

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТОКОПЕРЕНОСА НА ГРАНИЦАХ РАЗДЕЛА И В ОБЪЕМЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР С ЦЕЛЬЮ СОЗДАНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ И РЕНТГЕНОВСКИХ СЕНСОРОВ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Разработана модель, позволяющая с единых позиций объяснить явления, связанные с токопереносом в области пространственного заряда гетероперехода CdS—Cu<sub>2</sub>S, причем установлено, что существенную роль в таком токопереносе играет туннельно-прыжковая проводимость по состояниям в запрещенной зоне CdS с последующей рекомбинацией носителей на состояниях границы раздела. На базе неидеальной тонкопленочной гетероструктуры создан сенсор изображения с внутренним усилением, эффективно работающий в оптическом и рентгеновском диапазонах.

Исследования фотоэлектрических свойств неидеальных полупроводниковых барьерных структур показали, что описание процессов генерации и токопереноса в них является непростой задачей, так как использование только термоэмиссионных моделей, разработанных для гомо- и гетеропереходов не позволяет интерпретировать все явления, наблюдаемые в таких структурах. Разнообразие протекающих процессов связано с такой характерной особенностью неидеальных гетеропереходов как наличие высокой плотности состояний на границе раздела (из-за несоответствия постоянных решеток материалов, составляющих гетеропару) и в барьерной области. Создание модели, позволяющей с единых позиций объяснить явления, связанные с токопереносом в таких структурах, может иметь как теоретический так и практический интерес. Является важным объяснение таких особенностей неидеального гетероперехода как небольшое значение наблюдаемого напряжения холостого хода ( $\mathcal{E}/_{xx}$ ), большой коэффициент неидеальности вольтамперной характеристики (ВАХ), низкое дифференциальное сопротивление при малых смещениях и другие явления. Вместе с тем установлено, что некоторые эффекты, снижающие КПД неидеальной гетероструктуры, как фотообразование (например, рекомбинация носителей на поверхностных центрах гетерограницы) могут быть использованы для создания эффективных оптических и рентгеновских сенсоров изображения [1—4].

В качестве модельного материала для исследования эффектов, наблюдаемых в неидеальных гетеропереходах, которые могут быть использованы для создания оптических сенсоров изображения мы выбрали гетеропару CdS—Cu<sub>2</sub>S, технология получения которой хорошо известна. Для уточнения механизма переноса носителей через

область пространственного заряда (ОПЗ) такого гетероперехода были проведены исследования его основных фотоэлектрических характеристик. Установлено, что ВАХ гетероперехода условно могут быть разделены на два типа: с большим и малым дифференциальным сопротивлением при  $U=0$ , причем проведенные емкостные измерения показывают, что для последних характерна более высокая емкость, а, следовательно, меньшая ширина барьера. Это согласуется с предположением о туннельном механизме переноса в ОПЗ. Туннельными токами утечки может объясняться и относительно низкие значения наблюдаемого  $t/_{xx}$ , а также наблюдаемый различный для двух типов гетеропереходов характер зависимости напряжения холостого хода от интенсивности белого света.

Важной характеристикой гетероперехода, определяющей его область применения, является спектральное распределение чувствительности. Установлено, что спектральные зависимости фототоклика гетероструктуры CdS—Cu<sub>2</sub>S во многом определяются процессами, происходящими в ОПЗ, хотя основное поглощение света и генерация носителей происходит в сульфиде меди.

Параметром, определяющим эффективность сбора носителей, является диффузионная длина основных носителей в материале, где происходит основное поглощение света. Для гетероперехода CdS наиболее существенной является величина диффузионной длины для электронов  $L_n$  в Cu<sub>2</sub>S. Для определения диффузионной длины основных носителей в сульфиде меди по спектральной зависимости фототока необходимо обеспечить постоянные условия их сбора независимо от длины волны фотовозбуждения. Такие условия можно обеспечить сильной дополнительной подсветкой из области собственного поглощения суль-

фида кадмия. Полученные величины  $L_n$  для разных образцов составляли 0,2—0,4 мкм.

В связи с предположением о туннельном характере токопереноса особенно интересным представляется исследование проводимости барьерной области от ее ширины. Установлено, что как на постоянном, так и на переменном ( $f = 20$  кГц) токе проводимость гетероструктуры CdS—Cu<sub>2</sub>S растет по закону близкому к линейному при уменьшении ширины барьера (которую можно эффективно менять светом из области собственного поглощения сульфида кадмия) при неизменной его высоте, то есть в режиме тока короткого замыкания.

Для уточнения механизма переноса были подробно исследованы температурные и частотные зависимости проводимости гетероперехода CdS—Cu<sub>2</sub>S. Установлено, что экспериментально измеренную зависимость удельной проводимости  $s$  на постоянном токе можно удовлетворительно описать формулой:

$$a = a_0 \exp[-(T/T_0)^n], \quad (1)$$

где  $a_0$  и  $T_0$  — константы. Частотная зависимость вещественной части проводимости, измеренная в интервале 1—200 кГц хорошо аппроксимируется выражением:

$$\operatorname{Re} \sigma(\omega) = \gamma \omega(0) + A \omega \quad (2)$$

где  $A$  — константа, а  $\sigma = 0,8$ . Формулы (1) и (2) характерны для туннельно-прыжковой проводимости Мотта поэтому мы предполагаем, что процессы переноса носителей через ОПЗ и их рекомбинация на гетерогранице можно описать с позиции теории прыжковой проводимости. Необходимо отметить, что для барьерных структур концентрация свободных носителей, определяющая термоактивационный ток при небольших смещениях ( $U \ll J$ ), крайне мала, что делает прыжковую проводимость определяющей даже при достаточно высоких температурах.

О туннельно-прыжковом характере проводимости неидеальной гетероструктуры CdS—Cu<sub>2</sub>S свидетельствует ряд описанных выше экспериментальных фактов, однако этот гетеропереход составляют кристаллические материалы, а прыжковая проводимость реализуется лишь при наличии значительной концентрации центров в запрещенной зоне, по которым происходит перенос, что характерно для некристаллических веществ. Тем не менее, существенное различие в постоянных решетках у материалов, составляющих этот переход приводит к образованию в значительном количестве дефектов переходной области. Эти дефекты, имея особенно большую концентрацию в узком приконтактном слое, образуют здесь область с нарушением дальнего порядка. При концентрации дефектов  $10^8$ — $10^{21}$  см<sup>-3</sup> нарушения трансляционной симметрии приводят к размыванию краев зон и к появлению отличной от нуля нерперывной

плотности состояний  $N(E)$  в ОПЗ, по которым может осуществляться токоперенос во всей запрещенной зоне так, как это происходит в аморфных полупроводниках.

В рассматриваемой структуре проводимость обусловлена преимущественно движением электронов вдоль уровня Ферми, то есть реализуется токоперенос с переменной длиной прыжка, причем проводимость при не слишком резко меняющемся уровне Ферми носит омический характер. При таком токопереносе в существенно неоднородной структуре удельная проводимость есть функция координаты  $x$ . Тогда ток через барьер  $J = \int v_j j dx$ .

$$J = \int (J/a(x)) dx, \quad (3)$$

где  $U$  — падение напряжения в ОПЗ гетероперехода,  $a$  — ширина ОПЗ,  $\sigma(x)$  — удельная проводимость, зависящая от таких параметров, как концентрация и локализация состояний по которым происходит перенос и наиболее вероятная длина прыжка вблизи уровня Ферми в точке  $x$ . Для каждой точки ОПЗ эти параметры определяются энергетическим расстоянием от дна  $S$ -зоны до уровня Ферми.

Нами были получены семейства ВАХ гетероперехода рассчитанные для различных температур и разных концентраций локализованных состояний в запрещенной зоне. Расчеты показывают, что при изменении температуры наклон ВАХ не меняется. Эта характерная особенность наблюдалась при экспериментальном исследовании гетероперехода CdS—Cu<sub>2</sub>S и представляла собой существенное затруднение при описании ВАХ этой структуры с помощью моделей, предполагающих в ней термоэмиссионный механизм переноса. ВАХ, построенные в полулогарифмическом масштабе хорошо спрямляются на достаточно большом участке (0,2—0,8 В), следовательно, их можно характеризовать таким параметром как коэффициент неидеальности, который для кривых, рассчитанных при различных значениях концентрации локализованных состояний остается приблизительно одинаковым и составляет  $\gamma \sim 16$  (для  $T = 300$  К). В то же время, абсолютное значение тока сильно зависит от концентрации состояний, по которым происходит перенос и при  $N \sim 10^{27}$  м<sup>-3</sup> составляет 0,5 мА при  $U = 0,2$  В. Как и высокий коэффициент неидеальности такое значение весьма характерно для гетеропереходов CdS—Cu<sub>2</sub>S.

Расчетные температурные характеристики, как и экспериментальные, спрямляются в характерных Моттовских координатах, а построенные в координатах Аррениуса при аппроксимации на небольших участках прямыми линиями дает энергию активации 0,012—0,063 эВ (при разных концентрациях локализованных состояний), что очень характерно для исследуемого гетероперехода.

При туннельном переносе в барьерной структуре на протекающий ток может существенно влиять процесс рекомбинации носителей (движущихся по локализованным состояниям) на границе раздела. Действительно, скорость поверхностной рекомбинации на гетерогранице определяется выражением  $S_f = a_r N_s \sigma$  ( $\sigma$ , и  $N_s$  — сечение захвата и поверхностная концентрация центров рекомбинации на границе раздела, и — средняя скорость теплового движения электронов). В нашем случае имеет место перемещение носителей к границе раздела за счет прыжков между локализованными состояниями с вероятностью  $W_w$  в качестве и следует использовать величину  $\sigma' = R'h$  — время нахождения носителя на центре,  $R'$  — наиболее вероятная длина прыжка). Расчеты показывают, что обычно скорость  $\sigma'$  составляет величину порядка 10 см/с, в то время как для свободных электронов  $\sigma \sim 10^7$  см/с. В таких условиях граница раздела существенно ограничивает протекающий ток и здесь падает часть приложенного напряжения  $U_r$ .

Нами были рассчитаны ВАХ, определяемые исключительно процессом рекомбинации на границе раздела (то есть в предположении, что  $U = U_r$ ). Для них характерна линейная зависимость тока от поверхностной концентрации центров рекомбинации и существенно меньший коэффициент неидеальности, чем для рассмотренного ранее случая ограничения тока только процессом туннельно-прыжкового переноса в ОПЗ.

В реальной системе, очевидно, реализуется наиболее общий случай, когда протекающий ток одновременно ограничивает туннельно-прыжковая проводимость  $G_a$  области пространственного заряда и эффективная рекомбинационная проводимость  $G_r$  гетерограницы. В этом случае как в области пространственного заряда, так и на границе раздела будет падать только часть ( $U_0$  и  $U_r$ , соответственно) приложенного к гетеропереходу внешнего смещения  $U$ , причем соотношение  $U_0/U_a$  может существенно зависеть от величины  $U$  и от других параметров. В силу закона непрерывности должно выполняться равенство туннельно-прыжкового и рекомбинационного токов. Сделанные для этого случая расчеты дают хорошее согласие (при подборе соответствующих параметров, определяющих перенос и рекомбинацию) практически со всеми экспериментально наблюдаемыми в гетеропереходе CdS—Cu<sub>2</sub>S ВАХ и температурными зависимостями тока.

Все приведенные расчеты были сделаны для предположения о линейном ходе уровня Ферми в ОПЗ. В то же время следует иметь в виду, что его истинное положение зависит от величины туннельно-прыжковой проводимости в барьерной области, которая, в свою очередь, определяется ходом уровня Ферми. Поэтому, задача определения проводимости гетероперехода и точного положения уровня Ферми в его ОПЗ сводится к решению ин-

тегрального уравнения. Решение, как и ранее, было найдено для двух случаев — бесконечно большой и конечной скорости рекомбинации на гетерогранице. Полученные ВАХ свидетельствуют о хорошем их согласии с экспериментальными кривыми. Показано, что точный учет хода уровня Ферми особенно важен при рассмотрении предельного случая ограничения тока исключительно процессами переноса в ОПЗ.

Нами также был проведен расчет модели переноса в ОПЗ неидеального гетероперехода при освещении. Для определения проводимости ОПЗ необходимо задать ход потенциального барьера  $\phi(x)$  и затем решить интегральное уравнение для определения хода уровня Ферми в ОПЗ и протекающего тока. Для неосвещенного гетероперехода  $\phi(x)$  задавалась известной квадратичной формулой. При освещении гетероперехода генерированные в широкозонном CdS неосновные носители (дырки) захватываются в ОПЗ на присутствующие там ловушки, причем концентрация захваченного заряда непостоянна вдоль оси  $x$  и максимальна вблизи гетерограницы. Это приводит к уменьшению ширины барьера и отклонению формы  $\phi(x)$  от квадратичной, что существенно влияет на туннельный токоперенос. Рост напряженности поля у гетерограницы приводит также к уменьшению количества носителей (генерированных в более узкозонном сульфиде кадмия), рекомбинирующих на состояниях границы раздела [5, 6].

При вычислении ВАХ освещенного гетероперехода вначале был рассмотрен случай ограничения тока только процессом переноса в ОПЗ. Для таких вольтамперных характеристик характерна сильная зависимость от освещенности дифференциального сопротивления (особенно при  $U = 0$ ), коэффициента выпрямления и коэффициента неидеальности. Световые вольтамперные характеристики такого типа наблюдались экспериментально у многих тонкопленочных гетеропереходов CdS—Cu<sub>2</sub>S.

Если скорость поверхностной рекомбинации вносит ограничения в протекающий ток, то для ВАХ характерны более высокое дифференциальное сопротивление при малых смещениях ( $U < 0,3$  В), его слабая зависимость от фотоемкости и относительно малый коэффициент неидеальности, гораздо слабее зависящий от освещенности. Коэффициент выпрямления здесь значительно выше, чем для случая  $N_s \sigma_s \rightarrow \infty$  и слабо зависит от условий освещения. Это связано с тем, что для малых смещений ( $U < 0,3$  В) при различных значениях освещенности ток контролируется, в основном, процессом рекомбинации на гетерогранице, скорость которой от профиля барьера, непосредственно не зависит.

Таким образом, вольтамперные характеристики неидеального гетероперехода при различных условиях освещения существенно отличаются от темновой ВАХ, однако ограничение тока процес-

сами рекомбинации на границе раздела может сильно уменьшить это отличие.

Нами было подробно изучено влияние туннельно-прыжкового переноса на ЭДС холостого хода неидеального гетероперехода. Это достигалось введением в уравнение описывающее для освещенного образца поток фотогенерированных носителей из  $\text{Cu}_2\text{S}$  в  $\text{CdS}$  и обратный поток из  $\text{CdS}$  в  $\text{Cu}_2\text{S}$  через потенциальный барьер (при отсутствии тока во внешней цепи) дополнительных туннельно-рекомбинационных токов, зависящих от ширины и профиля барьера. Это позволило найти  $t_{\text{xx}}$  гетероперехода при разных интенсивностях двух подсветок (длинноволновой, генерирующей носители только в  $\text{Cu}_2\text{S}$  и не влияющей на форму барьера и коротковолновой, поглощающей в сульфиде кадмия и определяющей вид  $\text{sr}(x)$ ). Также был проведен расчет  $C_{\text{xx}}$  для белого света, генерирующего носители в  $\text{CdS}$  и  $\text{Cu}_2\text{S}$  одновременно. Зависимость  $U_{\text{xx}}(L)$  ( $L$  — интенсивность белого света) может иметь небольшой максимум, который возникает только при очень большой скорости рекомбинации на гетерогранице (ток контролирует только ОПЗ). Такие зависимости наблюдались экспериментально, но до сих пор не находили удовлетворительного количественного описания. Для меньшей скорости поверхностной рекомбинации влияние ширины барьера на прыжковый перенос в ОПЗ меньше и в этом случае участок падения  $U_{\text{xx}}$  не наблюдается. Вместе с тем, имеет место существенное ограничение роста ЭДС холостого хода и стремление этой величины к насыщению, что и наблюдается экспериментально.

Использование эффекта рекомбинации генерированных в  $\text{Cu}_2\text{S}$  носителей на гетерогранице делает возможным применение гетероперехода  $\text{CdS}-\text{Cu}_2\text{S}$  для получения преобразователя оптического изображения в электрический сигнал с внутренним усилением.

Если со стороны слоя  $\text{CdS}$  на поверхности фотоприемника создать оптическое изображение, то величина рекомбинационных потерь на гетерогранице будет обратно пропорциональна освещенности в данной точке. Рекомбинационные потери электронов, движущихся из  $\text{Cu}_2\text{S}$  через гетерограницу уменьшаются, так как возрастает напряженность контактного (встроенного) поля и электроны быстрее проходят границу, не успевая рекомбинировать на ней. Если теперь сканировать поверхность фотоприемника длинноволновым светом, то ток короткого замыкания будет пропорционален освещенности той точки, куда попадает длинноволновой световой зонд. Таким образом может быть сформирован видеосигнал.

Изготовленный нами преобразователь оптического изображения в электрический сигнал имел размеры  $5 \times 5$  см, достаточно высокую чувствительность. Проведенные испытания свидетельствуют, что преобразователь обеспечивает передачу

изображения. Устройство может быть использовано для регистрации слабых оптических изображений с последующей записью их элементов в память ЭВМ с возможной коррекцией фоточувствительности.

Исследовалась также возможность получения оптического изображения в рентгеновских лучах. Известно, что действие рентгеновских лучей, подобно видимым, приводит к появлению неравновесных носителей, что может быть также использовано для получения изображений в рентгеновских лучах. В этом случае, как и ранее, изображение фактически формируется неравновесным положительным зарядом, захваченным на дырочные ловушки в ОПЗ сульфида кадмия. Поэтому есть основания предполагать, что оно будет иметь такие же свойства, как и полученные в видимом диапазоне спектра. Вместе с тем известно, что действующие датчики рентгеновского излучения имеют толщину чувствительного поглощающего слоя не  $\text{MCHC}100$  см. В то же время следует иметь в виду, что элемент кадмий эффективно поглощает рентгеновские лучи. Однако, толщина слоя сульфида кадмия, полученного методом электрогидродинамического распыления, составляет не более 10 нм, поэтому вопрос об использовании данного преобразователя в рентгеновском диапазоне оставался открытым. Для выяснения этого вопроса в качестве источника излучения использовалась медицинская установка, дающая мягкое рентгеновское излучение. Доза, получаемая при помощи такой установки, составляет не более 100 миллирентген. В качестве тест-объекта, частично экранирующего рентгеновское излучение, мы использовали поглощающий клин, составленный из тонких алюминиевых пластинок, толщиной 100 нм каждая. После экспозиции образец был подвергнут сканированию, причем на полученном изображении была четко видна тень от клина с возрастающей плотностью, что свидетельствует о принципиальной возможности регистрации рентгеновских изображений.

## Литература

1. Borschak V., Golovanov V., Slankova E., Smyntyna V., Zatovskaya N. Conversion of Images to the Electric Signal by Solid-State Sensor The Proc. IV-th NEXUSPAN Workshop on Sensors for Control of Irradiation, Odessa, Ukraine, May 30—31, 1997.
2. Borschak V., Golovanov V., Slankova E., Zatovskaya N. Novel Image Sensor for visible and X-ray Spectra. EUROSENSORS XI, conf, Warsaw, Poland, September 21—24, 1997.
3. Куталова М. И., Затовская Н. П., Сагайдак О. Л., Борцак В. А., Виноградов М. С., Голованов В. В. Преобразователь оптического и рентгеновского изображения в электрический сигнал, Перспектива XXI, Региональная научно-техническая выставка ВУЗов г. Одессы, 12—14 сент. 1997 г. — Одесса. — С. 11—12.

4. Борщак В. А., Затовская Н. П., Куталова М. И. Сенсор нового типа для регистрации оптического изображения // Фотозлектроника. — 1999. — Вып. 8. — С. 89—90.
5. Vassilevski D. L., Borschak V. A., Victor P. A., Vinogradov M. S., Zatovskaia N. P. A Novel, heterojunction based, low illumination image sensor, with applications to astronomy // Sensors and Actuators. — A 45. — [1994. — P. 191—193.
6. Vassilevski D. V., Borschak V. A., Vinogradov M. S. Influence of tunnel effects on the kinetics of the photocapacitance in nonideal heterojunctions // Solid-State Electronics. — 1994. — Vol. 37, No. 9. — P. 1680—1682.