УДК 621.315.592

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ГАШЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В НЕЛЕГИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ АМОРФНОГО ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ОСАЖДЕНИЯ

А. Г. Казанский, И. В. Климашин, О. И. Коньков, Е. И. Теруков

(кафедра физики полупроводников)

На нелегированных образцах *a*-Si : H проведены комплексные исследования: поглощения (методом постоянного фототока), концентрации дефектов типа оборванных связей (ОС) (методом ЭПР), температурных зависимостей темновой и фотопроводимости. Для объяснения полученных результатов предложена модель, учитывающая наряду с ростом концентрации ОС рост концентрации мелких центров с энергетическим положением вблизи валентной зоны в щели подвижности a-Si : H.

Аморфный гидрированный кремний (*a*-Si : H) привлекает к себе большое внимание в связи с широкими возможностями его использования для солнечной энергетики. Поэтому большое значение приобретают исследования процессов рекомбинации в *a*-Si : H, определяющих эффективность работы приборов на основе этого материала и, в частности, солнечных элементов. Установлено, что основными рекомбинационными центрами в *a*-Si : H являются дефекты типа оборванных связей (ОС) с положительной энергией корреляции [1]. Поэтому большая часть моделей рекомбинации использует схему электронных переходов, учитывающую наличие хвостов зон и энергетических состояний в щели подвижности, соответствующих ОС. Так, для описания эффекта температурного гашения фотопроводимости (ТГФ) в нелегированных пленках *a*-Si : H была предложена модель [2], в которой предполагалось, что в образцах с малой концентрацией ОС ($N_s<10^{17}$ см$^{-3}$) существует температурный интервал, в котором темп рекомбинации определяется термической активацией дырок с хвоста валентной зоны и последующим их захватом на отрицательно заряженные ОС (D^--центры). При этом увеличение с ростом температуры термического выброса дырок с эффективных уровней прилипания в нижней половине щели подвижности вызывает ТГФ. Такими уровнями прилипания могут быть так называемые *A*-центры [3] или центры «очувствления» [4] с энергетическим положением их состояний в щели подвижности на расстоянии 0,20—0,35 эВ от края валентной зоны. Согласно [2], в дефектных образцах ($N_s>10^{17}$ см$^{-3}$) темп рекомбинации должен определяться туннельным захватом электронов с состояний хвоста зоны проводимости на состояния нейтрально заряженных ОС (D^0-центров). В этом случае процесс термической активации дырок не оказывает влияния на величину фотопроводимости и ТГФ не должно наблюдаться. Данная модель объясняет причины подавления ТГФ в нелегированных пленках *a*-Si : H после длительного предварительного освещения, приводящего к увеличению концентрации ОС [5]. В связи с этим ТГФ в нелегированных образцах обычно рассматривается как свидетельство малой концентрации ОС в материале. Однако в легированных фосфором образцах *a*-Si : H длительное освещение приводит к появлению ТГФ [6]. Это указывает на то, что малая концентрация дефектов не является, по-видимому, единственным определяющим фактором возникновения ТГФ в *a*-Si : H.

Таким образом, представляет интерес исследование нелегированных пленок *a*-Si : H, в которых изменение концентрации ОС происходит не в результате предварительного освещения, а вследствие изменения условий получения пленок, например варьирования температуры осаждения (T_s).

В настоящей работе были исследованы нелегированные пленки *a*-Si : H толщиной 0,6—0,8 мкм, полученные при 160°C$<T_s<$430°C разложением смеси газов SiH_4 и Ar в тлеющем ВЧ-разряде. Оптическая ширина щели подвижности исследованных пленок составляла 1,8—2,0 эВ. Перед измерениями образцы отжигались в вакууме $\sim10^{-5}$ Тор при температуре 450 К. Фотопроводимость измерялась при возбуждении неравновесных носителей квантами с энергией $h\nu=1{,}96$ эВ. Энергия активации температурных зависимостей темновой проводимости составляла 0,85 эВ и практически не зависела от T_s для образцов, полученных при $T_s<$380°C, и слабо увеличивалась с ростом T_s у образцов с $T_s>$380°C. Величина темновой проводимости при комнатной температуре имела максимальное значение ($\sim10^{-9}$ Ом$^{-1}\cdot$см$^{-1}$) у образцов с 220$<T_s<$320°C и уменьшалась до $\sim10^{-10}$ Ом$^{-1}\cdot$см$^{-1}$ у образцов, полученных при более низкой и/или более высокой температуре. Величины коэффициентов поглощения при возбуждении

квантами с $h\nu=1{,}2$ эВ, что соответствует области «дефектного» поглощения, измеренные методом постоянного фототока [7, 8], приведены на рис. 1. Как видно из рисунка, величина поглощения в «дефектной» области минимальна при 220°C$<T_s<$320°C и возрастает у пленок, полученных при более высокой и/или низкой температуре. Аналогичный характер имеет зависимость от T_s концентрации D^0-центров (N_s), измеренная методом ЭПР. Спектральные исследования показали, что ширина хвоста Урбаха коррелирует с изменением концентрации ОС; это согласуется с результатами [9]. Температурные зависимости фотопроводимости для некоторых из исследованных образцов представлены на рис. 2. Видно, что увеличение T_s до ~280°C приводит к возрастанию величины фотопроводимости. При этом с ростом T_s развивается ТГФ. При дальнейшем увеличении температуры осаждения до $T_s\approx$400°C фотопроводимость образцов падает, однако величина ТГФ продолжает расти. У образца с самой низкой фотопроводимостью (T_s=412°C) ТГФ отсутствует.

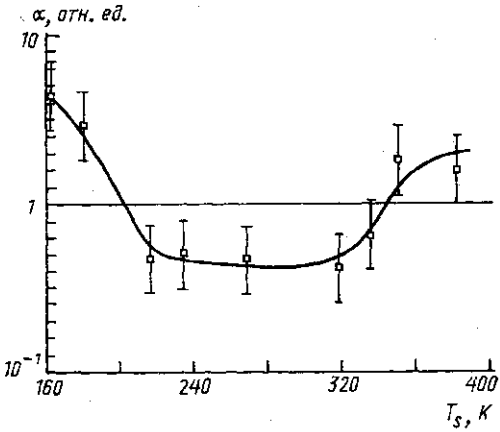

Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от температуры приготовления образца при энергии возбуждения $h\nu=1{,}2$ эВ

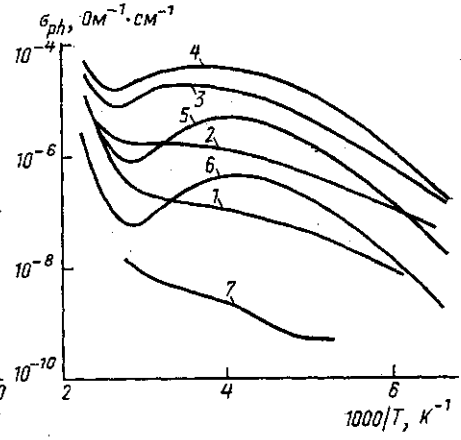

Рис. 2. Температурные зависимости фотопроводимости образцов, полученных при T_s=162 (*1*); 180 (*2*); 234 (*3*); 285 (*4*); 350 (*5*); 382 (*6*) и 412°C (*7*)

Таким образом, проведенные измерения показывают (см. рис. 1 и 2), что для образцов, полученных при температурах $T_s<$220°C, уменьшение концентрации ОС и рост фотопроводимости сопровождаются увеличением ТГФ. В то же время для более высокотемпературных образцов (300°C$<T_s<$400°C) увеличение концентрации ОС и соответственно уменьшение величины фотопроводимости вопреки ожиданиям не сопровождается подавлением ТГФ: величина ТГФ продолжает расти. Данный результат не может быть объяснен с помощью изложенной выше модели ТГФ в нелегированных пленках *a*-Si : H [2].

По нашему мнению, полученные результаты можно объяснить, если предположить, что захват дырок на *D*-центры определяет темп рекомбинации в нелегированных образцах как при низкой, так и при высокой концентрации ОС. При этом увеличение или уменьшение ТГФ при изменении T_s связано с относительным изменением концентрации ОС и эффективных уровней прилипания для дырок в нижней половине щели подвижности. Рост ТГФ при $T_s<$220°C с ростом T_s может быть связан с уменьшением концентрации ОС и, возможно, ростом концентрации центров «очувствления». При $T_s>$300°C концентрация ОС начинает расти (соответственно, наблюдается уменьшение величины фотопроводимости). Однако если предположить, что при этом с ростом T_s концентрация центров «очувствления» растет быстрее концентрации ОС, то величина ТГФ может увеличиваться. При более высоких температурах получения пленок ($T_s>$400°C) концентрация ОС быстро возрастает, что приводит к подавлению ТГФ.

Рассмотренное изменение соотношения концентрации *D*-центров и концентрации центров «очувствления» может быть реализовано, например, при следующих предположениях.

1. В *a*-Si : H существуют ОС, пространственно коррелированные или друг с другом [10], или с неконтролируемыми примесями [11] и имеющие отрицательную энергию корреляции. Расположенные вблизи валентной зоны энергетические состояния таких «коррелированных» ОС могут выступать в качестве центров «очувствления».

2. Водород, пассивирующий такие «коррелированные» ОС, находится в кластерной форме (связи SiH_2, SiH_3, комплексы $(SiH_2)_n$, SiH в кластерах). Так как концентрация кластерного водорода резко уменьшается с ростом T_s [11] и температуры отжига [11, 12], то при справедливости сделанных предположений концентрация центров «очувствления» увеличивается с ростом T_s.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Mott N. F.//J. Phys. C. 1980. **13**. P. 5433. [2] Dersch H., Schweitzer L., Stuke J.//Phys. Rev. 1983. **B28**. P. 4678. [3] Morigaki K.//J. Non-Cryst. Sol. 1985. 77&78. P. 583. [4] McMahon T., Grandall R.//Phys. Rev. 1989. **B39**. P. 1766. [5] Dersch H., Stuke J., Beichler J.//Appl. Phys. Lett. 1981. **38**. P. 456. [6] Звягин И. П., Курова И. А., Ормонт Н. Н.//Письма в ЖЭТФ. 1986. **43**, № 11. С. 528. [7] Гордеев С. Н., Зарифьянц Ю. А., Казанский А. Г.//ФТП. 1982. **16**. С. 182. [8] Vanecek M., Kocka J., Stuchlik J., Triska A.//Solid. State Comm. 1983. **39**. P. 1199. [9] Amer N. M., Jackson W. B.//Semicond. and Semimet. 1984. **21**, part B. P. 83. [10] Adler D.//Solar Cells. 1983. **9**. P. 133. [11] Okushi H., Migakawa M., Okuno T. et al.//J. Non-Cryst. Sol. 1983. **59&60**. P. 437. [12] Shimizu T., Nakazawa K., Kumeda M., Ueda S.//Jap. J. Appl. Phys. 1982. **21**. P. L351.

Поступила в редакцию
16.04.90

Поправка к статье С. В. Павлова «Описание феноменологических моделей фазовых переходов методами теории катастроф» (Вестн. Моск. ун-та, сер. 3, Физика. Астрономия. 1990. 31, № 1. С. 70)

На с. 74 по вине автора допущена ошибка. Третий абзац сверху следует читать: «Таким образом, мы подошли к основному положению данной работы: на основании общих теорем теории катастроф и теорем работы [4] можно утверждать, что феноменологические модели ФП, содержащие не более трех параметров порядка и шестнадцати управляющих параметров, описываются одной из min-функций, приведенных в табл. 2.»