

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ НА ФОТОПРОВОДИМОСТЬ α -Si : H

А. Г. Казанский, Е. А. Шамонова

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119899, Москва, Россия
(Получена 29 марта 1993 г. Принята к печати 28 апреля 1993 г.)

В работе проанализировано влияние уровня и типа легирования на фотопроводимость пленок α -Si : H в области комнатных температур. Показано, что наблюдаемое отличие зависимостей фотопроводимости пленок α -Si : H n - и p -типа от уровня легирования и концентрации дефектов может быть связано с различной протяженностью хвостов плотности состояний зоны проводимости и валентной зоны. Большая протяженность хвоста валентной зоны приводит к существенно неравномерному заполнению состояний дефектов в условиях освещения. Вследствие этого концентрация рекомбинационных центров в пленках α -Si : H p -типа практически не зависит от уровня легирования и концентрации дефектов и определяется плотностью состояний в хвосте валентной зоны.

Изучение процессов рекомбинации неравновесных носителей в легированном α -Si : H имеет важное значение для создания фотоэлектрических приборов на основе данного материала. Согласно имеющимся данным, легирование α -Si : H донорами приводит к увеличению фотопроводимости ($\Delta\sigma$) [¹], в то время как легирование α -Si : H акцепторами практически не изменяет $\Delta\sigma$ [²]. Причем увеличение концентрации дефектов уменьшает $\Delta\sigma$ при комнатных температурах в материале n -типа и практически не изменяет $\Delta\sigma$ в материале p -типа [³]. На рис. 1 представлены данные, полученные в работах [^{2, 4}] при комнатной температуре для α -Si : H, легированного фосфором и бором. В качестве параметра, характеризующего уровень легирования, использовано положение уровня Ферми (E_F) в щели подвижности.

В настоящей работе показано, что причиной наблюдаемого различия может быть разная протяженность и «мощность» хвостов зоны проводимости и валентной зоны, определяющих неравновесное заполнение состояний оборванных связей, которые являются основными центрами рекомбинации в α -Si : H и могут находиться в нейтральном (D^0), положительно (D^+) и отрицательно (D^-) заряженном состояниях.

Нами было проведено численное моделирование процессов рекомбинации неравновесных носителей в α -Si : H при комнатной температуре при различных положениях уровня Ферми в щели подвижности. При проведении численных расчетов была использована модель плотности состояний, в которой квазинепрерывный спектр состояний оборванных связей с энергетическим положением максимумов E_D (для состояний D^0 и D^+ центров) и $E_D + U$ (для состояний D^- центров, где U — энергия корреляции) заменен на два дискретных энергетических уровня, расположенных при E_D и $E_D + U$ (рис. 2). Полная концентрация дефектов — N_D . Хвосты плотности состояний зоны проводимости и валентной зоны моделировались эффективными дискретными уровнями, расположенными при энергиях E_n^a и E_p^a с концентрациями N_n^a и N_p^a соответственно. При расчетах мы не учитывали увеличения концентрации дефектов при легировании материала, что, согласно данным [⁵], не должно привести к существенному изменению результатов.

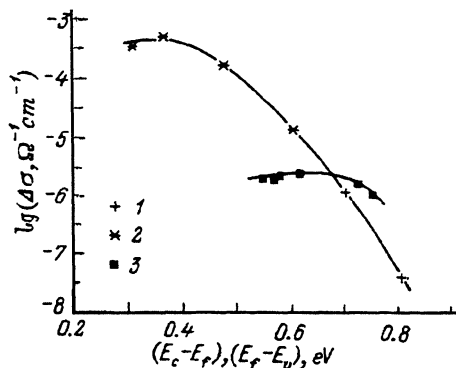


Рис. 1. Зависимость фотопроводимости $\Delta\sigma$ при комнатной температуре от положения уровня Ферми относительно зоны проводимости ($E_c - E_f$) для нелегированного (1) и легированного фосфором (2) α -Si:H и относительно валентной зоны ($E_f - E_v$) для легированного бором α -Si:H (3).

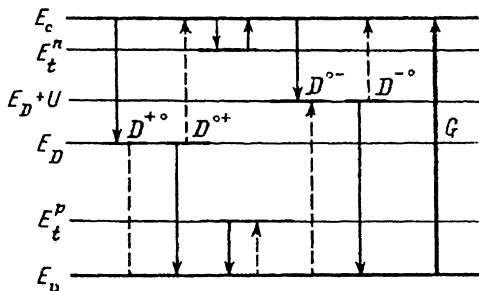


Рис. 2. Схема электронных энергетических переходов, рассматриваемых в работе, штриховые стрелки соответствуют термическим переходам.

Схема рассматриваемых нами электронных переходов представлена на рис. 2. Предполагалось, что рекомбинация носителей происходит через состояния оборванных связей, а состояния хвостов зон обмениваются носителями лишь с ближайшими зонами. Данное приближение справедливо для области комнатных температур.

На рис. 3 представлены зависимости от E_f равновесных (N_0^0, N_+^0, N_-^0) и неравновесных (N_0, N_+, N_-) концентраций дефектов в различных зарядовых состояниях и концентраций электронов (n_i^0, n_i) и дырок (p_i^0, p_i), захваченных на эффективные состояния в хвостах зон. Данные получены численным решением системы кинетических уравнений с учетом уравнения сохранения заряда при следующих значениях параметров:

$$N_c^* = N_v^* = 10^{21} \text{ см}^{-3}; \quad N_t^n = 10^{19} \text{ см}^{-3}; \quad N_t^p = 10^{19} \text{ см}^{-3}; \quad N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3};$$

$$E_G = 1.8 \text{ эВ}; \quad E_c - E_D = 0.9 \text{ эВ}; \quad U = 0.3 \text{ эВ}; \quad E_c - E_t^n = 0.1 \text{ эВ};$$

$$E_t^0 - E_v = 0.3 \text{ эВ};$$

$$c_n^0 = c_p^0 = 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}; \quad c_n^+ = c_p^+ = 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}; \quad c_n^+/c_n^0 = c_p^+/c_p^0 = r = 50;$$

$$G = 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Здесь E_G — оптическая ширина зоны, G — темп генерации, N_c^* и N_v^* — эффективные плотности состояний зоны проводимости и валентной зоны, c_k^j — коэффициенты захвата носителей, где нижний индекс соответствует электронам (n) или дыркам (p), а верхний — состояниям дефектов в различных зарядовых состояниях (0, +, -) или состояниям эффективных уровней хвостов (t).

Зависимости неравновесных свободных электронов (n) и дырок (p) от положения уровня Ферми E_f и соответственно зависимость $\Delta\sigma(E_f)$ определяются изменением концентраций N_0, N_+ и N_- при смещении E_f . При этом на рис. 3, в можно выделить четыре характерных области.

1. Область энергий, расположенных между E_D и $E_D + U$ (собственный полупроводник). В этом случае оборванные связи в основном находятся в нейтральном состоянии. Концентрации дефектов в заряженных состояниях N_+ и N_- превосходят свои равновесные значения, но близки к ним. Концентрации носителей, захваченных на состояния хвостов зон, намного меньше концентрации дефектов, но существенно превышают свои равновесные значения.

2. Область энергий, расположенных ниже E_D , соответствующая образцам, слабо легированным акцепторами. Оборванные связи преимущественно находятся в состоянии D^+ . Неравновесные концентрации N_0 и p_t равны между собой и практически не зависят от положения E_f , а концентрации N_- и n_t в этой области малы по сравнению с остальными рассматриваемыми концентрациями.

3. Область энергий, расположенных ниже E_D , соответствующая образцам, сильно легированным акцепторами. В данном случае концентрация дырок в состояниях хвоста валентной зоны превосходит все прочие концентрации локализованных состояний, рассматриваемых в задаче, и близка к равновесной. Оборванные связи в основном находятся в состоянии D^+ . В то же время концентрации N_0 и N_- на несколько порядков превышают свои равновесные значения.

4. Область энергий, расположенных выше $E_D + U$, соответствующая образцам, легированным донорами. В этой области для всех значений E_f не наблюдается существенных отклонений в заполнении состояний дефектов от равновесных значений. Некоторое различие появляется лишь при больших интенсивностях возбуждения либо малых концентрациях дефектов.

Расчеты показывают, что по мере смещения E_f к E_v неравновесная концентрация электронов коррелирует сначала с изменением N_0 , а затем с изменением N_+ . В то же время изменение концентрации неравновесных дырок коррелирует сначала с изменением N_- , а затем с изменением N_0 . Область перехода зависит от величины r . Таким образом, в легированных материалах зависимость $\Delta\sigma$ (E_f) определяется в основном изменением N_0 . Как видно из рис. 3, значения N_0 близки к равновесным в областях 1 и 4. В областях 2 и 3 значения N_0 существенно отличаются от равновесных и зависят от G .

Рассмотрим влияние параметров на заполнение состояний дефектов (рис. 4). Расчеты, проведенные при различных значениях N_D , N_f^p и E_f^p , показывают, что в областях 2 и 3 концентрация N_0 не зависит от N_D . В то же время N_0 зависит от N_f^p и E_f^p в области 2 и не зависит от данных параметров в области 3. Заметим, что при достаточно больших значениях G и малых N_D зависимость N_0 от E_f в области 4 начинает отличаться от равновесной и становится подобной зависимости N_0 (E_f) на участках 2 и 3.

Наиболее отчетливо влияние эффективных уровней хвостов на заполнение состояний оборванных связей

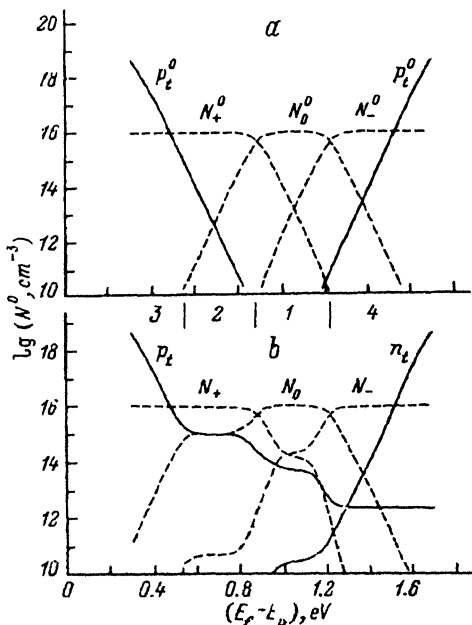


Рис. 3. Зависимость равновесных (а) и неравновесных (б) концентраций заполненных локализованных состояний от положения уровня Ферми.

проявляется в области 2. Из уравнения сохранения заряда легко показать, что для данной области выполняется соотношение

$$N_0 - N_0^0 \approx p_t - p_t^0. \quad (1)$$

Принимая во внимание, что в данной области $N_0 \gg N_-$, и пренебрегая тепловой генерацией дырок из состояний оборванных связей в валентную зону, можно записать

$$G = c_p^0 p N_0. \quad (2)$$

Из равенства темпов захвата дырок на эффективный уровень хвоста валентной зоны и теплового выброса с него в зону имеем

$$p_t = \frac{p N_t^p}{p + N_v^* \exp [(E_v - E_t^p)/kT]}. \quad (3)$$

Учитывая также, что в области 2 $p_t \gg p_t^0$ и $N_0 \gg N_0^0$ из (1), (2) и (3), получаем

$$p \approx \left\{ \frac{G N_v^* \exp [(E_v - E_t^p)/kT]}{N_t^p c_p^0} \right\}^{1/2} \sim G^{1/2} (N_t^p)^{-1/2}. \quad (4)$$

Как видно из соотношения (4), в области слабого легирования акцепторами неравновесная концентрация дырок и соответственно фотопроводимость не зависят от положения уровня Ферми и концентрации дефектов и уменьшаются при увеличении концентрации эффективных состояний в хвосте валентной зоны.

Таким образом, проведенный анализ позволяет сделать вывод, что вследствие малой протяженности хвоста зоны проводимости его заполнение при комнатной температуре неравновесными электронами не оказывает существенного влияния на заполнение состояний оборванных связей. Поэтому в $a\text{-Si} : \text{H}$, легированном донорами, оно близко к равновесному (при умеренных интенсивностях возбуждения) и зависит от полной концентрации оборванных связей. Легирование донорами, приводящее к смещению E_f к E_c , вызывает уменьшение равновесной концентрации N_0^0 и соответственно увеличение фотопроводимости. В то же время в $a\text{-Si} : \text{H}$, легированном акцепторами, большая протяженность хво-

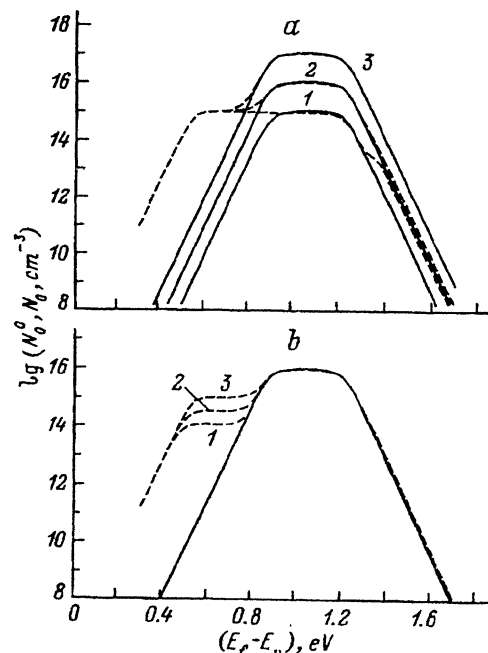


Рис. 4. Зависимости равновесных (сплошные линии) и неравновесных (пунктирные линии) концентраций нейтральных оборванных связей от положения уровня Ферми, полученные при различных значениях N_D и N_P^p . $a - N_D, \text{ см}^{-3}$: 1 - 10^{15} , 2 - 10^{16} , 3 - 10^{17} ; $b - N_P^p, \text{ см}^{-3}$: 1 - 10^{17} , 2 - 10^{18} , 3 - 10^{19} . Остальные параметры указаны в тексте.

та валентной зоны приводит к тому, что заполнение его неравновесными дырками определяет заполнение состояний оборванных связей. В результате этого при комнатных температурах концентрация $N_0 \approx p_t$ и существенно отличается от равновесной. Поэтому время жизни дырок и соответственно фотопроводимость в слабо легированном акцепторами α -Si : H не зависят от концентрации дефектов, но зависят от плотности состояний в хвосте валентной зоны, уменьшаясь при ее увеличении. Заметим, что аналогичная ситуация может реализоваться в пленках α -Si : H n -типа при достаточно больших интенсивностях возбуждения либо малых концентрациях дефектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] W. E. Spear, H. L. Steemers, P. G. Le Comber, R. A. Gibson. *Phil. Mag.* B, 50, L33 (1984).
- [2] A. G. Kazanskii, S. V. Kuznetsov. *Phys. St. Sol.* B, 168, K19 (1991).
- [3] А. Г. Казанский, И. В. Климашин, С. В. Кузнецов. *ФТП*, 24, 1628 (1990).
- [4] А. Г. Казанский. *ФТП*, 24, 1462 (1990).
- [5] Л. А. Балагуров, Э. М. Омеляновский, К. К. Примбетов, М. Н. Стариков. *ФТП*, 22, 1967 (1988).

Редактор Т. А. Полянская
