

В полупроводниковых структурах,  $p-n$ -переходах которых включены в обратном направлении, тепловой пробой возникает вслед за лавинным или туннельным пробоем при прохождении токов большой плотности и ведет к разрушению прибора при недостаточно интенсивном отводе тепла. Если учесть, что при лавинном пробое  $p-n$ -перехода величина тепловыделения  $P$  может достигать  $10^{10}$  Вт/см<sup>3</sup> [1], то тепловой баланс при флуктуации температуры 100 К может быть обеспечен носителями с концентрацией  $10^{19} \dots 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и временами релаксации  $10^{-10} \dots 10^{-12}$  с.

#### Список литературы

- [1] Субашиев А. В., Фишман И. М. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. В. 12. С. 2264—2266.
- [2] Эбелинг В. Образование структур при необратимых процессах. Введение в теорию диссипативных структур. М., 1979. 280 с.
- [3] Кочелап В. А., Мельников Л. Ю., Соколов В. Н. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 7. С. 1324—1326.
- [4] Вондаренко П. Н., Емельянов О. А., Койков С. А. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 16. С. 45—48.
- [5] Калафати Ю. Д., Неменуций В. Н., Ржанов Ю. А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 9. С. 15—20.

Черновицкий  
государственный университет

Получено 21.12.1990  
Принято к печати 2.04.1991

ФТП, том 25, вып. 8, 1991

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В $a$ -Si : H $p$ -ТИПА

Казанский А. Г., Кузнецов С. В.

Фотопроводимость в пленках  $a$ -Si : H  $p$ -типа исследована существенно в меньшей степени по сравнению с фотопроводимостью в нелегированных пленках и пленках  $n$ -типа. В частности, недостаточно изучены температурные зависимости фотопроводимости [1, 2]. В то же время исследование температурных зависимостей  $\Delta\sigma$  позволяет определить механизмы рекомбинации неравновесных носителей в  $a$ -Si : H и понять влияние на величину фотопроводимости таких характеристик образца, как концентрация дефектов и примесей в нем. Поэтому в настоящей работе были проведены исследования температурных зависимостей фотопроводимости в  $a$ -Si : H  $p$ -типа с различным уровнем легирования.

Исследовались пленки  $a$ -Si : H толщиной  $\sim 1$  мкм, полученные разложением в ВЧ глеющем разряде смеси газов моносилана ( $\text{SiH}_4$ ) и диборана ( $\text{B}_2\text{H}_6$ ) при температуре подложки 250 °С. Относительное объемное содержание газов в смеси составляло  $k = [\text{B}_2\text{H}_6]/[\text{SiH}_4] = 3 \cdot 10^{-7} - 10^{-3}$ . Измерения проводились в области температур 110—450 К при возбуждении образцов излучением с энергией кванта 1.9 эВ интенсивностью  $I \approx 10^{14}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Перед измерениями образцы отжигались в вакууме  $10^{-3}$  Па в течение 30 мин при температуре 180 °С.

На рис. 1 для некоторых образцов  $a$ -Si : H, легированных бором, представлены температурные зависимости фотопроводимости  $\Delta\sigma = \sigma_\phi - \sigma_t$ , где  $\sigma_t$  и  $\sigma_\phi$  — соответственно проводимость образца в темноте и при освещении его светом. На этом же рисунке для сравнения показана температурная зависимость  $\Delta\sigma$  для нелегированного  $a$ -Si : H. Зависимости  $\Delta\sigma$  получены в процессе понижения температуры. Как видно из рисунка, для нелегированного  $a$ -Si : H в области температур 170—210 К наблюдается температурное гашение  $\Delta\sigma$ . Анализ зависимости  $\Delta\sigma(T)$  слабо легированного  $a$ -Si : H был проведен в работе [3]. Как было показано в [3], в слабо легированном  $a$ -Si : H фотопроводимость определяется электронами в области низких температур и дырками в области

высоких температур. Смена типа проводимости происходит при температуре, при которой наблюдается переход от слабой зависимости  $\Delta\sigma(T)$  к экспоненциальному возрастанию  $\Delta\sigma$  с ростом температуры. Как видно из рис. 1, для образцов с  $k < 3 \cdot 10^{-6}$  увеличение степени легирования бором приводит к существенному уменьшению величины  $\Delta\sigma$  в «электронной области» зависимости  $\Delta\sigma(T)$  и некоторому возрастанию  $\Delta\sigma$  в «дырочной области». При этом температура перехода от  $n$ -типа к  $p$ -типу фотопроводимости смещается в область низких температур. Для  $k > 3 \cdot 10^{-6}$  фотопроводимость определяется дырками во всей исследованной температурной области.

Рассмотрим область температур, в которой  $\Delta\sigma$  определяется переносом дырок. Увеличение  $\Delta\sigma$  с ростом температуры, по нашему мнению, связано с выбросом дырок в валентную зону с состояний хвоста валентной зоны. Если данные состояния не участвуют в рекомбинационных переходах, то время жизни дырок определяется концентрацией нейтральных оборванных связей ( $N^0$ ) (по-

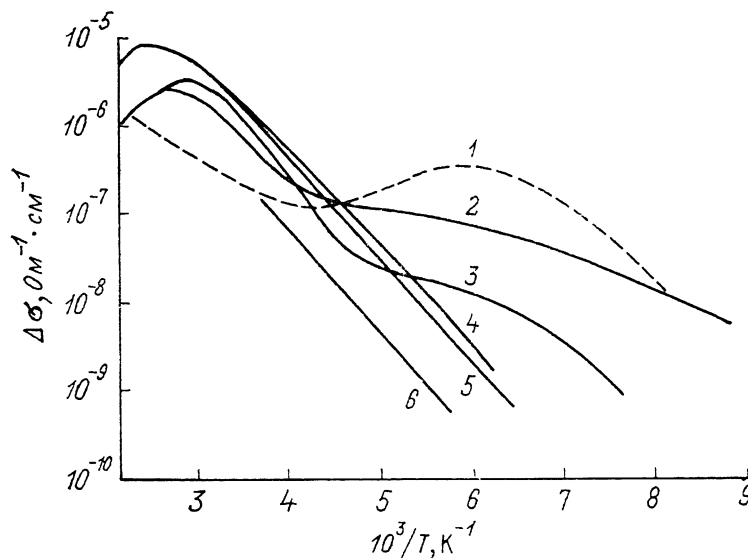


Рис. 1. Температурные зависимости фотопроводимости нелегированного  $a\text{-Si}:\text{H}$  (1) и  $a\text{-Si}:\text{H}$ , легированного бором (2—6).

$k$ : 2 —  $3 \cdot 10^{-7}$ , 3 —  $10^{-6}$ , 4 —  $3 \cdot 10^{-6}$ , 5 —  $10^{-4}$ , 6 —  $10^{-3}$ .

скольку в  $a\text{-Si}:\text{H}$   $p$ -типа  $N^0$  существенно превосходит концентрацию отрицательно заряженных оборванных связей [4]). С использованием уравнения нейтральности в рассматриваемой области температур было показано, что  $N^0 \approx p_i + N_0^0$ , где  $N_0^0$  — концентрация  $N^0$  в темноте, а  $p_i$  — концентрация дырок, захваченных на состояниях хвоста валентной зоны. Поэтому в области низких температур, при которых выполняется соотношение  $p_i > N_0^0$ , уменьшение  $p_i$  с ростом температуры приводит к уменьшению  $N^0$  и соответственно увеличению  $\Delta\sigma$ .

В области высоких температур концентрация центров рекомбинации определяется равновесным значением  $N_0^0$ . Поскольку в образцах  $p$ -типа уровень Ферми ( $E_f$ ) расположен ниже энергетического положения состояний нейтральной оборванной связи [5], в соответствии с выражением для вероятности нахождения оборванной связи с положительной энергией корреляции в нейтральном состоянии [6] рост температуры приводит к увеличению  $N_0^0$ . Помимо этого, согласно модели равновесных дефектов [7], в области высоких температур возможно увеличение с температурой полной концентрации дефектов ( $N$ ). Это вызывает уменьшение  $\Delta\sigma$  с ростом температуры.

Заметим, что наблюдаемый характер изменения  $\Delta\sigma$  в дырочной области фотопроводимости можно также интерпретировать в рамках модели Роуза [8], согласно которой увеличение температуры должно приводить к смещению

демаркационных уровней дырок и электронов к середине щели подвижности и соответственно к уменьшению центров рекомбинации расположенных между ними. В соответствии с работой [9] более оправдано рассмотрение состояний, расположенных между квазиуровнями Ферми для захваченных носителей. Оценка положения квазиуровня Ферми для свободных дырок ( $E_f^p$ ) относительно края валентной зоны ( $E_v$ ), проведенная для образца с  $k=10^{-4}$ , показывает, что при увеличении температуры от 170 до 400 К (температуре, соответствующей максимуму  $\Delta\sigma$ ) величина  $E_f^p - E_v$  увеличивается от 0.36 до 0.52 эВ. Значение  $E_f^p - E_v$  оценивалось из соотношения  $E_f^p - E_v = kT \ln(\sigma_m/\sigma_\phi)$ , где предполагалось, что минимальная металлическая проводимость для дырок совпадает с соответствующей величиной для электронов [10] и равна  $\sigma_m = 150 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  [11]. Поскольку плотность состояний в хвосте валентной зоны превосходит плотность состояний оборванных связей, расположенных в середине щели подвижности, в области низких температур уменьшение рекомбинационных центров с ростом температуры определяется смещением  $E_f^p$  к середине щели подвижно-

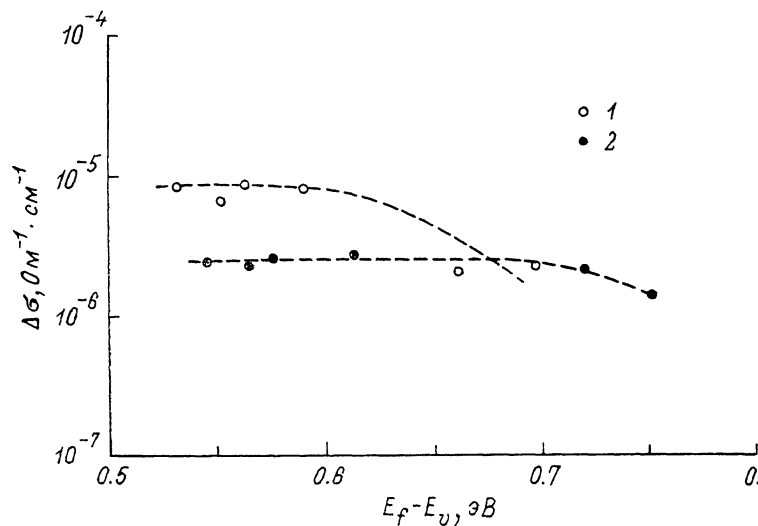


Рис. 2. Зависимости фотопроводимости от положения уровня Ферми. Т, К: 1 — 300, 2 — 400.

сти по состояниям хвоста. Наконец, в области высоких температур главную роль в рекомбинации дырок играют нейтральные оборванные связи.

Как в случае первой, так и в случае второй интерпретации в области увеличения  $\Delta\sigma$  с ростом температуры скорость рекомбинации определяется плотностью состояний в хвосте валентной зоны. Причем показатель люкс-амперной зависимости  $\gamma$  ( $\Delta\sigma \sim I^\gamma$ ) должен быть меньше 1. Проведенные нами измерения показали, что в данной области температур  $\gamma \approx 0.5 - 0.6$ . В области высоких температур рекомбинация и соответственно величина  $\Delta\sigma$  определяются концентрацией  $N_0^o$ .

Из спектров коэффициента поглощения в дефектной области, полученных методом постоянного фототока [12], мы оценили концентрацию дефектов при комнатной температуре в исследованных образцах. При увеличении легирования от  $k=3 \cdot 10^{-7}$  до  $k=10^{-4}$  величина  $N$  возрастает в  $\sim 40$  раз по закону, близкому к  $\exp\left[-\frac{E_f - E_v}{\Delta E}\right]$ , где  $\Delta E \approx 0.14$  эВ, а  $E_f - E_v$  определялось аналогично  $E_f^p - E_v$ , но с использованием значения темновой проводимости при комнатной температуре. В то же время, как видно из рис. 1,  $\Delta\sigma$  в дырочной области фотопроводимости изменяется существенно слабее.

Рассмотренная выше интерпретация процессов рекомбинации позволяет понять зависимость  $\Delta\sigma$  от уровня легирования в образцах *p*-типа. На рис. 2 показаны зависимости  $\Delta\sigma$  от положения  $E_f$  (которое мы использовали в каче-

стве параметра, характеризующего уровень легирования) для двух температур, соответствующих областям увеличения и уменьшения  $\Delta\sigma$  с ростом температуры. Слабая зависимость  $\Delta\sigma$  при  $T = 300$  К от легирования и соответственно от концентрации дефектов связана с тем, что, как было показано выше, в области комнатных температур величина  $\Delta\sigma$  определяется плотностью состояний в хвосте валентной зоны. Это, в частности, может объяснить уменьшение  $\Delta\sigma$  в образце с максимальным уровнем легирования  $k = 10^{-3}$  (рис. 1). Действительно, согласно [13], в сильно легированных бором образцах  $\alpha$ -Si : H возрастает структурная неоднородность, что может привести к увеличению плотности состояний в хвосте валентной зоны. В то же время представленное на рис. 2 изменение  $\Delta\sigma$  с легированием при  $T = 400$  К связано с изменением при легировании концентрации нейтральных оборванных связей, которое определяется двумя факторами: увеличением полной концентрации дефектов при легировании и уменьшением относительной концентрации  $N_0^0$  вследствие смещения положения  $E_f$  к валентной зоне [4].

Авторы выражают искреннюю признательность В. Фусу и Х. Меллу за предоставление образцов для исследований.

#### Список литературы

- [1] Vanier P. E., Delahoy A. E., Griffith R. W. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 8. P. 5235—5242.
- [2] Hoheisel M., Fuhs W. // Phil. Mag. B. 1988. V. 57, N 3. P. 411—419.
- [3] Казанский А. Г., Климашин И. В., Кузнецов С. В. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 9. С. 1628—1631.
- [4] LeComber P. G., Spear W. E. // Phil. Mag. B. 1986. V. 53. N 1. P. L1—L7.
- [5] Jousse D. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 21. P. 1438—1440.
- [6] Stutzman M., Jackson W. B. // Sol. St. Commun. 1987. V. 62. N 3. P. 153—158.
- [7] Street R. A., Winer K. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 9. P. 6236—6249.
- [8] Поуз А. Основы теории фотопроводимости, М., 1966. 192 с.
- [9] Simmons J. G., Taylor G. W. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. N 2. P. 502—511.
- [10] Kakalios J., Street R. A. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 8. P. 6014—6017.
- [11] Overhof H., Thomas P. // Electronic Transport in Hydrogenated Amorphous Semiconductors (V. 114) of Springer Tracts in Modern Physics / Ed. by G. Hohler, E. A. Niekish. 1989.
- [12] Вавилов В. С., Казанский А. Г., Миличевич Е. П. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 11. С. 2051—2053.
- [13] Beyer W., Wagner H., Mell H. // Sol. St. Commun. 1981. V. 39. N 2. P. 375—379.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Получено 12.03.1991  
Принято к печати 4.04.1991

ФТП, том 25, вып. 8, 1991

## ОБРАЗОВАНИЕ ЦЕНТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КРЕМНИИ ПРИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ УГЛЕРОДА

Мудрый А. В., Патук А. И., Шакин И. А.

Образование первичных дефектов и комплексов с их участием в кремнии, облученном электронами при температурах  $< 200$  К, было зарегистрировано с помощью методов электронного парамагнитного резонанса, инфракрасного поглощения и нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней [1–5]. Установлено, что при низкотемпературном облучении в кристаллах образуются вакансии, дивакансии, междоузельные примесные атомы алюминия, бора, галлия, комплексы с собственными междоузельными атомами кремния, углеродом и кислородом [1–5]. В [6, 7] исследовалась люминесценция кремния после низкотемпературного ( $\sim 100$  К) облучения электронами. Основным результатом этих работ явилось то, что образование оптически активных дефектов зарегист-