Утениязов А.К.¹, Лейдерман А.Ю.², Аюханов Р.А.², Нсанбаев М.Т.³, Есенбаева Э.С.⁴

Фотоэлектрическое инжекционное усиление инжекционного фотодиода на основе крупноблочных пленок CdTe при освещении “примесным” светом

¹Каракалтакский государственный университет
(Узбекистан, Нукус)

²Физико-технический институт НПО «Физика–Солнце» АН РУз.
(Узбекистан, Ташкент)

³Нукусский государственный педагогический институт
(Узбекистан, Нукус)

⁴Нукусский филиал Ташкентского университета информационных технологий
(Узбекистан, Нукус)

doi: 10.18411/lj-05-2020-19

idsp: ljjournal-05-2020-19

Аннотация

Приведены результаты исследований фотоэлектрического инжекционного усиления структуры Al-Al₂O₃-p-CdTe-Mo при подаче больших напряжений смещения в прямом направлении тока. Показано, что спектральная чувствительность достигает значения $S_\lambda = 4.3 \cdot 10^4$ А/Вт при освещении “примесным” светом с $\lambda = 950$ нм и при $V = 7$ В. Установлено, что при освещении структуру “примесным” светом реализуется механизм параметрического усиления (ПУ).

Ключевые слова: структура, пленка, инжекционный фотоприемник, фототок, спектральная чувствительность

Abstract

The results of studies of the photoelectric injection amplification of the Al-Al₂O₃-p-CdTe-Mo structure with high bias voltages in the forward direction of the current are presented. It has been shown that the spectral sensitivity reaches the value $S_\lambda = 4.3 \cdot 10^4$ A/W when illuminated with “impurity” light with $\lambda = 950$ nm and at $V = 7$ V. It is established that when the structure is illuminated with “impurity” light, a parametric amplification (PA) mechanism is realized.

Keywords: structure, film, injection photo-detector, photocurrent, spectral sensitivity

Введение

На сегодняшний день в мире широко используют фотодиоды в регистрирующих и измерительных приборах фотометрии, в киноаппаратуре, фототелеграфии и т.д. Существенным недостатком фотодиодов является низкая токовая фоточувствительность, так как в них квантовый выход не может быть выше единицы. Их использование в режиме лавинного умножения возможно только при очень жестких требованиях к стабильности температуры и напряжения питания. Этих недостатков лишены инжекционные фотодиоды (ИФД) – новый класс фотоприемников с внутренним усилением. Они были получены в основном на Ge, Si, GaAs, которые эффективно работают при низких температурах. Другим недостатком всех этих приборов является их спектральная чувствительность ограничена спектральной чувствительностью материалов, на котором они изготовлены. С этой точки зрения создание ИФД на основе A²B⁶ представляется актуальной и перспективной задачей, поскольку эти материалы имеют ширину запрещенной зоны, соответствующую полному спектру видимого и частично ультрафиолетового света, для них характерны

прямые оптические переходы, что позволяет получать высокую эффективность генерации электронно-дырочных пар. Отсюда вытекает цель данной работы.

Для решения поставленных задач были получены пленочные структуры p -CdTe со столбчатой структуры зерен на Mo подложке методом сублимации в потоке водорода. На поверхности полученных пленок p -CdTe была создана МОП структура путем напыления алюминия в вакууме ($\sim 10^{-5}$ Torr) [1]. Пленки p -CdTe имели удельное сопротивление $\rho \approx 10^9 - 10^{11}$ $\Omega \cdot \text{см}$ и время жизни неосновных носителей – электронов $\tau \sim 10^8 - 10^7$ с. Проведенный рентгеноструктурный анализ показал [2, 3], что в проведенном технологическом процессе образуется тонкий окисный слой Al_2O_3 с толщиной ~ 30 nm, но этот слой играет очень важный роль в работе полученной структуры. Именно благодаря ему здесь получается не структура металл – полупроводник, а МОП-структура, а именно $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-p\text{-CdTe}$ (металл Al, окисел Al_2O_3 , полупроводник CdTe).

Данная работа посвящена исследованию механизмов инжекционного усиления структуры $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-p\text{-CdTe}-\text{Mo}$ при более высоких плотностях тока.

Образцы и методики измерения

С целью определения эффективности регистрации фотонов исследуемой структурой в работе [4] нами были исследованы спектральная чувствительность (S_λ) структуры в отсутствие смещения, а также вычислена S_λ для идеального фотоприемника (ИФ) в спектральном диапазоне длин волн 400–1000 нм. Спектральная фоточувствительность структуры измерялась на монохроматоре ЗМР-3 при комнатной температуре (300K), мощность излучения была отградуирована в абсолютных единицах при помощи термоэлемента, имеющего кварцевое окно типа РНТ-10. Под идеальным фотоприемником подразумевается фотоприемник, в котором все падающие фотоны поглощаются и генерируют электронно-дырочные пары, которые без потерь разделяются потенциальным барьером и вносят свой вклад в фототок. Параметр $S_{\lambda\text{ид}}$ для идеального фотоприемника вычислялся по формуле $(e/h\nu)\lambda\eta_\lambda(1-R)$, η_λ – внутренний квантовый выход, R – коэффициент отражения. При расчете были взяты следующие величины: $\eta_\lambda=1$, $R=0$. Было показано, что исследуемая структура работает как инжекционный фотоприемник и усиливает первичный фототок даже в отсутствие внешнего напряжения смещения. Установлено, что при $\lambda=450$ нм спектральная чувствительность $S_\lambda \approx 0.93$ А/Вт, которая в 2.3 раза больше, чем $S_{\lambda\text{ид}}$ идеального фотоприемника при данной длине волны, а при $\lambda=750$ нм $S_\lambda \approx 1.1$ А/Вт; соответственно, соотношение $S_\lambda/S_{\lambda\text{ид}} \approx 1.85$.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Как известно, инжекционные фотоприемники имеют два механизма усиления: положительная обратная связь (ПОС) [5, 7] и параметрическое усиление (ПУ) [5, 6].

Однако, результаты исследования по спектральной зависимости фототока- I_{ph} и спектральной чувствительности- S_λ не позволяют однозначно сказать, какой из механизмов усиления первичного фототока имеет место в исследуемых образцах. На этот вопрос дает ответ исследование зависимостей $I_{ph}(\lambda)$ и $S_\lambda(\lambda)$ при наложении напряжения смещения на структуру. Поэтому в работе [8] были исследованы зависимости $I_{ph}(\lambda)$, $S_\lambda(\lambda)$ при подачи малых напряжения смещения на структуру. Результаты исследований показали, что для установления возможности увеличения величины биполярной дрейфовой скорости (подвижности) с модуляцией заполнения глубоких уровней прилипания для электронов в исследуемой структуре $\text{Al}-n^+-\text{Al}_2\text{O}_3-p\text{-CdTe}-n\text{-MoO}_3\text{-Mo}$, а также для определения взаимосвязи усиления первичного тока от величины тока в темноте надо исследовать интегральную и спектральную фоточувствительность при более высоких плотностях тока.

На рис.1. приведено спектральное распределение фоточувствительности структуры при различных уровнях инжекции. Из данных рисунка следует, что с ростом напряжения

Рис. 1. Спектральная чувствительность структуры $Al-n^+-Al_2O_3-p-CdTe-n-MoO_3-Mo$ в прямом направлении тока. Напряжение смещения V , В:

а) 1 – 0.08, 2 – 0.2, 3 – 0.8, 4 – 6; б) 1 – 1, 2 – 3, 3 – 5, 4 – 7. $T=300$ К.

смещения в прямом направлении тока растёт спектральная чувствительность во всём диапазоне спектральной чувствительности (400–1000 нм). При этом нужно отметить, что зависимость S_λ от V изменяется весьма сложным образом. Например, до напряжения смещения $V \approx 0.01$ –0.4 В спектральная чувствительность имеет низкое значение во всем спектральном диапазоне спектральной чувствительности, которое по величине намного меньше, чем величина S_λ идеального фотоприемника во всем диапазоне длин волн. Однако, с $V \approx 0.4$ В S_λ начинает стремительно возрастать и при напряжении смещения 6 В величина S_λ превосходит фоточувствительность идеального фотоприемника в тысячи и даже в сто тысяч раз в зависимости от области спектральной чувствительности. При этом S_λ обычно увеличивается примерно в сто тысяч раз в области “собственного” поглощения, а в области “примесного” поглощения она возрастает в десять тысяч раз и более. Отсюда следует, что усиление первичного фототока происходит как в области “собственного”, так и в области “примесного” поглощения. Однако, при этом остаются не ясными закономерности изменения спектральной чувствительности в зависимости от величины тока. Чтобы внести ясность в этот вопрос, проведено совместное исследование вольтамперной характеристики в темноте и на свету, а также зависимости токовой чувствительности от напряжения смещения. Теперь рассмотрим влияние облучения монохроматическим светом из области “примесного” поглощения. Для этого были измерены вольтамперная характеристика в темноте и на свету при облучении монохроматическим светом ($\lambda=950$ нм) из области “примесного” поглощения (рис. 2а), а также зависимость S_λ от V (рис. 2б).

Рис. 2. Зависимости плотности тока J (а) и токовой фоточувствительности S_λ (б) от напряжения смещения в прямом направлении тока структуры $Al-n^+-Al_2O_3-p-CdTe-n-MoO_3-Mo$ в темноте (1) и на свету (2) при освещении монохроматическим светом при $\lambda=950$ нм, $T=300$ К.

Из рисунков 2а и б видно, что световая и темновая вольтамперные характеристики описываются одинаковыми закономерностями, а закономерность изменения S_λ от V соответствует закономерности световой вольтамперной характеристики. Вольтамперная характеристика в темноте имеет четыре участка, которые описываются степенными зависимостью тока от напряжения смещения типа $J \sim V^\alpha$ с различными значениями показателя степени « α ». В [9] такая последовательность ВАХ была объяснена изменением условий рекомбинационных процессов. Рекомбинационные процессы происходят сначала через простые локальные центры, затем, при больших плотностях тока – через сложные комплексы, внутри которых происходит обмен неравновесными носителями. В частности, линейный участок $J \sim V$ и следующая за ним зависимость $J \sim V^2$ хорошо объясняются в рамках представлений о рекомбинации, идущей через простые локальные примесные центры. Но далее идёт участок резкого роста тока $J \sim V^\alpha$, где $\alpha=4.7$, и за ним второй квадратичный участок $J \sim V^2$, которые в эту модель не укладываются. Видимо, рекомбинационные процессы идут через сложные комплексы.

Далее рассмотрим усиление первичного фототока при освещении “примесным” светом. В работе [11] на основе модели диода с длинной базой [10] теоретически проанализирован механизм фотоэлектрического инжекционного усиления, не сводящийся к ПОС по току. При напряжении, когда проводимость базы определяется инжектированными из контактов носителями под действием “примесного” освещения, усиление связано с непосредственной μ -модуляцией подвижности, т.е. является параметрическим. Если учесть это обстоятельство, то можно объяснить деформацию спектральной чувствительности при разных напряжениях внешнего смещения (см. рис. 1а). Коэффициент усиления приемников излучения определяется как отношение фототока (выходной ток фотоприемника), выраженного в электронах в секунду, к числу поглощенных за это же время фотонов. Считается, что каждый поглощенный фотон вызывает генерацию неравновесных носителей заряда. При воздействии “собственного” освещения коэффициент усиления фоторезистора, как известно [12], равен

$$K_r = \frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} . \quad (1)$$

Здесь t_n и t_p – времена пролета электронов и дырок через базу диода. При “примесном” освещении в (1) остается только одно слагаемое.

Коэффициент фотоэлектрического усиления инжекционного фотодиода с ВАХ, соответствующей (1), при “примесном” освещении (например, если $p_{ph} \gg n_{ph}$) равен [13]:

$$K = \frac{9}{8} \frac{\tau_n}{t_n} \frac{\tau_p}{t_p} , \quad (2)$$

Соответственно, коэффициент K превышает усиление примесного фоторезистора на коэффициент усиления генерационного тока неосновных носителей заряда. Отношение τ_n/t_n для ИФД на основе p -полупроводника и является коэффициентом фотоэлектрического инжекционного усиления при дрейфовым механизме переноса неравновесных носителей заряда в базе диода. Таким образом, за счет инжекционного усиления чувствительность диодных структур к свету может быть повышена в десятки, сотни и тысяча раз.

Далее рассмотрим коэффициент фотоэлектрического усиления инжекционного фотодиода на основе высокоомного сильно компенсированного пленка p -CdTe при “примесном” освещении ($\lambda=950$ нм) в зависимости от уровня инжекции (см. рис. 2а и б). Из данных рисунка четко видно, что световая вольтамперная характеристика при «примесном» освещении описывается такими же закономерностями как ВАХ в темноте. Они отличаются лишь по величине тока при одном и том же значении

напряжения смещения и по величине показателя степени α на участке резкого роста тока (см. рис. 2). Согласно данным рис. 2b, в конце линейного участка световой ВАХ, когда структура работает как фоторезистор, спектральная фоточувствительность очень низкая ($S_\lambda=0.05$ А/Вт); это показывает, что в режиме фоторезистора практически не происходит усиления первичного фототока. Следовательно, при этом коэффициент фотоэлектрического инжекционного усиления диода $\tau_n/t_n=1$. Отсюда следует, что подвижность электронов $\mu_n \approx 40$ см²·В⁻¹·с⁻¹ при значениях: $\tau_n \approx 2.5 \cdot 10^{-9}$ с и $d=10$ мкм-толщина базы. Далее подробно остановимся на способах определения значению τ_n . Вычисленная таким путём величина подвижности электронов весьма приемлема для поликристаллического теллурида кадмия, которая почти вдвое меньше, чем подвижность электронов в монокристаллах.

На квадратичном участке световой ВАХ проводимость базы инжекционного фотодиода модулируется светом и инжектированными носителями заряда. На этом участке величина фоточувствительности увеличивается от величины 0.05 А/Вт до величины ~ 0.8 А/Вт, т.е. фактически до величины фоточувствительности идеального фотоприемника (0.76 А/Вт). Согласно теории [11], параметрическое усиление первичного фототока происходит из-за модуляции биполярной подвижности. Поскольку база исследуемого инжекционного фотодиода является высокоомным, сильно компенсированным p -CdTe, “примесное” освещение, модулируя заполнение глубоких акцепторных центров, генерирует фотоэлектроны, которые изменяют разность концентраций носителей. В числителе выражения:

$$\mu = \frac{n-p \frac{dn}{dp}}{n\mu_n + p\mu_p} \mu_n \mu_p \quad (3)$$

стоит величина, зависящая от разности концентраций носителей заряда, что, в свою очередь, приводит к модуляции биполярной дрейфовой подвижности μ , приводящей к сильному изменению концентрации носителей заряда из контактов. Из данного участка попытаемся определить изменение биполярной подвижности в зависимости от изменения тока. Для этого определяем значение коэффициента фотоэлектрического усиления инжекционного фотодиода для конца первого квадратичного участка, подставляя величину токовой чувствительности инжекционного фотодиода и аналогичного фоторезистора в выражении при напряжении $V=0.4$ В (см. рис. 2b). При этом получаем, что величина $K=4.5$. В то же время коэффициент фотоэлектрического усиления инжекционного диода, согласно теории [11] равен ($K=\tau_n/t_n$). Отсюда следует, что $4.5t_n=\tau_n$ или

$$\mu = \frac{4.5L^2}{V\tau_n} \quad (4)$$

Затем подставляя в формулу (4) значения: $L=10$ мкм-толщина базы диода, $V=0.4$ В и $\tau_n \approx 3 \cdot 10^{-9}$ с, получаем, что $\mu \approx 3.7 \cdot 10^2$ см²·В⁻¹·с⁻¹. Величину τ_n определяли двумя способами: 1) Из квадратичного участка световой вольтамперной характеристики по закону Ламперта ([14]) и при этом получено, что $\tau_n \approx 2.5 \cdot 10^{-8}$ с. 2) По релаксации неравновесных носителей тока при малом уровне возбуждения как в отсутствие напряжения, так и при различных приложенных напряжениях [1]. Неравновесные носители возбуждались электрическим сигналом, который подавался с генератора калиброванных импульсов Г5-55 П-образного вида с амплитудой 60-80 мВ и длительностью 100-200 мкс. Крутизна таких импульсов составляла не более $2 \cdot 10^{-9}$ с, скважность не менее $5 \cdot 10^{-4}$ с.

Релаксационная кривая для концентрации переменных неравновесных электронов при различных напряжениях описывается экспоненциальной зависимостью вида

$$\Delta n = n_1 e^{-t/\tau}, \quad (5)$$

где t -время, τ -постоянная времени релаксации. По зависимости (5) было определено значение постоянной времени: $\tau_1 \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ - в отсутствие напряжения, $\tau_2 \approx 10^{-7} \text{ s}$ при постоянном напряжении $V=1.2 \text{ В}$ -соответствующем концу участка резкого роста тока.

Как видно из рис. 2а, участок ВАХ, описываемый законом Ламперта, сменяется участком резкого роста тока, в котором рекомбинация неравновесных носителей происходят через сложные комплексы, внутри которых происходит электронный обмен, в результате этого рекомбинационный процесс замедляется по времени, как будто увеличивается величина времени жизни неосновных носителей заряда. По-видимому, такое изменение в рекомбинационном процессе приводит к резкому возрастанию значения токовой чувствительности на участке резкого роста тока при “примесном” освещении. Чтобы окончательно убедиться в этом, проведем следующую оценку. Для этого сначала определим токовую чувствительность инжекционного фотоприемника и фоторезистора, а затем, взяв их соотношение находим коэффициент инжекционного усиления фотоприемника $K \approx 290$. Зная, что K , свою очередь равен τ_n/t_n , окончательно напомним

$$K \approx 290 = \tau_n/t_n. \quad (6)$$

После этого, подставляя в (6) значение $\tau_n \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ s}$, определенное по кривой релаксации при $V=1.2 \text{ В}$, находим, что величина дрейфовой подвижности в конце участка резкого роста тока световой вольтамперной характеристики равна $\sim 8 \cdot 10^2 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Отсюда следует, что на этом участке световой ВАХ инжекционное усиление фотоприемника в основном обеспечивается за счет роста инерционности фотоприемника, т.е. за счет протекание рекомбинационных процессов через сложные комплексы, внутри которых происходит электронный обмен, в результате чего задерживаются неравновесные носители и растет инерционность. Как известно, на четвертом участке световой ВАХ, согласно теории [15], скорость рекомбинации, происходящая через сложные комплексы, выходит на насыщение; следовательно, временные характеристики фотоприемника остаются постоянными и рост инжекционного усиления фотоприемника обеспечивается только за счет роста скорости биполярного дрейфа. Проведенные оценки показывают, что рост скорости биполярного дрейфа на этом участке обеспечивается только за счет роста поля.

Таким образом, исследование зависимости спектрального распределения фоточувствительности от уровня инжекции при больших напряжениях смещения показывает, что спектральная чувствительность достигает значения $S_\lambda = 4.3 \cdot 10^4 \text{ А/Вт}$ при освещении “примесным” светом с $\lambda = 950 \text{ нм}$ и при $V = 7 \text{ В}$. Установлено, что при освещении структуру “примесным” светом реализуется механизм параметрического усиления (ПУ).

1. Mirsagatov Sh.A., Uteniyazov A.K., Achilov A.S. Mechanism of Current Transport in Schottky Barrier Diodes Based on Coarse-Grained CdTe Films. Physics of the Solid State. 2012, vol. 54, no. 9, pp. 1643-1654.
2. Ш.А.Мирсагатов, С.А. Музафарова, М.С. Баиев, А.С. Ачилов. Исследование реального строения диода с барьером Шоттки Al-p-CdTe. // Узбекский физический журнал. 2010, №12, С. 154-160.
3. А.С. Ачилов, Б.Н. Заверюхин, М.У. Каланов, В.М. Рустамова. Рентгеновские исследования структуры нового типа A2B6 приемника электромагнитного излучения. // Доклады Академии наук РУз., 2014, №2.– С. 24-26.
4. Утениязов А.К., Исмаилов К.А. Спектральное распределение фоточувствительности структуры Al-Al2O3-p-CdTe-Mo. // Доклады Академии наук РУз., 2018, № 5, С. 27-31.
5. Викулин И.М., Курмашев Ш.Д., Стафеев В.И. Инжекционные фотоприемники. // ФТТ, 2008, том 42, вып. 1, С.113-126.
6. Стафеев В.И. Фотоприемники ИК диапазона на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, на примесных полупроводниках (Ge и Si) и УФ диапазона на основе соединений A2B5. 35 лет работы в НИИ прикладной физики (1970-2005). М.: Орион, 2008, 103 с.

7. Стафеев В.И. Электронные приборы на основе полуизоляторов. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2007, № 5. С.3-13.
 8. Утениязов А.К. Фотоэлектрическое инжекционное усиление структуры Al–Al₂O₃–p–CdTe–Mo при подаче малых напряжений смещения. International Scientific and Practical Conference “Solar Energy: Priority Sciences and Development Trends”, Tashkent-2019. стр. 14.
 9. Мирсагатов Ш.А., Утениязов А.К. Влияние толщины базы на параметры рекомбинационных постоянных в структуре Al-p–CdTe–Mo. // Доклады Академии наук РУз., 2017, № 2. -С. 17-21.
 10. Осипов В., Стафеев В.И. К теории “длинных” диодов с отрицательным сопротивлением. // ФТП, 1967, том 1, вып. 12, С. 1795-1804.
 11. Гарин Б.М., Стафеев В.И. Сб. трудов МФТИ. Сер. Радиотехника и электроника. М.: Изд-во МФТИ, 1973, вып. 2. с. 88.
 12. Bube R. Photoconductivity of solids // J. Wiley and Sons. Inc., N.Y. – London, 1960.
 13. Sh. Kurmashev, V. Stafeev, I. Vikulin. Proc. SPIE, 3182, 59 (1997).
 14. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. //–М.: Мир, 1978, 210 с.
 15. Лейдерман А.Ю., Минбаева М.К. Механизм быстрого роста прямого тока в полупроводниковых диодных структурах. // ФТП, 1996, том 30, вып.11. –С. 1729-1738.
-