

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА $M-n^+CdS-n(CdS)_xTe_{1-x}-p(Zn)_x(Cd)_{1-x}Te$ -Мо-СТРУКТУРЫ ДЛЯ ИНЖЕКЦИОННОГО ФОТОПРИЕМНИКА

Ш.А. Мирсагатов, О.К. Атабоев¹, Б.Н. Заверюхин

Физико-технический институт, научно-производственное объединение

“Физика-Солнца” Академии наук Узбекистана (Ташкент)

Узбекистан

¹*Каракалпакский Госуниверситет им. Бердаха (Нукус)*

Республика Каракалпакстан

Поступила в редакцию 03.01.2013

На основе соединений A^2B^6 создана пленочная $In-n^+(CdS)-n(CdS)_xTe_{1-x}-p(Zn)_x(Cd)_{1-x}Te$ -Мо-структура фоточувствительная в диапазоне длин волн $\lambda = 0,49-0,855$ мкм при комнатных температурах. Новизной в устройстве является наличие твердых растворов соединений A^2B^6 , что позволяет расширить диапазон спектральной чувствительности. При пропускном направлении тока (когда положительный потенциал “+V” приложен к Мо-контакту) структура ведет себя как фотоприемник с инверсией знака фототока $I(\lambda)$ способного без помех эффективно регистрировать длины волн видимой области спектра. При обратных направлениях фототока структура работает в режиме внутреннего усиления первичного фототока и представляет собой основу для создания инжекционного фотоприемника с высокой спектральной фоточувствительностью в видимой области спектра. Выявлены механизмы усиления и инверсии фототока.
Ключевые слова: Твердый раствор, пленка, фотоприемник, спектр, чувствительность, инжекция.

СПЕКТРАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ $M-n^+CdS-n(CdS)_xTe_{1-x}-p(Zn)_x(Cd)_{1-x}Te$ -Мо-СТРУКТУРИ ДЛЯ ІНЖЕКЦІЙНОГО ФОТОПРИЙМАЧА

Ш.А. Мирсагатов, О.К. Атабоев, Б.Н. Заверюхин

На основі з'єднань A^2B^6 створена плівкова $In-n^+(CdS)-n(CdS)_xTe_{1-x}-p(Zn)_x(Cd)_{1-x}Te$ -Мо-структура фоточутлива в діапазоні довжин хвиль $\lambda = 0,49-0,855$ нанівтемних при кімнатних температурах. Новизною в пристрої є наявність твердих розчинів з'єднань A^2B^6 , що дозволяє розширити діапазон спектральної чутливості. При пропускному напрямку струму (коли позитивний потенціал “+V” прикладений до Мо-контакту) структура поводить себе як фотоприймач із інверсією знака фотоструму $I(\lambda)$ здатного без перешкод ефективно реєструвати довжини хвиль видимої області спектра. При зворотних напрямках фотоструму структура працює в режимі внутрішнього посилення первинного фотоструму і являє собою основу для створення инжекційного фотоприймача з високою спектральною фоточутливістю у видимій області спектра. Виявлено механізми посилення й інверсії фотоструму.

Ключові слова: Твердий розчин, плівка, фотоприймач, спектр, чутливість, інжекція.

SPECTRAL PROPERTIES OF $M-n^+CdS-n(CdS)_xTe_{1-x}-p(Zn)_x(Cd)_{1-x}Te$ -Mo-STRUCTURE FOR INJECTION PHOTORECEIVER

Sh.A. Mirsagatov, O.K. Ataboev, B.N. Zaveryukhin

Photosensitive film structure of A^2B^6 compounds $In-n^+(CdS)-n(CdS)_xTe_{1-x}-p(Zn)_x(Cd)_{1-x}Te$ -Mo is created for wave range $\lambda = 0,49-0,855$ μm and for work at room temperatures. Novelty of the device is presence of solid solutions A^2B^6 , that allows to expand its spectral sensitivity range. The structure behaves as the photoreceivers with inversion of mark of photocurrent $I(\lambda)$ if positive potential “+V” is enclosed to Mo- to contact. The inversion structure capable effectively to register without handicapes different waves of the visible spectral range. The structure increases a primary photocurrent at reverse bias, when potential “-V” is applied to Mo- contact. In this case the structure is a basis for creation of injection photoreceiver, which has high spectral photosensitivity in the visible spectral range.

Keywords: Solid solution, film, photoreceiver, spectrum, sensitivity, injection.

ВВЕДЕНИЕ

Фотоприемники с перестраиваемым спектром фоточувствительности необходимы для многих областей техники, в том числе для обнаружения химических элементов, используемых для легирования металлов и их сплавов [1]. Количество таких элементов, широко применяемых при легировании металлов и сплавов, составляет ~25. Известно, что легирующие элементы селективно излучают электромагнитное излучение в видимом диапазоне длин волн $\lambda = 0,42 - 0,67$ мкм [2].

Поэтому имеется актуальная необходимость в разработке и создании эффективных, устойчивых к световым помехам фотоприемников для оптических спектроанализаторов состава металлических объектов. Такие фотоприемники должны иметь высокую чувствительность к регистрации слабых оптических сигналов в широком спектральном диапазоне. В решении представленной задачи основным пунктом является усиление первичного фототока, что решается путем создания пленочных инжекционных фотоприемников.

Такие фотоприемники должны эффективно работать при комнатной температуре и иметь структуру фоточувствительную в диапазоне длин волн $\lambda = 0,4 - 0,7$ мкм. Кроме этого, важным элементом в данной задаче является исследование спектральных свойств созданных структур.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Образцы и методики исследования. В связи этими обстоятельствами были изготовлены $\text{In-}n\text{CdS-}p\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te-Mo}$ -структуры путем напыления сульфида кадмия в вакууме $\sim 10^{-5}$ Торр на поверхность пленок твердого раствора (ТР) $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ p -типа проводимости с удельным сопротивлением $\rho \approx 10^3$ ом·см. Затем на поверхность сульфида кадмия наносились "П"-образные омические контакты из индия (M_1) методом вакуумного испарения. Поликристаллические крупноблочные $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ -пленки были специально выращены на молибденовой подложке (Mo) для ограничения фоточувствительности структуры в районе длин волн $\lambda \approx 0,67 - 0,7$ мкм. Пленки твердого раствора $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ выра-

щивались методом газотранспортной эпитаксии в потоке водорода путем испарения из двух источников CdTe и ZnTe, которые стабильно поддерживались при температурах 900 °C и 1100 °C, соответственно. Такие пленки имеют столбчатую структуру зерен (кристаллитов). Зерна пронизывают всю толщину пленки ~30 – 40 мкм и обладают свойствами монокристаллов в направлении роста. Границы зерен в таких пленках являются стоками для дефектов различного рода, что приводит к увеличению времени жизни носителей в кристаллитах [3]. Тыловым контактом являлась Mo-подложка (M_2). На рис. 1 представлены в полулогарифмическом масштабе прямая и обратная ветви вольтамперной характеристики (ВАХ) типичной $\text{In}(M_1)\text{-}n\text{CdS-}p\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te-Mo}(M_2)$ -структуры. Прямым направлением тока в структуре считалось направление, когда к Mo контакту прикладывался положительный потенциал "+" а обратным отрицательный "-" потенциал. Анализ ВАХ показывает, что такая структура обладает выпрямляющим свойством и его коэффициент выпрямления (K), определяемый как отношение прямого и обратного токов $K = I_{\text{forw}}/I_{\text{rev}}$ при фиксированном напряжении составляет более трех порядков при $V = 5$ В (см. рис. 1) Спектральная фоточувствительность структуры измерялась на монохроматоре ЗМР-3 при комнатной температуре $T = 300$ К и мощность излучения была отградуирована в абсолютных единицах при помощи термоэлемента, имеющего кварцевое окошко типа РТН-10.

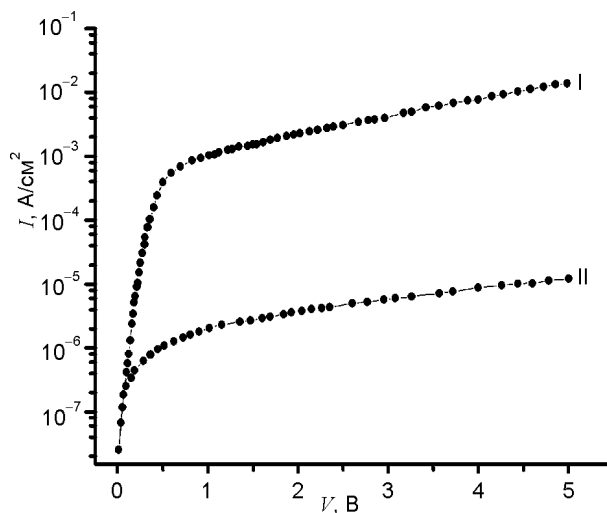


Рис. 1. Прямая (I) и обратная (II) ВАХ $\text{In-}n\text{CdS-}p\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te-Mo}$ -структуры.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Спектральные характеристики. Спектральная зависимость фототока $I(\lambda)$ $In(M_1)-nCdS-pZn_xCd_{1-x}Te-Mo(M_2)$ -структуры в относительных единицах приведена на рис. 2.

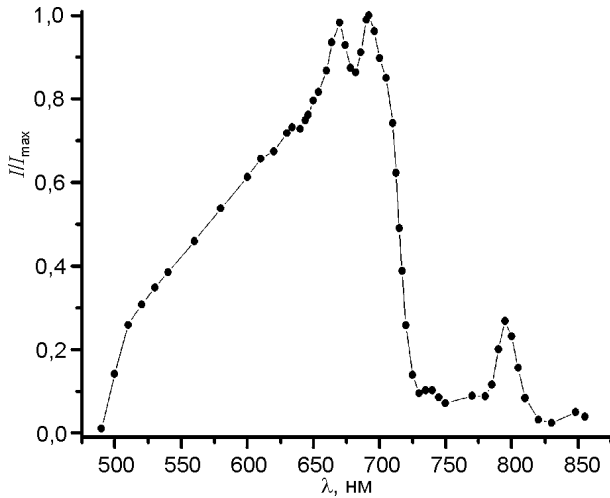


Рис. 2. Спектральная зависимость фототока $In-nCdS-pZn_xCd_{1-x}Te-Mo$ -структуры в относительных единицах при отсутствии напряжения смещения.

Из рис. 2 видно, что кривая спектральной зависимости фототока $I(\lambda)$ состоит из двух областей. Первая область кривой зависимости $I(\lambda)$ лежит в диапазоне длин волн 490 – 730 нм. В этом диапазоне ток резко возрастает, начиная с длины волны 490 нм, и при волнах $\lambda \approx 670$ нм и $\lambda \approx 692$ нм ток имеет два максимума почти равных амплитуд. Кроме максимумов на зависимости $I(\lambda)$ имеются изгибы при $\lambda \approx 510$ нм, и 610 нм и плато при $\lambda \approx 634$ нм. Вторая область зависимости $I(\lambda)$ простирается в диапазон длин волн 730 – 855 нм, где величины фототока намного меньше, чем в первой области. В этом волновом диапазоне имеются два малых пика при $\lambda \approx 740$ нм и $\lambda \approx 848$ нм, а также один пик по больше при $\lambda \approx 795$ нм. Наблюдаемые изгибы, плато и пики в первой области спектрального распределения фототока, обусловлены различными составами твердого раствора (ТР) CdS_xTe_{1-x} [4]. Происхождение пиков, наблюдаемых во второй области спектрального распределения, связано с наличием в исследуемой структуре твердого раствора $pZn_xCd_{1-x}Te$ (1,64 эВ) теллурида кадмия гексагональной и кубической модификаций. Это подтверждается тем, что ширины запрещен-

ных зон, определенные по экстраполяции длинноволновых частей второго и третьего пиков, соответствуют ширинам запрещенных зон гексагональной (1,55 эВ) и кубической (1,44 эВ) модификациям теллурида кадмия при $T = 300$ К [5]. Согласно [4] твердые растворы CdS_xTe_{1-x} с несколькими составами образуются в процессе формирования гетероперехода между слоями CdS и $pZn_xCd_{1-x}Te$, которые являются высокоомными компенсированными полупроводниками n -типа проводимости. Эти данные позволяют рассматривать $In(M_1)-nCdS-pZn_xCd_{1-x}Te-Mo(M_2)$ -структуру для упрощения как $p-i-n$ (точнее $p-n-n^+$)-структуру, где p -слоем является $pZn_xCd_{1-x}Te$, i -слой ТР CdS_xTe_{1-x} , а n^+ – сильно легированный слой CdS . Как известно, $p-i-n$ -структура с длинной высокоомной, сильно компенсированной базой $d/L \geq 10$, (где d – толщина базы, L – длина диффузии неосновных носителей дырок) работает как инжекционный фотодиод, в котором протекающие токи определяются биполярным дрейфом носителей заряда [6]. По-этому для изучения спектральных свойств структуры и физические процессы влияющих на них были измерены зависимости $I(I)$ при прямых “+V” и обратных “-V” напряжениях смещения см. рис. 3а и 3б соответственно. Вначале проанализируем зависимость $I(\lambda)$ при подаче различных напряжений смещения в обратном направлении тока. Напомним обратном

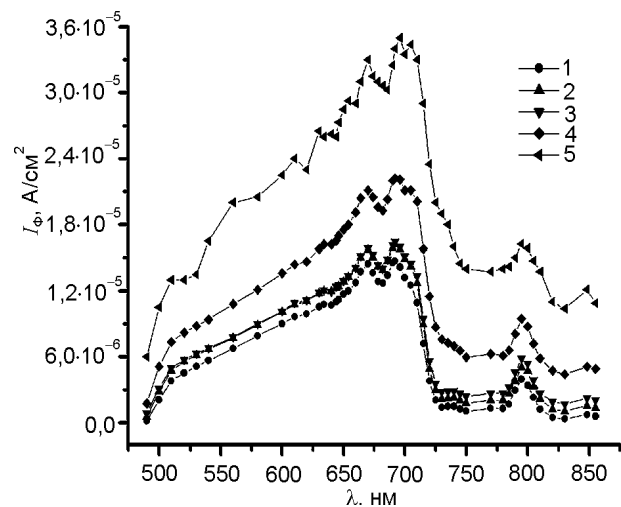


Рис. 3а. Спектральная зависимость фоточувствительности $In-nCdS-pZn_xCd_{1-x}Te-Mo$ -структуры при подаче различного напряжения смещения в обратном направлении тока. 1 – фототок в отсутствии напряжения смещения, 2 – $V = 0,5$ В, 3 – $V = 1$ В, 4 – $V = 3$ В, 5 – $V = 5$ В.

направлением ВАХ структуры является, когда на ТР $pZn_xCd_{1-x}Te$ подается “-” потенциал.

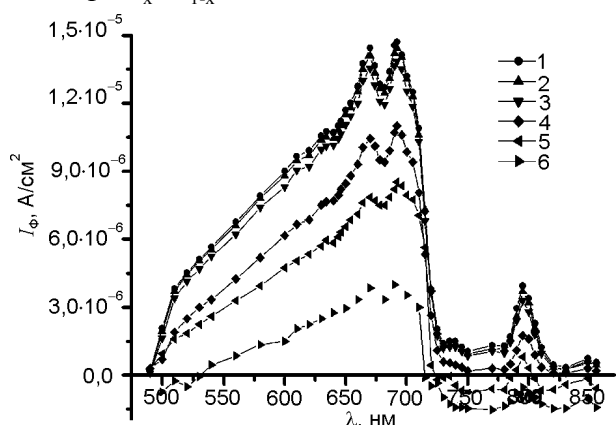


Рис. 36. Спектральная зависимость фоточувствительности In-nCdS-pZn_xCd_{1-x}Te-Mo-структуры при подаче различного напряжения смещения в прямом направлении тока. 1 – фототок в отсутствии напряжения смещения, 2 – $V = 0,05$ В, 3 – $V = 0,1$ В, 4 – $V = 0,2$ В, 5 – $V = 0,3$ В, 6 – $V = 0,4$ В.

Как видно из рис. 3 величина фототока возрастает с ростом напряжения смещения во всем диапазоне спектральной чувствительности структуры. Причем ток возрастает быстрее в коротковолновой и длинноволновой областях спектрального диапазона по сравнению со средневолновой. Например, $I_{\phi} = 2 \cdot 10^{-6}$ А/см² при $\lambda = 500$ нм в отсутствии напряжения смещения, а при подаче $-V = 5$ В его величина возрастает в 5 раз, тогда как в диапазоне спектра $\lambda = 600 - 700$ нм ток увеличивается только в 2,5 раза. Наибольшее возрастание фототока наблюдается в длинноволновой области спектрального диапазона. Так при $\lambda \approx 725$ нм и $V = 0$ В фототок $I_{\phi} \approx 2 \cdot 10^{-6}$ А/см², а при $-V = 5$ В его величина становится равной $2 \cdot 10^{-5}$ А/см², т.е. увеличивается почти в 10 раз. Такая тенденция в повышении фототока с ростом V наблюдается в диапазоне длин волн $\lambda = 725 - 850$ нм. Кроме этого следует отметить, что при подачи “- V ” длинноволновой край фоточувствительности структуры сдвигается в область более длинных волн (см. рис. 3а).

Полученные экспериментальные данные показывают, что усиление первичного фототока происходит при освещении структуры как собственным и так примесным светом. Отсюда следует, что в исследуемой структуре одновременно существуют два механизма усиления фототока – положительная обратная

связь (ПОС) [7, 8] и параметрическое усиление (ПУ) [6].

При механизме ПОС “собственное” освещение приводит к модуляции сопротивления базы, что и ведет к перераспределению потенциала между p - n -переходом и базой. В результате этого возникает дополнительная инжекция носителей из перехода.

Существование второго механизма (ПУ) не только повышает концентрацию носителей заряда в объеме компенсированного полупроводника (полуизолятора CdS_xTe_{1-x}), но и влияет на параметры, определяющие их распределения в базовой области (время жизни, биполярная дрейфовая подвижность, биполярный коэффициент диффузии, скорость рекомбинации и т.д.). Кроме этого известно, что эти параметры существенно зависят от природы примесных центров, захватывающих неравновесные носители, а также от скорости заполнения таких центров, которая определяется как инжекционными, так и фотоэлектрическими процессами, происходящими в объеме полупроводника. Эти физические параметры являются функциями как самих концентраций n и p , так и их производной dn/dp . Однако биполярная скорость дрейфа v_a (и, естественно, биполярная подвижность) занимает особое место благодаря зависимости $v_a \sim n - p(dn/dp)$, обуславливающей высокую фоточувствительность этого параметра от связи n и p и особенности модуляции заполнения примесных центров захвата [6, 9]. В работе [10] теоретически показано что, если модуляция заполнения примесных центров играет определяющую роль при различных уровнях инжекции, то биполярная скорость дрейфа вообще не зависит от концентрации примесных центров и она линейно возрастает с током. Таким образом оба механизма (ПОС и ПУ) ответственны за наблюдаемое усиление фототока при отрицательных напряжениях смещения “- V ” на структуре.

Обнаруженное усиление первичного фототока при подаче “- V ” на структуру объясняется следующим образом. Оба гетероперехода $n^+(CdS_x)-n$ (ТР CdS_xTe_{1-x}) и n (ТР $CdS_xTe_{1-x})-p$ ($Zn_xCd_{1-x}Te$) включены в обратном направлении тока. При этом в такой $M_1(In)-n^+-n-p-M_2(Mo)$ -структуре происходит инжек-

ция дырок из металлического контакта M_1 – в базу структуры [10] (толщина слоя n $d = 50 \text{ \AA}$), а n^+-n -переход фактически является слабо инжектирующим. В этом случае на поведение спектральной зависимости фототока оказывает определяющую роль инжекция неосновных носителей из n^+-n -перехода в базу структуры. При повышенных напряжениях смещения токовая модуляция биполярной скорости дрейфа начинает оказывать существенное влияние на характер поведения зависимости $I(\lambda)$. Модуляция имеет место в том случае, если концентрация инжектированных неосновных носителей (дырок) монотонно спадает вглубь базы структуры [6].

Теперь рассмотрим поведение спектральной зависимости фототока при подаче на структуру смещения “+V” различной величины (рис. 3б). Из рис. 3б видно, что: а) с увеличением напряжения смещения величина фототока уменьшается во всем спектральном диапазоне; б) происходит инверсия знака фототока в коротковолновой и длинноволновой областях спектра. Такие эффекты обычно наблюдаются в диодах с длинной базой, когда дрейфующие и диффузионные потоки неравновесных носителей направлены на встречу друг другу [9]. В исследуемой структуре диффузионные потоки носители тока проистекают из области накопления дырок, расположенной около гетероперехода n^+-n . Причем как показывает эксперимент, чем больше напряжения смещения, тем больше величина диффузионного тока. Этим обстоятельством объясняет возникновение инверсии знака фототока, особенно в длинноволновой области спектра. Отметим, что инверсия знака фототока позволяет точно определять длину волны излучения объекта [11].

Представляет интерес установить взаимосвязь поведение фототока и спектральной чувствительности (S_λ) структуры во всем исследуемом спектральном диапазоне. Для этого обратимся к рис. 4а и б. Из рис. 4а видно, что спектральная чувствительность исследуемой структуры в диапазоне длин 540–696 нм превышает спектральную чувствительность идеального фотоприемника при нулевом смещении ($V = 0 \text{ В}$). Однако в коротковолновой области спектра 490–540 нм и в его длинноволновой области 596–725 нм спектраль-

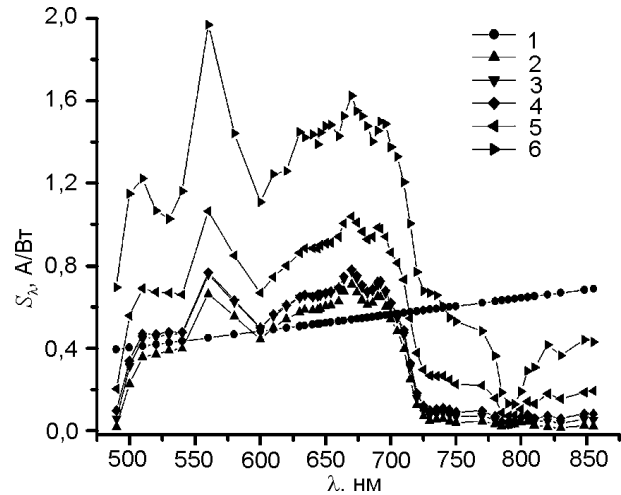


Рис. 4а. Спектральная зависимость фоточувствительности $In-nCdS-pZn_xCd_{1-x}Te-Mo$ -структуры при подаче обратного напряжения смещения. 1 – спектральная зависимость фоточувствительности идеального фотоприемника, 2 – $V = 0 \text{ В}$, 3 – $V = 0,5 \text{ В}$, 4 – $V = 1 \text{ В}$, 5 – $V = 3 \text{ В}$, 6 – $V = 5 \text{ В}$.

ральная чувствительность S_λ структуры меньше чем S_λ идеального фотоприемника. Параметр S_λ для идеального фотоприемника вычислялся по формуле $(q/hv)\lambda\eta_\lambda(1-R)$ [12], где η_λ – внутренний квантовый выход, R – коэффициент отражения. При расчете были взяты следующие величины: $\eta_\lambda = 1$, $R = 0$. Эксперимент показывает, что при повышении напряжения смещения происходит увеличение спектральной чувствительности во всем диапазоне спектральной чувствительности. Причем наиболее резкое увеличение S_λ наблюдается в коротковолновой области спектра, например при $\lambda = 490 \text{ нм}$ она возрастает в 38 раз при смещении $+V = 5 \text{ В}$, в длинноволновой области спектра для $\lambda = 725 \text{ нм}$ увеличивается в 10 раз при том же значении напряжения смещения. В то время при той же величине напряжения смещения в диапазоне длин волн $\lambda = 530 - 690 \text{ нм}$ параметр S_λ увеличивается только в 2,5–3 раза.

Таким образом, проведенный анализ данной спектральной зависимости S_λ , показывает, что исследованная структура обладает внутренним усилением первичного фототока в видимой области спектра и может быть использована для создания инжекционного фотоприемника эффективно работающего при комнатной температуре.

Теперь обратимся к поведению спектральной зависимости S_λ измеренной при прямом напряжении смещения “+V” (рис. 4б).

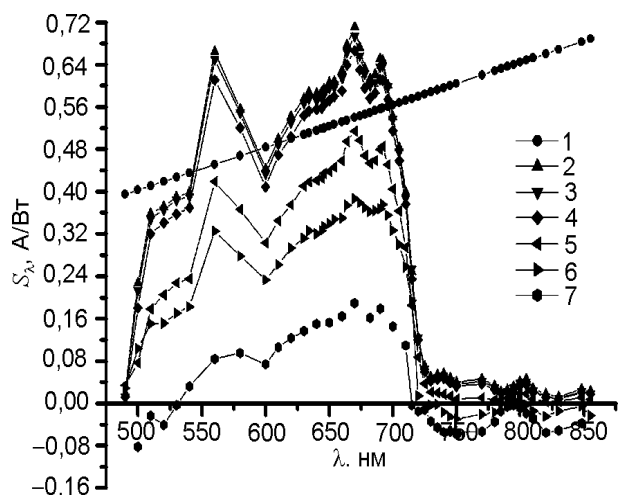


Рис. 46. Спектральная зависимость фоточувствительности $In-nCdS-pZn_xCd_{1-x}Te-Mo$ -структуры при подаче прямой напряженности смещения. 1 – спектральная зависимость фоточувствительности идеального фотоприемника, 2 – $V = 0$ В, 3 – $V = 0,05$ В, 4 – $V = 0,1$ В, 5 – $V = 0,2$ В, 6 – $V = 0,3$ В, 7 – $V = 0,4$ В.

Анализ данной зависимости показывает, что во всем спектральном диапазоне параметр S_λ уменьшается с ростом “+V”. В этом случае, как отмечалось выше, диффузионные и дрейфовые потоки неравновесных носителей направлены навстречу друг другу, что приводит к уменьшению токов в структуре, в том числе и фототока. Появление инверсии знака фоточувствительности в коротковолновой области спектра 490 – 530 нм вызвано ростом диффузионного тока при увеличении напряжения смещения “+V”. Возникновение отрицательных значений спектральной чувствительности в области 720 – 850 нм происходит из-за роста диффузионных токов при напряжениях $+V = 0,3 - 0,4$ В. Как показано в работе [11], инверсия знака фоточувствительности позволяет проводить корректное измерение длин волн излучения объекта. Таким образом, надо полагать, что фотоприемник, будучи созданный на основе исследованной структуры, может использоваться для измерения всего спектра излучения химических элементов, которыми легируют металлы и их сплавы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданная $In-n^+(CdS)-n(CdS_xTe_{1-x})-p(Zn_xCd_{1-x}Te)-Mo$ -структура имеет высокую фоточувствительность в широком спектральном диапазоне ($\lambda = 0,49 - 0,855$ мкм). Структура

эффективно работает при комнатной температуре в режимах: а) первый – режим подачи прямого напряжения смещения “+V” на Мо-контакте и б) второй – режим при “-V” на Мо-контакте.

При первом режиме структура ведет себя как фотоприемник с инверсией знака фототока, способного без помех эффективно регистрировать длины волн видимой области спектра.

При работе во втором режиме структура обладает свойствами внутреннего усиления первичного фототока и на её основе может быть создан инжекционный фотоприемник с высокой спектральной чувствительностью в видимой области спектра.

Важным достоинством разработанной структуры является то, что её спектральными свойствами можно управлять: а) применением компенсированных твердых растворов соединений A^2B^6 ; б) использованием пленок ТР этих соединений с различной ширинами запрещенных зон и толщины; в) подачей на структуру прямых либо обратных напряжений смещения. С этой точки зрения структура представляет интерес по её применению для создания фотоприемников.

Такие фотоприемники могут эффективно использоваться в оптических системах, для регистрации слабых световых сигналов, в частности, в спектроанализаторах определения элементного состава металлов и их сплавов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зайдель А.Н. Основы спектрального анализа. – М.: Наука, 1965. – 322 с.
2. Пароль Н.В., Кайдалов С.А. Фоточувствительные приборы и их применение. – М.: Радио и связь, 1991. – 112 с.
3. Поликристаллические полупроводники/Под ред. Г. Харбеке. – М.: Мир, 1989. – 341 с.
4. Музаффарова С.А., Айтбаев Б.У., Мирсагатов Ш.А., Дуршимбетов К., Жанабергенов Ж. Исследование промежуточного слоя на гетерогранице $n^+-CdS/p-CdTe//ФТП$. – 2008. – Т. 42, Вып. 12. – С. 1409-1414.
5. Zanio K. Semiconductors and Semimetals. N 13. – N.Y.: Acad. Press, 1978. – 210 p.
6. Викулин И.М., Курмашев Ш.Д., Стафеев В.И. Инжекционные фотоприемники//ФТП. – 2008. – Т. 42, Вып. 1. – С. 113-127.

7. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Советское радио, 1980. – 296 с.
8. Стафеев В.И. Фотоприемники ИК диапазона на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$, на примесных полупроводниках (Ge и Si) и УФ диапазона на основе соединений A_3V_5 35 лет работы в НИИ прикладной физики (1970-2005). – М.: ФГУП НПО “Орион”, 2008. – 103 с.
9. Карагеоргий-Алкалаев П., Лейдерман А. Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими примесями/Под.ред. Саидов М.С. – Ташкент: издательство “Фан” Узбекской ССР, 1981. – 200 с.
10. Адирович Э.И., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках. – М.: Сов. Радио, 1978. – 320 с.
11. Мирсагатов Ш.А., Айтбаев Б., Рубинов В.М. Фотоприемники с управляемым спектром фоточувствительности//ФТП. – 1996. – Т. 30, Вып. 3. – С. 550-557.
12. Амброзяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. – М.: Сов. Радио, 1970. – С. 167-170. (Ambroziak A. Konstrukcja i technologia przyrzadzow fotoelektrycznych. Warszawa, 1967).
4. Muzaffarova S.A., Ajtbaev B.U., Mirsagatov Sh.A., Durshimbetov K., Zhanabergenov Zh. Issledovanie promezhutochnogo sloya na geterogranice $n^+-CdS/p-CdTe$ //FTP. – 2008. – Т. 42, Vyp. 12. – С. 1409-1414.
5. Zanio K. Semiconductors and Semimetals. N 13. – N.Y.: Acad. Press, 1978. – 210 p.
6. Vikulin I.M., Kurmashev Sh.D., Stafeev V.I. Inzhekcionnye fotopriemniki//FTP. – 2008. – Т. 42, Vyp. 1. – С. 113-127.
7. Vikulin I.M., Stafeev V.I. Fizika poluprovodnikovyyh priborov. – М.: Sovetskoe radio, 1980. – 296 s.
8. Stafeev V.I. Fotopriemniki IK diapazona na osnove $Cd_xHg_{1-x}Te$, na primesnyh poluprovodnikah (Ge i Si) i UF diapazona na osnove soedinenij A_3V_5 35 let raboty v NII prikladnoj fiziki (1970-2005). – М.: FGUP NPO “Orion”, 2008. – 103 s.
9. Karageorgij-Alkalaev P.M., Lejderman A.Yu. Fotochuvstvitel'nost' poluprovodnikovyyh struktur s glubokimi primesyami/Под.ред. Saidov M.S. – Tashkent: izdatel'stvo “Fan” Uzbekskoj SSR, 1981. – 200 s.
10. Adirovich E.I., Karageorgij-Alkalaev P.M., Lejderman A.Yu. Toki dvojnoj inzhekcii v poluprovodnikah. – М.: Sov. Radio, 1978. – 320 s.
11. Mirsagatov Sh.A., Ajtbaev B.U., Rubinov V.M. Fotopriemniki s upravlyaemym spektrom fotochuvstvitel'nosti//FTP. – 1996. – Т. 30, Vyp. 3. – С. 550-557.
12. Ambrozyak A. Konstrukciya i tehnologiya poluprovodnikovyyh foto'elektricheskikh priborov. – М.: Sov. Padio, 1970. – С. 167-170. (Ambroziak A. Konstrukcja i technologia przyrzadzow fotoelektrycznych. Warszawa, 1967).

LITERATURA

1. Zajdel A.N. Osnovy spektralnogo analiza. – М.: Nauka, 1965. – 322 s.
2. Parol N.V., Kajdalov S.A. Fotochuvstvitelnye pribory i ih primeneniye. – М.: Radio i svyaz, 1991. – 112 s.
3. Polikrystallicheskie poluprovodniki/Под red. G. Harbeke. – М.: Mir, 1989. – 341 s.