

## ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ СЛАБО ЛЕГИРОВАННОГО БОРОМ $\alpha$ -Si : H

Казанский А. Г., Климашин И. В., Кузнецов С. В.

В области 150—450 К исследованы температурные зависимости собственной фотопроедводимости ( $\Delta \sigma$ ) аморфного гидрированного кремния, слабо легированного бором. Полученные зависимости носят немонотонный характер. При возбуждении образца светом с интенсивностью, превышающей  $10^{13}$  кв/см<sup>2</sup>.с, в области температур, больших 300 К, характер изменения  $\Delta \sigma$  с температурой зависит от направления изменения температуры в процессе измерений. Полученные результаты объясняются изменением каналов рекомбинации и типа проводимости образца при изменении температуры и влиянием малых интенсивностей освещения на плотность состояний, определяющих процессы рекомбинации неравновесных носителей.

Несмотря на широкое использование слабо легированных акцепторами пленок аморфного гидрированного кремния ( $\alpha$ -Si : H) в приборных структурах на их основе, процессы рекомбинации неравновесных носителей в них практически не изучены [1, 2]. В настоящей работе исследованы температурные зависимости фотопроедводимости слабо легированных бором пленок  $\alpha$ -Si : H. Проведенное численное моделирование позволило уточнить предварительную интерпретацию результатов измерений, представленных в [2].

Пленки  $\alpha$ -Si : H толщиной  $\sim 1$  мкм получались методом разложения смеси газов моносилана ( $\text{SiH}_4$ ) и диборана ( $\text{B}_2\text{H}_6$ ) в ВЧ тлеющем разряде при температуре 250 °С. Объемное отношение  $\text{SiH}_4/\text{B}_2\text{H}_6$  в реакционной камере составляло  $10^{-6}$ . Фотопроедвидимость ( $\Delta \sigma$ ) измерялась при возбуждении квантами света с энергией  $h\nu=1.9$  эВ. Перед измерениями пленки отжигались в вакууме при  $T=180$  °С в течение 30 мин.

Температурная зависимость темновой проводимости ( $\sigma_n$ ) в области 300—360 К носила активационный характер с энергией активации  $E_a=0.91$  эВ (рис. 1). Измерения знака термоэдс в темноте при комнатной температуре показали, что исследованные пленки имели дырочный тип проводимости. Положение уровня Ферми относительно края валентной зоны ( $E_f-E_v$ ) для исследованных пленок в отожженном состоянии при комнатной температуре составляло 0.7 эВ. Значение ( $E_f-E_v$ ) получено из соотношения  $(E_f-E_v) = -kT \ln (\sigma_n/\sigma_i)$  [3] в предположении, что минимальная металлическая проводимость  $\sigma_n$  для дырок близка к значению  $\sigma_n$  для электронов [4] и равна  $150 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$  [3]. Поскольку оптическая ширина зоны для исследованных пленок составляла 1.8 эВ, уровень Ферми был расположен ниже состояния ( $E_{D^0}$ ) нейтрально заряженных оборванных связей, находящегося, согласно [5], на глубине  $E_c-E_{D^0}=0.9$  эВ.

Температурные зависимости  $\Delta \sigma$ , измеренные при различных интенсивностях ( $I$ ) падающего света, показаны на рис. 1. Как видно, зависимость  $\Delta \sigma(T)$  носит сложный характер. Причем при увеличении интенсивности света в области высоких температур характер изменения  $\Delta \sigma(T)$  зависит от направления изменения температуры. (Скорость изменения температуры в процессе измерений составляла 5 град/мин).

Для объяснения зависимости  $\Delta \sigma(T)$  нами был проведен численный расчет фотопроедводимости и заполнения состояний оборванных связей, которые могут

находиться в трех зарядовых состояниях ( $D^0$ ,  $D^+$  и  $D^-$ ). При расчете учитывались как рекомбинация свободных носителей через состояния дефектов с положительной энергией корреляции  $U=0.3$  эВ [6] и  $E_c-E_{D^0}=0.9$  эВ [8], так и туннельная рекомбинация (в том числе и через дефекты) между мелкими эффективными уровнями, расположенными на расстоянии 0.1 эВ от зоны проводимости и 0.3 эВ от валентной зоны [7]. Предполагалось также, что отношение сечения захвата носителей на противоположно заряженные центры ( $S^+$ ,  $-$ ) к сечению захвата на нейтральные центры ( $S^0$ ) равно 50, а отношение подвижностей электронов и дырок — 10. Результаты численного расчета  $\Delta\sigma(T)$  для различных положений  $E_f$  относительно  $E_{D^0}$  и различных концентраций

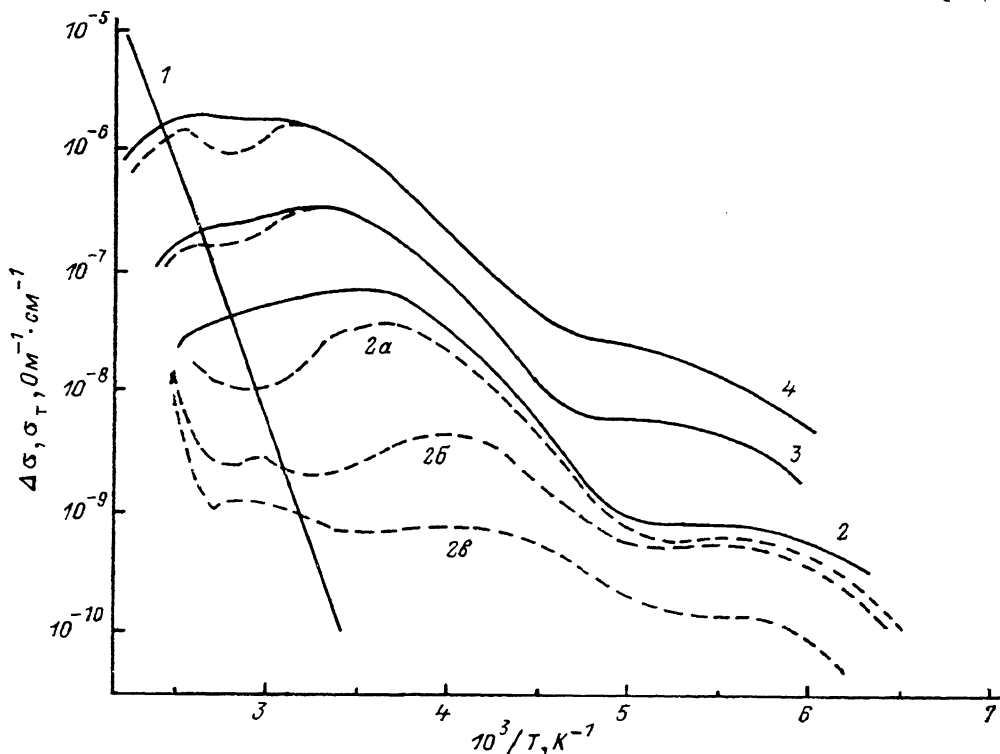


Рис. 1. Температурные зависимости темновой проводимости (1) и фотопроводимости (2—4), измеренные при понижении (сплошные кривые) и повышении (штриховые) температуры при различных интенсивностях.

$I$ , кв/см<sup>2</sup>·с: 2, 2a—2c —  $1.3 \cdot 10^{12}$ , 3 —  $6.7 \cdot 10^{12}$ , 4 —  $1.6 \cdot 10^{14}$ . 2a—2c получены после освещения пленки светом с  $P=100$  мВт/см<sup>2</sup> при  $T=3\pm 7$  К в течение 5 (2a), 30 (2b) и 180 с (2c).

дефектов представлены на рис. 2. Как видно, характер рассчитанных зависимостей  $\Delta\sigma(T)$  близок к полученным в эксперименте.

Проведенный модельный расчет позволил качественно объяснить экспериментальные зависимости  $\Delta\sigma(T)$  следующим образом. Рассмотрим малые интенсивности возбуждения ( $I=1.3 \cdot 10^{12}$  кв/см<sup>2</sup>·с). В области низких температур ( $T < 180$  К) неравновесные электроны и дырки в основном находятся на состояниях хвостов соответствующих зон. Поскольку протяженность хвоста валентной зоны больше протяженности хвоста зоны проводимости [7], концентрация свободных электронов ( $\Delta n$ ) превышает концентрацию свободных дырок ( $\Delta p$ ) и  $\Delta\sigma$  определяется электронами. Основным каналом рекомбинации при  $T < 180$  К является туннельная рекомбинация захваченных на хвосты носителей непосредственно между состояниями хвостов зон и (или) через состояния дефектов. Увеличение  $\Delta\sigma$  с ростом температуры связано с термическим выбросом неравновесных электронов из состояний хвоста в зону проводимости.

При увеличении температуры возрастает термическая генерация неравновесных электронов и дырок из состояний хвостов в соответствующие зоны.

Это приводит к смене основного канала рекомбинации, и при  $T > 180$  К рекомбинация идет из делокализованных состояний зон через состояния оборванных связей. Время жизни электронов определяется концентрацией  $D^0$  ( $N^0$ )- и  $D^+$  ( $N^+$ )-центров, а время жизни дырок — концентрацией  $D^0$ - и  $D^-$  ( $N^-$ )-центров.

Поскольку  $(E_{D^0} - E_f) > 0$ , в темноте оборванные связи находятся в основном в  $D^0$ - и  $D^+$ -состояниях, причем  $N^+ > N^0 > N^-$ . В области низких температур в условиях подсветки соотношение между  $N^+$ ,  $N^0$  и  $N^-$  существенно отличается от равновесного. Поскольку  $\Delta n > \Delta p$ , захват электронов на  $D^+$ -центры приводит к их перезарядке и увеличению  $N^0$ . Соответственно при низких температурах ( $T \approx 180$  К) в условиях подсветки выполняется соотношение  $N^0 > N^+$ . В области  $T > 180$  К увеличение термической генерации неравновесных дырок с хвоста валентной зоны при повышении температуры приводит

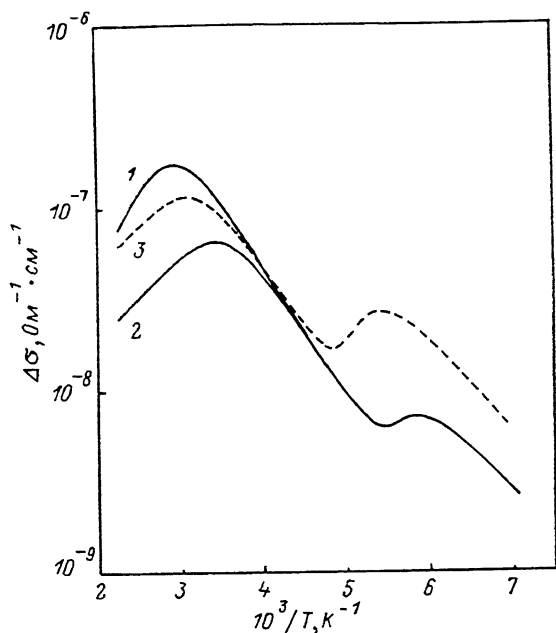


Рис. 2. Рассчитанные температурные зависимости фотопроводимости для различных положений уровня Ферми и концентраций дефектов.  
 $(E_{D^0} - E_f)$ , эВ: 1 — 0.15, 2, 3 — 0.10.  $N_D \cdot 10^{-16}$ , см $^{-3}$ : 1, 2 — 5, 3 — 2.

к уменьшению перезарядки  $D^+$ -центров. Соответственно  $N^+$  увеличивается, а  $N^0$  уменьшается. Поскольку  $S^+ > S^0$ , при  $S^+N^+ > S^0N^0$  увеличение  $N^+$  определяет уменьшение времени жизни электронов, поэтому в области 180—200 К величина  $\Delta \sigma$  с ростом температуры насыщается и(или) уменьшается.

Дальнейший рост термической генерации неравновесных дырок с хвоста валентной зоны с увеличением температуры приводит к изменению типа проводимости при  $T \approx 200$  К. Это утверждение согласуется с данными работы [1], в которой для пленок  $a$ -Si : H с аналогичным уровнем легирования бором измерения знака термоэдс показали изменение типа фотопроводимости — от электронной к дырочной при  $T \approx 170$  К. Поскольку время жизни дырок определяется концентрацией  $D^0$ -центров ( $N^0 \gg N^-$ ), уменьшение  $N^0$  с ростом температуры в области  $T = 200$ —290 К приводит к росту  $\Delta \sigma$ . Наконец, в области  $T > 290$  К заполнение оборванных связей начинает определяться равновесной статистикой, согласно которой в случае  $E_f - E_v \ll E_{D^0} - E_v$  концентрация  $D^0$ -центров возрастает с температурой [8]. Соответственно фотопроводимость должна уменьшаться.

В области высоких температур с повышением интенсивности света характер изменения  $\Delta \sigma(T)$  начинает зависеть от направления изменения температуры при проведении измерений. На кривых, измеренных при повышении темпе-

ратуры, проявляется минимум  $\Delta\sigma$ , положение которого практически не зависит от интенсивности света. В работе [2] нами было отмечено, что наблюдаемый температурный «гистерезис» может быть связан с влиянием освещения на форму распределения и величину плотности состояний в щели подвижности, участвующих в процессах рекомбинации неравновесных носителей. Известно, что освещение  $a\text{-Si} : \text{H}$  приводит к увеличению концентрации оборванных связей и смещению  $E_f$  [9]. На рис. 1 представлены зависимости  $\Delta\sigma(T)$ , измеренные при интенсивности света  $I=1.3 \cdot 10^{12}$  кв/см<sup>2</sup>·с для исследованной пленки  $a\text{-Si} : \text{H}$  в отожженном состоянии (2) и после ее освещения при  $T=317$  К в течение различного времени ( $2a-2e$ ) светом лампы накаливания через тепловой фильтр интенсивностью 100 мВт/см<sup>2</sup>. Как видно, освещение приводит к изменению формы зависимости  $\Delta\sigma(T)$ , причем максимальное изменение (уменьшение) наблюдается в области высоких температур. Близкий характер зависимости  $\Delta\sigma(T)$ , полученной при  $I=1.3 \cdot 10^{12}$  кв/см<sup>2</sup>·с после непродолжительной оптической деградации ( $2a$ ), и зависимостей  $\Delta\sigma(T)$ , измеренных при повышении температуры для  $I > 1.3 \cdot 10^{12}$  кв/см<sup>2</sup>·с (3, 4), указывает на возможность того, что причиной наблюдаемого гистерезиса является оптическая дегградация образца в процессе проведения измерений. Действительно, скорость установления равновесного состояния, определяемого процессами вызванного светом изменения плотности состояний, например состояний дефектов и их отжига, уменьшается с понижением температуры. В то же время величина равновесного для данной температуры изменения плотности состояний, например созданных светом дефектных состояний [10], увеличивается с понижением температуры. Это может привести к температурному гистерезису величин, определяемых плотностью состояний, в частности  $\Delta\sigma$ . Рост интенсивности света, при которой производятся измерения  $\Delta\sigma(T)$ , увеличивает данный эффект. Наблюдаемый при  $T \approx 370$  К минимум на кривых  $\Delta\sigma(T)$ , измеренных при повышении температуры для  $I > 1.3 \cdot 10^{12}$  кв/см<sup>2</sup>·с, связан с отжигом вызванных светом изменений плотности состояний при  $T > 370$  К.

Одним из факторов, определяющих различный характер зависимостей  $\Delta\sigma(T)$ , полученных при понижении и повышении температуры для  $I > 1.3 \times 10^{12}$  кв/см<sup>2</sup>·с, может быть смещение положения уровня Ферми, связанное с изменением плотности состояний, вызванным освещением (рис. 2). Оценка величины ( $E_f - E_c$ ) для исследованного образца показала, что после измерения зависимости  $\Delta\sigma(T)$  при  $I=1.6 \cdot 10^{14}$  кв/см<sup>2</sup>·с значение ( $E_f - E_c$ ) при комнатной температуре возрастает от 0.7 до 0.72 эВ, что указывает на смещение уровня Ферми к середине щели подвижности. Заметим, что при этом величина поглощения в «дефектной области» спектра, измеренная методом постоянного фототока и характеризующая концентрацию дефектов, практически не изменилась.

Таким образом, проведенные исследования указывают на то, что особенности температурной зависимости  $\Delta\sigma$  в слабо легированных бором пленках  $a\text{-Si} : \text{H}$  определяются изменением типа проводимости и влиянием малых интенсивностей освещения на плотность состояний, определяющих рекомбинацию неравновесных носителей.

#### [Список литературы

- [1] Vanier P. E. // *Semicond. a. Semimet.* 1984. V. 21. Pt B. P. 329—357.
- [2] Казанский А. Г., Милитчевич Е. П., Уразбаева Р. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В.6. С. 1143—1145.
- [3] Stuke J. // *J. Non-Cryst. Sol.* 1987. V. 97-98. P. 1—14.
- [4] Kakalios J., Street R. A. // *Phys. Rev. B.* 1986. V. 34. N 8. P. 6014—6017.
- [5] Kocka J., Vanecsek M., Schauer F. // *J. Non-Cryst. Sol.* 1987. V. 97-98. P. 715—722.
- [6] Jousse D. // *Appl. Phys. Lett.* 1986. V. 49. N 21. P. 1439—1440.
- [7] Hoheizel H., Fuhs W. // *Phil. Mag. B.* 1988. V. 57. N 3. P. 411—419.
- [8] Stutzmann M., Jackson W. // *Sol. St. Commun.* 1987. V. 62. N 3. P. 153—157.
- [9] Staebler D. L., Wronski C. R. // *Appl. Phys. Lett.* 1977. V. 31. N 4. P. 292—294.
- [10] Stutzmann M., Jackson W. B., Tsai C. C. // *Phys. Rev. B.* 1985. V. 32. N 1. P. 23—47.