

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДРЕЙФОВОЙ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В АМОРФНОМ ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОМ КРЕМНИИ МЕТОДОМ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

Буторин О. В., Казанский А. Г.

Предложен метод исследования дрейфовой подвижности электронов  $\mu_D^e$  в аморфном гидрогенизированном кремнии  $a\text{-Si}:\text{H}$  с помощью измерения нестационарной фотопроводимости в области ее линейного роста при импульсном возбуждении неравновесных носителей светом.

С помощью данной методики исследовано влияние дегидрогенизации  $a\text{-Si}:\text{H}$  и длительного его освещения в области собственного поглощения на величину  $\mu_D^e$ . Измерения показали, что как в случае дегидрогенизации  $a\text{-Si}:\text{H}$ , так и после длительного освещения происходит некоторое уменьшение величины  $\mu_D^e$ . Полученные результаты объясняются увеличением плотности локализованных состояний в хвосте зоны проводимости при указанных воздействиях.

Одним из важных параметров, характеризующих перенос неравновесных носителей в аморфном гидрогенизированном кремнии  $a\text{-Si}:\text{H}$ , является дрейфовая подвижность носителей  $\mu_D$ . Поскольку величина  $\mu_D$  определяется плотностью локализованных состояний в щели для подвижности вблизи краев зон, изучение  $\mu_D$  позволяет получить информацию о концентрации и распределении по энергиям данных состояний. В большинстве работ, посвященных изучению  $\mu_D$  в  $a\text{-Si}:\text{H}$ , величина  $\mu_D$  измерялась с помощью времяпролетной методики (см., например, [1-6]). В настоящей работе предложен метод исследования дрейфовой подвижности электронов  $\mu_D^e$  в  $a\text{-Si}:\text{H}$  с помощью измерения удельной нестационарной фотопроводимости  $\Delta\sigma_n$  в области ее линейного роста при импульсном возбуждении неравновесных носителей светом. Исследовано влияние дегидрогенизации и длительного освещения (эффекта Стеблера—Вронского) на величину  $\mu_D^e$ .

Если проводимость полупроводника определяется электронами, то в случае одного уровня ловушек, расположенного на глубине  $E_i$  от дна зоны проводимости, при возбуждении носителей импульсами света длительностью  $t$  величина  $\Delta\sigma_n$  определяется выражением [7]

$$\Delta\sigma_n = e\mu\beta(1-R)Iat(1+(n_i/n_0))^{-1},$$

где  $n_i/n_0 \sim \exp(E_i/kT)$ ,  $\mu$ ,  $\beta$ ,  $\alpha$ ,  $R$ ,  $I$ ,  $n_0$  и  $n_i$  — соответственно подвижность носителей в зоне, квантовый выход, коэффициент поглощения, коэффициент отражения, интенсивность падающего света, концентрация свободных и захваченных на ловушки неравновесных носителей.<sup>1</sup> Приведенное выражение для  $\Delta\sigma_n$  справедливо для малого заполнения ловушек и если рекомбинация носителей происходит из зоны проводимости и выполняется соотношение  $\Theta < t \ll \tau(1+(n_i/n_0))$ , где  $\tau$  и  $\Theta$  — соответственно время жизни и время установления термодинамического равновесия между свободными и захваченными на ловушки носителями.

Легко показать, что приведенное для  $\Delta\sigma_n$  выражение справедливо также в случае квазипрерывного распределения плотности состояний ловушек

<sup>1</sup> Предполагается, что  $ad < 1$ , где  $d$  — толщина образца.

$N(E)$ , если при удалении от края зоны проводимости в глубь щели для подвижности при энергии  $E_i$  происходит переход от слабой (по сравнению с экспоненциальной) к более резкой зависимости  $N(E)$  или существенно уменьшается сечение захвата на локализованные состояния. Результаты работы [2] указывают на возможность реализации данных условий для хвоста плотности состояний зоны проводимости в  $a\text{-Si} : \text{H}$ . Таким образом, в случае термализации

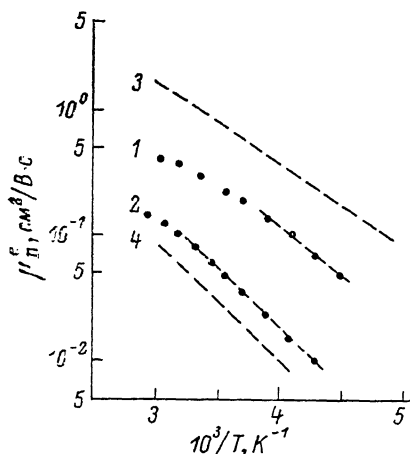


Рис. 1. Температурные зависимости дрейфовой подвижности электронов  $\mu_D^e$ .

1, 2 получены соответственно для нелегированного и легированного образцов; 3, 4 — результаты, полученные соответственно в работе [3] для нелегированного и в работе [6] для легированного  $a\text{-Si} : \text{H}$  с помощью времяпролетной методики.

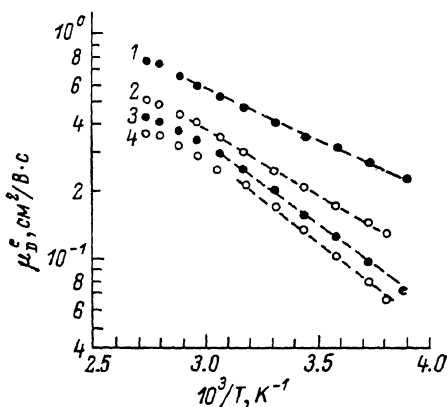


Рис. 2. Влияние отжига на температурные зависимости дрейфовой подвижности электронов  $\mu_D^e$ .

Тотж., °C: 2 — 320, 3 — 380, 4 — 420; 1 — неотожженный образец.

захваченных на ловушки электронов измерение  $\Delta\sigma_n$  позволяет определить  $\mu_D^e = \mu (1 + (n_i/n_0))^{-1}$ , если известны значения  $\beta$ ,  $\alpha$ ,  $R$ ,  $I$  и  $t$ .

В работе исследованы нелегированные и легированные фосфором образцы  $a\text{-Si} : \text{H}$ , полученные методом разложения смеси газов моносилана и аргона в ВЧ тлеющем разряде при температуре подложки 230—260 °C. Толщина образцов составляла 0.5—1 мкм. Неравновесные носители возбуждались импульсами излучения светодиодов ( $\lambda_{\text{max}} = 0.69$  мкм). Длительность импульсов выбиралась таким образом, чтобы на экране осциллографа наблюдался линейный участок нарастания фототока, и составляла  $(2\text{--}6) \cdot 10^{-6}$  для нелегированных и  $(1\text{--}3) \cdot 10^{-5}$  с для легированных образцов. Частота повторения импульсов

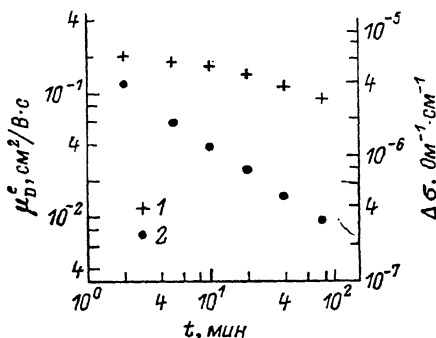


Рис. 3. Зависимости дрейфовой подвижности электронов  $\mu_D^e$  (1) и стационарной фотопроводимости  $\Delta\sigma$  (2) от времени освещения.

10 Гц. Поскольку, согласно [2], для электронов в  $a\text{-Si} : \text{H}$  величина  $\Theta < 10^{-7}$  с, то выбранное значение  $t$  удовлетворяло условию  $t > \Theta$ . Значения  $\alpha$  и  $R$  определялись из спектров оптического пропускания.

На рис. 1 показаны температурные зависимости  $\mu_D^e$  для нелегированного и легированного  $a\text{-Si} : \text{H}$ , полученные из измерения  $\Delta\sigma_n$ . При вычислении  $\mu_D^e$  предполагалось, что  $\beta = 1$ . Характер измеренных зависимостей  $\mu_D^e(T)$  согласуется с данными для  $\mu_D^e(T)$ , полученными времяпролетной методикой в работах [1—6]. В качестве примера на рис. 1 приведены зависимости  $\mu_D^e(T)$ , полученные в работах [3] и [6] соответственно для нелегированного и легированного  $a\text{-Si} : \text{H}$ . Различие абсолютных значений  $\mu_D^e$  может быть связано с разными

технологическими условиями получения образцов. Для исследованных образцов  $a\text{-Si} : \text{H}$  характер зависимости  $\mu_b^h(T)$  при  $T < 300$  К близок к активационному с энергиями активации 0.12—0.14 для нелегированных и 0.17—0.20 эВ для легированных образцов. Это, по-видимому, свидетельствует о большей плотности состояний в хвосте зоны проводимости легированных образцов, что приводит к понижению эффективного уровня ловушек  $E_l$ , контролирующего захват носителей.

Известно, что дегидрогенизация  $a\text{-Si} : \text{H}$ , происходящая в результате прогрева при  $T > 300$  °С, приводит к увеличению хвостов плотности состояний вблизи валентной зоны [8]. Следует ожидать также увеличения плотности состояний вблизи зоны проводимости и соответственно изменения величины  $\mu_b^h$ . Для нелегированного образца мы провели исследования влияния отжига на величину  $\mu_b^h$ , измеренную методом нестационарной фотопроводимости. На рис. 2 показаны температурные зависимости  $\mu_b^h$  неотожженного образца и зависимости  $\mu_b^h(T)$  после изотермического отжига при  $T > 300$  °С. Как видно, отжиг приводит к уменьшению  $\mu_b^h$ . Энергия активации зависимости  $\mu_b^h(T)$  возрастает от 0.12 до 0.20 эВ при увеличении температуры отжига до 420 °С. Это указывает на увеличение плотности состояний вблизи зоны проводимости при дегидрогенизации  $a\text{-Si} : \text{H}$ .

Результаты исследований влияния длительного освещения на величину фотопроводимости и время фотосовета [9], а также на энергию активации температурной зависимости темновой проводимости и термоэдс [10] указывают на возможность изменения  $\mu_b^h$  в  $a\text{-Si} : \text{H}$  при длительном освещении образца. Мы исследовали методом нестационарной фотопроводимости влияние длительного освещения на величину  $\mu_b^h$  в  $a\text{-Si} : \text{H}$ . Динамика изменения  $\mu_b^h$  при комнатной температуре показана на рис. 3. На этом же рисунке показаны изменения стационарной фотопроводимости  $\Delta\sigma$ , измеренной при освещении образца квантами света с  $h\nu = 1.85$  эВ и интенсивностью  $\sim 2.7 \cdot 10^{14}$  кв/см<sup>2</sup>·с. Деградация образца осуществлялась светом лампы накаливания через тепловой фильтр с интенсивностью 30 мВт/см<sup>2</sup>. Уменьшение  $\Delta\sigma$  при эффекте Стеблера—Вронского обычно связывают с увеличением концентрации дефектов при длительном освещении и соответственно с уменьшением времени жизни носителей [11]. Как видно из рисунка, длительное освещение приводит также к некоторому уменьшению дрейфовой подвижности. Это может быть связано с увеличением плотности состояний в хвосте зоны проводимости [10].

Таким образом, полученные результаты указывают на возможность использования метода нестационарной фотопроводимости для исследования  $\mu_b^h$  в  $a\text{-Si} : \text{H}$  и на уменьшение  $\mu_b^h$  при дегидрогенизации и длительном освещении  $a\text{-Si} : \text{H}$ , что может быть связано с увеличением плотности состояний в хвосте зоны проводимости.

Авторы выражают искреннюю благодарность И. П. Звягину за полезные дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Tiedje T., Gebulka J. M., Morel D. L., Abeles B. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, N 21, p. 1425—1428.
- [2] Marshall J. M., Le Comber P. G., Spear W. E. — Sol. St. Commun., 1985, v. 54, N 1, p. 11—14.
- [3] Spear W. E., Steemers H. L. — J. Non-Cryst. Sol., 1984, v. 66, N 1, p. 163—174.
- [4] Shirafuji J., Kawagaki M., Inuishi Y. — Japan. J. Appl. Phys., 1984, v. 23, N 3, p. L184—L186.
- [5] Shirafuji J., Matsui H., Inuishi Y., Hamakawa Y. — Japan. J. Appl. Phys., 1983, v. 22, N 5, p. 775—779.
- [6] Moor A. R. — Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, N 11, p. 782—784.
- [7] Рывкин С. М. Фотозлектрические явления в полупроводниках. М., 1963. 494 с.
- [8] Cody G. D., Tiedje T., Abeles B., Brooks B., Goldstein Y. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, N 20, p. 1480—1484.
- [9] Mori K., Ohta E., Ino M., Tani K. — J. Non-Cryst. Sol., 1985, v. 77-78, p. 417—420.
- [10] Hauschildt D., Fuhs W., Mell H. — Phys. St. Sol. (b), 1982, v. 111, N 1, p. 171—174.
- [11] Stutzmann M., Jackson W. B., Tsai C. C. — Phys. Rev. B, 1985, v. 32, N 1, p. 23—48.