

*Нальгиева М. А., к.ф.-м.н.  
доцент кафедры общей физики  
Ингушский государственный университет  
Россия, г. Магас*  
*Аушева Х. А., студентка магистратуры  
Ингушский государственный университет  
Россия, г. Магас*

## **РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ГИДРИРОВАННОМ КРЕМНИИ**

*Аннотация: Используя способ фотомодуляционной спектроскопии изучено как распределены плотности электронных состояний в запрещенной зоне в образцах микрокристаллического гидрогенизированного кремния с разной степенью легированного бором. Показано как распределены плотности электронных состояний в верхней и нижней части запрещенной зоны  $\mu\text{-Si:H}$ . Полученные результаты выявили то, что: хвост плотности состояний возле валентной зоны наиболее ровный при сопоставлении с хвостом плотности состояний возле зоны проводимости.*

*Ключевые слова: микрокристаллический гидрированный кремний, плотность электронных состояний, температурная зависимость фотопроводимости.*

*Nalgieva M.A., Ph.D.  
Associate Professor, Department of General Physics  
Ingush State University  
Russia, city of Magas*  
*Ausheva H.A., graduate student  
Ingush State University  
Russia, city of Magas*

## **DENSITY DISTRIBUTION OF ELECTRON STATES IN MICROCRYSTALLINE HYDROGEN SILICON**

*Abstract: Using the method of photomodulation spectroscopy, we studied the distribution of the density of electronic states in the forbidden zone of microcrystalline hydrogenated silicon films with different levels of doping with boron. The distribution of the density of electronic states in the upper and lower halves of the band gap  $\mu\text{-Si:H}$  is obtained. The results showed that: the tail of the density of states near the valence band is more gentle compared to the tail of the density of states near the conduction band.*

*Keywords: microcrystalline hydrogenated silicon, density of electronic states, temperature dependence of photoconductivity. Сведения об авторах, название, аннотация и ключевые слова должны быть продублированы на английском языке*

В минувшие года микрокристаллический гидрогенизированный силиций ( $\mu\text{-Si:H}$ ) притягивает к себе внимание тем, что, владея стабильными согласно сопоставлению с аморфным гидрогенизированным кремнием ( $\text{a-Si:H}$ ) фотоэлектрическими свойствами и оптимальной технологической

совместимостью с a-Si:H, обретает обширное применение в оптоэлектронике [1]. Одной из ключевых данных  $\mu\text{-Si:H}$ , считается плотность локализованных электронных состояний в запрещенной зоне. То как она распределена в запрещенной зоне устанавливает физические характеристики материала и протекающие в нем процессы. Несколько задач, сопряженных с распределением плотности состояний в запрещенной зоне  $\mu\text{-Si:H}$ , остаются к нынешнему времени непроясненными. Определено то, что возле края ( $E_c$ ) области проводимости имеется экспоненциальный хвост плотности локализованных электронных состояний [2]. Подразумевается, то что возле стороны края ( $E_v$ ) валентной кроме того обязано отслеживаться экспонентное разделение локализованных состояний. Но почти нет опытных сведений о распределении локализованных состояний возле  $E_v$  [3]. Эти состояния должны исполнять значительную роль в процессах рекомбинации и перенесения носителей в  $\mu\text{-Si:H}$ , в частности в пленках, легированных акцепторами. В этом труде показаны итоги изучения распределения в запрещенной зоне плотности локализованных состояний  $\mu\text{-Si:H}$ . Эти пленки были легированные бором, их толщина составляла 0.60 мкм, они осаждались в тлеющем разряде  $\text{SiH}_4$  на кварцевую подложку, при температуре 250°C. Легирование бором выполнялось внедрением  $\text{B}_2\text{H}_6$  в реакционную камеру. Перед измерениями в вакууме проводился отжиг пленок в течение 30 мин при температуре 180°C. В  $\mu\text{-Si:H}$  существенный вклад в поглощение на межзонных оптических переходах в микрокристаллах [4] усложняет приобретение данных о распределении локализованных состояний в запрещенной зоне оптическими методиками, по этой причине в данной труде был применен метод фотомодуляционной спектроскопии.

Для пленок n-типа проводимости

$N_t(E_f^n) = [G_1 / \omega_{kV} T] (\Delta\bar{\sigma} / \Delta\tilde{\sigma})$ , где  $\Delta\bar{\sigma}$  и  $\Delta\tilde{\sigma}$  - постоянная составляющая и амплитуда переменной составляющей фотопроводимости,  $E_f^n$  - энергия

квазиуровня Ферми для электронов,  $G_1$  - амплитуда темпа генерации неравновесных носителей при модулированном возбуждении,  $T$  - температура,  $k_B$  - постоянная Больцмана. Подобным способом, меняя температуру или интенсивность возбуждения, возможно менять состояние  $E_f^n$ , также в соответствии с этим получать распределение  $N_t(E)$  из значений  $\Delta\bar{\sigma}$  и  $\Delta\tilde{\sigma}$ .

Исследования частотных зависимостей выявили, то что для всех образцов в области частот модуляции  $f = \omega/2\pi > 7$  кГц зависимость  $\Delta\tilde{\sigma}(\omega)$  близка

к обратно пропорциональной. По этой причине все дальнейшие измерения выполнялись при  $f = 8$  кГц. Данные измерения выявили, то что температурные зависимости  $\Delta\bar{\sigma}$  и  $\Delta\tilde{\sigma}$  абсолютно всех пленок обладают идентичным видом. На рис. 1 презентованы температурные зависимости  $\Delta\bar{\sigma}$  и  $\Delta\tilde{\sigma}$ , проведенные при разных значениях интенсивности модулированного света, для пленки  $\mu\text{-Si} : \text{H}$  с уровнем легирования бором, соответствующим  $k=4 \cdot 10^{-6}$ . На данном рисунке представлена температурная зависимость темновой проводимости  $\sigma_d$ . Из рисунка очевидно то, что при повышении интенсивности освещения значение  $\Delta\bar{\sigma}$  меняется слабо, в это время значение  $\Delta\tilde{\sigma}$  значительно увеличивается. Незначительное изменение  $\Delta\sigma$  при повышении интенсивности возбуждения обусловлено небольшим значением показателя степени люкс-амперной характеристики  $\gamma$ , а это обусловлено сильной связью времени жизни и интенсивности возбуждения в пленках  $\mu\text{-Si}:\text{H}$ . Распределение плотности состояний возле валентной зоны для пленки, полученного при  $k=4 \cdot 10^{-6}$ , вычисленное с применением показанных ранее температурных зависимостей, представлено на рис. 2. При вы-

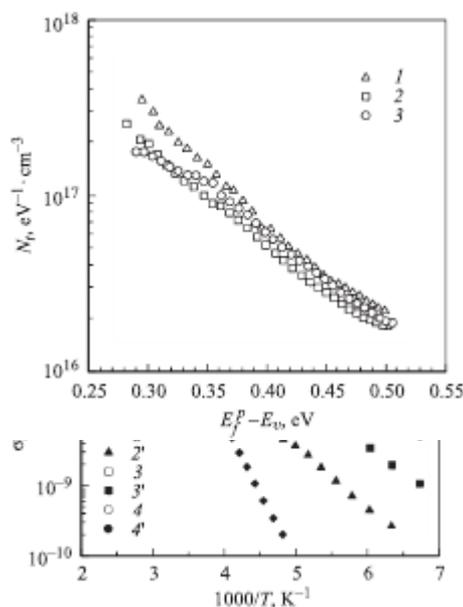


Рис. 1. Температурные зависимости темновой проводимости  $\sigma_d(1)$ , фотопроводимости  $\Delta\bar{\sigma}$  (2-4) и амплитуды переменной составляющей фотопроводимости  $\Delta\tilde{\sigma}$  (2'-4') при разных значениях интенсивности.

тенсивности освещения значение  $\Delta\bar{\sigma}$  меняется слабо, в это время значение  $\Delta\tilde{\sigma}$  значительно увеличивается. Незначительное изменение  $\Delta\sigma$  при повышении интенсивности возбуждения обусловлено небольшим значением показателя степени люкс-амперной характеристики  $\gamma$ , а это обусловлено сильной связью времени жизни и интенсивности возбуждения в пленках  $\mu\text{-Si}:\text{H}$ . Распределение плотности состояний возле валентной зоны для пленки, полученного при  $k=4 \cdot 10^{-6}$ , вычисленное с применением показанных ранее температурных зависимостей, представлено на рис. 2. При вы-

числениях планировалось то, что положение квазиуровня Ферми сравнительно с краем зоны проводимости для пленок n-типа или края валентной зоны для образцов p-типа обуславливается соотношением  $E_{c(v)} - E_{n(p)} = k_B T \ln(\sigma_0 / \Delta\bar{\sigma})$ , где  $\sigma_0 = 200 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ . Из рисунка очевидно то, что плотность электронных состояний, характеризуемая показанным выше методом, почти не зависит от интенсивности освещения, это обязано быть в случае исполнения условий для использования представленной методики. На рис. 3 презентованы распределения плотности состояний по энергии  $E$  в запрещенной зоне  $\mu\text{-Si} : \text{H}$  для всех представленных в труде образцов, приобретенные с обрабатывания температурных зависимостей  $\Delta\bar{\sigma}$  и  $\Delta\bar{\sigma}$ .

Рис. 2. Распределения плотности локализованных электронных состояний вблизи валентной зоны для образца, полученного при  $k = 4 \cdot 10^{-6}$ , из измерений при разных значениях интенсивности освещения.

Значения энергий для пленок p-типа проводимости вычислялись для ширины запрещенной зоны, приобретенной из оптических исследований и равной 1.13 эВ. Для сравнения на рисунке показаны распределения плотности состояний  $\mu\text{-Si} : \text{H}$ , полученные в [2].

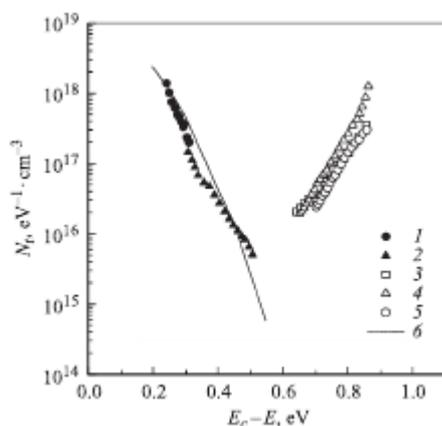


Рис. 3. Распределения плотности локализованных электронных состояний в запрещенной зоне  $\mu\text{-Si} : \text{H}$ . (1–5) результаты данной работы, 6-результаты работы (2).

Из рисунка очевидно то, что для рассмотренных пленок распределение плотности состояний возле зоны проводимости рядом к экспоненциальной зависимости с характерной энергией  $k_B T_0^c = 0.04\text{--}0.06$  эВ. Данный результат согласуется с презентованными на рисунке данными иных авторов. Для пленок  $\mu\text{-Si} : \text{H}$  p-типа также прослеживается экспоненциальный хвост плотности состояний возле валентной зоны, при этом характерная энергия хвоста  $k_B T_0^v = 0.06\text{--}0.07$  эВ несколько превосходит значение  $k_B T_0^c$ , приобретенное для хвоста зоны проводимости. Этот результат доказывает представленные теории о том, что хвост локализованных состояний возле валентной зоны — наибо-

лее ровный, нежели чем хвост состояний возле зоны проводимости. В настоящее время отсутствуют сведения об воздействии степени легирования, также положения уровня Ферми на распределение плотности локализованных состояний в запрещенной зоне. Если допустить то, что распределение плотности локализованных состояний не находится в зависимости от положения  $E_f$ , то показанные на итоги отображают распределение плотности локализованных состояний. В случае, если распределение связано с положением  $E_f$  и со степенью легирования и типа проводимости пленок, то кривые на рис. 3 показывают зависимости  $Nt(E)$  в верхней половине запрещенной зоны для пленок n-типа и в нижней половине запрещенной зоны для пленок p-типа проводимости.

#### Список литературы

[1] J. Meier, P. Torres, R. Platz, S. Dubail, U. Kroll, J.A.A. Selvan, N.P. Voucher, ch. Hof, D. Fisher, H. Keppner, A. Shah, K.D. Ufert, P. Giannoules, J. Koehler. Mater. Residence Soc. Symp Proc., 420, 3 (1996).

2] R. Bruggemann, J. P. Claider, C. Longio, F. House. Materials for information technology in the new millennium, ed. J.M. Marshall et al. (Bookcraft, Bath, UK, 2001) p. 212.

[3] W. Bronner, J.P. Kleider, R. Bruggemann, M. Mehring. Thin Salt. Films, 427, 51 (2003).

[4] T. Unold, R. Bruggemann, J.P. Kleider, C. Longeaud. J. Non-Cryst. Sol., 266-269, 325 (2000). [5] I. Balberg, J. Dover, R. Naides, J. P. Conde, V. Chu. Phys. Rev. B, 69, 035203 (2004). [6] J. Kock. J. Non-Cryst. Sol., 90, 91 (1987).