

## ОПТИМИЗАЦИЯ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО И КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

Быков М.А.,<sup>1</sup> Слипченко Н.И.,<sup>2</sup> Зуев С.А.,<sup>3</sup> Герчио И.Ю.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Харьковский национальный университет радиоэлектроники  
61166, Харьков, пр. Ленина, 14, каф. МЭПУ, тел. (067) 743-09-96,  
E-mail: misha23b@yandex.ru;

<sup>2</sup>Харьковский национальный университет радиоэлектроники  
61166, Харьков, пр. Ленина, 14, каф. МЭПУ, тел. (057) 702-10-20,

<sup>3</sup>Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского  
95007, Симферополь, пр. Вернадского, 4, каф. Радиофизики и электроники,  
тел. (0652) 230-333.

E-mail: sa\_zuev@tnu.crimea.ua

<sup>4</sup>Национальная академия природоохранного и курортного строительства  
95050, г. Симферополь, ул. Киевская, 181 каф. ТГВ , тел. (0652) 543-008,  
E-mail: gerchio0557@mail.ru

In the given work are lead researches of various physical processes in heterostructures for the further improvement optoelectronics parameters. Researches of temperature, spectral, structural, electrophysical dependences thin films of amorphous silicon were made. The physical and mathematical model and a technique of numerical researches photocarriers current in thin films of amorphous hydrogenised silicon is described. Calculations of photocurrent dependence from film thickness are presented

Десятилетия конца XX века ознаменовались крупномасштабными достижениями в разработке, создании, оптимизации оптоэлектронных параметров и исследовании физических явлений в полупроводниковых пленках на основе аморфного гидrogenизированного кремния (a-Si:H) и в многослойных структурах на основе гетеропереходов аморфный–кристаллический кремний (a-Si:H) - (c-Si), широко используемых как материал для создания различных электронных и оптоэлектронных приборов. Пленка аморфного кремния имеет более широкий спектр поглощения чем пленка кристаллического кремния, но время жизни носителей в ней значительно ниже. В результате, вследствие наличия оборванных связей, электроны фотопроводимости быстро рекомбинируют и общая проводимость пленки аморфного кремния ниже проводимости пленки кристаллического кремния, фотогенерация в котором ниже, но время жизни носителей выше.

На фотохарактеристики аморфных полупроводниковых пленок влияет время жизни основных носителей и их подвижность. Подвижность обусловлена в первую очередь наличием примесей и режимом работы. Наличие оборванных связей с другой стороны может быть скомпенсировано процессом гидрогенизации, то есть введением специфической примеси в полупроводник.

Таким образом, представляется интересным исследование факторов, влияющих на формирование оборванных связей и возможность их компенсации, с одной стороны, и возможности вывода неравновесных электронов, возникших в результате фотогенерации из области аморфного кремния до их рекомбинации, с другой стороны.

### Основные положения модели

Решение поставленной задачи проводилось в кинетическом приближении. При описании процессов переноса носителей в аморфном кремнии использовали модель, предложенную в [2, 3], дополнив ее представлениями из [4].

Потенциал внешнего электрического поля в пленке удовлетворяет уравнению Пуассона [4] с некоторой добавкой в виде корреляционной функции случайного поля, которая имеет вид [5]:

$$\varphi_0(r) = \frac{2\pi n_1 e^4}{\varepsilon^2} n_0 \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right), \quad (2)$$

где  $r_0 = \left(\frac{4\pi n_1 e^2}{\varepsilon T}\right) = \alpha^{-1}$  - радиус экранирования,  $n_1$  - концентрация центров,  $e$  - заряд

электрона,  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость образца, а  $r = r_1 - r_2$  - расстояние между двумя точками в образце. Таким образом, внешняя электрическая сила, действующая на носители заряда  $F = \nabla_r \psi(r, t)$ , где  $\psi = \varphi + \varphi_0$  - потенциал электрического поля в точке его действия на носитель тока.

Кинетическое уравнение для аморфного кремния в стационарном состоянии можно записать в виде, предложенном в [5], переписав правую часть с учетом всех основных процессов генерации и рекомбинации носителей тока.

$$\frac{\partial f_\lambda}{\partial t} = - \sum_{\lambda'} \{W_{\lambda\lambda'} f_\lambda (1 - f_{\lambda'}) - W_{\lambda'\lambda} f_{\lambda'} (1 - f_\lambda)\}, \quad (3)$$

где  $f_\lambda$  - неравновесный диагональный элемент одночастичной матрицы плотности,  $W_{\lambda\lambda'}$  - вероятность перехода между состояниями  $\lambda$  и  $\lambda'$ .

Вероятности перескоков между различными парами центров меняются случайным образом и в широком интервале. В результате изменения заселенности состояний, наиболее легкие направления перескоков могут быть блокированными.

Генерация носителей тока характеризуется темпом оптической генерации  $G$ , который зависит от мощности потока излучения, энергии фотонов, вероятности фотопоглощения и глубины. При описании диффузии фотогенерированных носителей заряда можно воспользоваться законом поглощения света Ламберта:  $G = G_0 \exp(-\chi c d)$ , где  $\chi$  - удельный показатель поглощения света в a-Si:H,  $c$  - концентрация вещества,  $d$  - глубина, на которой рассчитывается поглощение.

Для интерпретации фотопроводимости использовались следующие модели рекомбинации:

1) рекомбинация «зона - хвост» происходит при захвате неравновесного носителя из свободной зоны на состояние хвоста противоположной зоны, захватившее перед этим носитель другого знака и действующее как рекомбинационный центр. Количество состояний хвоста увеличиваются по мере уменьшения температуры;

2) рекомбинация «хвост - оборванная связь» происходит при тунелировании захваченных носителей из состояния хвостов зон на состояния оборванных связей;

3) рекомбинация «хвост - хвост» - это туннельная рекомбинация между электронами, захваченными на состояния хвоста зоны проводимости, и дырками, захваченными на состояния хвоста валентной зоны.

В [3] показано, что в действительности нужно учитывать все возможные механизмы рекомбинации и выделять из них основной в зависимости от спектра состояний носителей, типа и концентрации дефектов, внешних условий (температура, интенсивность света и т.д.).

При описании процессов рекомбинации носителей и их захвата на соответствующие ловушки использовалась модель, предложенная в [2, 3], дополненная представлениями, описанными в [5].

Плотность состояний в неупорядоченном полупроводнике при  $|E| \gg \sqrt{\psi_1}$  [5]:

$$\rho(E) = \frac{\psi_1 \exp\left(-\frac{E^2}{2\psi_1}\right) + \alpha \cdot \exp\left(-\frac{E^2}{2\psi_1}\right)}{2\pi^2 |E|^{3/2} + 8\sqrt{2}\pi^{3/2} \sqrt{\psi_1}} \left[ E - \frac{\alpha |E|^{3/2}}{\sqrt{2\pi\psi_1}} \right] \quad (4),$$

где  $\psi_1 = 2m_1 e^4 r_0 / \epsilon^2$ ,  $E$  - энергия состояния,  $\alpha^{-1} = r_0$  - характерная длина, роль которой играет радиус экранирования.

Определив вероятности генерации и рекомбинации носителей, можно решить систему уравнений (1, 3). В аморфном полупроводнике поле, найденное из уравнения (1), дополняется случайной аддитивной добавкой (2). Методика решения рассмотренной выше системы уравнений подробно изложена в [4]. Особенностью данной модели является то, что она позволяет напрямую получить все основные дифференциальные и интегральные характеристики, вплоть до ВАХ образцов.

### Результаты

Расчет проводился для тонких пленок a-Si:H. Результаты расчетов сравнивались с характеристиками экспериментальных образцов, полученных на магнетронной установке типа УРМ3.279.026, при давлении в рабочей камере 10-2 – 10-3 Па, при напряжении и токе мишени – 500-650В и 1,5-2А. Скорость роста оставляла 0,3-0,4 мкм/мин. Сверху на пленку дополнительно наносились алюминиевые омические контакты с использованием пленочных и металлических масок.

При проведении расчетов в качестве параметров модели использовались значения величин, полученные из экспериментальных исследований [1] и литературных источников [2, 3, 6].

Ширина щели подвижности принималась равной 1.8 эВ. Положение уровня Ферми относительно потолка валентной зоны задавалось равным 1.05 эВ. Для параметров оборванных связей принимались следующие значения:  $E_D = 0.9$  эВ,  $U = 0.3$  эВ. Начальный темп фотогенерации принимался равным  $G_0 = 10^{19}$  см<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup>. Из полученной экспериментально спектральной зависимости коэффициента поглощения на частотах видимого спектра [1] рассчитывался коэффициент оптической генерации. В результате получены зависимости коэффициента прохождения неравновесных носителей от толщины пленки (рис. 1,а) для разных значений напряженности электрического поля (кривые 1 – E=3 кВ/см, 2 – E=8 кВ/см, 3 – E=20 кВ/см).

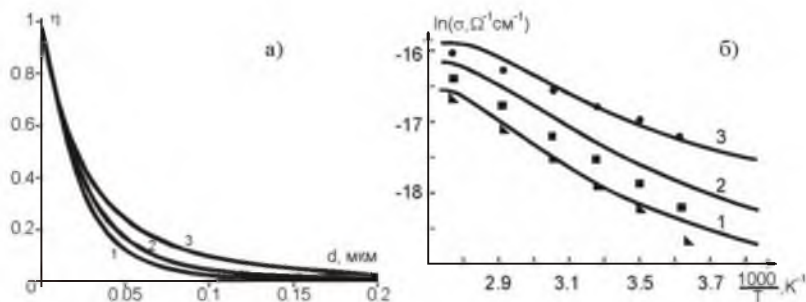


Рис. 1. а) вероятности прохождения носителей;  
б) удельная проводимость а-Si:H пленок, полученных магнетронным методом

Расчет проводимости пленок проводился для аморфного кремния с различной степенью гидрирования в области низких напряженностей внешнего поля (до 3 кВ/см). На рис. 1.б представлены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования тепловой удельной проводимости для различных концентраций водорода (кривые 1 - 10%, 2 - 30%, 3- 40%).

Полученные в результате моделирования зависимости удельной проводимости хорошо согласуются с экспериментальными данными. Как видно из рис. 1,б, проводимость аморфного кремния возрастает с увеличением концентрации водорода в рабочей камере. Это свидетельствует о том, что в результате напыления происходит обогащение пленки аморфного кремния водородом, который компенсирует оборванные связи.

Анализ зависимости удельной проводимости от напряженности внешнего поля в пленке на а-Si (рис.2,а) показал что, во-первых, удельная проводимость зависит от толщины пленки, во-вторых, при напряжениях порядка 3-5 кВ/см характер зависимости проводимости от напряженности поля меняется. Так как с увеличением толщины увеличивается количество фотогенерированных носителей, а вероятность их собирания падает из-за рекомбинационных процессов, должна существовать такая толщина пленки, при которой эти процессы согласуются.

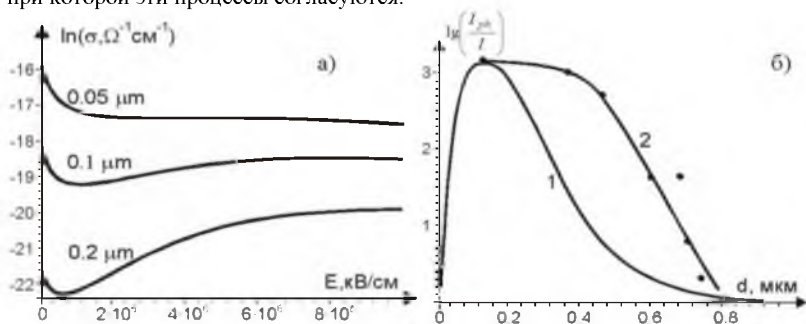


Рис. 2. а) зависимость удельной проводимости от напряженности внешнего поля а-Si:H пленки;  
б) зависимости фототока от толщины пленки

Анализ зависимостей фототока при облучении светом с длиной волны 0.47 мкм от толщины пленки аморфного кремния (рис.2,б), полученных из расчетов (кривая 1) и экспериментально [6] (кривая 2) показал наличие такой оптимальной толщины.

### Выводы

В ходе проделанной работы разработана модель для исследования характеристик фотопреобразования в тонких пленках на аморфном, кристаллическом кремнии и гетеропереходах а-Si/c-Si, исследованы фотоэлектрические свойства тонких аморфных

пленок и гетероперехода. Исследованы численно и экспериментально зависимости некоторых спектральных, температурных, структурных и электрофизических характеристик тонких аморфных пленок, полученных магнетронным методом от параметров технологических циклов напыления, режимных параметров и конструктивных особенностей их выполнения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М.А.Вуков, А.С.Мазинов Optical spectral characteristics of thin-film constructions on the basis of hydrogenated amorphous silicon // Proc. of SPIE - Vol. 6023. - P.6023Q1-6032Q9.
2. Кузнецов С.В., Теруков Е.И. Влияние хвостов зон а-Si:H на заполнение оборванных связей и величину фотопроводимости // ФТП. – 2001. – Т.35, вып.6. – С.684-686.
3. Кузнецов С.В. Численный расчет температурных зависимостей фотопроводимости а-Si:H р-типа // ФТП. – 2001. – Т.35, вып.10. – С.1244-1249.
4. Зув С.А., Старостенко В.В., Терещенко В.Ю., Чурюмов Г.И., Шадрин А.А. Модель ПТШ субмикронных размеров на кремнии. Ч.1 // Радиоэлектроника и информатика. – Харьков. – 2004. – №3. – С.47–53.
5. Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Кайпер Р., Миронов А.Г., Эндерлайн Р., Эсер Б. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. – М.: Наука, 1981. – 384 с.
6. Hamakawa Y., Tawada Y., Int. J. Sol. Energy, 1, 125 (1982)