C}$ . Проведенные при помощи микроскопа МИИ-4 исследования показали, что пленки CdS, выращенные на  $p\text{-Si}$ -подложке, состоят из столбчатых кристаллитов (зерен), которые ориентированы в направлении роста пленок и разориентированы по азимуту. Было установлено, что размер кристаллитов сильно зависит от технологических режимов, прежде всего от температуры Si-подложки  $T_s$ . Например, изготовленные при  $T_s = 300^\circ\text{C}$  пленки CdS имели размер кристаллитов  $\sim 3-4 \mu\text{m}$ , последние полностью пронизывали всю толщину пленки  $w \approx 2 \mu\text{m}$ . Полученные CdS-пленки являлись высокоомными с удельным сопротивлением  $\rho \approx (2-3) \cdot 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$  и имели низкую проводимость  $n$ -типа. Далее контакт металл-полупроводник был получен путем напыления индия на поверхность пленки CdS в вакууме  $10^{-5}$  Torr в течение 25–30 с при температуре подложки 373 К.

Токосъемный П-образный контакт также формировался методом вакуумного испарения In.

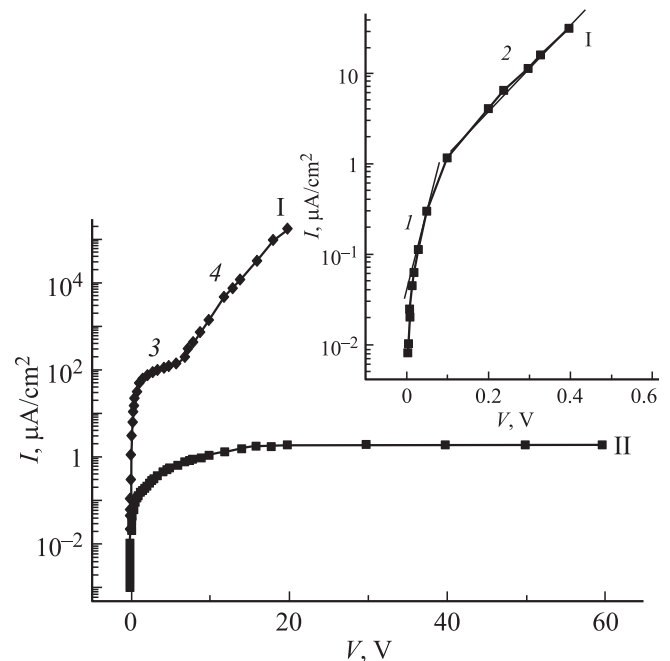
Вольт-амперные характеристики (ВАХ) изготовленных структур  $M(\text{In})-n\text{-CdS-p-Si-M}(\text{In})$  измерялись в прямом и обратном направлении тока в темноте и на свету при освещенности  $E = 0.1-100 \text{ lux}$  и комнатной температуре. Освещение структур производилось лазером ЛГ-75 с мощностью излучения  $10 \mu\text{W}/\text{cm}^2-0.75 \text{ mW}/\text{cm}^2$  и длиной волны  $0.625 \mu\text{m}$ , а также с помощью лампы накаливания, которая по своим параметрам практически соответствует эталонной лампе. В такой лампе в одном люмене мощность электромагнитного излучения в видимой области спектра составляет  $9.1 \cdot 10^{-3} \text{ W}$  [8]. Спектральная зависимость фоточувствительности структур измерялась на монохроматоре ЗМР-3 при температуре  $T = 300 \text{ K}$ . Источником излучения служила ксеноновая лампа типа ДКСШ-1000, работающая в режиме минимально допустимой мощности. Лампа обеспечивала световой поток  $53 \text{ 000 lm}$  и яркость до  $120 \text{ Mcd}/\text{m}^2$  в центре светового пятна. Излучение лампы отрадуировано в абсолютных единицах

при помощи термоэлемента РТЭ-9 с кварцевым окном. Лампа ДКСШ-1000 в ультрафиолетовой и видимой областях имеет сплошной спектр.

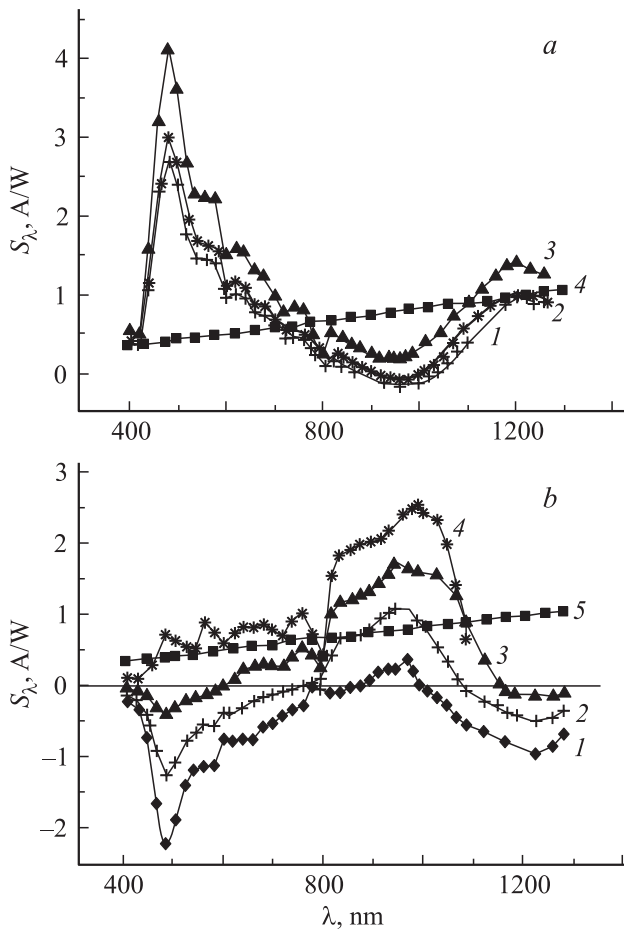
## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены в полулогарифмическом масштабе прямая и обратная ветви вольт-амперной характеристики типичной структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS-p-Si-M}(\text{In})$ . Прямым направлением тока в структуре считается то, когда к  $p\text{-Si}$ -контакту прикладывается положительный потенциал, а обратным — отрицательный потенциал. Анализ ВАХ показывает, что структура обладает выпрямляющими свойствами и ее коэффициент выпрямления  $K$  (определяемый как отношение прямого и обратного тока при фиксированном напряжении 25 В) составляет  $\sim 10^5$ .

3.1. Спектральное распределение фоточувствительности. На рис. 2, *a, b* приводятся спектральные распределения фоточувствительности  $S_\lambda$  в отсутствие и при подаче напряжения смещения  $V$  в прямом и обратном направлениях тока. Анализ кривой спектрального распределения фоточувствительности в прямом направлении тока показывает (рис. 2, *a*), что она имеет спектральный диапазон  $\lambda = 389-1238 \text{ nm}$ . Спектральная чувствительность такой структуры начинается с  $\lambda = 389 \text{ nm}$  и стремительно растет, достигая



**Рис. 1.** Вольт-амперная характеристика структуры в полулогарифмическом масштабе в темноте: прямая ветвь (I), обратная ветвь (II). На ветви I указаны третий (3) и четвертый (4) участки, а на вставке приведены ее первый (I) и второй (2) участки.



**Рис. 2.** *a)* Спектральная зависимость фоточувствительности структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  в отсутствие (1) и при подаче напряжения смещения 0.5 (2) и 2 мВ (3) в прямом направлении тока. 4 — зависимость для идеального фотоприемника, построенная по формуле  $S_\lambda = \frac{e}{hc} \lambda \eta_\lambda$ . *b)* Спектральная зависимость фоточувствительности структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  в отсутствие (1) и при подаче напряжения смещения 4 (2), 6 (3), 8.5 мВ (4) в обратном направлении тока. 5 — зависимость для идеального фотоприемника, полученная по той же формуле, что и кривая 4 на части *a*.

максимума при  $\lambda = 480$  nm, где в отсутствие напряжения смещения  $S_\lambda = 2.7$  A/W. Затем спектральная чувствительность уменьшается до нуля при  $\lambda = 872.7$  nm. На кривой спада фоточувствительности имеется ряд особенностей, проявляющихся в виде ступеньки при  $\lambda = 541.84-578.56$  nm и трех малых пиков при  $\lambda = 618, 740$  и  $821.8$  nm. Эти особенности обусловлены наличием примесей в слоях сульфида кадмия.

Далее (после нулевого значения при  $\lambda = 872.7$  nm) спектральная чувствительность, меняя знак, начинает расти и при  $\lambda = 961.8$  nm наблюдается максимум с  $S_\lambda \sim 0.2$  A/W. Затем наблюдается ее плавный спад с увеличением  $\lambda$  до нуля ( $\lambda = 1042.8$  nm), после чего вновь происходит ее рост (со сменой знака) и при  $\lambda = 1200.3$  nm  $S_\lambda$  достигает максимума при  $\sim 0.93$  A/W,

Далее с увеличением длины волны электромагнитного излучения величина спектральной чувствительности начинает падать.

При наложении напряжения смещения форма зависимости  $S_\lambda(\lambda)$  не изменяется, лишь возрастает по величине спектральная чувствительность, особенно при  $\lambda_1 = 480$  nm и  $\lambda_2 = 872.7$  nm, при которых наблюдаются пики  $S_\lambda$ . Например,  $S_\lambda = 2.7$  A/W при  $V = 0$  V, а при  $V = 2$  mV величина  $S_\lambda = 4.1$  A/W. Аналогичную картину можно наблюдать для второго пика ( $\lambda = 961.8$  nm), у которого  $S_\lambda = 0.9$  A/W при  $V = 0$  V, а при  $V = 2$  mV  $S_\lambda = 1.37$  A/W. Эти данные показывают, что барьер  $M(\text{In})-n\text{-CdS}$  и гетеропереход  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  эффективно разделяют генерированные электронно-дырочные пары, и в структуре происходит внутреннее усиление. При этом в подавляющей части спектрального диапазона фоточувствительности величина  $S_\lambda$  намного больше спектральной чувствительности идеального фотоприемника (рис. 2, *a*, кривая 4). Идеальным фотоприемником является такой фотоприемник, у которого все падающие фотоны поглощаются и генерируют электронно-дырочные пары, которые без потерь разделяются потенциальным барьером и вносят вклад в фототок. В принципе такой фотоприемник отсутствует и его невозможно создать. Тем не менее экспериментальные значения спектральной чувствительности в широком диапазоне спектра значительно превосходят значения  $S_\lambda$  идеального фотоприемника при данной длине волны электромагнитного излучения, что свидетельствует о наличии внутреннего усиления, причем исследуемая структура очень чувствительна к малым уровням освещенности. Высокие значения интегральной и спектральной чувствительностей наблюдаются как в собственной, так и в примесной области поглощения света.

Теперь рассмотрим спектральную чувствительность в зависимости от длины волны в обратном направлении тока в отсутствие и при наличии напряжения смещения различной величины (рис. 2, *b*). Как видно из этого рисунка (кривая 1), в отсутствие напряжения смещения диапазон спектральной чувствительности лежит в области длин волн  $\lambda = 350-1350$  nm и  $S_\lambda$  имеет наиболее высокие по абсолютной величине значения при  $\lambda_1 \approx 480$  nm и  $\lambda_2 \approx 1248$  nm, где фототок имеет отрицательные значения.  $S_\lambda$  в коротковолновой области спектра с увеличением длины волны электромагнитного излучения уменьшается по абсолютной величине и при  $\lambda \approx 865.45$  nm становится равной нулю и затем, изменяя знак, начинает расти с дальнейшим увеличением величины  $\lambda$ . В длинноволновой области пик на зависимости  $S_\lambda(\lambda)$  наблюдается при  $\lambda \approx 949.5$  nm в области положительных значений фототока. Далее величина  $S_\lambda$  вновь уменьшается и переходит через нуль при  $\lambda \approx 1000$  nm, а затем фоточувствительность, меняя знак, резко возрастает по абсолютной величине вплоть до  $\lambda \approx 1130$  nm. С дальнейшим увеличением длины волны электромагнитного излучения она вновь уменьшается. При подаче напряжения смещения точка инверсии знака

фототока в коротковолновой области спектра сильно сдвигается в сторону более коротких волн, а абсолютная величина фототока уменьшается с ростом величины напряжения смещения (рис. 2, *b*). Аналогичное поведение фототока в зависимости  $S_\lambda(\lambda)$  наблюдается в длинноволновой области фоточувствительности. Однако здесь точка инверсии знака фототока сдвигается в сторону длинных волн электромагнитного излучения. Кроме того, скорость изменения абсолютной величины фототока в зависимости от напряжения смещения намного меньше, чем в коротковолновой области спектра. Например, точка инверсии знака фототока сдвигается на  $\sim 260$  nm при подаче  $V = 6$  mV, а в длинноволновой области спектра она сдвигается лишь на 168 nm. Эксперимент показывает, что при подаче напряжения смещения 8.5 mV на структуру зависимость  $S_\lambda(\lambda)$  полностью находится в области положительных значений фототока (рис. 2, *b*, кривая 4). Такое поведение зависимости  $S_\lambda(\lambda)$  обратно смещенной структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  объясняется следующим образом. Во-первых, переход  $M(\text{In})-n\text{-CdS}$  и гетеропереход  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  эффективно разделяют генерированные светом неравновесные электронно-дырочные пары. Во-вторых, гетеропереход  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  инжектирует электроны в базу ( $n\text{-CdS}$ ) структуры при подаче обратного напряжения смещения. В-третьих, в базе исследуемой структуры возрастает величина биполярного диффузионного тока с увеличением обратного приложенного напряжения. В обратно смещенной структуре  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  из слоя  $p\text{-Si}$  в высокоомный компенсированный  $n\text{-CdS}$ -слой электроны инжектируются при достаточной концентрации электронов в  $p\text{-Si}$ -слое или при его толщине, сравнимой с диффузионной длиной. В кремниевой подложке концентрации равновесных дырок и электронов составляют  $1.3 \cdot 10^{15}$  и  $7.7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$  соответственно при значениях подвижностей электронов и дырок  $\mu_n = 1500 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  и  $\mu_p = 480 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ,  $n_i = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  — концентрация собственных носителей. Отсюда следует, что концентрация неравновесных электронов в подложке  $p\text{-Si}$  почти такая же, как концентрация электронов ( $n_0 \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) в базе ( $n\text{-CdS}$ -слой), которая определена при значениях  $\rho_{\text{CdS}} \approx 3 \cdot 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$  и  $\mu_n = 100 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  [9]. Кроме того, следует учесть вероятность инжекции электронов из металлического контакта (In), нанесенного на  $p\text{-Si}$ , так как толщина кремниевой пластины одного порядка с длиной диффузии электронов  $L_n$ , которая равна  $\sim 400 \mu\text{m}$  при значениях  $\tau_n \approx 50 \mu\text{s}$  и  $\mu_n = 1500 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  [10].

Появление пика на кривой фоточувствительности с максимумом при  $\lambda = 947$  nm позволяет утверждать, что объемный заряд гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  эффективно выводит неравновесные дырки, генерированные в базе, в  $p\text{-Si}$ -слой.

Увеличение фототока в пике и его расширение в сторону коротких волн с подачей напряжения смещения показывают, что в базе структуры величина биполярного диффузионного тока неравновесных неосновных

носителей (дырок), которые поступают для обеспечения электронейтральности инжектированных электронов из гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$ , возрастает с увеличением напряжения смещения. Поскольку база исследуемой структуры высокоомная, неравновесные носители, направление которых совпадает с направлением диффузии неосновных носителей дырок [11], диффундируют в виде плазмы, т. е. пары электрон-дырка движутся совместно.

Появление точки инверсии в зависимости спектрального распределения фототока дает основание утверждать, что противоположно направленные диффузионный и дрейфовый токи в базе структуры полностью компенсируют друг друга при определенной толщине базы. Эта толщина базы соответствует глубине поглощения электромагнитного излучения с длиной волны  $\lambda$ . Сдвиг точки инверсии фоточувствительности в сторону коротких волн определяется величиной биполярного диффузионного тока, который связан с инжекцией электронов из гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  в базу. Сдвиг этой точки осуществляется путем подачи малых обратных напряжений смещения. Эксперимент показывает, что после подачи напряжения смещения  $V \geq 8.5$  mV биполярный диффузионный ток в структуре становится определяющим, и поэтому в спектре распределения фоточувствительности не появляется инверсия знака фототока.

Анализ спектральной чувствительности пика длинноволнового участка показывает, что в подложке  $p\text{-Si}$  имеются электроны, инжектированные из омического контакта (In), которые создают диффузионные и дрейфовые потоки электронов, направленные в сторону гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$ . Кроме того, возникают диффузионные потоки неравновесных электронов, направленные от гетероперехода к металлическому контакту, появившиеся в результате аккумуляции электронов около гетероперехода. Сдвиг точки инверсии фототока в длинноволновой области спектра в сторону более длинных волн показывает, что диффузионный ток, направленный навстречу дрейфовому и диффузионному потокам электронов от металлического контакта, возрастает с увеличением напряжения смещения [12,13]. Это происходит в том случае, когда концентрация и градиент электронов у гетероперехода становятся больше, чем вблизи металлического контакта (In). Такой эффект имеет место, когда гетеропереход  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  имеет потенциальный барьер и пропускает не все электроны, поступающие из противоположного In-контакта. Сдвиг длинноволновой области спектра при напряжении смещения  $V = 8.5$  mV становится меньше, чем при  $V = 6$  mV. Это показывает, что гетеропереход  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  начинает пропускать электроны, т. е. процесс аккумуляции электронов уменьшается из-за изменения свойств гетероперехода.

Приведенный выше анализ спектрального распределения фоточувствительности в обратном направлении тока подтверждает, что из гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  инжектируются электроны в базу.

Далее для доказательства существования первичного усиления фототока были исследованы темновые

**Таблица 1.** Зависимости фототока  $I_{Ph}$ , интегральной чувствительности  $S_{int}$ , спектральной чувствительности  $S_\lambda$  от освещенности  $E$ , мощности лазерного облучения  $P$  и напряжения смещения  $V$ 

Белый свет					Лазерное облучение		
$E$ , lux	$V$ , V	$I_{Ph}$ , $\mu A/cm^2$	$S_{int}$ , A/lm	$S_{int}$ , A/W	$P$ , $\mu W/cm^2$	$I_{Ph}$ , $\mu A/cm^2$	$S_\lambda$ , A/W
0.05	5	120	24	$0.26 \cdot 10^4$	0.7	25	36
	10	1920	384	$4.2 \cdot 10^4$		385	550
	15	14614	2923	$3.21 \cdot 10^5$		2140	3057
	20	203250	40650	$4.47 \cdot 10^6$		35250	50358
0.1	5	148.6	14.8	$0.2 \cdot 10^4$	10	133	13.3
	10	2354.4	235.44	$2.6 \cdot 10^4$		2000	200
	15	17000	1700	$1.87 \cdot 10^5$		11200	1120
	20	274500	27450	$3 \cdot 10^6$		233560	23356
1	5	178	1.78	$0.2 \cdot 10^3$	50	369.2	7.4
	10	3020	30.2	$3.32 \cdot 10^3$		6075.6	121.5
	15	18000	180	$1.98 \cdot 10^4$		38937.1	778.7
	20	310220	3102	$3.4 \cdot 10^5$		416333	8326
10	5	184	0.184	$0.2 \cdot 10^2$	100	456	4.56
	10	3600	3.6	$4 \cdot 10^2$		7524	75.24
	15	21000	21	$2.31 \cdot 10^3$		44025	440.25
	20	410500	410	$4.5 \cdot 10^4$		448320	4483.2

и световые вольт-амперные характеристики структуры (рис. 3). Световые ВАХ были измерены при различных уровнях освещенности  $E$  белым светом и различных мощностях  $P$  лазерного облучения с длиной волны  $\lambda = 625$  nm (табл. 1). Проведенные исследования показывают, что действительно имеется эффект усиления фототока в структуре  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$ . Например, при облучении лазером с мощностью  $P = 10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$   $S_\lambda = 2.3 \cdot 10^4$  A/W, а при облучении белым светом  $E = 0.1$  lux интегральная чувстви-

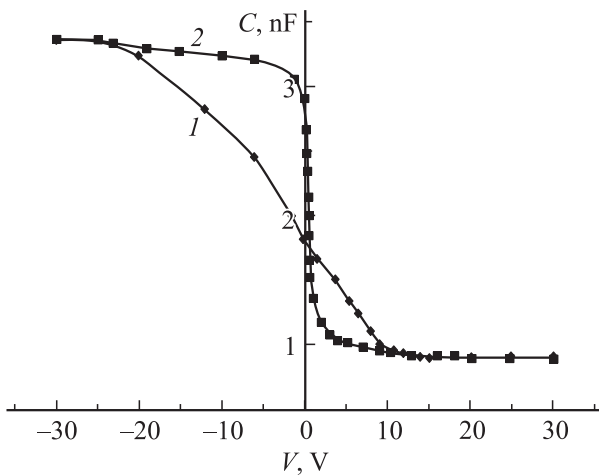
**Рис. 3.** Темновые и световые вольт-амперные характеристики обратной ветви: 1 — в темноте, 2 — при облучении белым светом с  $E = 0.1$  lux, 3 — при лазерном облучении с  $\lambda = 625$  nm мощностью  $P = 10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ .

тельность  $S_{int} = 2.75 \cdot 10^4$  A/lm ( $3 \cdot 10^6$  A/W) при комнатной температуре и напряжении смещения  $V = 20$  V (табл. 1). Следует отметить, что исследуемая структура очень чувствительна к малым уровням освещенности и имеет высокие значения интегральной и спектральной чувствительностей как в собственной, так и в примесной области поглощения света (табл. 1). Кроме того, установлено, что с повышением величины уровня освещенности белого света и мощности лазерного облучения происходит уменьшение как  $S_{int}$ , так и  $S_\lambda$ , а с увеличением прямого напряжения смещения возрастают величины спектральной и интегральной чувствительностей.

В исследуемой структуре перенос носителей тока во многом определяется свойствами гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$ , поэтому прежде, чем анализировать вольт-амперную характеристику, сначала проведем исследование вольт-фарадной характеристики данной структуры.

**3.2. Вольт-фарадная характеристика.** Одним из информативных и неразрушающих методов получения информации о границе раздела является метод частотных вольт-фарадных характеристик. Вольт-фарадные характеристики исследуемой структуры показывают наличие структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП-структуры) (рис. 4). Это логично, поскольку в структуре  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  слой  $n\text{-CdS}$  является высокоомным и компенсированным материалом, поэтому данный слой и окисные слои, образованные в процессе напыления CdS на поверхность кремниевой пластинки в вакууме, вполне могут проявлять себя как диэлектрик. Экспериментальная вольт-фарадная характеристика (рис. 4, кривая 1) была получена при





**Рис. 4.** Вольт-фарадная характеристика структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  при частоте  $f = 10 \text{ kHz}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ .

комнатной температуре на частоте тестового сигнала  $f = 10 \text{ kHz}$ , так как при данной частоте вольт-фарадная характеристика МДП-структуры проявляется более четко. Это означает, что плотности поверхностных состояний  $N_{SS}$  в гетеропереходе являются медленными поверхностными состояниями.

По емкости диэлектрика  $C_i = 3.35 \text{ nF}$  при помощи формулы плоского конденсатора  $C = \epsilon_0 \epsilon_i S/d$  определена его толщина  $d_i$ , которая оказалась равной  $\sim 0.26 \mu\text{m}$  при значениях  $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}$ ,  $\epsilon = 10$  и  $S \approx 0.1 \text{ cm}^2$ . Вычисленная толщина диэлектрика отличается от толщины высокоомной базы ( $n\text{-CdS}$ ), которая равна  $\sim 2 \mu\text{m}$ . По минимальной емкости структуры  $C_{\text{min}} \approx 0.9 \text{ nF}$  (рис. 4) определена толщина объемного заряда  $W \approx 0.98 \mu\text{m}$  [14], которая почти равна половине толщины базы ( $n\text{-CdS}$ ). При термодинамическом равновесии его толщина, которая вычислялась по емкости  $C = 1.8 \text{ nF}$  в отсутствие напряжения смещения, оказалась равной  $\sim 0.49 \mu\text{m}$ . Эти результаты являются логичными, если учесть, что толщина объемного заряда сужается в прямом направлении тока, а в обратном, наоборот, расширяется с ростом напряжения смещения, причем из этих экспериментальных данных также следует, что сопротивление объемного заряда является определяющим сопротивлением всей структуры, о чем свидетельствует совпадение величины его емкости с величиной емкости диэлектрика в  $C(V)$ -характеристике. Появление плато на  $C(V)$ -характеристике при подаче обратного напряжения смещения  $V = 25-30 \text{ V}$  объясняется тем, что процесс расширения объемного заряда компенсируется процессом инжекции электронов из гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$ .

Плотность поверхностных состояний МДП-структуры определяется по сдвигу экспериментальной  $C(V)$ -характеристики относительно расчетной кривой при одном и том же значении емкости [14]. Отсюда следует, что  $N_{SS} = \Delta V C/q$ .

Для расчетной  $C-V$ -характеристики концентрация равновесных дырок  $p_0$  была определена по емкости плоских зон и по крутому участку  $C-V$ -характеристики. Для определения  $p_0$  по  $C-V$ -характеристике крутой участок был построен в координатах  $C^{-2}-V$ , в которых он имеет два наклона (рис. 5, прямые 1, 2). По наклонам этих прямых по известной формуле [15]

$$p_0 = \frac{2}{q\epsilon_0\epsilon_S S^2} \frac{dV}{d(C^{-2})}, \quad (1)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума,  $\epsilon_S$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $V_D$  — высота потенциального барьера,  $S$  — площадь структуры, определены концентрации равновесных дырок, которые оказались соответственно равны  $8.3 \cdot 10^{14}$  и  $2.1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Это означает неоднородность приповерхностного слоя полупроводника — кремния — по толщине. По экстраполяции зависимости  $C^{-2}(V)$  на ось напряжения  $V$  определена высота потенциального барьера  $V_D = 0.89 \pm 0.02 \text{ eV}$  для электронов из металла в  $p\text{-Si}$ . Также оценено значение концентрации равновесных дырок по емкости плоских зон при помощи формулы [14]

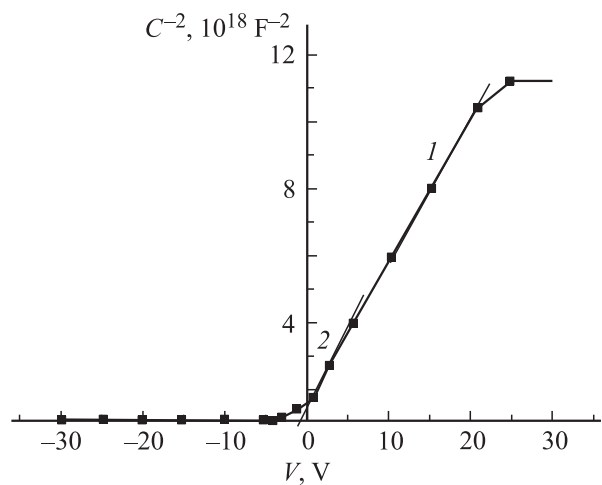
$$C_{pz} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i S}{d_i + \frac{\epsilon_i}{\epsilon_S} \sqrt{\frac{kT\epsilon_0 \epsilon_i}{p_0 q^2}}}, \quad (2)$$

где  $\epsilon_i$  — диэлектрическая проницаемость диэлектрика,  $d_i$  — толщина диэлектрика. При этом получено, что  $p_0 \approx 1.8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

Определенные по вольт-фарадной характеристике значения  $p_0$  находятся в хорошем согласии с величиной равновесной концентрации дырок  $\sim 1.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  для  $p\text{-Si}$ .

Расчетная вольт-фарадная характеристика (рис. 4, кривая 2) была построена так же, как в [14].

Величина поверхностного потенциала ( $\psi_S$ ) при заданном напряжении смещения, которая определялась, как в



**Рис. 5.** Вольт-фарадная характеристика структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  в координатах  $C^{-2}-V$  при частоте  $f = 10 \text{ kHz}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ .

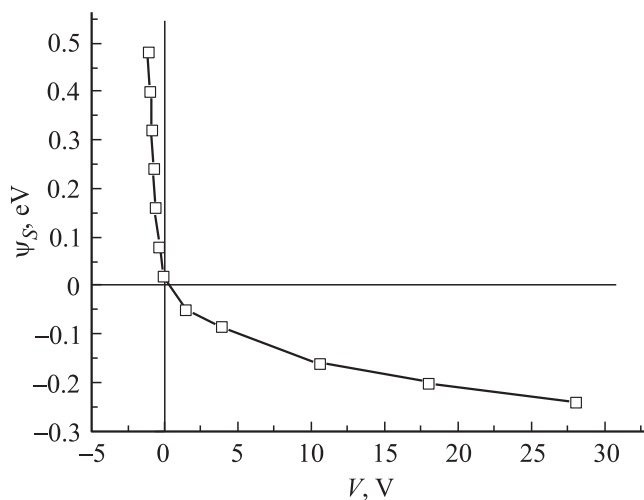


Рис. 6. Зависимость поверхностного потенциала от приложенного напряжения смещения.

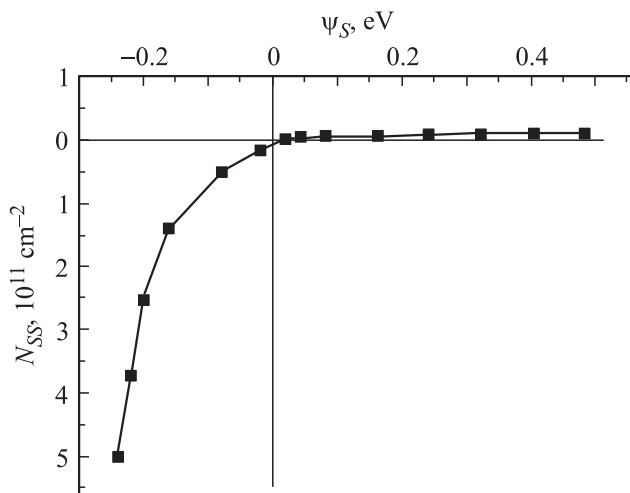
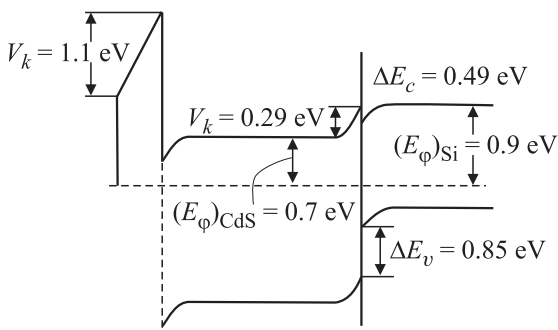


Рис. 7. Зависимость эффективной плотности поверхностных состояний от поверхностного потенциала.

работе [16], приведена на рис. 6, а зависимость  $N_{SS}$  от  $\psi_S$  представлена на рис. 7.

Анализ зависимости  $\psi_S(V)$  показывает, что при термодинамическом равновесии поверхностный потенциал  $\psi_S = 0.04$  eV. Это означает, что на границе раздела поверхность полупроводника (кремния) заряжена отрицательно, и поэтому происходит изгиб зон вниз. Изгиб зон вниз может происходить также из-за присутствия отрицательно заряженных акцепторных поверхностных состояний, которые, захватывая дырки из валентной зоны, переходят в нейтральное состояние, в результате образуется обедненный слой на поверхности  $p$ -Si. Из рисунка также следует, что состояние плоских зон реализуется при подаче положительного напряжения смещения  $V = 1.68$  V на верхний  $M(\text{In})$ -электрод, после чего с дальнейшим ростом напряжения смещения изгиб зон происходит вверх. При подаче отрица-

тельного потенциала на контакт  $M(\text{In})-n\text{-CdS}$  исследуемая структура включается в прямом направлении тока; следовательно, происходит инжекция электронов из  $n\text{-CdS}$ -слоя в  $p\text{-Si}$ , а инжекции дырок из кремния в  $n\text{-CdS}$  не происходит [17]. Если для простоты считать, что эффективные массы и другие параметры носителей заряда равны, то справедливо соотношение  $M = (I_p/I_n) = \exp[-(E_{gn} - E_{gp})/kT]$  [17], где  $E_{gn}$ ,  $E_{gp}$  — ширины запрещенных зон широкозонного и узкозонного полупроводников,  $I_p$ ,  $I_n$  — токи дырок и электронов соответственно. Величина  $M$  показывает, что ток протекает из широкозонного полупроводника в узкозонный. Действительно, из соотношения для  $M$  следует, что чем больше разница между ширинами запрещенных зон  $\Delta E_g$  этих полупроводников, тем более строго оно выполняется. Например, при создании гетероперехода между кремнием и германием соотношение между токами, протекающими из Si в Ge и обратно, различается в  $e^{-16}$ . В нашем случае разница между ширинами запрещенных зон Si и CdS, образующими гетеропереход, составляет 1.3 eV, тогда как для Si и Ge  $\Delta E_g = 0.4$  eV. Отсюда следует, что величина  $M$  для гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  должна быть намного больше и ток в исследуемой структуре определяется исключительно электронными потоками из  $n\text{-CdS}$  в  $p\text{-Si}$ . Приведенные выше рассуждения правомочны для идеальных гетеропереходов. В реальных же гетеропереходах существуют поверхностные состояния на границе раздела полупроводников, и поэтому соотношение для  $M$  может строго не выполняться. Поверхностные состояния образуются а) из-за различия постоянных кристаллических решеток контактирующих  $p\text{-Si}$  и  $n\text{-CdS}$ , которое составляет более 7% [6]; б) при проведении технологических процессов. Эти поверхностные состояния могут быть центрами рекомбинации или центрами туннелирования для дырок в базу структуры. Тем не менее мы полагаем, что в структуре ток определяется в основном электронными потоками, идущими из перехода  $M(\text{In})-n\text{-CdS}$ . Поэтому изгиб зон происходит вниз. Кроме того, выявлено, что величина поверхностного потенциала сильно изменяется с ростом значения напряжения смещения. Например, при подаче напряжения смещения  $V = -1.12$  V на верхний металлический электрод поверхностный потенциал становится равным 0.48 eV. А при подаче обратного положительного напряжения смещения на верхний металлический электрод  $\psi_S(V)$  изменяется сравнительно слабо. Например, при подаче напряжения смещения  $V = 27$  V  $\psi_S$  изгибается вверх всего на -0.24 eV. Такое поведение поверхностного потенциала обусловлено значительной плотностью поверхностных состояний в верхней половине запрещенной зоны кремния. Проведенные экспериментальные исследования по распределению поверхностных состояний  $N_{SS}$  в зависимости от величины поверхностного потенциала  $\psi_S$  подтверждают это предположение (рис. 7). Кривая зависимости  $N_{SS}(\psi_S)$  имеет большую плотность поверхностных состояний при положительных значениях поверхностного потенци-



**Рис. 8.** Зонная диаграмма структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$ .

ала, и величина  $N_{SS}$  становится равной  $\sim 6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  при  $\Psi_S = -0.24 \text{ eV}$ . Величина  $N_{SS}$  в нижней половине запрещенной зоны намного меньше, чем в верхней. Например,  $N_{SS} \approx 9.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$  при  $\psi_S = 0.08 \text{ eV}$  и  $N_{SS} \approx 1.9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  при  $\psi_S = 0.48 \text{ eV}$ .

Отсюда следует, что плотность поверхностных состояний в нижней половине запрещенной зоны имеет малые значения и они мало изменяются по величине на энергетическом расстоянии  $\sim 0.48 \text{ eV}$  от середины запрещенной зоны. Здесь следует, отметить, что как в верхней, и так в нижней половине запрещенной зоны определенные плотности поверхностных состояний являются эффективными и имеют заряженные состояния, куда естественно не входят значения нейтральных поверхностных состояний типа  $N_a^0$  (акцепторные нейтральные поверхностные состояния).

Изложенные выше экспериментальные результаты подтверждают получение гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  сравнительно с низкой плотностью поверхностных состояний, несмотря на то что постоянные кристаллических решеток сульфида кадмия и кремния различаются более чем на 7%. Полученные экспериментальные результаты становятся объяснимыми, если учесть, что в гетеропереходе образуется промежуточный слой, который сглаживает разницу постоянных решеток сульфида кадмия и кремния. Такими промежуточными слоями могут быть твердые растворы этих полупроводников или тонкие окисные слои, которые имеются на поверхности кремния ( $\text{SiO}_2$ ) или образуются ( $\text{CdO}_x$  и  $\text{SO}_x$ ) в процессе формирования гетеропары  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$ . Однако определение состава промежуточного слоя является объектом дальнейшего исследования.

Таким образом, полученные из вольт-фарадной характеристики результаты показывают, что исследуемая структура ведет себя как МДП-структура и в ней основной потенциальный барьер создается в приповерхностном слое  $n\text{-CdS}$  на границе раздела гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$ . Эти данные также показывают, что одной из причин высокой концентрации неравновесных электронов в высокоомной базе ( $n\text{-CdS}$ ) в прямом направлении тока является сравнительно низкая плотность поверхностных состояний в нижней половине запрещенной

зоны кремния. Это обстоятельство объясняется тем, что в прямом направлении тока неравновесные носители заряда взаимодействуют с  $N_{SS}$ , находящимися в нижней половине запрещенной зоны, а в обратном направлении — с поверхностными состояниями, расположенными в верхней половине запрещенной зоны кремния. На основе этих данных была построена зонная диаграмма структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$ , приведенная на рис. 8.

Из зонной диаграммы структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  (рис. 8) видно, что прямые и обратные токи ограничиваются сопротивлением слоя объемного заряда на границе раздела гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$ . Этот объемный заряд состоит из положительно заряженных неподвижных донорных центров и подвижных дырок и находится в приповерхностном слое  $n\text{-CdS}$ , так как концентрация дырок в  $p\text{-Si}$  на десять порядков больше концентрации электронов в слое  $n\text{-CdS}$ . В этой структуре контакт между металлическим индием и  $n\text{-CdS}$  также дает контактная разность потенциалов  $V_c = 1.1 \text{ eV}$ , однако при этом на поверхности  $n\text{-CdS}$  возникает обогащенный слой объемного заряда, так как работа выхода металла ( $\text{In}$ ) меньше работы выхода полупроводника ( $n\text{-CdS}$ ) (рис. 8). Поэтому приложенный к структуре внешний потенциал, в том числе контактная разность потенциалов, в основном падает на слой объемного заряда, образованного между  $p\text{-Si}$  и  $n\text{-CdS}$ , причем поверхностные состояния  $N_{SS}$  на границе раздела контактирующих полупроводников сульфида кадмия и кремния могут повлиять на высоту потенциального барьера, природа которого обусловлена разницей постоянных кристаллических решеток гетеропары и технологическими условиями при создании гетеропереходов.

3.3. Прямая вольт-амперная характеристика. Известно, что инжекционные и аккумуляционные свойства барьеров определяют вольт-амперные характеристики структуры. Поэтому была исследована прямая вольт-амперная характеристика структуры в темноте, которая приведена на рис. 1 в полулогарифмическом масштабе. Анализ прямой вольт-амперной характеристики структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  показал, что при комнатной температуре она состоит из четырех участков.

Первый, второй и четвертый участки описываются экспоненциальной зависимостью тока от напряжения и имеют следующее аналитическое выражение:

$$I = I_0[\exp(qV/ckT) - 1], \quad (3)$$

где  $c$  — показатель экспоненты,  $I_0$  — предэкспоненциальный множитель,  $q$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура в градусах Кельвина,  $V$  — напряжение смещения. Отметим, что величины  $c$  и  $I_0$  имеют разные значения для каждого участка ВАХ. Третий участок ВАХ описывается сублинейной зависимостью тока от напряжения.

Проанализируем эти участки. Первый участок ВАХ наблюдается при плотностях тока



$I \approx 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ , показатель экспоненты  $c_1 = 1.04$ , а предэкспоненциальный множитель  $I_{01} = 1.3 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$  (рис. 1, вставка). Такими величинами  $c$  и  $I_0$  формула (3) обладает, когда в структуре протекают токи термоэлектронной эмиссии [14]. Токи термоэлектронной эмиссии имеют место в структурах с барьером Шоттки и МДП-структурах. Термоэлектронный ток описывается при помощи следующей формулы [18]:

$$I = AT^2 e^{-\frac{V_D}{kT}} \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) = I_{01} \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (4)$$

Здесь

$$I_{01} = AT^2 e^{-\frac{V_D}{kT}}, \quad (5)$$

где  $A$  — постоянная Ричардсона,  $A = 12 \cdot 10^5 \text{ A/(m}^2 \cdot \text{K}^2)$ ;  $V_D$  — высота потенциального барьера;  $V$  — напряжение смещения.

Используя экспериментальное значение  $I_{01} = 1.3 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ , определенное исходя из первого участка ВАХ при помощи выражения (5), находим значение высоты потенциального барьера  $V_D = 0.86 \pm 0.02 \text{ eV}$ , которое хорошо согласуется с величиной потенциального барьера, определенной по  $C$ - $V$ -характеристике (см. подраздел 3.2). Таким образом, показано, что на первом участке ВАХ механизмом протекания тока служит термоэлектронный эмиссионный механизм. При этом ток в структуре  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  определяется термоэлектронной эмиссией электронов из  $M(\text{In})$  в  $n\text{-CdS}$  (рис. 8).

На втором участке ВАХ в диапазоне плотностей тока  $I = 1.8 \cdot 10^{-6} - 4 \cdot 10^{-5} \text{ A/cm}^2$  значения для  $c$  и  $I_0$  существенно увеличиваются и становятся равными 3.6 и  $5.4 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$  соответственно (рис. 1, вставка). Проведенный анализ показывает, что имеет место инжекция носителей из контакта  $M(\text{In})-n\text{-CdS}$  в квазинейтральную часть базы ( $n\text{-CdS}$ ) и его сопротивление играет существенную роль в определении вольт-амперной характеристики. При этом из гетероперехода  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  в базу дырки не инжектируются, как было показано в [17]. Такое заключение правомочно только для идеальных гетеропереходов. В реальных же гетеропереходах существуют поверхностные состояния на границе раздела полупроводников, и они могут быть центрами рекомбинации или центрами туннелирования для дырок. Тем не менее мы полагаем, что в структуре ток определяется в основном электронными потоками, идущими из контакта  $M(\text{In})-n\text{-CdS}$ . Анализ второго участка ВАХ показывает, что в базе протекают диффузионные токи, образованные неосновными неравновесными носителями (дырками), которые появляются из противоположного контакта  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  для обеспечения электронейтральности инжектируемых электронов. Из литературы известно, что если эффект аккумуляции несуществен, то из многообразия ВАХ в диффузионном режиме сохраняются лишь зависимости  $I \sim \exp(qV/kT)$  и  $I \sim \exp(qV/ckT)$ , впервые полученные Шокли [19] и Стафеевым [20] для  $p$ - $n$ -диодных структур с омическим контактом и значительным сопротивлением базы.

Выражение для диффузионного тока, полученное Стафеевым, имеет следующий вид [20]:

$$I = I_{02} \exp(qV/ckT), \quad (6)$$

где

$$c = (2b + \text{ch}(w/L) + 1)/(b + 1), \quad (7)$$

$$I_c = (kT/q)(b \text{ch}(w/L))/[2(b + 1)L\rho \text{tg}(w/2L)], \quad (8)$$

$b = \mu_n/\mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок,  $w$  — толщина базы,  $\rho$  — удельное сопротивление базы,  $I_{02}$  — предэкспоненциальный множитель,  $L$  — длина диффузии неосновных носителей.

Подставляя экспериментальное значение  $c = 3.6$  в формулу (7), находим, что  $L = 0.48 \mu\text{m}$ ,  $\mu\tau = 8.8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{V}$  (произведение подвижности на время жизни дырок) при значениях  $b = 38$  [9],  $w = 2 \mu\text{m}$ . Следует отметить, что полученные данные для значений  $L$  относятся к длине биполярной диффузии, так как база структуры является высокоомным компенсированным материалом, и поэтому неравновесные носители диффундируют в виде плазмы, т.е. пары электрон-дырка движутся совместно, их направление соответствует направлению неосновных носителей — дырок. При этом плазма электронно-дырочных пар диффундирует как незаряженные частицы, в которых подвижность и коэффициент диффузии сохраняются неизменными. Правомочность такого механизма протекания тока подтверждает следующая оценка. Были получены кривые релаксации в отсутствие напряжения смещения. По нарастанию и спаду кривых релаксации определены постоянные времена релаксации, которые оказались соответственно равны  $\tau = 3.5 \cdot 10^{-8}$  и  $1.2 \cdot 10^{-7}$  с. Далее, предполагая, что первая постоянная времени релаксации является временем жизни дырок, из экспериментального значения длины биполярной диффузии  $L$  определяли величину коэффициента биполярной диффузии  $D \approx 5.8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$  при значениях  $L = 0.48 \mu\text{m}$  и  $\tau = 3.5 \cdot 10^{-8}$  с. Найденное по величине  $D = (kT/q)\mu_d$  значение подвижности биполярной диффузии  $\sim 2.5 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  хорошо согласуется с литературными данными ( $\mu_p = 7-8 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ) [9], если учесть, что база исследуемой структуры является поликристаллическим материалом. Затем по определенной величине коэффициента биполярной диффузии  $D \approx 5.8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$  и формуле [18]  $D = (D_p\sigma_n + D_n\sigma_p)/(\sigma_p + \sigma_n)$ , где  $\sigma_p, \sigma_n$  — дырочная и электронная проводимость базы соответственно, было оценено отношение электронной проводимости к дырочной проводимости базы  $\sigma_n/\sigma_p \approx 20$ , когда подвижность электронов превосходит подвижность дырок в 40 раз, т.е.  $\mu_n = 40\mu_p$  [9]. При таком соотношении проводимостей электронов и дырок в базе биполярная дрейфовая подвижность  $\mu_E \approx \mu_d$  согласно проведенной оценке по формуле [18]  $\mu_a = (\mu_n\sigma_p - \mu_p\sigma_n)/(\sigma_p + \sigma_n)$ . При этой величине биполярной подвижности дрейфа дырок биполярная скорость дрейфа дырок  $v_a \approx 2.5 \cdot 10^2 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , а при

значениях  $\mu_a = 2.5 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ,  $w \approx 2 \mu\text{m}$ ,  $\tau = \sim 10^{-8} \text{ s}$  и  $V = 0.5 \text{ V}$  биполярная длина дрейфа  $L_{dr} \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ . Отсюда следует, что величины  $L$  и  $L_{dr}$  практически одинаковы, и поэтому на втором участке прямой ВАХ зависимость тока от напряжения описывается диффузионным механизмом [13].

Величина  $I_{02}$  примерно равна току, при котором проводимость базовой области увеличивается инжекцией в 2 раза, т.е. равновесная и неравновесная проводимости толщины базы сравниваются, и наступает переход к высоким уровням инжекции. Поэтому, допуская, что  $I_{02} = 5.4 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$  соответствует начальному напряжению второго участка ВАХ (0.1 V) находим удельное сопротивление базы  $\rho = 1.5 \cdot 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$ .

Определенное таким образом значение  $\rho$  базы является нижним его пределом, а непосредственное измерение сопротивления пленки показывает, что  $\rho \approx 2.3 \cdot 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$ .

Как видно из рис. 1, между вторым и третьим участками ВАХ имеется участок с кривизной. Согласно литературным данным [12,13], сублинейный участок ВАХ наблюдается тогда, когда диффузионные и дрейфовые потоки неравновесных носителей направлены навстречу друг другу. Как указывалось выше, в прямом направлении тока для обеспечения электронейтральности инжектированных электронов в высокоомной базе в исследуемой структуре  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  поступает равное количество дырок из противоположного контакта. По всей вероятности, чтобы реализовался сублинейный участок ВАХ, встречные диффузионные и дрейфовые токи должны иметь практически одинаковое значение. В обсуждаемой структуре биполярный диффузионный ток, направленный к гетеропереходу  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$ , и биполярные дрейфовые токи, направленные к контакту  $n\text{-CdS}-M(\text{In})$ , удовлетворяют указанному выше условию при напряжениях смещения 3–8 V, поэтому в эксперименте проявляется сублинейный участок ВАХ. Если модуляция заполнения глубоких центров играет определяющую роль в значении биполярной скорости дрейфа неравновесных носителей, то ВАХ на сублинейном участке имеет следующее аналитическое выражение [12,13]:

$$V = V_0 \exp(aIw), \quad (9)$$

где

$$a = (1/2)qD_p N_t. \quad (10)$$

В выражении (9)  $V_0$  — предэкспоненциальный множитель  $V_0 = \frac{D_{\text{eff}}}{\mu_p} \frac{b+1}{b(\gamma+b+1)} \frac{p_{sb}^2}{N_t p(w)}$ , где  $D_{\text{eff}}$  — коэффициент биполярной диффузии,  $\gamma = \frac{N_t}{p_{1r}}$  — фактор прилипания,  $p_{1r}$  — статический фактор Шокли-Рида,  $p_{sb}$  — концентрация неравновесных дырок около катода (около контакта  $M(\text{In})-n\text{-CdS}$ ),  $p(w)$  — концентрация неравновесных дырок около анода (контакта  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$ ). В формуле (10)  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок,  $N_t$  — концентрация уровней прилипания,  $I$  — плотность тока.

С помощью выражений (9) и (10) была определена концентрация глубоких центров прилипания  $N_t = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  при значениях  $\mu_p \approx 2.5 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  и  $w = 2 \mu\text{m}$ . В этом случае выражения для скорости биполярного дрейфа и диффузии упрощаются

$$v_a \approx aID_a, \quad D_a \approx D_p. \quad (11)$$

Проведенная по формуле (11) оценка показывает, что величина  $v_a \approx 6.5 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$  при значениях  $a \approx 10^8 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{A}^{-1}$ ,  $I \approx 1.15 \cdot 10^{-4} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$  и  $D_a \approx 5.8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$  (как на втором участке ВАХ). При такой биполярной скорости дрейфа дырок электронно-дырочная плазма проходит расстояние, равное  $L_{dr} \approx 6.5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ , в течение времени жизни неравновесных носителей ( $\sim 10^{-8} \text{ s}$ ), что более чем в 20 раз превышает длину биполярной диффузии. Это означает, что происходит модуляция в значении скорости биполярного дрейфа неравновесных носителей и вклад биполярного дрейфового тока в общий ток становится существенным.

Как отмечалось выше, четвертый участок ВАХ описывается экспоненциальной зависимостью  $I = I_{04} \exp(qV/c_4 kT)$ , где  $c_4 = 68$ ,  $I_{04} = 1.9 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$ . Подставляя эти экспериментальные данные в формулы (7) и (8), определяем отношение толщины базы к длине диффузии дырок  $w/L = 8.5$  и  $L = 0.24 \mu\text{m}$ , а удельное сопротивление базы  $\rho = 1.9 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ . Величины  $L$ ,  $\rho$ , оцененные исходя из четвертого участка ВАХ, сильно отличаются от тех же величин, рассчитанных из второго участка. Различие между этими величинами можно объяснить изменением свойств базы с ростом плотности тока в структуре. После сублинейного участка ВАХ из-за перезарядки сильно компенсированных рекомбинационных центров уменьшается время жизни неосновных носителей — дырок, и структура приобретает свойства „длинных“ диодов [21], в которых ток в основном определяется дрейфовым механизмом. Для подтверждения данного предположения были определены величины биполярной диффузионной и дрейфовой подвижностей исходя из четвертого участка ВАХ. Как показывает эксперимент, длина биполярной диффузии на четвертом участке прямой ВАХ в 2 раза меньше, чем  $L$  на втором участке, и равна  $0.24 \mu\text{m}$ . При этом произведение  $\mu \tau$  уменьшается в 4 раза. Далее, допуская, что подвижность и время жизни плазмы электронно-дырочных пар одинаково уменьшаются в 2 раза, из выражения  $L = (D \tau)^{0.5}$  получаем, что  $D_a = 3.3 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  при значениях  $L = 0.24 \mu\text{m}$ ,  $\tau = 1.75 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ . Поскольку  $D_a = (kT/q)\mu_D$ , отсюда находим, что подвижность биполярной диффузии свободных носителей  $\mu_D = 12.5 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ . Биполярная дрейфовая подвижность свободных носителей определена следующим образом. Было сделано допущение, что на этом участке ВАХ определяющим током в структуре является дрейфовый ток, и поэтому по величинам напряжения и тока из конца четвертого участка ВАХ ( $V = 20 \text{ V}$ ,

$I = 0.18 \text{ A/cm}^2$ ) было определено сопротивление базы структуры. Далее предполагая, что центры прилипания дырок ( $N_t = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ), играющие определяющую роль в модуляционном процессе биполярной скорости дрейфа на сублинейном участке ВАХ, все заполнены, получаем, что концентрация электронно-дырочной плазмы составляет не менее  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , что значительно больше, чем концентрация центров прилипания. Затем с помощью формулы  $R = \rho w/S$ , где  $w \approx 2 \mu\text{m}$  (толщина базы),  $\rho$  — удельное сопротивление базы,  $S = 0.1 \text{ cm}^2$  — активная площадь структуры, определена величина биполярной дрейфовой подвижности  $\mu_a \approx 112 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ . Известно, что в инжекционных диодах значительная часть приложенного потенциала падает на базе структуры, поэтому для простоты предполагается, что приложенный к структуре потенциал  $V = 20 \text{ V}$  поровну распределяется между инжектирующим контактом  $M(\text{In})-n\text{-CdS}$  и базой ( $n\text{-CdS}$ ). В этом случае биполярная скорость дрейфа дырок  $v_a \approx 5.6 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ . При такой биполярной скорости дрейфа длина биполярного дрейфа дырок  $L_{dr} \approx 5.6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$  при значении  $\tau \approx 10^{-8} \text{ s}$  (время жизни электронно-дырочной плазмы), что более чем на три порядка превышает длину биполярной диффузии ( $L = 0.24 \mu\text{m}$ ). Проведенные выше оценки показывают динамику роста биполярной скорости дрейфа, которая полностью подтверждает, что на четвертом участке ВАХ дрейфовый механизм является преобладающим.

Четвертый участок ВАХ также неплохо описывается степенным законом типа  $I \sim V^2$ . При достаточно высоких уровнях инжекции концентрация неравновесных носителей для перехода  $M(\text{In})-n\text{-CdS}$  сильно увеличивается, и поэтому даже в несимметричном переходе начинает играть заметную роль вторая компонента тока, т.е. дрейфовый ток [17]. В этом случае определяющую роль даже у границы слоя объемного заряда начинает играть дрейф носителей в электрическом поле. Проводимость толщины базы увеличивается медленнее, чем растет ток, и вольт-амперная характеристика описывается степенным законом типа [17]

$$I = (9/8)q(n_0 - p_0)\mu_n\mu_p\tau(V^2/w^3)S, \quad (12)$$

где  $n_0, p_0$  — равновесные концентрации электронов и дырок,  $\mu_n, \mu_p$  — подвижности электронов и дырок,  $\tau$  — время жизни электронно-дырочной плазмы.

Далее по формуле (12) было вычислено произведение  $\mu_n\mu_p \approx 4 \cdot 10^7 (\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})^2$  при значениях  $\rho \approx 2 \cdot 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $n_0 \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$  и  $\mu_n = 289 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  [9] и величинах тока  $I = 0.18 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$  и  $V = 20 \text{ V}$ . Полученная величина  $\mu_n\mu_p$  на четыре порядка больше этой величины из работы [22], причем такое различие получается тогда, когда  $\mu_n = 289 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  и  $\mu_p = 8 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ , т.е. как у монокристаллов  $\text{CdS}$  [9]. Кроме того, последняя оценка показывает, что имеется модуляция проводимости базы, где основную роль играет быстрый рост биполярной подвижности дрейфа неравновесных

носителей с током. Это объясняется тем, что биполярная подвижность электронно-дырочной плазмы согласно [22]

$$\mu = \frac{n - p \frac{dn}{dp}}{n\mu_n + p\mu_p} \mu_n \mu_p \quad (13)$$

имеет в числителе величину, зависящую от разности концентраций носителей заряда. Вероятно, на четвертом участке ВАХ происходит изменение в числителе выражения (13), приводящее к резкому возрастанию биполярной подвижности электронно-дырочной плазмы. Причиной этого могут быть уровни прилипания для дырок, которые активно проявляют себя при тех плотностях тока, при которых проявляется четвертый участок ВАХ.

Исследования световых ВАХ, проведенные для различных уровней освещенности белым светом и при различной мощности лазерного облучения, показывают, что ВАХ идентичны по форме и имеют одинаковые закономерности изменения тока в зависимости от напряжения смещения (рис. 3), а самые максимальные значения интегральной и спектральной чувствительностей приходится на четвертый участок ВАХ (табл. 1). Из данных табл. 1 следует, что наиболее высокое значение усиления первичного фототока наблюдается при малых уровнях освещенности белым светом, причем величина усиления первичного фототока увеличивается с ростом напряжения смещения. Например, при освещенности белым светом с интенсивностью  $E = 0.05 \text{ lux}$  и при подаче прямого напряжения смещения  $V = 20 \text{ V}$  интегральная чувствительность составляет  $S_{\text{int}} = 4.06 \cdot 10^4 \text{ A/lm}$  ( $4.47 \cdot 10^6 \text{ A/W}$ ), с ростом уровня освещенности и уменьшением величины напряжения смещения она уменьшается. Из табл. 1 также видно, что при лазерном облучении с  $\lambda = 0.625 \mu\text{m}$  величина спектральной чувствительности  $S_\lambda$  значительно меньше, чем  $S_{\text{int}}$ , при одинаковых мощностях падающих излучений и одинаковых значениях напряжения смещения. Например, для сравнения  $S_{\text{int}} \approx 3.4 \cdot 10^5 \text{ A/W}$  при освещении белым светом с  $E = 1 \text{ lux}$  ( $9.1 \cdot 10^{-7} \text{ W/cm}^2$ ), а при мощности лазерного излучения  $\sim 7 \cdot 10^{-7} \text{ A/W}$  и  $V = 20 \text{ V}$  величина  $S_\lambda = 5.04 \cdot 10^4 \text{ A/W}$ . Отсюда следует, что в процессе усиления первичного фототока участвуют два механизма: механизм „положительной обратной связи“ [23] и параметрический механизм [22,24]. При этом следует заметить, что база исследуемой структуры является сильно компенсированным, высокоомным полупроводниковым материалом, и поэтому в ней может находиться несколько глубоких уровней прилипания, модуляция заполнения для которых происходит при освещении белым светом.

3.4. Обратная вольт-амперная характеристика. Для удобства анализа обратной ВАХ структуры на рис. 1 она приведена при положительных значениях тока. Анализ показывает, что в интервале плотностей тока  $I \approx 1.3 \cdot 10^{-9} - 1.1 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$  в структуре протекают термоэлектронные токи, поскольку на этом участке ток от напряжения зависит экспоненциально, при этом

фактор идеальности  $c \approx 1.05$ , а предэкспоненциальный множитель  $I_0 = 2.9 \cdot 10^{-9} \text{ A/cm}^2$ . Используя значение  $I_0 = 2.9 \cdot 10^{-9} \text{ A/cm}^2$ , по формуле (5) получаем высоту потенциального барьера  $V_D = 0.98 \pm 0.02 \text{ eV}$ , почти равную величине, определенной из прямой ВАХ. Это не удивительно, так как в обоих случаях определяется одна и та же высота потенциального барьера, отличается лишь направление тока в исследуемой структуре. В данном случае эмиссия электронов происходит из сульфида кадмия в металл (In).

В диапазоне плотностей тока  $I \approx 1.3 \cdot 10^{-8} - 5.2 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$  ВАХ описывается экспоненциальной зависимостью типа  $I = I_{02} \exp(qV/ckT)$ , у которой показатель экспоненты  $c_2 = 5.2$ , а предэкспоненциальный множитель  $I_{02} = 1.8 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2$ . Этот участок отличается от аналогичного участка прямой ВАХ. Для него характерны несколько другие значения показателя экспоненты  $c$  и предэкспоненциального множителя  $I_0$ . Подставляя экспериментальное значение  $c_2 = 5.2$ , определенное исходя из второго участка ВАХ, в формулу (4), находим, что диффузионная длина плазмы неравновесных носителей  $L = 0.27 \mu\text{m}$ , коэффициент биполярной диффузии  $D = 7.3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  при значении  $\tau = \sim 10^{-8} \text{ s}$ . Оценка проведена для толщины базы  $w = 1.5 \mu\text{m}$ , так как при этом учтена толщина объемного заряда гетероперехода  $n\text{-CdS-p-Si}$ , которая равна  $\sim 0.5 \mu\text{m}$  при термодинамическом равновесии. Далее проведена такая же оценка, как для прямой ВАХ (см. подраздел 3.3), с ее помощью определены величины биполярной диффузионной и дрейфовой подвижностей неравновесных носителей, которые составляют  $2.8$  и  $3.9 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ , т.е. имеют почти одинаковые значения. Это означает, что в переносе тока участвуют оба типа неравновесных носителей и наряду с диффузионным током протекает дрейфовый ток.

С дальнейшим увеличением напряжения смещения происходит возрастание концентрации электронов, инжектированных из гетероперехода  $n\text{-CdS-p-Si}$ ; следовательно, настолько же увеличивается концентрация дырок, чтобы обеспечить электронейтральность. При этом также растет величина биполярного тока дрейфа из-за возрастания величины биполярной скорости дрейфа. Увеличение биполярной скорости дрейфа  $v_a(I)$  с током может, приводить к образованию возле аккумулирующего контакта (т.е. у гетероперехода  $n\text{-CdS-p-Si}$ )  $n$ -базы слоя относительного обеднения, в котором концентрация убывает с ростом плотности тока [12,13]. Следствием такого локального убывания концентрации  $p(x)$  является быстрый рост сопротивления  $n$ -базы. Образование области относительного обеднения вызвано „выдавливанием“ крутого диффузионного фронта функции  $p(x)$  под действием нарастающего с током биполярного дрейфа свободных носителей, который деформирует профиль их распределения в  $n$ -базе. Возрастание этой деформации приводит, к нарастанию крутизны функции  $p(x)$  и соответствующему усилению встречного диффузионного переноса носителей. Противоборство диффузионного и

дрейфового потоков обеспечивает взаимную компенсацию их изменений с током и возникновение внутренней обратной связи по напряжению и сублинейной ВАХ, которая имеет следующее аналитическое выражение [13]:

$$V \approx V_0 \exp(v_a w / D_a) = V_0 \exp(Iaw)$$

(где  $w$  — толщина базы,  $I$  — плотность тока), когда модуляция биполярной скорости приводит к экспоненциальному росту напряжения смещения на базе  $V$  в зависимости от тока  $I$ . Следовательно, для реализации диффузионного/дрейфового режима важную роль играют свойства  $n$ -базы и аккумулирующего контакта. При этом не столько существенны концентрация на аккумулирующем контакте и даже характер ее зависимости от тока, сколько важен профиль распределения неравновесных носителей в  $n$ -базе, создающих встречные направления потоков биполярной диффузии и дрейфа, причем аккумулирующий контакт должен быть идеальным, практически непрозрачным для неосновных носителей. В исследуемой структуре гетеропереход  $n\text{-CdS-p-Si}$  должен быть таким контактом для дырок в  $n$ -базе.

Появление сублинейного участка в обратной вольт-амперной характеристике в широком диапазоне напряжений смещения ( $V \approx 10-60 \text{ V}$ ) показывает, что область взаимной компенсации дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей в исследуемой  $M(\text{In})-n\text{-CdS-p-Si}-M(\text{In})$  структуре достаточно широкая. Этот результат указывает также на то, что гетеропереход  $n\text{-CdS-p-Si}$ , который является аккумулирующим контактом, практически непрозрачен для дырок и в нем очень малы акцепторные поверхностные состояния, поэтому практически отсутствуют токи утечки.

Об этом свидетельствует то, что при увеличении обратного напряжения смещения почти на порядок величины, т.е. от  $8$  до  $60 \text{ V}$ , ток в структуре изменяется незначительно (всего на  $\sim 4 \cdot 10^{-7} \mu\text{A/cm}^2$ , т.е. на  $\sim 10\%$ ). Поскольку при реализации указанных выше физических процессов основную роль играет динамика роста биполярной скорости дрейфа  $v_a$  с увеличением тока, проведем оценку  $v_a$  на различных участках ВАХ. Сначала оценим биполярную скорость дрейфа на сублинейном участке. Для этого предположим, что величина  $v_a$  обусловлена исключительно модуляцией заполнения глубоких примесей и в качестве таких примесей выступают центры прилипания для дырок, при этом биполярная скорость дрейфа имеет вид [13]

$$v_a = (I/q)\mu_n\mu_p N_t / [(\mu_n + \mu_p)^2 (p^*)^2], \quad (14)$$

где  $p^* = p_{1t} + \mu_n N_t / (\mu_n + \mu_p)$ . В условиях преобладающего влияния модуляции глубоких центров прилипания, фактор прилипания которых  $\gamma = N_t / p_{1t} \gg 1$ , и при  $p < p^*$  выражения для диффузии биполярной скорости дрейфа упрощаются:  $D_a \approx D_p$  и  $v_a \approx aID_a$ , где  $a = 1/2qD_n N_t$  — параметр, зависящий только от концентрации глубоких центров прилипания  $N_t$ .

**Таблица 2.** Зависимости фототока  $I_{ph}$ , интегральной чувствительности  $S_{int}$ , спектральной чувствительности  $S_\lambda$  от напряжения смещения  $V$ 

Белый свет					Лазерное облучение		
$E, \text{lux}$	$V, \text{V}$	$I_{ph}, \mu\text{A}/\text{cm}^2$	$S_{int}, \text{A}/\text{lm}$	$S_{int}, \text{A}/\text{W}$	$P, \mu\text{W}/\text{cm}^2$	$I_{ph}, \mu\text{A}/\text{cm}^2$	$S_\lambda, \text{A}/\text{W}$
0.1	5	3.65	0.365	40.1	10	13.1	1.31
	10	4.3	0.43	47.36		18.83	1.883
	60	6.9	0.6916	76		32.8	2.28

Из сублинейного участка определяем, что параметр  $a = (2/1.5) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{A}^{-1}$ , а затем оцениваем величину биполярной скорости дрейфа неравновесных носителей  $v_a \approx 2 \cdot 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  при значениях  $I = 2 \cdot 10^{-6} \text{ A}/\text{cm}^2$  и  $D_a \approx 7.3 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  (как на втором участке ВАХ). Оцененная таким образом величина биполярной скорости дрейфа неравновесных носителей более чем на три порядка превышает величину  $v_a \approx 1.2 \cdot 10^3 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , определенную исходя из второго участка ВАХ. Отсюда следует, что механизмом возрастания скорости биполярного дрейфа является модуляция заполнения глубоких центров прилипания дырок, в результате которого возрастает сопротивление базы и увеличивается напряженность электрического поля в ней. Кроме того, проведенная оценка показывает динамику роста биполярной скорости дрейфа неравновесных носителей с увеличением величины тока. Наличие диффузионных и дрейфовых потоков, направленных навстречу друг другу, создает сильную неоднородность распределения  $p(x)$ , определяющую большие значения градиента концентрации дырок ( $dp/dx$ ), которые позволяют пренебречь вкладом генерационно-рекомбинационных процессов в релаксацию возмущений электронно-дырочной плазмы

$$(v_a \tau_p / L) \gg (p - p_n) / \tau_p, \quad (15)$$

где  $L = (D_a \tau_p)^{0.5}$  — длина биполярной диффузии,  $L_{dr} = v_a \tau_p$  — длина биполярного дрейфа дырок.

Неравенство (15) означает, что пренебрежение генерационно-рекомбинационными процессами допустимо при достаточно больших длинах биполярного дрейфа дырок ( $L_{dr} \gg L$ ). На сублинейном участке обратной ВАХ  $L_{dr} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$  при значениях  $v_a = 2 \cdot 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  и  $\tau_p = 10^{-8} \text{ s}$ , а  $L = 2.8 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$  при значениях  $D_a \approx 7.3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  и  $\tau_p = 10^{-8} \text{ s}$ . Из этой оценки следует, что на сублинейном участке ВАХ неравенство (15) выполняется, поскольку биполярная длина дрейфа дырок на три порядка больше биполярной длины диффузии, поэтому можно не учитывать генерационно-рекомбинационные процессы в релаксации возмущения электронно-дырочной плазмы. Она целиком определяется биполярными диффузионными и дрейфовыми процессами. Для сравнения отметим, что на втором участке ВАХ величины  $L$ ,  $L_{dr}$  равны

$L = 2.7 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$  и  $L_{dr} = 1.4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ , т.е. различаются почти в 2 раза, но диффузионный ток был определяющим из-за наличия градиента неравновесных носителей.

Представляло интерес провести анализ поведения сублинейного участка ВАХ при освещении белым светом и лазером примесного освещения. Поэтому были исследованы световые ВАХ при  $E = 0.1 \text{ lux}$  и лазерном облучении с  $\lambda = 0.625 \mu\text{m}$  и мощностью  $P = 10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ , которые приведены на рис. 3. Из этого рисунка следует, что световые и темновые ВАХ имеют одинаковую закономерность и различаются только по величине тока. Разница между ними при освещении лазером более 1.5 порядка, а при освещении белым светом они различаются по величине тока в 4 раза. При облучении лазером спектральная чувствительность  $S_\lambda \approx 3.3 \text{ A}/\text{W}$  при напряжении смещения  $V = 60 \text{ V}$ , а при освещении белым светом с  $E = 0.1 \text{ lux}$  и  $V = 60 \text{ V}$  интегральная чувствительность  $S_{int} \approx 0.6916 \text{ A}/\text{lm}$  ( $\sim 76 \text{ A}/\text{W}$ ). Эти результаты показывают (табл. 2), что при облучении лазером на сублинейном участке происходит усиление по величине первичного фототока, который более чем в 6 раз превышает fotocувствительность идеального фотоприемника при данной длине волны электромагнитного излучения ( $S_\lambda \approx 0.5 \text{ A}/\text{W}$  при  $\lambda = 0.625 \mu\text{m}$ ) [25], а при облучении белым светом интенсивностью  $E = 0.1 \text{ lux}$   $S_{int}$  почти в 20 раз больше, чем спектральная чувствительность идеального фотоприемника при  $\lambda = 0.625 \mu\text{m}$ . Спектральная зависимость fotocувствительности для идеального фотоприемника, построенная по формуле  $S_\lambda = \frac{e}{hc} \lambda \eta_\lambda$  [25] (где  $e$  — заряд электрона,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света,  $\eta_\lambda$  — квантовый выход внутреннего фотоэффекта), показана на рис. 2 при подаче напряжения смещения в прямом (кривая 4 на рис. 2, а) и обратном (кривая 5 на рис. 2, б) направлении тока. Также оценена скорость амбиполярного дрейфа носителей  $v_a$  при облучении белым светом и лазерном облучении. Для этого при помощи формулы (9) было определено значение параметра  $a$  при облучении белым светом и лазерном облучении. При этом установлено, что параметр  $a$  имеет почти одинаковые значения ( $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{A}^{-1}$ ) при освещении белым светом, лазерном облучении и в темноте. Как видно из формулы (11) амбиполярная скорость дрейфа линейно зависит от плотности тока. Отсюда следует, что  $v_a$  увеличивается во столько раз, во сколько раз возрастает



величина фототока по сравнению с темновым током (разумеется, при постоянном значении коэффициента биполярной диффузии). Таким образом,  $v_a \approx 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  при лазерном облучении с  $\lambda = 0.625 \mu\text{m}$  и мощностью  $P = 10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ , а при облучении белым светом интенсивностью  $E = 0.1 \text{ lux}$   $v_a \approx 4 \cdot 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ , т.е. они увеличиваются во столько раз, во сколько раз были увеличены фототоки. При этом следует отметить, что при оценке предполагалось, что величина коэффициента биполярной диффузии такая же, как на втором участке:  $D_a \approx 7.3 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . Таким образом, показано, что в усилении первичного фототока на сублинейном участке ВАХ важную роль играет повышение значения скорости биполярного дрейфа неравновесных носителей тока.

Упомянутый выше эффект увеличения сопротивления базы структуры, наблюдающийся в широком интервале напряжений смещения, может быть использован при создании полупроводниковых приборов различного назначения (выпрямители с высоким коэффициентом выпрямления, стабилитроны и т.д.).

#### 4. Заключение

Создана фоточувствительная структура  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$ . В такой структуре при подаче на нее обратного напряжения смещения происходит инжекция электронов из узкозонного  $p\text{-Si}$  в высокоомный широкозонный  $n\text{-CdS}$ . При плотностях тока  $I \sim 10^{-8}-10^{-7} \text{ A}/\text{cm}^2$  происходит смена знака (инверсия) фоточувствительности как в коротковолновой, так в длинноволновой области спектра. С ростом величины напряжения смещения точка инверсии знака фоточувствительности в коротковолновой области электромагнитного излучения сдвигается в область более коротких волн, а точка инверсии в длинноволновой области спектра, наоборот, — в сторону более длинных волн. Взаимная компенсация встречных дрейфовых и диффузионных потоков неравновесных носителей при плотностях тока порядка  $\sim 10^{-6} \text{ A}/\text{cm}^2$  приводит к появлению сублинейного участка на обратной ВАХ в широком диапазоне напряжений смещения. С увеличением напряжения смещения в прямом направлении тока вблизи контакта  $M(\text{In})-n\text{-CdS}$  происходит аккумуляция дырок.

Установлено, что гетеропереход  $n\text{-CdS}-p\text{-Si}$  имеет низкую плотность поверхностных состояний на границе раздела, об этом свидетельствуют высокое значение коэффициента выпрямления структуры  $M(\text{In})-n\text{-CdS}-p\text{-Si}-M(\text{In})$  и появление сублинейного участка в обратной ВАХ в широком диапазоне напряжений смещения. Показано, что световые и темновые вольт-амперные характеристики структуры имеют одинаковые закономерности изменения тока в зависимости от напряжения. Обнаружено, что с ростом плотности тока происходят изменения свойств базы структуры, приводящие к изменению длины диффузии неосновных носителей тока и механизма переноса тока в исследуемой структуре.

При этом показано, что с увеличением тока происходит повышение величины биполярной скорости дрейфа неравновесных носителей, которая достигает самого высокого значения на четвертом участке прямой ВАХ, и реализуется режим „длинных“ диодов. Обнаружено, что при плотностях тока  $I = 10^{-2}-5 \cdot 10^{-4} \text{ A}/\text{cm}^2$  в прямом направлении тока величины  $S_{\text{int}}, S_{\lambda}$  резко возрастают. Например,  $S_{\text{int}} = 2.8 \cdot 10^4 \text{ A}/\text{lm}$  ( $3 \cdot 10^6 \text{ A}/\text{W}$ ) при уровне освещенности  $E = 0.1 \text{ lux}$ , а  $S_{\lambda} = 2.3 \cdot 10^4 \text{ A}/\text{W}$  при облучении лазером с  $\lambda = 625 \text{ nm}$  и мощностью  $P = 10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ . Полученные величины интегральной и спектральной чувствительностей являются высокими для комнатной температуры. В заключение можно сделать вывод о том, что механизм усиления первичного фототока при больших плотностях тока в основном определяется модуляцией амбиполярной скорости дрейфа неравновесных носителей.

#### Список литературы

- [1] И.М. Колдаев, В.В. Лосев, Б.М. Орлов. ФТП **18**, 1316 (1984).
- [2] Ш.А. Мирсагатов, А.К. Утениязов. Письма в ЖТФ **38**, 1, 70 (2012).
- [3] Ш.А. Мирсагатов, Р.Р. Кабулов, М.А. Махмудов. ФТП **47**, 6, 815 (2013).
- [4] Ш.А. Мирсагатов, О.К. Атабоев, Б.Н. Заверюхин. Физ. инженерия поверхности **11**, 1, 4 (2013).
- [5] А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Ш.Н. Усмонов, К.Т. Холиков. ФТП **43**, 4, 436 (2009).
- [6] А. Милнс, Д. Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник / Под ред. В.С. Вавилова. Мир, М. (1975). 425 с.
- [7] И.Б. Сапаев. ДАН Узбекистана **2**, 27 (2013).
- [8] Э. Фриш. Оптические методы измерений. Изд-во ЛГУ, Л. (1976). Ч. I. 392 с.
- [9] В.И. Фистуль. Физика и химия твердого тела. Металлургия, М. (1995). Т. 1, 2.
- [10] <http://zaz.gendocs.ru/docs/2800/index-1621226.html>
- [11] А.М. Lampert, P. Mark. Current injection in solids. Academic Press, N.Y.-London (1970). 416 p.
- [12] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках. Сов. радио, М. (1978). 126 с.
- [13] П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями. Фан, Ташкент (1981). 200 с.
- [14] S.M. Sze. Physics of semiconductor devices. John Wiley and Sons, N.Y.-Chichester-Brisbane-Toronto-Singapore (1981). V. 1. 386 p.
- [15] В.Г. Георгиу. Вольт-фарадные измерения параметров полупроводников. Штиинца, Кишинев (1987) С. 15.
- [16] Ш.А. Мирсагатов, А.К. Утениязов, А.С. Ачилов. ФТТ **54**, 9, 1643 (2012).

- [17] И.М. Викулин, В.И. Стафеев. Физика полупроводниковых приборов. Сов. радио, М. (1980) 293 с.
- [18] П.Т. Орешкин. Физика полупроводников и диэлектриков. Высш. шк., (1977). 447 с.
- [19] W. Shockley. Bell Syst. Techn. J. **28**, 4351 (1949).
- [20] В.И. Стафеев. ЖТФ **28**, 1631 (1958).
- [21] В.В. Осипов, В.И. Стафеев. ФТП **1**, 12, 1796 (1967).
- [22] И.М. Викулин, Ш.Д. Курмашев, В.И. Стафеев. ФТП **42**, 1, 113 (2008).
- [23] V.I. Stafeev, V.M. Tuchkevich. Rep. 19th Ann. Conf. Phys. Electr. MIT, Cambridge, MA (1959). V. 1. P. 139.
- [24] И.Д. Анисимова, И.М. Викулин, Ф.А. Заитов, Ш.Д. Курмашев. В кн.: Полупроводниковые фотоприемники / Под ред. В.И. Стафеева. Радио и связь, М. (1984). С. 101.
- [25] А. Амброзьяк. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. Сов. радио, М. (1970). 392 с.