

## МОДЕЛЬ МЕЖЗЕРЕННОЙ ГРАНИЦЫ В *p-n*-СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Л.О. Олимов

Андижанский государственный университет им. З.М. Бабура  
Узбекистан

Поступила в редакцию 30.04.2010

В работе экспериментально исследованы влияния межзеренных границ (МЗГ) на дрейф носителей заряда в объеме поликристаллического кремния (ПК) и *p-n*-структур на их основе. Предложена модель *p-n*-перехода в области МЗГ ПК *p-n*-структур. Предложенные метод и модель *p-n*-перехода в МЗГ. Полученные результаты представляют существенный интерес при исследованиях поликристаллических полупроводниковых *p-n*-структур.

**Ключевые слова:** межзеренные границы, микроструктура, термоэлектронная эмиссия, высота потенциального барьера, захват и эмиссия носителя заряда, рекомбинационные уровни, модель *p-n*-перехода, *p-n*-структура.

У роботі експериментально досліджені впливи міжзернових границь (МЗГ) на дрейф носіїв заряду в об'ємі полікристалічного кремнію (ПК) і *p-n*-структур на їхній основі. Запропоновано модель *p-n*-переходу в області МЗГ ПК *p-n*-структур. Запропоновані метод і модель *p-n*-переходу в МЗГ. Отримані результати становлять істотний інтерес при дослідженнях полікристалічних напівпровідникових *p-n*-структур.

**Ключові слова:** міжзернові границі, микроструктура, термоелектронна емісія, висота потенційного бар'єра, захоплення та емісія носія заряду, рекомбінаційні рівні, модель *p-n*-переходу, *p-n*-структура.

We experimentally investigated the influence of inter-grain boundaries on the drift of charge carriers in the volume of polycrystalline silicon (PC) and *p-n*-structures based on them. A model of *p-n*-junction in IGBs PC *p-n*-structures. The proposed method and model *p-n*-junction in the intergrain boundaries, and the results represent a significant interest in studies of polycrystalline semiconductor *p-n*-structures.

**Keywords:** grain boundaries, microstructure, thermionic emission, the potential barrier height, the capture and emission of charge carriers, recombination rates, the model *p-n*-junction, *p-n*-structure.

Межзеренные границы (МЗГ) в структурах для солнечных элементов (СЭ), изготовленных из поликристаллического кремния (ПК), являются центрами скопления дефектов. Легирующие или остаточные примеси исходного сырья, создают локализованные зарядовые состояния (рекомбинационные центры), что уменьшает К.П.Д. при преобразовании солнечной энергии, [1 – 7]. Вариации температуры при технологических обработках и эксплуатации готовых полупроводниковых приборов и СЭ могут привести к существенному изменению уровня заполнения зарядовых состояний на МЗГ, а также к изменению электрофизических и фотоэлектрических свойств этих приборов. Количественная оценка вклада влияния МЗГ на потери

носителей заряда (НЗ) остается нерешенной задачей. В связи с этим представляет интерес к исследованию процессов протекающих в области МЗГ.

Существует ряд методов для определения электронных свойств, а также модели для объяснения переноса заряда в МЗГ, из которых модель термоэлектронной эмиссии [1] является наиболее привлекательной. Модель позволяет получить информацию в широком интервале энергий, особенно, если используются образцы *p*- и *n*-типов (рис. 2) [1]. Эффективность модели базируется на объяснениях характеристик переноса НЗ либо через МЗГ в пленках с зернами малого размера, либо через единичную границу в бикристалле.

Принципиальная новизна нашего подхода заключается в применении и объяснении, в рамках модели термоэлектронной эмиссии [1], переноса НЗ в МЗГ (рис. 1, 2), выборе в качестве объекта исследования пластин ПК (рис. 1а) и структур с *p-n*-переходом (рис. 1б), выполненным на этих пластинах при повышенных температурах.

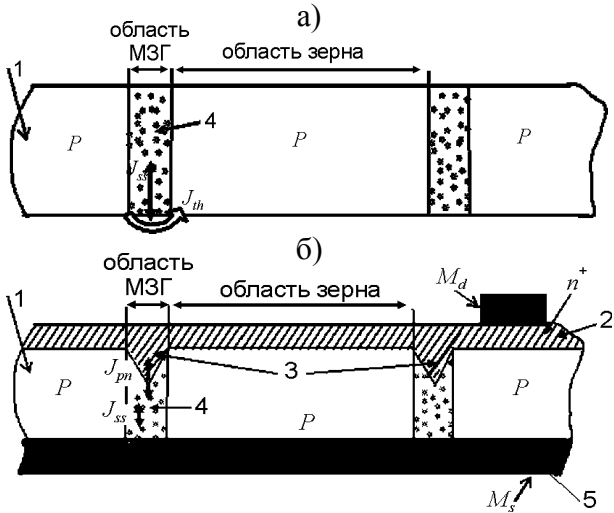


Рис. 1. Упрощенная схема части образцов: а) – для ПК *p*-типа и б) – для ПК *n<sup>+</sup>-p*-структуры. 1 – зерна ПК *p*-типа; 2 – *n<sup>+</sup>* диффузионный слой (фосфор); 3 – диффузия фосфора по границам зерен; 4 – области границ зерен, точки обозначают рекомбинационные центры в двух контактирующих зерен; 5 – омические сеточный,  $M_d$ , фронтальный и сплошной,  $M_s$ , тыльный контакты.

Пластины изготовлены из литого ПК *p*-типа проводимости, с удельным сопротивлением  $\rho \sim 1$  Ом·см и размерами зерен  $\sim 100 \div 300$  мкм [8]. Образцы представлены собой полированные пластины толщиной  $\sim 300$  мкм и размером  $1 \times 1$  см<sup>2</sup> (см. рис. 1а). На аналогичном материале изготавливали также *p-n*-структуры, т.е. *p-n*-переход создавали диффузией фосфора при  $T \sim 1100$  °С с глубиной залегания  $\sim 1 - 2$  мкм (см. рис. 1б). Для измерения удельного сопротивления ( $\rho$ ) вели с использованием модернизированного четырехзондового и Ван-дер-Пау методов. Измерения проводились в полуавтоматическом режиме непосредственно на нагреваемых образцах, как при подъеме температуры от 20 до 300°С, так и на этапе ее снижения.

На рис. 1а зерна ПК схематично изображены прямоугольниками (область *P*), разделенными границами зерен (область 4). Здесь точки являются рекомбинационными центра-

ми, образующими дополнительные барьеры непосредственно на МЗГ, что связано, как показано на рис. 2а, б, с сегрегацией примесей [1 – 5, 8 – 11], при формировании ПК.

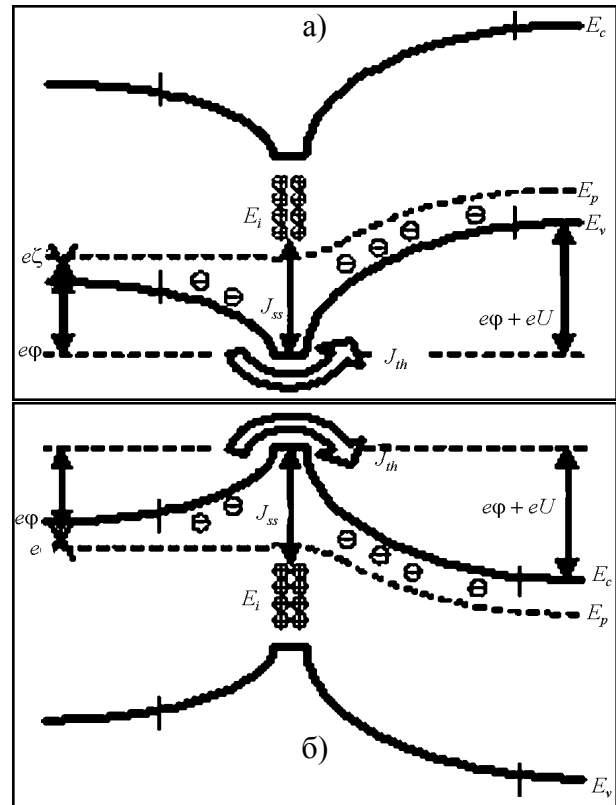


Рис. 2. Зонная диаграмма заряженной МЗГ в ПК: а) – для ПК *p*-типа и б) – для ПК *n*-типа.

Известно, что по модели термоэлектронной эмиссии зонная диаграмма заряженной МЗГ можно представить в виде как показано рис. 2, соответственно а) – для *p*-типа, б) – для *n*-типа проводимости (см. работа [1]). Как показано на рис. 1, 2, эта модель предсказывает существование суммарного тока  $J_{th}$  основных носителей, текущего слева направо [1]:

$$J_{th} = A^* T^2 \exp(-\beta(\zeta + \phi))(1 - \exp(-\beta U)). \quad (1)$$

Здесь,  $\beta = e/kT$  – обратная термическая разность потенциалов,  $e$  – заряд электрона,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $A^*$  – эффективная постоянная Ричардсона,  $U$  – приложенное напряжение. Смещенный в прямом направлении (левый) барьер обозначен через  $e\phi$ , а  $e\zeta$  – зависящий от концентрации легирования уровень Ферми в кристаллических зернах.

Как показано на рис. 1а и 2а, дырки захватываются состояниями на поверхности раздела, лежащими выше уровня Ферми  $E_p$ , т.е.

в области МЗГ. Соответствующий положительный заряд компенсируется отрицательно заряженными акцепторами в области пространственного заряда. Термоэлектронная эмиссия создаёт ток  $J_{th}$ , текущий слева направо. Кроме тока  $J_{th}$  на МЗГ, есть еще и второй ток  $J_{ss}$ , показанный на рис. 1 и 2а. Этот ток  $J_{ss}$  равен разности между интенсивностями захвата и эмиссии дырок.

Ток  $J_{ss}$  тождественно равен производной по времени от связанного на поверхности раздела заряда; он вызывается изменением высоты барьера  $\delta\phi$ . На МЗГ в соответствии с процессами захвата и эмиссии дырок на поверхности раздела должна меняться ширина области пространственного заряда, чтобы сохранить полную электронейтральность [1]. А это в свою очередь влияет на всю зонную диаграмму (на рис. 2) на изменение высоты барьера  $\delta\phi$ . Между токами  $J_{ss}$  и изменением высоты барьера  $\delta\phi$  имеется обратная связь. Колебательные свойства этой обратной связи полностью определяются характеристиками ловушек, а сама связь возникает из-за изменения температуры.

Для описания переноса НЗ между двух контактирующих зерен, показанной на рис. 1 и 2, необходимо определить высоту потенциального барьера в областях МЗГ. Для определения высоты потенциального барьера по экспериментальным данным температурной зависимости удельного сопротивления исследуемых образцов использовали уравнение (2) [1]:

$$\phi \approx \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{\rho e a A^* T}{k} \right), \quad (2)$$

где  $a$  – размер зерна.

На рис. 3 приведена рассчитанная зависимость высоты потенциального барьера от температуры, как видно, наблюдается экспоненциальный рост высоты потенциального барьера, от 0,3 эВ до 0,8 эВ в интервале температур 20 ÷ 300 °С. Также определен обратный ход кривых зависимости высоты потенциального барьера от температуры, при ее росте и уменьшении.

Наблюдаемые изменения высоты потенциального барьера в зависимости от температуры можно объяснить в рамках модифици-

рованной модели Сетто [9]. Высота потенциального барьера определяется выражением:

$$\phi_B = Q_i^2 / (8\epsilon\epsilon_0 e N_G), \quad (3)$$

где  $Q_i$  – пограничный производный заряд в МЗГ.

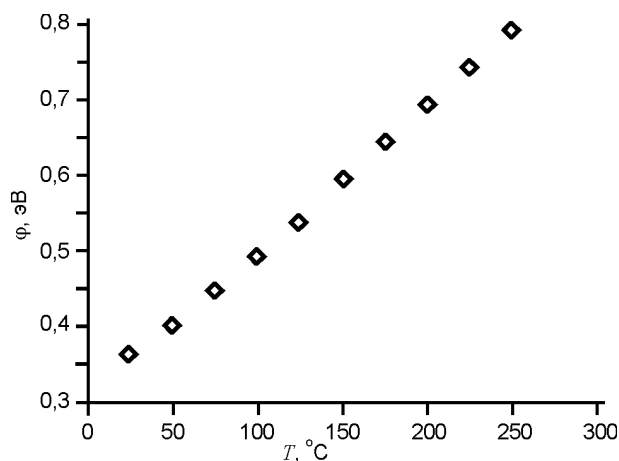


Рис. 3. Зависимости высоты потенциального барьера на МЗГ ПК получены разными способами от температуры.

Из (3) видно, что увеличение захваченного заряда  $Q_i$  на локализованных ловушках в областях МЗГ (рис. 1 и 2) приводит к увеличению высоты потенциального барьера, т.е. наблюдается рост количества захватов НЗ по сравнению с их эмиссией при повышенных температурах. Наоборот, с уменьшением температуры увеличивается количество эмиссии НЗ, чем их захватов. Этот процесс свидетельствует об обратной связи между токами  $J_{ss}$  (рис. 1 и 2) и изменением высоты барьера  $\delta\phi$ .

Но еще более важным для МЗГ является следующий факт: в обратную связь включен не только ток  $J_{ss}$ , но и  $J_{th}$  ток, возникающий в результате термоэлектронной эмиссии через барьер. Ток  $J_{th}$  весьма чувствителен к любым изменениям высоты барьера. Если изменить температуру, то возникнут захват и эмиссия НЗ, и изменение высоты барьера. Это приводит к изменению суммарного тока  $J_{th}$  (рис. 1 и 2). Тогда, полный ток можно представить в следующем виде:

$$J_{tot} = J_{th} + J_{ss}. \quad (4)$$

Из (4) видно, что полный ток связан с разностью захвата и эмиссии НЗ на поверхности МЗГ. Когда количество захватов НЗ больше, чем эмиссия, заряд движется по уровням ло-

вушек вдоль границы двух контактирующих зерен и идет рост полной проводимости ловушек, а также увеличивается высота барьера. Условно обозначим это направление тока  $J_{ss}$  знаком “минус”. Если эмиссия превалирует над захватом, то заряд движется в противоположном направлении и а направление тока  $J_{ss}$  условно можно обозначить знаком “плюс”. В первом случае  $J_{th}$  уменьшается, что приводит к уменьшению проводимости, во втором случае  $J_{th}$  ток и проводимость увеличиваются, это было экспериментально показано [4 – 7]. При увеличении температуры НЗ в приповерхностной области МЗГ интенсивно освобождаются из ловушек, и те из них, которые приобрели достаточно большую кинетическую энергию, участвуют в электропроводности, т.е. дают дополнительный вклад в общую электропроводность [4 – 7]. Часть НЗ с недостаточной кинетической энергией могут поглощаться в приповерхностной области МЗГ и тем самым, выйти из потока НЗ, что приводит к уменьшению средней концентрации носителей заряда в области МЗГ. Аналогичный механизм свойственен и для МЗГ *n*-типа (рис. 2б).

С использованием показанного механизма возникновения тока  $J_{ss}$ , появляется возможность рассмотреть процессы захвата и эмиссии НЗ в области МЗГ при нагреве или освещении *p-n*-структур.

На рис. 1б схематично изображены структуры образцов. В верхней части рис. 1б показан *p-n*-переход на фронтальной стороне ПК структуры, и отражен факт ускоренного диффузионного проникновения *n* (фосфор) примеси по границам зерен (область 3).

Из рис. 1б видно, что площадь *p-n*-перехода можно разделить на две части первая часть создана на поверхности зерна (область зерна) и вторая в области МЗГ. На основании зонной диаграммы заряженной МЗГ в ПК *p*- и *n*-типа, приведенной на рис. 1 и 2 можно представить модель зонной диаграммы *p-n*-перехода в области МЗГ, в виде изображенного на рис. 4.

На рис. 4, кроме уровня Ферми  $E_p$  показаны также уровни  $E_i$  в *p*- и *n*-областях. Как выше сказано, эти уровни являются рекомбинационными центрами, образующими допол-

нительные барьеры непосредственно на МЗГ, что связано, как показано на рис. 1а, б, с сегрегацией примесей [1 – 5, 8 – 11] при формировании ПК.

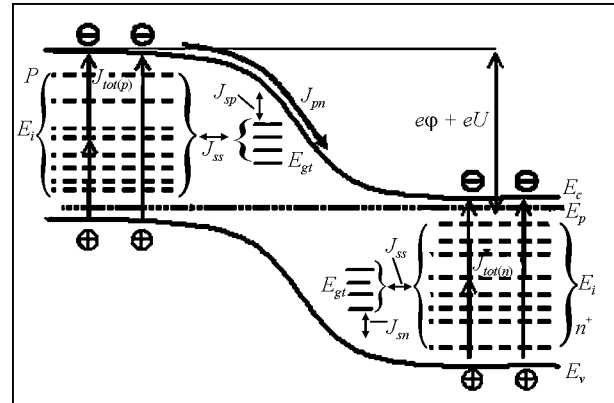


Рис. 4. Зонная модель *p-n+*-перехода. *P* и *n+* обозначает соответственно области *p* и *n+*-типа.

Переходами заряда из  $E_v$  зоны на  $E_c$  зону проявляется токи  $J_{tot(p)}$  и  $J_{tot(n)}$  соответственно в *p*- и *n*-областях (рис. 4). Следует отметить удивительное явление, что захват и эмиссия НЗ происходят не только с акцепторными и донорными уровнями  $E_{i(p)}$  и  $E_{i(n)}$ , кроме того проявляется захват и эмиссия НЗ между уровнями, т.е. сдвигается в сторону области *p-n*-перехода или наоборот. Кроме того, могут быть образования или разделения электронно-дырочных (*eh*) пар в этих уровнях. При таких условиях проявляются токи  $J_{ss(p)}$  и  $J_{ss(n)}$  соответственно, в *p*- и *n*-областях, как выше представлены, на рис. 2а, б, как возникновение тока  $J_{ss}$ , т.е. увеличения температуры приводит к увеличению токов  $J_{ss(p)}$  и  $J_{ss(n)}$ . А также, на рис. 4 показаны энергии рекомбинационных центров  $E_{gt}$  в области *p-n*-перехода. При захвате и эмиссии НЗ с поверхности образуются токи  $J_{s(p)}$  и  $J_{s(n)}$ , соответственно, в *p*- и *n*-областях, что приводит к изменению высоты барьера на *p-n*-переходе. Следует отметить, что захват и эмиссия НЗ происходят не только с поверхности *p-n*-перехода, кроме того этот процесс, т.е., захват и эмиссия НЗ происходят с акцепторными и донорными уровнями  $E_{i(p)}$  и  $E_{i(n)}$ , соответственно, в *p*- и *n*-областях (рис. 4). На наш взгляд, при таких условиях происходит скопление заряда в области *p-n*-перехода, т.е. дает дополнительно вклад в току  $J_{ss(p)}$  и  $J_{ss(n)}$ . Тогда, полный ток можно представить в следующем виде:

$$J = J_{pn} + J_{tot(pn)} + J_{ss(pn)} + J_{s(pn)}. \quad (5)$$

Из (5) видно, что полный ток связан в основном с проявляющими токами  $J_{ss(pn)}$  и  $J_{s(pn)}$  между захватом и эмиссией НЗ в рекомбинационном центре, т.е. с примесными состояниями образованных легирующих и остаточных примесей из исходного сырья. Если, эти токи меньше чем с  $J_{pn}$ , полный ток определяется с значениями  $J_{pn}$ , а если, наоборот полный ток определяется с проявляющими токами связанными с примесными состояниями. В этом процессе происходят туннелирование, и это может быть приводит к проявлению примесного термоэлектрического эффекта.

Температурные зависимости темного и фототока на  $p-n$ -структурах снимали по модернизированной нами методике ТИСЛ [12]. На этом установке, обеспечивающей возможность прецизионного сканирования светового луча с заданной длиной волны, диаметром  $\sim 100$  мкм по поверхности образца, а также прецизионного изменения его температуры. Применение тонкого светового луча (зонда) позволяло локально освещать отдельные микрообласти на поверхности ПК  $p-n$ -структур, в том числе, отдельные крупные зерна, группу мелких зерен, разделенных МЗГ, или преимущественно область межзеренных границ.

На рис. 5 приведены экспериментально полученные результаты кривые, иллюстрирующие изменение темного тока у нагреваемых ( $-\Delta-$ ) и охлаждаемых ( $-\diamond-$ ) ПК  $p-n$ -структур. Видно, что при нагреве образца, примерно начиная с температуры  $\sim 50$  °С, ток монотонно растет примерно до  $\sim 100$  °С, а затем при той же полярности наблюдается резкий рост тока, который достигает величин, в десятки раз превышающих его значение при  $\sim 20$  °С.

При остывании образцов изменение тока принципиально отличается от такового в процессе роста температуры, а именно, наличием малого пика при  $\sim 105$  °С и двух больших пиков при  $\sim 70$  °С и  $\sim 50$  °С с провалом при  $\sim 60$  °С.

По достижении  $\sim 20$  °С, а затем при новом подъеме температуры рост тока идет по той же кривой, равно как и изменение тока при новом остывании образца повторяет таковое в предыдущем цикле охлаждения.

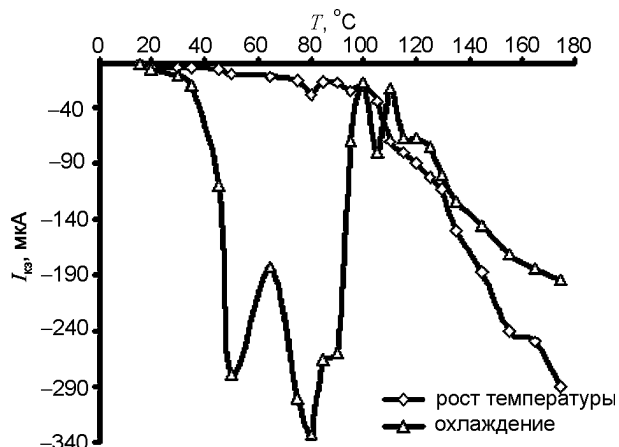


Рис. 5. Изменение темного тока ПК  $p-n$ -структуры в зависимости от температуры.

На рис. 6 сопоставлены температурные зависимости фототока, снятые при локальной засветке монохроматическим излучением с  $\lambda = 0,88$  мкм упомянутых микрообластей поверхности ПК  $p-n$ -структур в сопоставлении с результатами такой же локальной засветки поверхности монокристаллических кремниевых (МК) СЭ, имеющего при 20 °С и  $P_0 = 850$  Вт/м<sup>2</sup> КПД  $\sim 12\%$ .

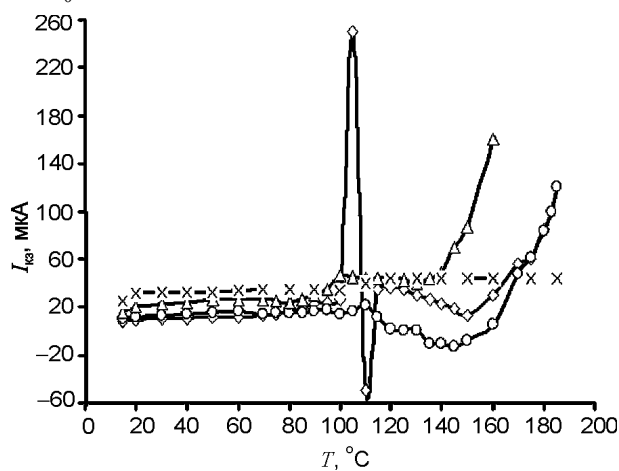


Рис. 6. Температурные зависимости тока ПК  $p-n$ -структур при локальной засветке: ( $-\times-$ ) – участка поверхности МК СЭ; ( $-\Delta-$ ) – группы мелких зерен и, соответственно, их МЗГ; ( $-o-$ ) – участка поверхности крупного зерна; ( $-\diamond-$ ) – преимущественно МЗГ, например, мест стыка 2-х – 3-х крупных зерен.

Видно, что во всем исследованном температурном диапазоне фототок у МК СЭ ( $\times$ ) слабо монотонно растет, тогда как аналогичные зависимости, снятые при локальной засветке разных микрообластей ПК  $p-n$ -структур существенно отличаются как от МК СЭ, так и друг от друга. Так, кривая, относящаяся к засветке собственно поверхности отдельных

крупных зерен ПК *p-n*-структуры (о) только до ~100 °С повторяет ход кривой, снятой на МК СЭ, а потом в диапазоне ~110 ÷ 160 °С имеет область с обратным направлением тока, затем ток вновь меняет направление и резко растет, достигая при  $T \sim 180$  °С значений, примерно в 10 раз превышающих свою величину при 20 °С и, соответственно, в ~5 раз величину тока, наблюдаемого у МК СЭ при 20 °С. Засветка микрообласти, содержащей и группу мелких зерен и их МЗГ ( $\Delta$ ), сопровождается увеличением тока в ~2 раза в диапазоне температур 80 ÷ 100 °С по сравнению с его значением при 20 °С, а затем имеет место плато от ~100 до 140 °С, переходящее в резкий подъем тока, достигающего при 160 °С величины, превышающей его значение при 20 °С почти на порядок.

Наиболее интересные особенности имеет температурная зависимость тока, снятая при локальной засветке микрообластей, относящихся преимущественно к МЗГ ( $\diamond$ ), например, мест стыка 2-х – 3-х крупных зерен. До температур ~100 °С наблюдается медленный рост тока, затем резкий пик при ~105 °С, в максимуме которого величина тока в ~20 раз выше, чем при 20 °С, затем резкое падение тока с переменной его направления, причем значение тока в провале по абсолютной величине в  $\geq 3$  раза превышает таковой при 20 °С. Дальнейшее повышение температуры сопровождается возвратом к прежнему направлению тока и примерно к его значению при 100 °С, затем величина тока плавно падает до температуры 150 °С и вновь резко растет втрое превышая, например, при 170 °С, свое значение при комнатной температуре.

Из рис. 5 и 6, а также из соотношения (5) следует, что характеристики *p-n*-перехода в ПК будут зависеть и от захвата и эмиссии НЗ в межзеренном слое при изменении температуры. Таким образом работа *p-n*-перехода в области МЗГ при нагреве или освещении связана с образованием и разделением электронно-дырочных (*eh*) пар с участием примесей. Рассмотрим следующие варианты работы такого *p-n*-перехода:

1. Если в межзеренном слое, захват превалирует над эмиссией НЗ, то токи  $J_{ss(pn)}$ ,  $J_{s(pn)}$  принимая знак минус (–), ток  $J_{tot(pn)}$  тоже при-

нимает знак (–). В этом случае суммарный ток *p-n*-перехода не только стремится к нулю и оно увеличивается с противоположными знаками, как показано на рис. 5.

2. Если, вероятности процессов захвата и эмиссии НЗ равны, то токи  $J_{ss(pn)}$ ,  $J_{s(pn)}$  и  $J_{tot(pn)}$  стремятся к нулю. В этом случае общий ток *p-n*-перехода, определяется суммой фототока и темнового тока, как показано на рис. 6 кривая (–×–).

3. В случае, когда захват меньше, чем эмиссия НЗ, токи  $J_{ss(pn)}$ ,  $J_{s(pn)}$  принимают знак плюс (+), т.е. текут в направлении противоположном первому варианту, и складываются, как показано на рис. 6 кривые (– $\Delta$ –), (–о–), (– $\diamond$ –).

При нагреве или освещении в области *p-n*-перехода образуются электронно-дырочные пары. Захват НЗ в области *p-n*-перехода приводит к увеличению акцепторных и донорных состояний в *p-n*-переходе, соответствующих уровням  $E_{gt}$  и  $E_i$  в *p*- и *n*-областях (рис. 4). Кроме того, происходит эмиссия НЗ из этих уровней, т.е. теплогенерация электронно-дырочных пар. Не обходимо указать выявленную нами закономерность, которая связана с туннелированием НЗ в области *p-n*-перехода и образованием теплогенерированных электронно-дырочных пар на уровнях  $E_{gt}$  и  $E_i$  в *p*- и *n*-областях. По нашему мнению, формирование токов может происходить по двум схемам (рис. 7):

- а) – при эмиссии электронов из уровней  $E_{gt}$  находящихся в *p*-области, если они направляются в сторону *n*-области, освобожденные уровни  $E_{gt}$  заполняются электронами, высвобожденными, в свою очередь, из уровней  $E_i$ . Аналогично, при уходе дырок из уровней  $E_{gt}$  в *n*-области, если они направляются в сторону *p*-области, уровни  $E_{gt}$  заполняются дырками, высвобожденными из уровней  $E_i$ , что приводит к увеличению прямого тока *p-n*-перехода (со знаком “плюс”);
- б) – при эмиссии электронов из уровней  $E_i$ , если они направляются в объем *p*-области, а дырки направляются в объем *n*-области, уровни  $E_i$  заполняются НЗ из уровней  $E_p$ , что приводит к увеличению тока *p-n*-перехода, в противоположном направлении, как показано на рис. 5.

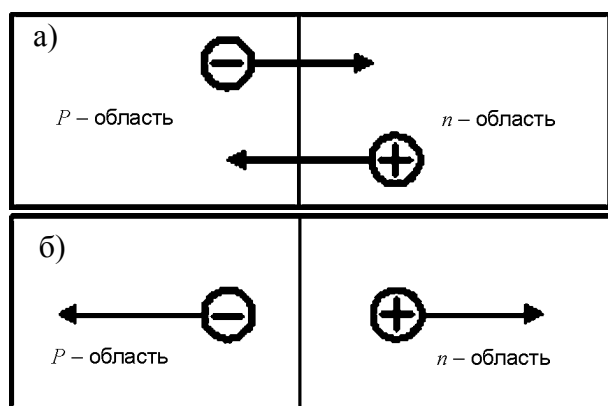


Рис. 7. Схема ход электронов  $p$ - $n$ -перехода: а) – прямое направление и б) – обратное направление электронов.

Предложенные метод и модель представляют интерес для использования при исследованиях ПК структур, например, при внешних воздействиях на них и позволяют объяснить, почему в определенных температурных диапазонах дополнительный нагрев или подсветка нагретой ПК структуры могут кардинально изменять картину протекания тока, то есть являться спусковым механизмом разряда для аккумулированного на МЗГ заряда, обусловленного примесным тепловольтаическим или примесным теплофотовольтаическим эффектами [7,13].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Поликристаллические полупроводники. Физические свойства и применения/Пер. с англ. Под ред. Харбек Г. – М.: Мир, 1989. – 344 с.
2. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 278 с.

3. Тонкие поликристаллические и аморфные пленки.: Физика и применения/Пер. с англ. Под ред. Л. Казмерски. – М.: Мир, 1983. – 304 с.
4. Олимов Л.О. Влияние межзеренных границ на перенос носителей заряда в поликристаллическом кремнии//Узбекский Физический Журнал. – 2005. – № 3. – С. 231-233.
5. Олимов Л.О. Исследование структуры и электрофизических свойств межзеренных границ поликристаллического кремния//Узбекский Физический Журнал.– 2007. – № 5-6.– С.361-364.
6. Zaynabidinov S., Aliev R., Olimov L.O.//Ukr. J. Phys. – 2006. – Vol. 51, No. 7. – P. 699-702.
7. Abdurakhmanov B., Olimov L., Saidov M.// Appl. Solar Energy. – 2008. – Vol. 44, No. 1. – P. 46-52.
8. Абдурахманов Б., Ачилов Т., Кадыров А., и др.//Гелиотехника. – 1992. – Т. 8, № 4.
9. Seto J.Y.W.//Journ. Appl. Phys. – 1975. – No. 46. – P. 5247.
10. Вавилов В.С., Киселев В.Ф., Мукашев Б.Н. Дефекты в кремнии и на его поверхности. Наука. – М.: Физматлит, 1990. – 260 с.
11. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1/Пер. с англ. – М.: Мир, – 1984. – 26 с.
12. Абдурахманов Б.М., Алиев Р., Чирва В.П., Саидов М.С., Олимов Л.О. Исследование поликристаллических структур кремния для солнечных элементов методом тока, индуцированного световым лучом//Гелиотехника. – 1996. – № 6. – С. 42-46.
13. Абдурахманов Б., Олимов Л., Саидов М. Примесный тепловольтаический эффект границ зерен поликристаллического кремниевое солнечного элемента//Гелиотехника. – 2007. – № 4. – С. 8-13.