

Эффект Стеблера–Вронского и температурные зависимости фотопроводимости $a\text{-Si:H}$ p -типа

© С.В. Кузнецов[¶]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Получена 24 ноября 1999 г. Принята к печати 15 декабря 1999 г.)

Исследованы температурные зависимости фотопроводимости легированных бором пленок $a\text{-Si:H}$ до и после длительного освещения. Установлено, что фотопроводимость исследованных пленок в интервале температур от 200 до 300 К (средние температуры) не зависит от уровня легирования и концентрации глубоких рекомбинационных центров — оборванных связей. Для объяснения экспериментальных результатов использована модель рекомбинации, согласно которой в $a\text{-Si:H}$ p -типа функция заполнения нейтральных оборванных связей (следовательно, и фотопроводимость) определяется параметрами состояний хвоста валентной зоны и не зависит от уровня легирования и полной концентрации оборванных связей.

Поскольку аморфный кремний с различным уровнем легирования широко используется при изготовлении оптоэлектронных приборов, представляют интерес исследования зависимости фотопроводимости $a\text{-Si:H}$ от таких параметров, как уровень легирования и концентрация дефектов. В настоящее время наиболее изучены нелегированный $a\text{-Si:H}$ и $a\text{-Si:H}$ n -типа. В связи с этим в настоящей работе были исследованы пленки $a\text{-Si:H}$ p -типа с различным уровнем легирования. Пленки были приготовлены методом разложения смеси газов моносилана (SiH_4) и диборана (B_2H_6) в высокочастотном (ВЧ) тлеющем разряде [1]. Объемное отношение газов $k = [\text{B}_2\text{H}_6]/[\text{SiH}_4]$ в реакционной камере изменялось от $3 \cdot 10^{-7}$ до 10^{-3} . Это позволило получать пленки с различным уровнем легирования. Остальные технологические параметры приготовления образцов были одинаковыми.

На рис. 1 представлены температурные зависимости фотопроводимости исследованных пленок. Как видно из рисунка, для сильно легированных пленок $a\text{-Si:H}$ ($k = 3 \cdot 10^{-6} - 10^{-3}$) кривые $\sigma_{ph}(10^3/T)$ имеют два характерных участка: фотопроводимость падает по мере нагревания при высоких температурах; при низких температурах фотопроводимость экспоненциально растет с ростом температуры. На температурных зависимостях фотопроводимости слабо легированных пленок $a\text{-Si:H}$ ($k = 3 \cdot 10^{-7}, 10^{-6}$) кроме этих двух характерных участков изменения σ_{ph} можно выделить в области низких температур третий участок — более слабое уменьшение фотопроводимости с понижением температуры. Как видно из рисунка, на участке экспоненциального роста фотопроводимости с ростом температуры (промежуточные температуры) значение σ_{ph} слабо зависит от уровня легирования пленок.

Для объяснения особенностей температурных зависимостей фотопроводимости в $a\text{-Si:H}$ p -типа рассмотрим модель рекомбинации неравновесных носителей, развитую нами в работах [1–3]. Вместо непрерывно-

го распределения состояний дефектов типа оборванной связи (D -центров) и состояний в хвостах зон будем рассматривать дискретные уровни $E_D, E_{D-U}, E_{in}, E_{tp}$, показанные на рис. 2. E_D и E_{D-U} — энергетические уровни для нейтральных (D^0) и отрицательно заряженных (D^-) состояний D -центров соответственно; E_{in} и E_{tp} — эффективные уровни ловушек для электронов и дырок соответственно. На этом же рисунке показаны наиболее важные в условиях освещения электронные переходы. Известно, что хвост состояний валентной зоны более протяженный по сравнению с хвостом зоны проводимости. Поэтому эффективные уровни ловушек для дырок расположены "глубже", чем уровни ловушек

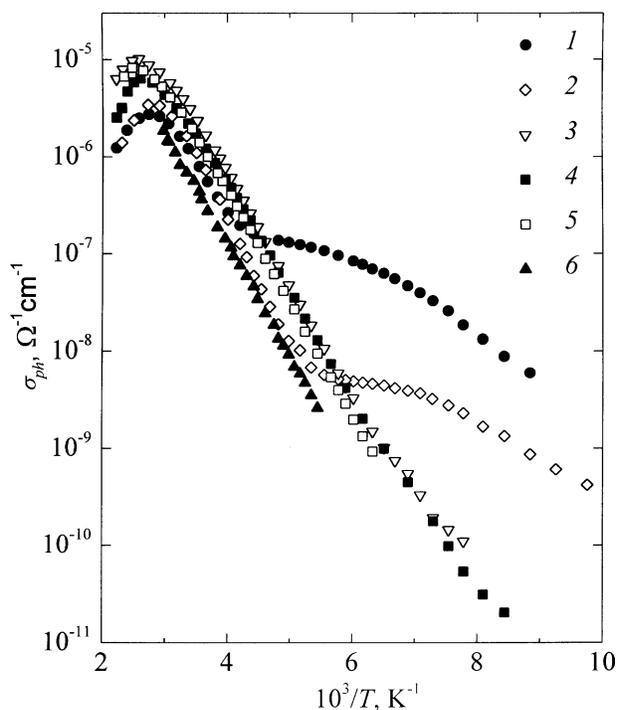


Рис. 1. Температурные зависимости фотопроводимости пленок $a\text{-Si:H}$ с уровнем легирования $k = 3 \cdot 10^{-7}$ (1), 10^{-6} (2), $3 \cdot 10^{-6}$ (3), 10^{-5} (4), 10^{-4} (5), 10^{-3} (6).

[¶] Факс: (095) 9391675
E-mail: sergkuz@mail.ru

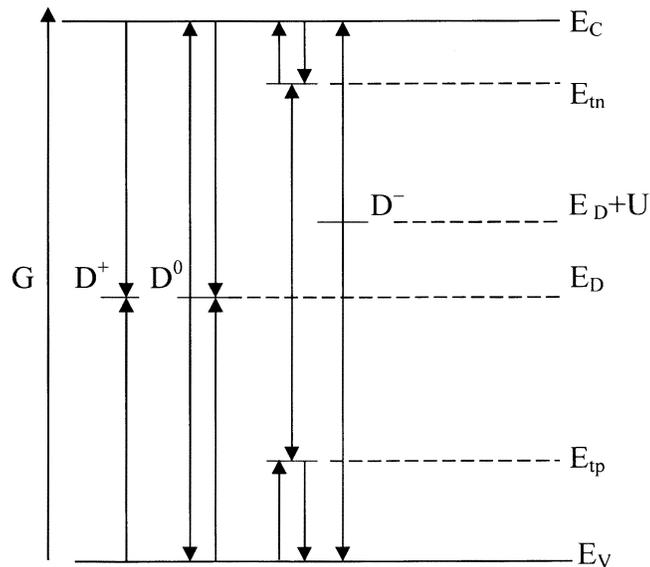


Рис. 2. Схематическое представление электронных переходов для упрощенной модели плотности состояний в щели подвижности.

для электронов: $E_{tp} - E_V > E_C - E_m$. Согласно [4,5], $E_C - E_m = 0.1$ эВ, $E_{tp} - E_V = 0.3$ эВ.

Поскольку в $a\text{-Si:H}$ p -типа концентрация D^- -центров пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией D^0 -центров, D^0 -центры являются основными центрами рекомбинации для неравновесных дырок. В этом случае время жизни дырок τ_p определяется концентрацией D^0 -центров N^0 [6]:

$$\tau_p = (c_p^0 N^0)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь c_p^0 — коэффициент захвата дырки на D^0 -центр.

Можно показать, что из уравнения электронейтральности для пленок $a\text{-Si:H}$ p -типа в темноте и при освещении следует

$$p_t = p_{t0} = N_0^+ - N^+ = N^0 - N_0^0. \quad (2)$$

Здесь p_{t0} и p_t — равновесная и неравновесная концентрация дырок в хвосте валентной зоны (на ловушках) соответственно; N_0^0 и N^0 — концентрация D^0 -центров в темноте и в условиях освещения соответственно; N_0^+ и N^+ — концентрация D^+ -центров в темноте и в условиях освещения соответственно. Для полной концентрации D -центров N_D можно записать:

$$N_D = N^- + N^0 + N^+ = N_0^- + N_0^0 + N_0^+. \quad (3)$$

Численное решение кинетических уравнений показывает [2], что в случае $a\text{-Si:H}$ p -типа верны следующие соотношения:

$$p_t \gg p_{t0}, \quad N^0 \gg N_0^0. \quad (4)$$

Используя (2) и (3), получаем

$$p_t = N_0^+ - N^+, \quad (5.1)$$

$$p_t = N^0. \quad (5.2)$$

Соотношение (5.1) означает, что величина положительного заряда на ловушках для дырок равна изменению положительного заряда D^+ -центров.

В стационарном случае при температурах, когда основным каналом рекомбинации для дырок является рекомбинация через D^0 -центры, можно записать

$$G = c_p^0 p N^0. \quad (6)$$

Здесь p — концентрация свободных дырок при освещении, G — темп оптической генерации носителей.

Учитывая, что ловушки для дырок находятся в термодинамическом равновесии с валентной зоной, можно получить соотношение между p и p_t :

$$p/p_t = (N_V/N_{pt}) \exp[-(E_{tp} - E_V)/kT]. \quad (7)$$

Здесь $(E_{tp} - E_V)$ — энергетическое положение уровня ловушек для дырок относительно потолка валентной зоны, N_{pt} — эффективная концентрация ловушек для дырок, N_V — эффективная плотность состояний в валентной зоне.

Из (5.2)–(7) следует

$$p = \{(GN_V)/(c_p^0 N_{pt})\}^{1/2} \exp[(E_V - E_{tp})/(2kT)]. \quad (8)$$

Таким образом, для фотопроводимости можно записать

$$\sigma_{ph} = e\mu_p \{(GN_V)/(c_p^0 N_{pt})\}^{1/2} \exp[(E_V - E_{tp})/(2kT)]. \quad (9)$$

Проанализируем это выражение для σ_{ph} . Прежде всего отметим, что при выводе (9) использовано соотношение $p_t = N^0$, которое является ключевым для понимания особенностей рекомбинации в $a\text{-Si:H}$ p -типа. Это соотношение отражает тот факт, что освещение приводит к заполнению дырками состояний ловушек для дырок и перезарядке D -центров: $D^+ + e \rightarrow D^0$. При этом концентрация D^0 -центров в условиях освещения будет равна концентрации дырок p_t , захваченных на состоянии ловушек. Так как величина p_t зависит от параметров этих состояний, с учетом (1) соотношение (5.2) означает, что время жизни дырок определяется параметрами состояний ловушек для дырок. Это определяет особую роль хвоста валентной зоны в процессах рекомбинации в $a\text{-Si:H}$ p -типа.

Кроме того из (4) следует, что концентрация D^0 -центров в условиях освещения значительно превышает равновесное значение N_0^0 и не зависит от полной концентрации D -центров N_D . Это позволяет предположить, что в $a\text{-Si:H}$ p -типа такие процессы, как легирование акцепторами и длительное освещение, сопровождающиеся увеличением полной концентрации D -центров, не будут

оказывать влияния на величину фотопроводимости при промежуточных температурах.

Из формулы (9) следует, что фотопроводимость с ростом температуры увеличивается по закону $\sigma_{ph} \sim \exp[(E_v + E_{tp})/2kT]$. Увеличение фотопроводимости при нагревании в рамках нашей модели имеет простой физический смысл: рост температуры увеличивает вероятность термического выброса дырок из состояний ловушек в валентную зону, что в свою очередь вызывает увеличение потока дырок, захватываемых на D^0 -центры. Это приводит к перезарядке D -центров $D^0 + h \rightarrow D^+$, в результате чего концентрация D^0 -центров уменьшается. Соответственно время жизни дырок увеличивается и, как следствие, должно происходить увеличение фотопроводимости. Как следует из (9), тангенс угла наклона зависимостей $\ln \sigma_{ph}(1/kT)$ равен половине энергетического положения ловушек для дырок.

Рассмотрим теперь, как предложенная модель комбинации и, соответственно, выражение (9) согласуются с экспериментальными результатами. Как было отмечено выше, все температурные зависимости σ_{ph} имеют участок экспоненциального роста: $\sigma_{ph} \sim \exp(-E_A/kT)$, где для исследованных образцов $E_A = 0.22-0.27$ эВ. Сравнивая с (9), получаем, что $E_A = (E_{tp} - E_v)/2$. Следовательно, для наших образцов $a\text{-Si:H}$ $E_{tp} - E_v = 0.44-0.54$ эВ.

Рост фотопроводимости при нагревании (см. рис. 1) сменяется при $T > 360$ К ее уменьшением. По нашему мнению, это связано с тем, что при высоких температурах влияние освещения на заполнение состояний в запрещенной зоне незначительно и концентрация D^0 -центров определяется равновесной статистикой, т.е. $N_0 = N_0^0$. В то же время известно, что N_0^0 в случае $E_D - E_F > 0$ увеличивается с ростом температуры [7]. Поэтому в области высоких температур при нагревании фотопроводимость уменьшается. Таким образом, наличие высокотемпературного максимума температурных зависимостей фотопроводимости есть следствие перехода от неравновесного заполнения D^0 -центров к их равновесному заполнению.

Как видно из рис. 1, для слабо легированных пленок ($k = 3 \cdot 10^{-7}, 10^{-6}$) формула (9) не описывает экспериментальный участок температурной зависимости σ_{ph} в области низких температур. В предыдущей работе [3] слабая температурная зависимость σ_{ph} слабо легированных пленок $a\text{-Si:H}$ p -типа при низких температурах объясняется сменой типа фотопроводимости. Действительно, у слабо легированных $a\text{-Si:H}$ p -типа в темноте D -центры находятся в основном в D^+ -состоянии. При низких температурах перезарядка D -центров, вызванная освещением, может привести к существенному увеличению концентрации D^0 - и D^- -центров, особенно в случае, когда полная концентрация D -центров мала. Это вызовет увеличение времени жизни электронов и уменьшение времени жизни дырок. В результате этого фотопроводимость определяется переносом неравновесных электронов.

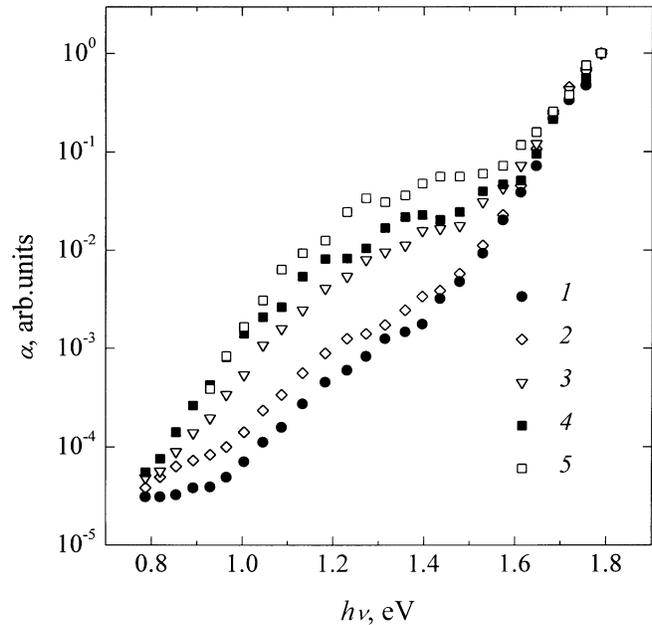


Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента поглощения исследованных пленок $a\text{-Si:H}$ p -типа с уровнем легирования $k = 3 \cdot 10^{-7}$ (1), 10^{-6} (2), $3 \cdot 10^{-6}$ (3), 10^{-5} (4), 10^{-4} (5).

Как было отмечено выше, предложенная модель указывает на независимость фотопроводимости $a\text{-Si:H}$ p -типа от полной концентрации D -центров N_D . Известно, что информация о N_D может быть получена из спектров поглощения $\alpha(h\nu)$ в "дефектной области" (0.8–1.4 эВ). Величина α в этой области поглощения (как правило, при $h\nu = 1.2$ эВ) пропорциональна величине N_D . На рис. 3 представлены спектральные зависимости $\alpha(h\nu)$ для исследованных образцов, полученные методом постоянного фототока. Как видно из рисунка, увеличение легирования от $k = 3 \cdot 10^{-7}$ до $k = 10^{-4}$ приводит к увеличению концентрации дефектов почти в 40 раз. При этом фотопроводимость практически не меняется (рис. 1). Также известно, что концентрация дефектов в $a\text{-Si:H}$ увеличивается в результате длительного освещения [8]. Поэтому для проверки независимости σ_{ph} от полной концентрации дефектов в пленках $a\text{-Si:H}$ p -типа были измерены температурные зависимости фотопроводимости пленок после их предварительного освещения светом с интенсивностью 100 мВт/см^2 при комнатных температурах. На рис. 4 и 5 представлены соответствующие кривые для пленок с уровнем легирования $k = 10^{-6}$ и 10^{-5} соответственно. Как видно из рисунков, длительное освещение по-разному влияет на разные характерные участки зависимостей $\lg \sigma_{ph}(10^3/T)$. Наименьшие изменения претерпевает участок экспоненциального роста фотопроводимости. В то же время σ_{ph} при комнатных температурах значительно уменьшается. Например, для пленки с $k = 10^{-6}$ предварительное освещение в течение 15 мин приводит к уменьшению σ_{ph} при $T = 300$ К более чем в 20 раз, а при $T = 200$ К менее чем в 2 раза. Из

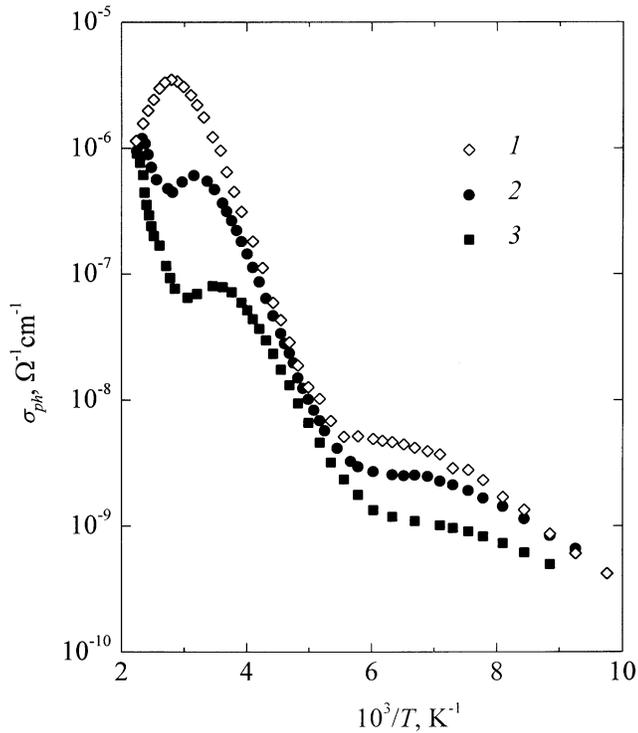


Рис. 4. Температурные зависимости фотопроводимости пленки $a\text{-Si:H}$ p -типа с уровнем легирования $k = 10^{-6}$ до (1) и после предварительного освещения в течение 3 (2) и 15 мин (3).

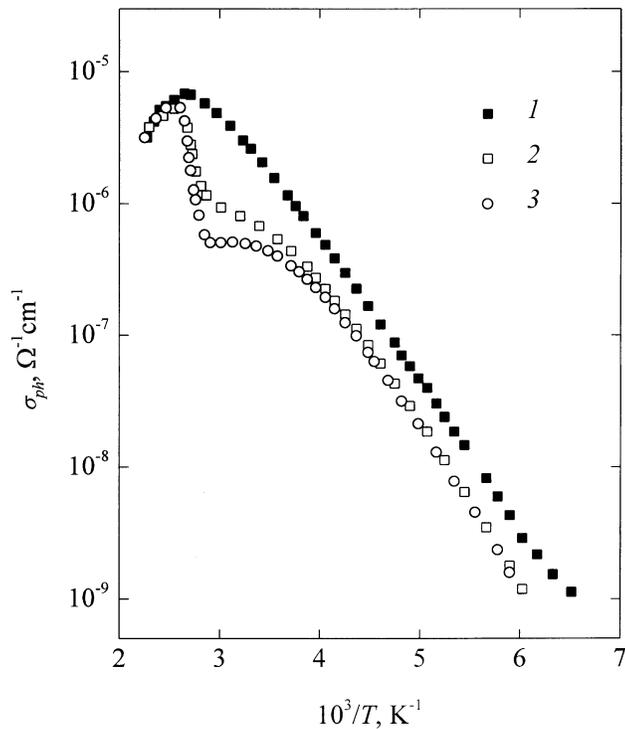


Рис. 5. Температурные зависимости фотопроводимости пленки $a\text{-Si:H}$ p -типа с уровнем легирования $k = 10^{-5}$ до (1) и после предварительного освещения в течение 3 (2) и 15 мин (3).

рис. 4 видно также, что длительное освещение приводит к смещению температурных границ экспоненциального участка кривой фотопроводимости в область низких температур. Эти результаты полностью согласуются с нашей моделью. Действительно, увеличение полной концентрации дефектов (N_D) приводит к увеличению равновесной концентрации D^0 -центров (N_0^0). Поэтому при высоких температурах, где концентрация D^0 -центров близка к равновесной, наблюдается уменьшение фотопроводимости. В области низких температур, где предполагается электронный тип фотопроводимости, уменьшение σ_{ph} в результате предварительного освещения можно объяснить снижением эффективности перезарядки D -центров из-за увеличения их полной концентрации. Это приводит к тому, что смена типа фотопроводимости происходит при более низких температурах. Для образца с уровнем легирования $k = 10^{-5}$ наблюдается качественно такое же влияние предварительного освещения на температурную зависимость фотопроводимости. Таким образом, наши экспериментальные результаты подтверждают, что при промежуточных температурах σ_{ph} не зависит от полной концентрации D -центров.

Отметим, что наблюдаемое на рис. 4 и 5 увеличение фотопроводимости с ростом температуры в области высоких температур $T > 330$ К для образцов, подвергнутых длительному освещению, связано с отжигом светоиндуцированных дефектов.

На рис. 6 представлены температурные зависимости показателя люксамперной характеристики γ для трех исследованных образцов. Как видно из рисунка, при температурах, соответствующих участку экспоненциального

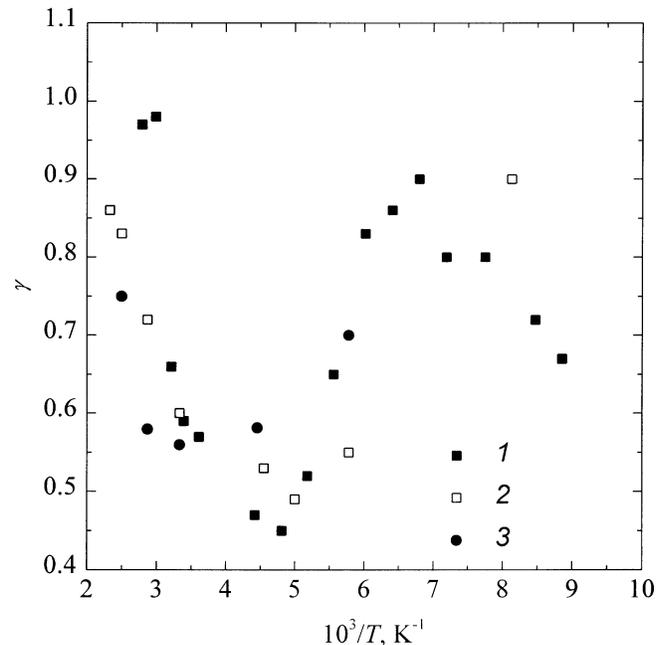


Рис. 6. Температурные зависимости показателя люксамперной характеристики γ пленок $a\text{-Si:H}$ с уровнями легирования бором $k = 10^{-6}$ (1), $3 \cdot 10^{-6}$ (2), 10^{-4} (3).

роста фотопроводимости, γ принимает значения, близкие к 0.5, что согласуется с зависимостью $\sigma_{ph} \sim G^{1/2}$, которая следует из предложенной модели (см. (9)). Существенные отличия экспериментальных значений γ от 0.5 при других температурах связаны с неприменимостью формулы (9) для высоких температур (равновесное заполнение D -центров) и для низких температур, когда нужно учитывать туннельную рекомбинацию.

Таким образом, в настоящей работе были исследованы температурные зависимости фотопроводимости пленок a -Si:H p -типа с различным уровнем легирования бором. Установлено, что на температурных зависимостях фотопроводимости наблюдается участок экспоненциального роста σ_{ph} с увеличением температуры. Величина σ_{ph} на данном участке практически не зависит от уровня легирования, концентрации дефектов и предварительного освещения. Для объяснения полученных результатов предложена модель рекомбинации, согласно которой в a -Si:H p -типа концентрация рекомбинационных центров для дырок (D^0 -центров) в условиях освещения существенно отличается от равновесного значения и определяется параметрами хвоста состояний валентной зоны. Поэтому, согласно предложенной модели, для пленок a -Si:H p -типа, имеющих одинаковые параметры состояний хвоста валентной зоны, фотопроводимость не должна зависеть от уровня легирования и полной концентрации дефектов типа оборванной связи. Предложенная модель рекомбинации полностью объясняет влияние длительного освещения на температурные зависимости фотопроводимости a -Si:H p -типа.

Автор выражает глубокую признательность А.Г. Казанскому за полезные дискуссии при обсуждении и интерпретации результатов.

Список литературы

- [1] A.G. Kazanskii, S.V. Kuznetsov. Phys. St. Sol. (b), **168**, K19 (1991).
- [2] А.Г. Казанский, Е.А. Шамонина. ФТП, **27**, 1688 (1993).
- [3] А.Г. Казанский, И.В. Климашин, С.В. Кузнецов. ФТП, **24**, 1628 (1990).
- [4] F. Vaillant, D. Jousse. Phys. Rev. B, **34**, 4088 (1986).
- [5] M. Hoheisel, R. Carius, W. Fuhs. J. Non-Cryst. Sol., **59&60**, 457 (1983).
- [6] Р. Бьюб. *Фотопроводимость твердых тел* (М., Изд-во иностр. лит., 1962) с. 96. [Пер. с англ., Richard H. Bube. *Photoconductivity of Solids* (N.Y.-London, John Wiley and Sons, Inc., 1960)].
- [7] M. Stutzman, W.B. Jackson. Sol. St. Commun., **62**, № 3, 153 (1987).
- [8] M. Stutzman, W.B. Jackson, C.C. Tsai. Phys. Rev. B, **32**, 23 (1985).

Редактор В.В. Чалдышев

The Staebler–Wronski effect and temperature dependences of a p -type a -Si:H photoconductivity

S.V. Kuznetsov

Moscow State University,
119899 Moscow, Russia

Abstract The temperature dependences of the photoconductivity of boron doped a -Si:H films have been studied in detail before and after a long-time light exposure. It has been found that the photoconductivity of p -type a -Si:H films within the range [200 ÷ 330 K] (intermediate temperatures) is independent of the doping level and the deep center density i.e. of dangling bonds. These results are explained in terms of a model according to which in a p -type a -Si:H the function of populating neutral dangling bonds (and, consequently, the photoconductivity) is determined at intermediate temperatures not by the doping level and total dangling bond density but by parameters of the valence band tail.