

©1994 г.

ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ И ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ В a -C:H

О.И.Коньков, И.Н.Трапезникова, Е.И.Теруков

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

(Получена 22 февраля 1994 г. Принята к печати 3 марта 1994 г.)

Проведены исследования электрофизических свойств и дрейфовой подвижности электронов в пленках аморфного гидрированного углерода. Пленки получены методом высокочастотного разложения смесей $\text{CH}_4 + \text{Ar}/\text{H}_2$ при температурах 25 и 250 °С. Показано, что экспериментальные данные можно удовлетворительно объяснить, если предположить, что распределение плотности состояний в хвосте зоны проводимости имеет гауссову форму со значениями характеристической температуры (1000–1400) К. Оценено значение подвижности электронов, которое составляет более $1 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ для всех исследованных пленок.

В последние годы пристальное внимание исследователей привлекают пленки аморфного и аморфного гидрированного углерода (a -C, a -C:H). При этом необходимо отметить, что свойства пленок, полученных различными методами, сильно зависят от условий приготовления и могут очень значительно варьироваться [1]. Наиболее привлекательны материалы, полученные разложением различных углеводородов в плазме тлеющего разряда и ионным разложением. Эти пленки обладают высокой твердостью, химической инертностью, высокой оптической прозрачностью, высокими значениями электрического сопротивления и в известной степени предпочтительнее алмазных пленок, поскольку могут быть получены практически на любых подложках при достаточно низких температурах процесса осаждения и большой площади. Их синтез довольно прост и дешев. Кроме того, могут быть получены легированные n - и p -типа проводимости полупроводниковые сплавы на основе углерода.

Однако широкое использование углеродных пленок в электронике сопровождается бедностью экспериментальных данных по исследованию электрофизических характеристик этого материала, особенно таких, как подвижность носителей заряда, включая дрейфовую подвижность. При этом достаточно очевидно, что получение пленок аморфного углерода со значениями подвижности, превышающими значения

в аморфном кремнии ($10 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ для электронов и $0.1 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ для дырок) или даже приближающимися к величинам, характерным для кристаллического алмаза, явилось бы значительным этапом в развитии тонкопленочной электроники.

Цель данной работы — получение и исследование пленок аморфного углерода, определение значений дрейфовой подвижности электронов и ее изменение при вариации технологических параметров.

Пленки аморфного гидрированного углерода $a\text{-C:H}$ синтезированы разложением следующих смесей: $10\% \text{CH}_4 + \text{Ag/H}_2$ в плазме тлеющего разряда. Пленки осаждались в различных условиях [мощность ($0.01\text{--}0.5$) $\text{Вт}\cdot\text{см}^2$, давление ($10^{-2}\text{--}10^{-3}$) мм рт.ст.] на кварцевые кремниевые подложки при температурах ($25\text{--}250$) $^\circ\text{C}$. Некоторые из пленок отжигались при температурах ($100\text{--}400$) $^\circ\text{C}$ в вакууме в течение одного часа. Проводимость синтезированных пленок при 293 K составила ($10^{-8}\text{--}10^{-15}$) $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$. В зависимости от условий осаждения оптическая ширина запрещенной зоны, определенная по соотношению Тауда, варьировалась в пределах ($1.9\text{--}3.7$) эВ. Плотность спинов изменялась в пределах ($5 \cdot 10^{17}\text{--}8 \cdot 10^{16}$) см^{-3} , содержание водорода, определенное по ИК поглощению в области ($2800\text{--}3000$) см^{-1} , составило ($10\text{--}50$) ат%, полуширина и положение максимума фотолюминесценции находились в пределах ($0.8\text{--}0.65$) эВ и ($2.0\text{--}2.05$) эВ соответственно. Квантовая эффективность фотолюминесценции была ($10\text{--}15$)%. Соотношение связей типа sp^3 и sp^2 , согласно данным оже-спектроскопии, находилось в пределах ($40\text{--}90$)% в зависимости от условий осаждения. Отжиг приводил к увеличению оптической ширины зоны до величин порядка 4 эВ , к уменьшению плотности спинов до $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и к увеличению содержания sp^3 -гибридизированных связей.

Исследования электронного транспорта в $a\text{-C:H}$ выполнялись с помощью стандартной времяпролетной методики [2] на структурах типа $\text{Pd-}a\text{-C:H-c-Si}$ ($0.05 \text{ Ом}\cdot\text{см}$). Слои $a\text{-C:H}$ толщиной ($2\text{--}3$) мкм осаждались в плазме тлеющего разряда из смеси $10\% \text{CH}_4 + 90\% \text{AgH}_2$ при температурах 25 и 250 $^\circ\text{C}$. Температурную в диапазоне ($280\text{--}300$) $^\circ\text{C}$ и полевую в диапазоне ($10^3\text{--}6 \cdot 10^4$) $\text{В}/\text{см}$ зависимости транспортных параметров изучали с помощью фотогенерации электронов импульсами аргонового лазера длиной 10 нс .

На рис. 1 показана динамика переходного тока $j(t)$ для пленок, полученных в вышеприведенных условиях, для различных напряжений смещения. Форма импульса переходного тока типична для разупорядоченных полупроводников: наблюдается отсутствие плато на зависимости $j(t)$, таким образом нельзя непосредственно получить точку, соответствующую времени пролета. Кроме того, наблюдается достаточно протяженный «хвост» на части кривой, соответствующей спаду тока. Наличие такого хвоста тока является существенным признаком дисперсионного переноса. Зависимость $j(t)$ в логарифмическом масштабе позволяет выделить характеристическую область — спад тока в соответствии со степенным законом: $j \sim t^{-(\alpha+1)}$. Эта зависимость типична для широко применяемой для аморфных полупроводников теории дисперсионного транспорта с дисперсионным параметром α после времени пролета (ввиду его большой величины).

Наиболее распространенной интерпретацией данных по дрейфовой подвижности в аморфных полупроводниках является модель многократного захвата на локализованные состояния, экспоненциально распределенные вблизи края зоны проводимости [3]. Однако наши данные не полностью согласуются со всеми допущениями этой модели. Во-первых, во всех экспериментах мы не наблюдали равенства дисперсионных параметров до времени переноса — α' [в начальной части кривой $j(t)$] и после этого времени — α [в конечной части — на хвосте $j(t)$]. Действительно, α' в любых случаях не превышает 1, а величина α в нашем эксперименте в зависимости от условий варьируется от 1 до 5.

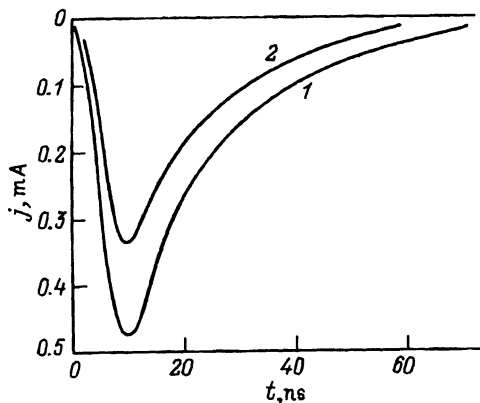


Рис. 1. Зависимость переходного тока j от времени t для пленки a -C:H, полученной при 25°C для двух величин внешнего поля E , В/см: 1 — $3 \cdot 10^4$, 2 — 10^4 .

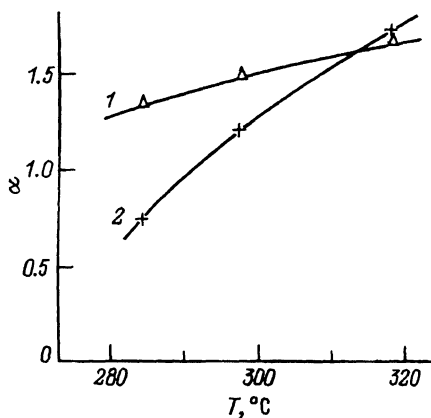


Рис. 2. Температурные зависимости дисперсионного параметра α при величине внешнего поля 10^4 В/см для пленок a -C:H, полученных при температурах подложки T_s , $^\circ\text{C}$: 1 — 25, 2 — 250.

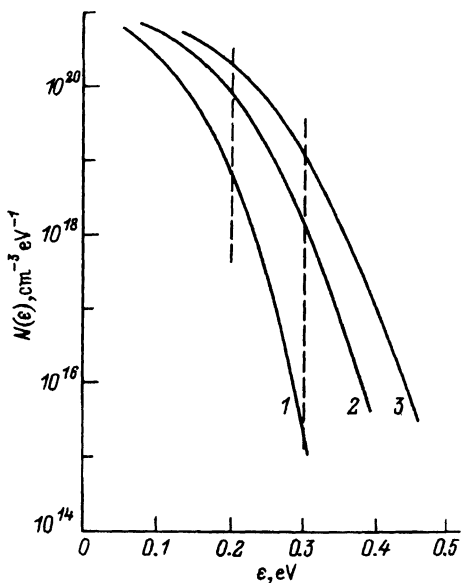


Рис. 3. Рассчитанные по формуле (1) профили распределения плотности локализованных состояний в хвосте зоны проводимости для характеристических температур T_c , К: 1 — 900, 2 — 1200, 3 — 1400.

Во-вторых, из рис. 2 следует, что экспериментальная кривая зависимости $\alpha = \alpha(T)$ не является прямой линией и не пересекает точку $T = 0$. В-третьих, в наших экспериментах наблюдается сильная зависимость дисперсионного параметра от внешнего поля. Причем увеличение поля вызывает уменьшение величины α . Например, увеличение внешнего поля от $1.5 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^4$ В/см приводит к уменьшению α от 4 до 1.22 (при комнатной температуре).

Объяснение экспериментальных данных может быть дано при определенной модификации модели многократного захвата, а именно, если сделать предположение, что хвост плотности состояний зоны проводимости подчиняется закону Гаусса:

$$N(\varepsilon) = N_c \exp(\varepsilon/kT_c)^2, \quad (1)$$

где T_c — характеристическая температура распределения. Подобная модель предсказывает несовпадение величин дисперсионных параметров до и после времени переноса, уменьшение α с ростом поля и удовлетворительно описывает изменение α с температурой [4]. Эти качественные предположения позволяют провести количественные оценки. Для этого проводится подгонка экспериментальной кривой зависимости $\alpha = \alpha(T)$ под теоретическую путем вариации параметра T/T_c . Зависимость $\alpha = \alpha(T/T_c)$ взята из работы [4], где была рассчитана методом Монте-Карло. Полученные результаты таковы: $T_c = 1100$ К для пленки, полученной из газовой смеси 10% $\text{CH}_4 + 90\% \text{Ag}$, и $T_c = 1000$ К для случая смеси с H_2 ; для пленки $a\text{-C:H}$, полученной при 250°C , $T_c = 1400$ К. Найденные значения T_c позволяют построить профиль распределения плотности локализованных состояний в хвосте зоны проводимости (рис. 3). Предложенное выше рассмотрение справедливо только в узком диапазоне энергий (0.2–0.3) эВ. Это связано с временной шкалой эксперимента (10–300) нс по измерению дрейфовой подвижности в соответствии с выражением

$$\tau^{-1} \sim \nu \exp\left[-(E - E_c)/kT\right], \quad (2)$$

где ν — фоновая частота, $\nu \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Что касается определения времени переноса (и соответственно величины дрейфовой подвижности), то эта величина не может быть непосредственно определена как точка перелома на кривых $j(t)$ в линейном или логарифмическом масштабе, так как в эксперименте наблюдается только область после времени переноса (в связи с большой величиной дисперсионного параметра α). Это означает, что область до времени переноса скрыта импульсом фотовозбуждения и величина времени переноса для всех исследованных пленок менее 10 нс — длительности импульса фотовозбуждения. Таким образом, мы получаем следующие значения для дрейфовой подвижности электронов: $\mu_d > 1 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ для всех исследованных образцов. Уточнение значений дрейфовых подвижностей требует или увеличения толщин образцов, что трудноосуществимо в рамках тонкопленочной технологии, или сокращения длительности импульса генерации носителей заряда.

Список литературы

- [1] J.C. Angus. *Diamond and related materials* (1991) v. 1, p. 61; F. Demichelis, A. Tagliaferro, D. Dasgupta. *Proc. 1st European Conf. on Diamond and Diamond-like Carbon Coatings* (Crans-Montana, Switzerland, 1990) p. 218.
- [2] P.G. Le Comber, A. Madan, W.E. Spear. *J. Non-Cryst. Sol.*, **11**, 219 (1972).
- [3] T. Tiedje, A. Rose. *Sol. St. Commun.*, **57**, 49 (1980).
- [4] J.M. Marshall, H. Michiel, G.J. Adriaenssen. *Phil. Mag. B*, **47**, 211 (1984).

Редактор Т.А.Полянская

Electron Mobility and Density of States in α -C:H

O.I. Konkov, E.I. Terukov, and I.N. Trapeznikova

A.F.Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, 194021, St.-Petersburg, Russia

Temperature dependence of the electron drift mobility and the dispersion parameter in glow-discharged undoped hydrogenated amorphous carbon films have been measured by the time-of-flight method. Some considerations are attempted to explain the characteristics of electron transport assuming a Gaussian distribution of the density of localized states rather than an exponential tail.
