

О ПРИРОДЕ ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ ДЕФЕКТОВ В АМОРФНОМ ГИДРИРОВАННОМ КРЕМНИИ

И. П. Звягин, И. А. Курова, Н. Н. Ормонт

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119899, Москва, Россия
(Получена 23 марта 1993 г. Принята к печати 14 мая 1993 г.)

Проведены измерения температурной зависимости фотопроводимости и люкс-амперных характеристик нелегированных пленок $a\text{-Si} : \text{H}$, подвергнутых предварительному освещению белым светом при различных температурах. Показано, что освещение как при комнатных, так и при более низких температурах подавляет температурное гашение фотопроводимости, причем в области температурного гашения наклон кривых температурной зависимости фотопроводимости зависит от температуры освещения, а люкс-амперные характеристики из суперлинейных переходят в слабо сублинейные. Обсуждается природа центров рекомбинации, обуславливающих подавление гашения и определяющих фотопроводимость в этой области температур, и механизм рекомбинации через пары близких оборванных связей.

1. Введение

Одна из характерных особенностей нелегированных пленок $a\text{-Si} : \text{H}$ приборного качества состоит в существовании области температурного гашения (ТГ) фотопроводимости (ФП), причем известно, что длительное предварительное освещение таких пленок при комнатных температурах приводит к уменьшению ФП (эффект Стеблера-Вронского) и к исчезновению ТГФП [1]. В работах [2-4] исследовалось влияние длительного предварительного освещения при более низких температурах на ФП таких пленок. Было показано, что уменьшение ФП не сопровождается ростом ИК поглощения в дефектной области и, по-видимому, не связано с фотоиндуцированными оборванными связями, ответственными за эффект Стеблера-Вронского при комнатных температурах. Уменьшение ФП после освещения при температурах ниже комнатной связывалось авторами работ [2-4] с фотоиндуцированными дефектами неизвестной природы (так называемыми τ -центрами), обладающими значительно большими сечениями захвата носителей, чем обычные оборванные связи (ОС). Было показано, что энергия активации, характеризующая отжиг этих дефектов, отличается от энергии активации отжига нейтральных ОС D^0 и что уменьшение ФП после освещения при 300 К, по-видимому, также связано с образованием τ -центров.

С целью получения дополнительной информации о рекомбинационных центрах, определяющих ФП пленок $a\text{-Si} : \text{H}$ после длительного низкотемпературного освещения, в настоящей работе были проведены систематические исследования температурных зависимостей ФП и люкс-амперных характеристик (ЛИАХ) таких пленок.

2. ФП пленок $a\text{-Si} : \text{H}$ после длительного их освещения при разных температурах

На рис. 1 показаны типичные температурные зависимости ФП нелегированной пленки $a\text{-Si} : \text{H}$ после отжига при температуре 440 К в течение одного часа

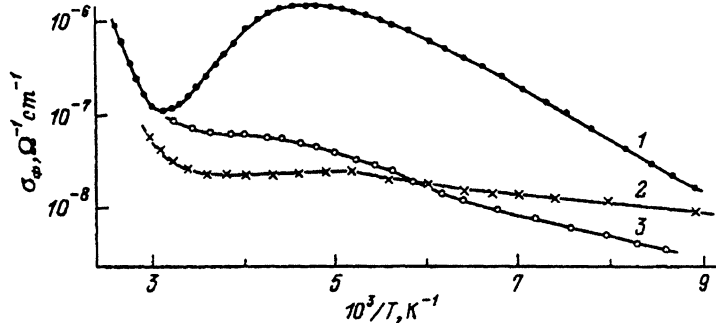


Рис. 1. Температурная зависимость ФП нелегированной пленки $a\text{-Si:H}$ после отжига при 440 К (кривая 1) и после предварительного освещения в течение 1 ч светом интенсивностью 100 мВт/см² при 300 К (2) и при 110 К (3).

(кривая 1) и после предварительного освещения белым светом интенсивностью 100 мВт/см² в течение одного часа при 300 К (кривая 2). Отожженная пленка обнаруживает ярко выраженный участок ТГФП, причем отношение значений ФП в максимуме и в минимуме может превышать 10. После освещения ТГФП исчезает и в области ТГ температурная зависимость ФП становится слабой. Кривая 3 показывает температурную зависимость ФП после освещения в течение того же времени при температуре 110 К. Видно, что и в этом случае освещение приводит к уменьшению ФП и к подавлению ТГ.

Для пленок, предварительно освещенных при температурах, меньших комнатной, наблюдался гистерезис ФП при нагревании пленки выше температуры освещения. На рис. 2 показана температурная зависимость ФП пленки, освещавшейся в течение 1 ч при температуре $T_0 = 180$ К. Изменения ФП при многократном нагреве и охлаждении обратимы, коль скоро образец не нагревался до температур, превосходящих T_0 . Однако если пленку нагреть до некоторой температуры $T_h > T_0$, то при последующем нагреве и охлаждении изменения ФП соответствуют ветви 3, т. е. наблюдается частичное восстановление ТГФП. Таким образом, освещенный при низкой температуре T_0 образец «помнит» не только T_0 , но и максимальную температуру $T_h > T_0$, до которой он был нагрет после предварительного освещения. На нижнюю ветвь можно вернуться, освещая образец при температуре T_0 .

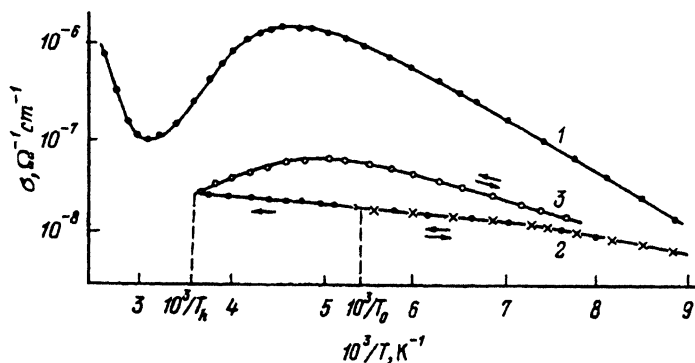


Рис. 2. Температурная зависимость ФП нелегированной отоженной пленки (1) и после освещения в течение 1 ч при $T_0 = 180$ К (2, 3). Крестиками обозначены результаты низкотемпературных измерений ФП при $T < T_0$; точки соответствуют измерениям при повышении температуры до температуры T_h (2), а светлые кружки — измерениям при $T < T_h$ после нагрева до температуры T_h (3).

На рис. 3 представлены ЛАХ пленки после отжига при 170 К и после освещения при 180 К, т. е. в состоянии, отвечающем слабой температурной зависимости ФП. Видно, что зависимость ФП σ_{ph} от интенсивности освещения I , при которой измеряется ФП, близка к степенной $\sigma_{ph} \cong A \cdot I^\beta$, причем в отожженных образцах ЛАХ суперлинейна, а после освещения показатель степени β становится близким к единице ($\beta \approx 0.96$). ЛАХ, близкие к линейным, характерны и для состояний пленок, полученных после длительного освещения пленки при комнатной температуре.

3. Обсуждение результатов

Существует несколько возможностей объяснения эффекта ТГФП в α -Si:H: трехуровневая (или четырехуровневая) модель Бьюба-Роуза с определенными предположениями относительно сечений захвата носителей заряда на эти уровни [5, 6]; модель для объяснения гашения в освещенных легированных пленках [7]; модель [1], связывающая ТГФП с ростом сечения захвата дырок при усилении их термоактивированной диффузии; и модель, учитывающая энергетическую зависимость коэффициентов захвата носителей на глубокие центры и перезарядку этих центров [8, 9]. Во всех этих подходах существенную роль играла перезарядка примесных центров и связанное с ней изменение времени жизни носителей (за счет изменения числа центров, способных захватить носитель, (или) и за счет изменения коэффициентов захвата из-за изменения энергетического положения полосы уровней, определяющих рекомбинацию). Предположение о существенной перезарядке ОС не позволяет, однако, одновременно объяснить вид ЛАХ, близкий к линейному. Действительно,

$$g = c_n n N^f, \quad (1)$$

где g — темп генерации делокализованных электронов, n — концентрация электронов в состояниях, из которых происходит захват, c_n — коэффициент захвата электронов на основные рекомбинационные центры, а N^f — концентрация незаполненных рекомбинационных центров, на которые может происходить захват электронов. Поскольку может происходить захват электронов. Поскольку проводимость в рассматриваемых условиях определяется делокализованными электронами, линейность ЛАХ указывает на то, что n — концентрация делокализованных электронов, т. е. захват либо происходит из зоны проводимости, либо контролируется термоактивированной диффузией электронов (в последнем случае $c_n \sim D_n \sim n/n_i$, т. е. $c_n n_i \sim n$ [10]). Наряду с этим концентрация незанятых электронами центров, определяющих рекомбинационный поток, должна оставаться практически неизменной как при изменении интенсивности освещения I (это следует из линейности ЛАХ), так и при изменении температуры (это следует из существования температурного плато). Таким образом, если принять, что и после длительного освещения рекомбинация по-прежнему определяется переходами через ОС, мы приходим к выводу, что концентрация незаполненных электро-

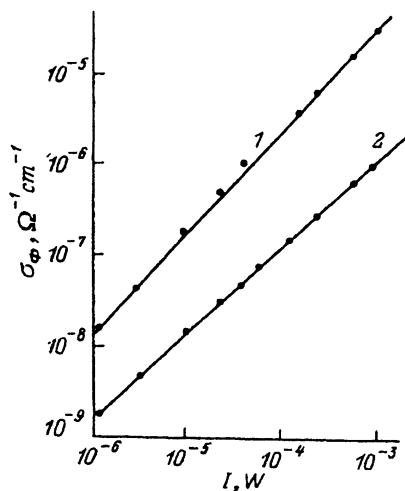


Рис. 3. Люкс-амперные характеристики пленки после отжига (1) и после предварительного освещения при температуре 180 К (2).

нами ОС (D^0 или D^+) не меняется при изменении интенсивности и температуры в рассматриваемой области. Этот вывод трудно примирить с общепринятой моделью плотности состояний в a -Si: H, поскольку при увеличении освещенности или при понижении температуры происходит существенное изменение заполнения хвостов плотности состояний, что должно приводить к заметной перезарядке ОС.

Как уже отмечалось в работах [2-4], особенности состояния, получаемого в результате длительного освещения при низких температурах, связывались не с образованием обычных ОС, как при эффекте Стеблера-Вронского (заметного изменения поглощения в дефектной области не наблюдалось), а с созданием эффективных рекомбинационных центров иной природы (τ -центров). Эти центры характеризующиеся существенно большими, чем ОС, коэффициентами захвата носителей, по-видимому, уже при относительно небольших их концентрациях могут стать основными центрами рекомбинации. Наблюдавшиеся нами особенности температурной зависимости ФП подтверждают предположение о возникновении таких центров и позволяют сделать некоторые выводы относительно их природы.

Разрыв напряженных связей Si—Si под действием света с их последующей стабилизацией с участием водорода приводит к образованию пары ОС, которые за счет переключения связей могут разойтись в пространстве, приводя к появлению изолированных ОС. Ясно, что понижение температуры затрудняет процесс переключения связей и разделения ОС, образовавшихся за счет разрыва напряженной связи Si—Si [11]. В результате естественно предположить, что при низких температурах образуются преимущественно не изолированные ОС, а метастабильные комплексы — пары близко расположенных ОС. Следует отметить, что после освещения сохраняются лишь пары близких ОС, для которых потенциальный барьер для их аннигиляции превосходит некоторое значение, зависящее от температуры. Повышение температуры выше температуры предварительного освещения приводит к аннигиляции пар ОС (за время t_a при некоторой температуре T_a отжигаются пары близких ОС с величинами барьеров $E_a < kT_a \ln(\nu t_a)$, где ν — предэкспоненциальный множитель в выражении для вероятности аннигиляции пары, ср. с [12]). Разумеется, в результате предварительного освещения при комнатной температуре также образуются близкие пары дефектов (с большими E_a). На это указывает похожий характер изменения температурной зависимости ФП в области ТГ для образцов, предварительно освещавшихся при разных температурах.

Покажем теперь, что близкие пары ОС могут обладать заметно большими коэффициентами захвата носителей, чем изолированные ОС, и таким образом определять время жизни уже при сравнительно небольших их концентрациях. Пары близких ОС создают в щели подвижности систему уровней, соответствующих захвату носителей заряда на один из центров пары при различных зарядовых состояниях второго центра. Даже в простейшем случае, когда затравочные энергии одноэлектронных состояний ϵ_1 , ϵ_2 и энергии корреляции U_1 , U_2 для центров пары одинаковы, каждой паре близких центров соответствует система шести уровней, положение которых зависит от расстояния между центрами. Основное состояние близкой пары ОС с двумя электронами может отвечать либо паре нейтральных ОС (D^0 , D^0), либо паре заряженных ОС (D^- , D^+) [13]. Первое имеет место в случае, когда $-U_1 + e^2/\kappa R_{12} < \epsilon_1 - \epsilon_2 < U_2 - e^2/\kappa R_{12}$, (R_{12} — расстояние между ОС пары, а κ — эффективное значение диэлектрической проницаемости, отвечающей взаимодействию заряженных ОС), т. е. когда R_{12} не слишком мало. При $\epsilon_1 - \epsilon_2 < -U_1 + e^2/\kappa R_{12}$ основное состояние пары ОС отвечает (D^- , D^+) с двумя электронами на центре 1, а при $\epsilon_1 - \epsilon_2 > U_2 - e^2/\kappa R_{12}$ — с двумя электронами на центре 2. Пусть, например, основное состояние пары ОС отвечает (D^+ , D^-), так что реакция, соответствующая переходу электрона с D^- на D^+ ,

$$(D^+, D^-) \rightarrow (D^0, D^0), \quad (2)$$

имеет экзотермический характер.

При таком переходе выделяется энергия $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - U_2 + e^2/\kappa R_{12} > 0$ (или $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - U_1 + e^2/\kappa R_{12} > 0$). Реакция (2) может фактически осуществляться за счет туннельных переходов электронов между близкими ОС. Вероятность таких переходов может быть достаточно большой в силу пространственной близости центров. Соответственно появляется возможность трехступенчатой рекомбинации захвата дырки из валентной зоны на D^-



последующий захват электрона на D^+



и затем туннельный переход (2). Разумеется, существуют и другие возможные каналы рекомбинации через пару близких ОС. Это — двухступенчатые процессы, связанные, например, с захватом одного из носителей на нейтральную ОС пары (D^0, D^0) и последующим захватом носителя другого типа на ту же ОС. В случае, когда основное состояние пары близких ОС соответствует (D^0, D^0), также возможны трехступенчатые процессы захвата носителей разных знаков на комплекс с последующей их туннельной рекомбинацией.

Эффективность различных каналов рекомбинации определяется соответствующими коэффициентами захвата. Ясно, однако, что трехступенчатые процессы с туннельной рекомбинацией на комплексе могут оказаться значительно более вероятными, чем двухступенчатые процессы. Действительно, поскольку процесс безызлучательного захвата является многофононным, его вероятность экспоненциально убывает при возрастании выделяемой энергии. Среди близких пар со случайным распределением затравочных энергий, энергий корреляции и межцентровых расстояний существуют пары, для которых темп переходов для каждого из этапов трехступенчатого процесса оказывается значительно меньшим, чем для двухступенчатого процесса, что и приводит к экспоненциальному возрастанию вероятностей соответствующих переходов.

Поскольку наши результаты указывают на то, что в состоянии пленки после длительного освещения концентрация локальных центров, на которых происходит захват электронов, существенно не меняется, можно предположить, что захват дырок на комплексы (D^+, D^-) более вероятен, чем захват электронов, и реакция (4) определяет темп рекомбинации в рассматриваемом канале. При этом концентрацию не занятых электронами центров захвата можно считать почти постоянной, а люкс-амперная характеристика должна быть близкой к линейной. При наличии как изолированных ОС, так и комплексов, близких ОС, последние могут определять рекомбинацию даже в условиях, когда их концентрация существенно меньше полной концентрации ОС. При этом перезарядка локализованных состояний под действием света (такая перезарядка может быть существенной) может в основном определяться изолированными ОС. Коль скоро возникновение ТГФП обусловлено перезарядкой ОС и связанным с ней изменением сечений захвата носителей на них, можно ожидать, что ТГФП может наблюдаться в условиях, когда в рекомбинации доминируют двухступенчатые процессы с захватом на изолированные ОС. Переход к рекомбинации через комплексы при возрастании их концентрации после длительного освещения может приводить к подавлению ТГ и к люкс-амперным характеристикам, близким к линейным, что и наблюдается экспериментально. Восстановление ТГФП в образцах, подвергнутых длительному освещению при низких температурах, после их

нагрева до температур, превышающих температуру освещения, естественно, объясняется уменьшением числа близких пар ОС за счет пар с меньшими барьерами аннигиляции. Отметим, что при повышении температуры с заданной скоростью наклон температурной зависимости ФП больше для образцов, подвергнутых освещению при более низких температурах. Это связано с большей скоростью отжига пар близких ОС, среди которых больше комплексов с меньшими энергиями аннигиляции.

Таким образом, наблюдавшиеся нами особенности ФП в образцах, подвергнутых длительному предварительному освещению при комнатной и более низких температурах, указывают на то, что в результате таких воздействий могут возникать комплексы дефектов, типа близких ОС, и что такие комплексы могут играть существенную роль в процессах рекомбинации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] W. Fuhs, H. M. Welsch, D. C. Booth. Phys. stat. sol. (b), **120**, 197 (1983).
- [2] D. Han, H. Fritzsche. J. Non-Cryst. Sol., **59/60**, 397 (1983).
- [3] Ch. Qiu, W. Li, D. Han, J. Pankove. J. Appl. Phys., **64**, 713 (1988).
- [4] M. Zhu, H. Fritzsche. In: Proc. Int. Workshop on Amorphous Semicond. Ed. H. Fritzsche, D.-X. Han, C. C. Tsai. World Scientific, Singapore, 185 (1987).
- [5] P. G. Vanier, A. E. Delahoy, R. W. Griffith. J. Appl. Phys., **52**, 5235 (1981).
- [6] F. Vailant, D. Jousse. Phys. Rev. B, **34**, 4088 (1986).
- [7] И. П. Звягин, И. А. Курова, Н. Н. Ормонт. Письма ЖЭТФ, **43**, 528 (1986).
- [8] A. Belyaev, I. P. Zvyagin. J. Non-Cryst. Sol., **137/138**, 607 (1991).
- [9] А. Д. Беляев, И. П. Звягин. ФТП, **25**, 35 (1991).
- [10] Л. А. Балагуров, Я. Я. Кютте, Э. М. Омеляновский, С. А. Осташко, Л. Е. Стыс, М. Г. Фойгель. ФТП, **19**, 1046 (1985).
- [11] S. Guha, C. Y. Huang, S. J. Hudgens. Appl. Phys. Lett., **45**, 50 (1984).
- [12] M. Stutzmann, W. B. Jackson, C. C. Tsai. Phys. Rev. B, **32**, 23 (1985).
- [13] А. Г. Петухов, М. Г. Фойгель. ФТП, **21**, 257 (1987).

Редактор Т. А. Полянская
