

Влияние гетерогенности материала на кинетику фотопроводимости в аморфном гидрогенизированном кремнии

© К.В. Коугия, Е.И. Теруков*, В. Фус†

Санкт-Петербургская государственная педиатрическая медицинская академия,
194100 Санкт-Петербург, Россия

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

†Hahn-Meithner Institute,
D-12489 Berlin, Germany

(Получена 7 апреля 1998 г. Принята к печати 8 апреля 1998 г.)

Предложена модель кинетики спада фотопроводимости в аморфном гидрогенизированном кремнии в предположении о подбарьерном туннельном характере рекомбинации неравновесных носителей. Показано, что исследование формы спада фотопроводимости при импульсном возбуждении может быть эффективно использовано для обнаружения структурных неоднородностей в аморфных или неупорядоченных полупроводниках.

1. Для нестационарной фотопроводимости неупорядоченных полупроводников и, в том числе, аморфного гидрогенизированного кремния ($a\text{-Si:H}$) характерно наличие длинновременного "хвоста" фототока, следующего за выключением освещения. Возникновение этого хвоста могут вызывать две причины. Первая возможная причина состоит в термически стимулируемом освобождении ловушек (локализованных состояний), распределенных по энергии в запрещенной зоне (щели подвижности) полупроводника. В таком случае из формы спада фотопроводимости можно попытаться рассчитать распределение локализованных состояний по энергии $N(E)$, поскольку при заданной температуре время спада будет характеризовать глубину освобождающихся локализованных состояний, а величина фотопроводимости будет зависеть от их концентрации. Впервые такая возможность была отмечена в работе [1] применительно к порошкообразным полупроводникам. Впоследствии аналогичные идеи определения $N(E)$ развивались для халькогенидных стеклообразных полупроводников [2,3], а сравнительно недавно сходный метод был предложен и для $a\text{-Si:H}$ [4,5].

Вторая возможная причина возникновения хвоста фотопроводимости (или фотолюминесценции) состоит в туннельном характере рекомбинации неравновесных носителей. В этом случае замедление спада фотопроводимости связано с рекомбинацией все более удаленных пар, а величина фотопроводимости пропорциональна концентрации еще непрорекомбинировавших носителей. Такое явление наблюдалось как в легированных и компенсированных кристаллических полупроводниках [6,7], так и в $a\text{-Si:H}$ [8,9].

Очевидно, что при достаточно низких температурах вторая причина выглядит предпочтительней. При повышении температуры обычно предполагают, что начинают преобладать термически активируемые процессы. Однако существуют достаточно веские доказательства того, что и при "высоких" (выше комнатной) температурах рекомбинация может происходить подбарьерным туннельным образом [10–13].

В настоящей работе мы показываем, что данные, представленные в работах [4,5], относительно кинетики фотопроводимости $a\text{-Si:H}$ после возбуждения короткими световыми импульсами при комнатной температуре могут быть объяснены и смоделированы в предположении о туннельной рекомбинации неравновесных носителей, происходящей в двухфазном гетерогенном материале.

2. Экспериментально установлено, что фотопроводимость нелегированного $a\text{-Si:H}$, полученного ВЧ разложением силана, обусловлена главным образом термически активируемым движением неравновесных электронов, в то время как дырки значительно менее подвижны [14]. Если допустить, что после начальной термализации (проходящей за времена порядка обратной фоновой частоты, т.е. $< 10^{-11}$ с) дальнейший спад фотопроводимости связан с падением концентрации неравновесных носителей за счет туннельной рекомбинации, то по аналогии с донорно-акцепторной рекомбинацией в кристаллических полупроводниках можно полагать, что это падение концентрации связано с последовательным опустошением "каналов рекомбинации", состоящих из пары "дырочный центр локализации–ближайший центр захвата для электронов". Характерное время жизни электронно-дырочной пары, захваченной в канал составляет

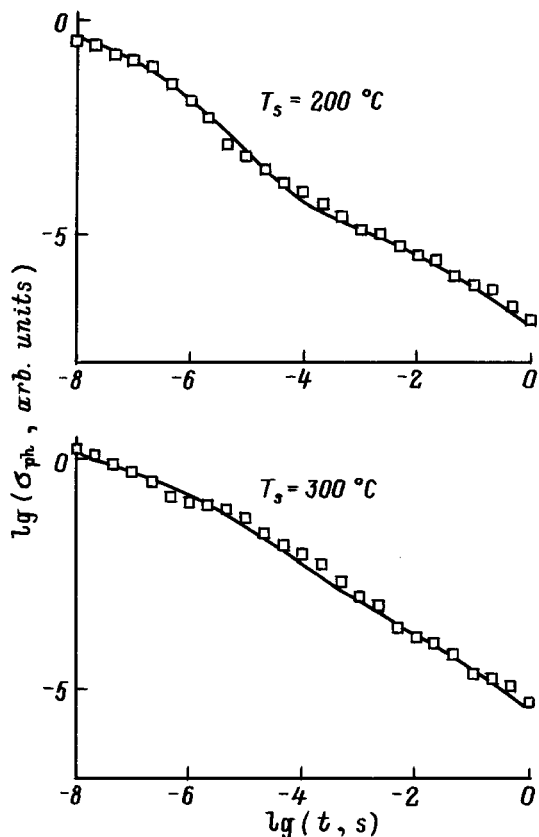
$$\tau(r) = \nu_0^{-1} \exp(2r/q). \quad (1)$$

где r — расстояние между локализованными электроном и дыркой, $\nu_0 = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ [15], а $a \approx 12 \text{ \AA}$ — радиус локализации наименее локализованного носителя, т.е. электрона [16].

Если N_{h1} и N_{e1} суть концентрации центров локализации соответственно для дырок и электронов и если их пространственное распределение некоррелировано, то для распределения каналов рекомбинации по расстояниям можно воспользоваться следующей формулой [17]:

$$g(r) = \frac{3r^2}{R^3} \exp\left(-\frac{r^3}{R^3}\right), \quad (2)$$

где $R^3 = 3/4\pi N_{e1}$.



Зависимость спада фотопроводимости от времени после импульсного возбуждения в образцах $a\text{-Si:H}$, полученных при разных температурах подложки T_s (квадраты — экспериментальные данные, сплошные кривые — результат расчета).

После короткого (в пределе бесконечно короткого) светового импульса неравновесные носители захватываются на локализованные состояния со скоростью, определяемой сечениями захвата σ_1 . Если существует только один тип рекомбинационных каналов, то начальное заполнение каналов будет приблизительно однородным:

$$f(r) = N_0/N_{h1}, \quad (3)$$

где N_0 — полная концентрация электронно-дырочных пар, рожденных световым импульсом. Тогда спад концентрации неравновесных дырок будет описываться следующим выражением:

$$p(t) = \int_0^{\infty} f(r)g(r) \exp(-t/\tau(r)) dr, \quad (4)$$

что можно связать со спадом фотопроводимости

$$\sigma(t) = \mu_D n(t) = \mu_D p(t), \quad (5)$$

в силу условия электронейтральности и если дрейфовая подвижность электронов μ_D не зависит от времени. Выражение (5) позволяет сравнивать расчетные кривые спада фотопроводимости с экспериментом, используя

величины μ_D , N_{h1} и N_{e1} в качестве подгоночных параметров. Как мы показали ранее, в случае спада фотопроводимости от стационарного состояния столь простая модель дает хорошее согласие с экспериментальными данными в широком интервале времен и температур эксперимента [13]. Однако в случае короткого светового импульса модель с одним типом рекомбинационных каналов не удовлетворяет экспериментальным данным и требует введения второго типа каналов, характеризующихся концентрациями N_{h2} , N_{e2} и сечением захвата для дырок σ_2 . Тогда

$$p(t) = \sum_{i=1}^2 \int_0^{\infty} f_i(r)g_i(r) \exp(-t/\tau(r)) dr, \quad (6)$$

где $g_i(r) = \frac{3r^2}{R_i^3} \exp(-\frac{r^2}{R_i^2})$, $R_i^3 = 3/4\pi N_{ei}$, а

$$f_i(r) = N_0 \frac{\sigma_i N_{hi}}{\sigma_1 N_{h1} + \sigma_2 N_{h2}}, \quad (7)$$

где σ_1 и σ_2 — сечения захвата неравновесных дырок.

Формулы (6) и (7) можно преобразовать к следующему виду:

$$\sigma(t) = e\mu_D p(t) \sim \int_0^{\infty} f_1(r)g_1(r) \exp(-t/\tau(r)) dr + \beta \int_0^{\infty} f_2(r)g_2(r) \exp(-t/\tau(r)) dr, \quad (8)$$

где $\beta = (\sigma_2 N_{h2})/(\sigma_1 N_{h1})$.

Выражение (8) позволяет выполнить расчеты спада фотопроводимости и сравнить их с экспериментальными данными. Пример сравнения с данными, полученными в работе [4], приведен на рисунке для двух образцов $a\text{-Si:H}$, осажденных при различных температурах подложки. Параметры подгонки, обеспечившие наилучшее согласие расчета и эксперимента, приведены в таблице.

3. При обсуждении полученных результатов возникает несколько вопросов и прежде всего — как могут сосуществовать два набора независимых рекомбинационных каналов. Очевидно, что они должны быть разделены либо по энергии, либо в пространстве. Попытка построить модель с разделением по энергии (например, 1-й набор — глубокие состояния, а 2-й — мелкие) подразумевает почти полное отсутствие термически активируемых переходов, что представляется сомнительным при температурах эксперимента. Поэтому мы отдаем предпочтение второй модели, в которой наборы

| $T_s, ^\circ\text{C}$ | $\beta = \frac{\sigma_2 N_{h2}}{\sigma_1 N_{h1}}$ | $N_{e1} \text{ см}^{-3}$ | $N_{e2} \text{ см}^{-3}$ |
|-----------------------|---|--------------------------|--------------------------|
| 200 | 4000 | $4.7 \cdot 10^{17}$ | $2.2 \cdot 10^{18}$ |
| 300 | 110 | $4.7 \cdot 10^{17}$ | $1.2 \cdot 10^{18}$ |

рекомбинационных каналов разделены в пространстве и, возможно, сконцентрированы в различных фазах $a\text{-Si:H}$. Эта точка зрения поддерживается результатами экспериментальных исследований, в ходе которых было показано, что $a\text{-Si:H}$ обладает существенно неоднородной структурой, содержащей, как минимум, две фазы — обогащенную и обедненную водородом [18]. В такой модели уменьшение β и N_{e2} с ростом температуры осаждения представляется вполне естественным, так как этот факт отражает возрастание степени однородности материала, полученного при более высоких температурах подложки за счет уменьшения концентрации фазы, обогащенной водородом. Для идентификации фаз материала следует также отметить стабильность величины N_{e1} и идентичность ее значениям, полученным нами в [13], для наших собственных материалов. Такая стабильность подразумевает, что фаза, относящаяся к индексу 1, является некоей "собственной" характеристикой материала и не столь сильно зависит от условий его получения, что вполне характерно для обедненной водородом фазы $a\text{-Si:H}$ [18].

Таким образом, исследование формы спада фотопроводимости при импульсном возбуждении может быть эффективно использовано для обнаружения структурных неоднородностей в аморфных или неупорядоченных полупроводниках, что представляется особенно интересным применительно к таким материалам, как микрокристаллический, нанокристаллический и пористый кремний.

Список литературы

- [1] H.B. DeVore. RCA Rev., **20**, 79 (1959).
- [2] J.G. Simmons, M.C. Tam. Phys. Rev. B, **7**, 3706 (1973).
- [3] J. Orenstein, M. Kastner. Phys. Rev. Lett., **46**, 1421 (1981).
- [4] H. Naito. Sol. St. Phenomena, **44–46**, 647 (1995).
- [5] H. Oheda. Researhes of the Electrotechnical Laboratory, 886 (1987).
- [6] В.П. Доброгеро, С.М. Рывкин. ФТТ, **4**, 553 (1962).
- [7] R. Rentzch, I.S. Shilimak. Phys. St. Sol. (a), **43**, 231 (1977).
- [8] A.A. Andreev, A.V. Zherzdev, A.I. Kosarev, K.V. Koughia, I.S. Shilimak. Sol. St. Commun., **52**, 589 (1984).
- [9] B.I. Shklovskii, E.I. Levin, H. Fritzsche, S.D. Baranovskii. In: *Advances in Disordered Semiconductors*, V. 3. *Correlation and Structural Defects*, ed. by H. Fritzsche (World Scientific, 1990) p. 161.
- [10] K.V. Koughia, I.S. Shilimak. In: *Advances in Disordered Semiconductors*, V. 3. *Correlation and Structural Defects*, ed. by H. Fritzsche (World Scientific, 1990) p. 213.
- [11] H. Dersch, L. Schweitzer, J. Stuke. Phys. Rev. B, **28**, 4678 (1983).
- [12] В.С. Львов, Л.С. Мима, О.В. Третьяк. Препринт № 182, Институт автоматизации и электротехники СО АН СССР (Новосибирск, 1982).
- [13] К.В. Коугия, Е.И. Теруков, В. Фус. ФТП (в печати).
- [14] T. Tiedje. In: *The Physics of Hydrogenated Amorphous Silicon II. Electronic and Vibrational Properties*, ed. by J.D. Jannopoulos and G. Lucovsky (Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, N. Y., Tokyo, 1984) p. 329.
- [15] V. Chech, F. Schauer, J. Stuchlik. J. Non-Cryst. Sol. (to be published.)

[16] C. Tsang, R.A. Street. Phys. Rev. B, **19**, 3027 (1979).

[17] H. Reiss. J. Chem. Phys., **25**, 400 (1956).

[18] J. Knights. *The Physics of Hydrogenated Amorphous Silicon I*, ed. by J.D. Jannopoulos and G. Lucovsky (Springer Verlag, Berlin, 1984).

Редактор В.В. Чалдышев

Heterogeneity and photoconductivity kinetics in an amorphous hydrogenated silicon

K.V. Koughia, E.I. Terukov*, B. Fus†

St. Petersburg State Pediatric Medical Academy,
194100 St. Petersburg, Russia

*A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

†Hahn-Meithner Institute,
D-12489 Berlin, Germany

Abstract A model of the photoconductivity decay in an amorphous hydrogenated silicon has been offered in assumption of tunneling character of recombination of excess carriers. The investigation of the decay shape after flash illumination was shown to be very effective for detection of structure inhomogeneities in amorphous or disordered semiconductors.