

Сканирующая туннельная спектроскопия пленок $a\text{-C:H}$ и $a\text{-C:H(Cu)}$, полученных магнетронным распылением

© Т.К. Звонарева, В.И. Иванов-Омский, В.В. Розанов*, Л.В. Шаронова[†]

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

* Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,
198103 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 30 июля 2001 г. Принята к печати 29 августа 2001 г.)

Методом сканирующей туннельной спектроскопии на воздухе исследованы пленки $a\text{-C:H}$ и $a\text{-C:H(Cu)}$ на полупроводниковой (Si) и металлической (Cr/Si) подложках, полученные магнетронным распылением мишени (соответственно графит или графит + медь) на постоянном токе. Определялась локальная плотность электронных состояний как нормированная дифференциальная туннельная проводимость с целью зондирования отдельных кластеров sp^2 -фазы. Для пленок $a\text{-C:H}$ характерно наличие четкого края валентной зоны и разный вид (изменяющийся с координатой сканирования) распределения плотности электронных состояний в области зоны проводимости; наибольшее экспериментальное значение ширины запрещенной зоны составляет ~ 3 эВ; наблюдается тенденция к устойчивому расположению уровня Ферми на энергии ~ 1 эВ выше края валентной зоны. Пленки $a\text{-C:H(Cu)}$ с точки зрения локальной плотности электронных состояний проявляют себя как однородные, что объясняется вероятным образованием в процессе роста однородного поверхностного слоя.

1. Введение

Различные модификации аморфного углерода, в том числе аморфный гидрогенизированный углерод $a\text{-C:H}$, продолжают удерживать к себе интерес как перспективные материалы для различных практических применений. Все больше обсуждается возможность использования углеродных пленок в электронике — например, при разработке одноэлектронных транзисторов [1] или холодных катодов для дисплеев [2]. Для эффективного решения прикладных задач требуется изучение микро- и наноструктуры этих веществ.

Начиная с работы [3] (см. также более поздние работы, например [4–6]) аморфный углерод рассматривается как неоднородная среда, включающая фрагменты двух фаз — с тетрагональной и тригональной координацией атомов (характеризующихся sp^3 - и sp^2 -гибридизацией атомных орбиталей), причем объемное соотношение фаз зависит от метода и режимов выращивания пленок. В первом случае (sp^3 -фаза) энергетические зоны электронов (заполненная и свободная) образованы σ - и σ^* -состояниями, энергетический зазор НОМО–ЛУМО составляет ~ 5 эВ. Во втором случае (sp^2 -фаза) помимо σ - и σ^* -зон (с еще большим энергетическим зазором) имеются зоны π - и π^* -состояний (заполненных и свободных), расположенные близко к уровню Ферми и определяющие такие электронные свойства этих материалов, как электропроводность или оптическое поглощение.

Наличие атомов в sp^2 -конфигурации и появление вследствие этого электронных π - и π^* -зон является существенной особенностью, отличающей аморфный углерод от других аморфных материалов IV группы, в частности аморфного кремния. В результате модель,

применяемая к аморфному кремнию, согласно которой в аморфном веществе тетраэдрическая координация атомов, присущая кристаллическому аналогу, сохраняется, а позиционное разупорядочение атомов учитывается через хвосты плотности состояний в запрещенной зоне [7], оказывается неподходящей для аморфного углерода. Поэтому в последнее время для интерпретации экспериментальных результатов по аморфному углероду все чаще привлекается модель двухфазной мезоскопической среды — системы sp^2 -кластеров (графитовых или графитоподобных кластеров), встроенных в sp^3 -фазу или соединенных между собой sp^3 -мостиками. Модель графитовых кластеров использовалась для объяснения результатов разных экспериментов, например спектров рамановского рассеяния [6,8], края оптического поглощения [9] в $a\text{-C:H}$. В такой кластерной модели наблюдаемые электронные эффекты должны включать вклады от отдельных кластеров как аддитивные, однако они неразделимы в макроскопических экспериментах, где плотность электронных состояний проявляется как пространственно интегральная характеристика.

В то же время известно, что экспериментально информация о локальной плотности состояний вблизи уровня Ферми может быть получена с помощью сканирующей туннельной спектроскопии. В этом методе зондируется плотность как заполненных, так и свободных состояний (валентная зона и зона проводимости), и может быть определена ширина запрещенной зоны [10]. На пленках аморфного углерода такого рода исследования проводились в работах [11,12] и относились только лишь к тетраэдрическому аморфному углероду $ta\text{-C}$, в том числе легированному азотом. Особый интерес с точки зрения практического использования пленок аморфного углерода представляет вопрос о спектре электронных состояний как о пространственно изменяющейся харак-

[†] E-mail: shar@nano.ioffe.rssi.ru

теристике (в частности, в пленках $a\text{-C:H}$), который до сих пор в литературе не рассматривался.

В настоящей работе с помощью сканирующей туннельной спектроскопии исследовались пленки аморфного гидрогенизированного углерода $a\text{-C:H}$ и аморфного гидрогенизированного углерода с добавками меди $a\text{-C:H(Cu)}$. Аналогичные пленки $a\text{-C:H}$ ранее исследовались разными методами, и в ряде работ для интерпретации результатов, как уже упоминалось, привлекалась модель графитовых (графитоподобных) нанокластеров. Пленки $a\text{-C:H(Cu)}$ были включены в наши исследования в связи с возникшим в последние годы интересом к модифицированию аморфного углерода металлами (инкапсулированию металлических кластеров в углерод). На основании предыдущих экспериментов был сделан вывод, что медь может частично входить в углеродную сетку в виде отдельных атомов, легируя (или интеркалируя) графитовые кластеры, а также при большой концентрации частично выпадать в виде металлических капель, т. е. формировать свою систему нанокластеров [13–16]. Задача данной работы заключалась в измерении локальной плотности состояний в пленках $a\text{-C:H}$ и $a\text{-C:H(Cu)}$ при сканировании поверхности пленок, с тем чтобы оценить, в какой степени локальная плотность состояний, измеряемая на масштабе десятков–сотен нанометров, изменяется от точки к точке.

2. Образцы и методика эксперимента

Пленки $a\text{-C:H}$ были получены методом магнетронного распыления графитовой мишени на постоянном токе в аргоно-водородной плазме (80% Ar + 20% H₂). Для получения пленок $a\text{-C:H(Cu)}$ поверх графитовой мишени накладывались медные пластины. Подложки для нанесения пленки поступали в камеру распыления после прогрева до 200°C. Остаточное давление в камере составляло 10⁻⁶ мм рт. ст. Осаждение пленок проводилось в потоке рабочего газа при давлении 10⁻² мм рт. ст., плотности ионного тока 10⁻¹ А/см², при отрицательном автосмещении на подложке, не превышающем 10 В. Согласно нашим предварительным исследованиям [17], для использованных технологических режимов распыления отношение атомных концентраций меди и углерода в образцах $a\text{-C:H(Cu)}$ составляло [Cu]/[C] = 0.3–0.4.

Пленки $a\text{-C:H}$ и $a\text{-C:H(Cu)}$ с толщинами в интервале 70–130 нм наносились на подложки двух типов: 1) химически полированные пластины кремния марки КЭФ-1 с сильно легированным приповерхностным слоем толщиной ~ 1.5 мкм (проводилась диффузия фосфора с поверхности, концентрация электронов в слое ~ 10²¹ см⁻³); 2) химически полированные пластины кремния марки КДБ-20 с нанесенным методом высокочастотного ионно-плазменного распыления слоем Cr толщиной ~ 200 нм (подложки Cr/Si) — в этом случае фактической подложкой для осаждаемой пленки служил слой Cr. Подложки разных типов (полупровод-

никовая — Si и металлическая — Cr) были выбраны из тех соображений, что свойства подложки могут влиять на структуру пленок.

Туннельные вольт-амперные характеристики $I(V)$ измерялись на воздухе с помощью сканирующего туннельного микроскопа в интервале напряжений смещения V между зондом и образцом от -2.5 до +2.5 В, при этом положительные напряжения соответствовали положительному потенциалу на образце. В качестве зонда использовалось вольфрамовое острие, изготовленное электрохимическим травлением. Относительно функциональных возможностей используемого туннельного микроскопа см., например, в [18].

Измерения проводились при постоянном зазоре, соответствующем току $I_0 = 1$ нА при напряжении смещения +2.5 В (установочный ток). Из предварительных измерений туннельных вольт-амперных характеристик (ВАХ) при разных установочных токах в диапазоне $I_0 = 0.5\text{--}4.0$ нА (при разных зазорах) было определено, что вид ВАХ и общий вид производной dI/dV не зависят от величины зазора. Однако в связи с тем, что случайные флуктуации тока составляли величину ~ 0.002 нА (такова точность установки тока), измерения при больших зазорах оказываются недостаточно точными, и поэтому все измерения проводились при установочном токе $I_0 = 1$ нА.

Осуществлялись 25-кратные измерения вольт-амперных характеристик в каждой точке при сканировании с шагом от 15 до 300 Å, при этом площадки сканирования выбирались на разных участках поверхности пленки. Усредненная по 25 измерениям ВАХ дополнительно сглаживалась с использованием фурье-фильтра, и рассчитывалась нормированная дифференциальная проводимость $(dI/dV)/(I/V)$. Для устранения нулевой аномалии в $(dI/dV)/(I/V)$ прибавлялась малая величина к (I/V) . Согласно [10], зависимость $(dI/dV)/(I/V)$ от напряжения смещения отражает распределение плотности электронных состояний по энергии $E = eV$ (e — заряд электрона), при этом $V = 0$ соответствует уровню Ферми (E_F), отрицательные смещения — заполненным состояниям ($E < E_F$), положительные — свободным ($E > E_F$).

3. Результаты и обсуждение

Полученные зависимости величины $(dI/dV)/(I/V)$ от напряжения смещения V для пленок $a\text{-C:H}$ на подложке из кремния приведены на рис. 1. Из большого числа измеренных зависимостей выбрана пара наиболее отличающихся друг от друга кривых, чтобы наилучшим образом показать диапазон изменения спектра электронных состояний. В обоих случаях отчетливо наблюдаются край заполненных состояний и край свободных состояний (условно — валентной зоны и зоны проводимости), которые на рисунке аппроксимированы прямыми. Отсечки

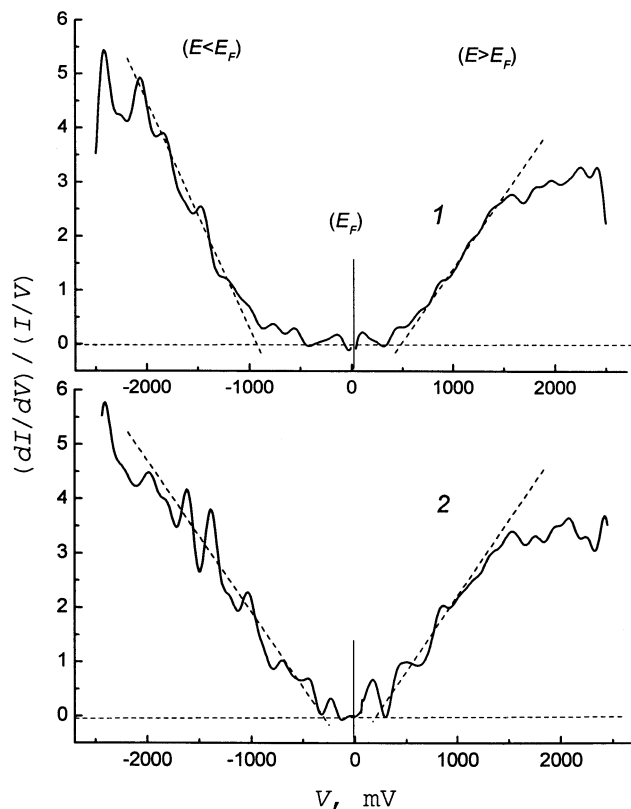


Рис. 1. Нормированная дифференциальная проводимость в зависимости от напряжения смещения, полученная из усредненных туннельных вольт-амперных характеристик, для пленки $a\text{-C:H}$ на подложке Si. 1, 2 — типичные зависимости, отражающие диапазон изменения локальной плотности электронных состояний на поверхности пленки.

на оси напряжений на уровне $(dI/dV)/(I/V) = 0$ (нулевой туннельный ток) позволяют определить ширину запрещенной зоны E_g : 1.45 эВ для кривой 1 и 0.5 эВ для кривой 2. В других наших измерениях получены промежуточные или такие же значения, $0.5 \lesssim E_g \lesssim 1.5$ эВ. Данные рис. 1 были получены при сканировании с шагом $\sim 300 \text{ \AA}$, и заметим, что при таком шаге сканирования часто наблюдалось чередование кривых типа 1 и типа 2. Аппроксимирующие прямые справа и слева от уровня Ферми имеют один и тот же наклон, т.е. распределение электронных состояний по энергии при $E < E_F$ и $E > E_F$ имеет одинаковый характер. Как видно из рисунка, кривые 1 и 2 различаются не только по величине E_g , но и в том, что для кривой 2 уровень Ферми расположен симметрично относительно краев зон, а для кривой 1 E_F смещен к краю зоны проводимости.

Таким образом, спектр электронных состояний при сканировании изменяется существенно. Если исходить из модельных представлений работы [3], то в аморфных углеродных пленках с большой вероятностью должны формироваться компактные кластеры из гексагональных колец (типа графитовых), и тогда экспериментальные кривые локальной плотности состояний можно было

бы рассматривать как характеристики отдельных кластеров такого рода. Однако более внимательный анализ показывает, что такая упрощенная модель неадекватна полученным результатам. Остановимся подробнее на экспериментальных спектрах.

Во-первых, нижняя граница экспериментальных значений E_g ($E_g \approx 0.5$ эВ) — слишком малая величина по сравнению с оптической шириной запрещенной в пленках $a\text{-C:H}$ (см. [3]). В работе [19] для пленок, выращенных аналогичным способом и в аналогичных режимах, приводится значение $E_g = 1.92$ эВ. В то же время $E_g \approx 0.5$ эВ попадает в диапазон значений, характерных для негидрогенизированного аморфного углерода $a\text{-C}$. Величина $E_g \approx 0.5$ эВ предполагает, в модели компактных sp^2 -кластеров, наличие больших кластеров — из десятков гексагональных колец, которые считаются характерными для $a\text{-C}$ и маловероятными для $a\text{-C:H}$ [3].

Во-вторых, плотность π - и π^* -состояний в компактных sp^2 -кластерах должна быть симметрична относительно уровня Ферми. Для кривой 2 на рис. 1, действительно, края зон заполненных и свободных состояний симметричны как по общему виду, так и по расположению относительно уровня Ферми. Для кривой 1 — если рассматривать форму краев зон, картина также симметричная (одинаковый наклон левой и правой аппроксимирующих прямых), однако в этом случае уровень Ферми располагается ближе к зоне свободных состояний, чем к зоне заполненных. Заметим, что смещение уровня Ферми в сторону зоны проводимости наблюдалось в работах [11,12], но как результат легирования пленок аморфного углерода.

Наконец, в-третьих, в пленках аморфного углерода, как предполагалось в [3], с наибольшей вероятностью должны образовываться одиночные гексагональные кольца с энергетическим зазором между зонами π - и π^* -состояний ~ 5 эВ. В наших экспериментах, как сказано выше, не были получены значения E_g более 1.5 эВ. Однако детальное рассмотрение экспериментального материала позволяет уменьшить это расхождение. Дело в том, что, хотя мы и говорим о локальной плотности состояний, однако измерения реально осуществляются на конечной площади пленки, сопоставимой с размером зонда, и одиночные кольца могут быть просто недетектируемы. Вместе с тем при измерении серии ВАХ время от времени происходят срывы туннельного тока, и именно поэтому выше были приведены усредненные ВАХ. Вполне вероятно, что срывы связаны с неустойчивостью токовых каналов и переключениями между ними (переключение в процессе измерения тока с одного кластера на другой). Если рассмотреть множество индивидуальных (не усредненных) ВАХ, среди них обнаруживаются такие, в результате трансформации которых в нормированную дифференциальную проводимость проявляется ширина запрещенной зоны до 3 эВ. Одна из таких кривых приведена на рис. 2.

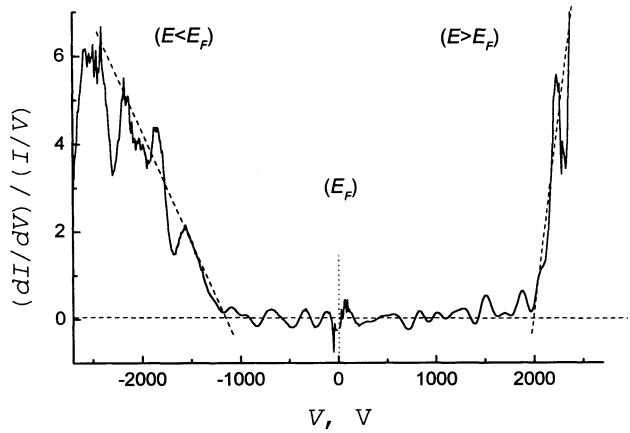


Рис. 2. Нормированная дифференциальная проводимость в зависимости от напряжения смещения, полученная из одиночной (без усреднения) туннельной вольт-амперной характеристики, для пленки $a\text{-C:H}$ на подложке Si.

Заметим, что на кривых рис. 1 наблюдаются сильные осцилляции в области как положительных, так и отрицательных смещений, которые имеют закономерный характер, не устраняются сглаживанием. Как показано в [10], такие осцилляции характерны для аморфного углерода с большой концентрацией атомов в sp^2 -конфигурации, и в работе [10] они феноменологически идентифицируются с локализованными π -состояниями. В кластерной модели подобные состояния можно, например, объяснить обрыванными связями на поверхности (во внешней оболочке) графитовых кластеров или локальными искажениями углеродных колец.

Результаты для пленки $a\text{-C:H}$ на подложке Cr/Si показаны на рис. 3. Здесь, как и на рис. 1, показаны две типичные зависимости $(dI/dV)/(I/V) = f(V)$. Видно, что эти зависимости значительно отличаются от приведенных на рис. 1 для $a\text{-C:H}$ на кремнии: они асимметричны, наблюдается резкий край $(dI/dV)/(I/V)$ в области отрицательных смещений и медленный рост при положительных смещениях. Различие кривых на рис. 1 и 3 свидетельствует о существенной зависимости структуры пленок, выращиваемых в одинаковых режимах, от материала подложки. Ранее [18] нами было показано влияние материала подложки на свойства пленок на примере использования в качестве подложек кварца и кремния, при этом наблюдалось различие в скорости роста и в показателе преломления пленки, но не очень сильное. Из сравнения кривых на рис. 1, 3 можно сделать вывод о том, что использование металлического покрытия в качестве подложки изменяет структуру пленки. Пока не вполне ясно, что играет определяющую роль — распределение потенциалов в ростовой камере при использовании металлической подложки, химическая природа металла или структурные характеристики металлического покрытия.

Из данных рис. 3, идентифицируя кривые с плотностью состояний, вряд ли возможно говорить о ширине запрещенной зоны вообще. Резкий край в области отрицатель-

ных смещений можно, по-видимому, считать краем валентной зоны. Заметим, что положение E_F относительно края валентной зоны для этой пленки (пленка $a\text{-C:H}$ на подложке Cr/Si) практически одинаково в разных точках при сканировании поверхности и близко к тому, что видно на кривой 1 рис. 1 и на рис. 2, т.е. для пленки $a\text{-C:H}$ на Si-подложке, когда проявляется наибольшая ширина запрещенной зоны. Край зоны проводимости в явном виде не обнаруживается, видно плавное практически линейное нарастание плотности состояний от уровня Ферми (кривая 1) или со ступенькой при $V \approx 0$ (кривая 2).

Несмотря на различие спектров, типичные из которых приведены на рис. 1–3, удается выявить ряд общих закономерностей для пленок $a\text{-C:H}$. Как правило, в области отрицательных смещений ($E < E_F$) на кривых видно резкое изменение величины $(dI/dV)/(I/V)$, которое можно идентифицировать с краем валентной зоны. Более того, пересечение аппроксимирующей прямой с линией $(dI/dV)/(I/V) = 0$ для большинства кривых дает близкие значения напряжения отсечки, около -1 В. Это означает, что имеется явная тенденция к устойчивому расположению уровня Ферми на энергии ~ 1 эВ выше края валентной зоны. Характер спектров в области поло-

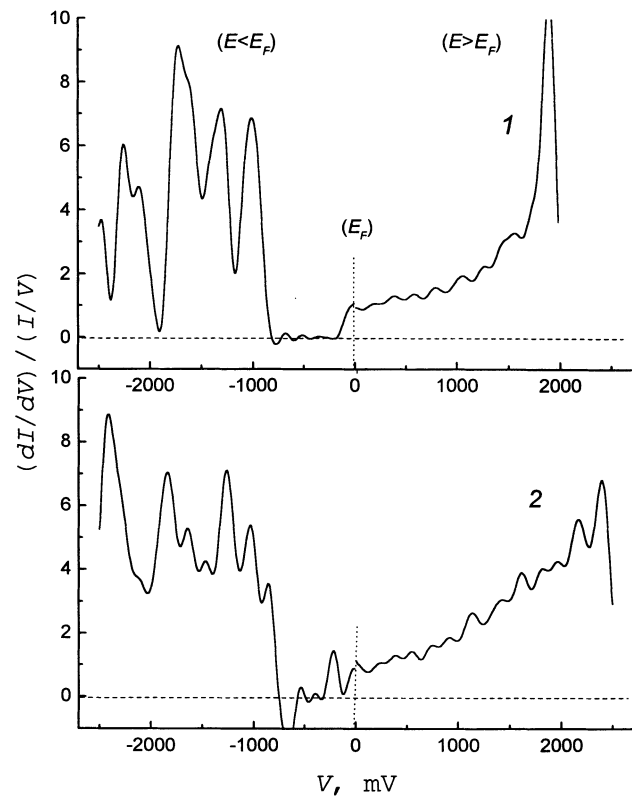


Рис. 3. Нормированная дифференциальная проводимость в зависимости от напряжения смещения, полученная из усредненных туннельных вольт-амперных характеристик, для пленки $a\text{-C:H}$ на подложке Cr/Si. 1, 2 — типичные зависимости, отражающие диапазон изменения локальной плотности электронных состояний на поверхности пленки.

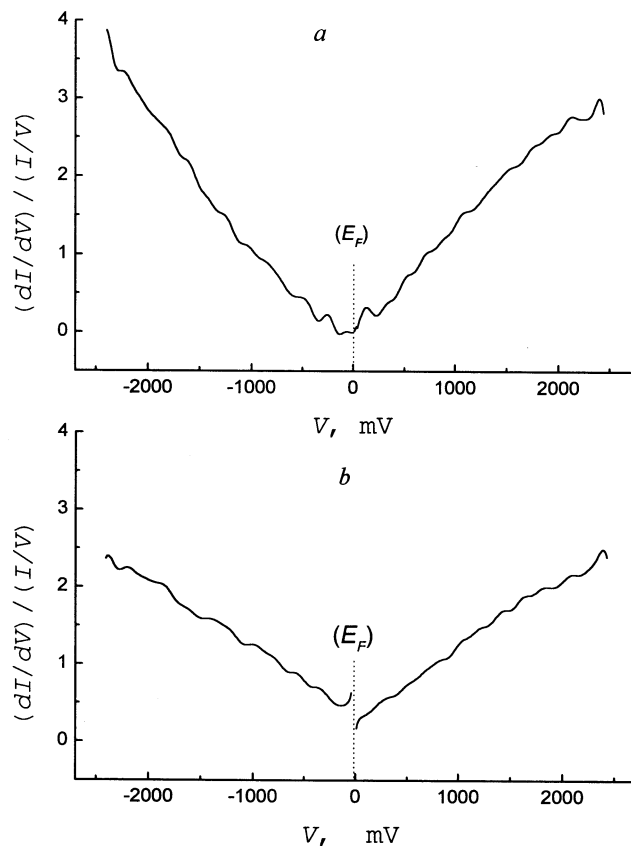


Рис. 4. Нормированная дифференциальная проводимость в зависимости от напряжения смещения, полученная из усредненных туннельных вольт-амперных характеристик, для пленок $a\text{-C:H(Cu)}$ на подложках Si (*a*) и Cr/Si (*b*).

жительных смещений ($E > E_F$) — более изменчив, вид зависимостей $(dI/dV)/(I/V) = f(V)$, с одной стороны, существенно изменяется на шаге сканирования 300 \AA , а с другой — он различен для пленок на разных подложках. По-видимому, можно считать, что на рис. 2 виден "истинный" край зоны проводимости (зоны делокализованных состояний). Основанием для такого предположения служат два обстоятельства: плотность электронных состояний изменяется резко практически от нуля, и определяемая при этом ширина запрещенной зоны имеет наибольшее из всех экспериментальных значений $E_g \approx 3 \text{ эВ}$. В других спектрах край зоны проводимости размыт, что естественно связать с распределенными по энергии локализованными состояниями, спектр которых изменяется с координатой сканирования. Кривая 2 на рис. 1, надо полагать, отражает ситуацию, когда возникает широкий спектр локализованных состояний не только вблизи зоны проводимости, но и вблизи валентной зоны.

На рис. 4 приведены зависимости $(dI/dV)/(I/V) = f(V)$ для двух пленок $a\text{-C:H(Cu)}$ — выращенных в одном технологическом процессе на кремниевой и металлической (Cr/Si) подложках. Измерения на этих пленках принципиально отличались от измерений на пленках $a\text{-C:H}$ в том смысле, что ВАХ при многократ-

ных измерениях воспроизводились с высокой точностью. Вид зависимостей $(dI/dV)/(I/V) = f(V)$ также иной по сравнению с рассмотренными кривыми для $a\text{-C:H}$: спектры для $a\text{-C:H(Cu)}$ более гладкие, не имеют выраженных осцилляций.

Ранее нами были проведены измерения макроскопической проводимости в пленках такого типа на подложках из кремния и кварца, и результаты интерпретированы в модели высокоомной матрица, содержащей проводящие кластеры двух типов — графитовые (графитоподобные) и медные (при большой концентрации меди) [20]. Исходя из этого мы предполагали увидеть при сканировании поверхности пленки сильно разные туннельные ВАХ, относящиеся к кластерам разного типа. Однако в обоих случаях, т.е. для пленок на подложках Si и Cr/Si, такого обнаружить не удалось.

В спектре пленки $a\text{-C:H(Cu)}$ на Si-подложке (рис. 4, *a*) наблюдаются зоны свободных и заполненных состояний, сходящиеся на уровне Ферми, наподобие зон в графите. Несмотря на то что вид спектров несколько изменяется с координатой сканирования, не удается найти области с отличной от нуля запрещенной зоной. Получается, что в измерениях туннельных ВАХ пленка $a\text{-C:H(Cu)}$ проявляет себя как более однородная по сравнению с $a\text{-C:H}$. На первый взгляд, это противоречит данным работы [21], где для аналогичных пленок $a\text{-C:H(Cu)}$ было показано наличие в них объемных структурных неоднородностей, направленных от подложки к поверхности. Отсутствие эффекта от таких неоднородностей в измеряемых спектрах плотности электронных состояний заставляет предположить, что в процессе роста углеродной пленки с участием меди формируется однородный поверхностный слой, по своей структуре отличный от объема; именно этот слой и зондируется в методе туннельной спектроскопии.

Для пленки $a\text{-C:H(Cu)}$ на подложке Cr/Si (рис. 4, *b*) наблюдаются еще более сглаженные зависимости, хорошо воспроизводимые на любых участках сканирования, с малой амплитудой изменения величины $(dI/dV)/(I/V)$. Очевидно, что в данном случае при формировании структуры пленки (или поверхностного слоя) медь играет даже более существенную роль, чем в случае $a\text{-C:H(Cu)}$ на кремниевой подложке.

4. Заключение

Таким образом, по данным исследования методом сканирующей туннельной спектроскопии пленок $a\text{-C:H}$ и $a\text{-C:H(Cu)}$, полученных магнетронным распылением на постоянном токе, можно сделать следующие выводы.

1. В подтверждение результатов наших предыдущих работ установлено, что свойства пленок $a\text{-C:H}$ и $a\text{-C:H(Cu)}$ существенно зависят от материала подложки (полупроводниковая-кремний или металлическая-хром). В данном эксперименте это отражается в локальной плотности электронных состояний.

2. В пленках $a\text{-C:H}$ локальная плотность электронных состояний существенно изменяется на нанометровом масштабе. Разнообразие в характере электронных спектров можно рассматривать как отражение разнообразия структурных элементов вещества, представляющих собой кластеры углеродных атомов в sp^2 -конфигурации. Каждый спектр относится к отдельному кластеру.

3. Общая картина локальной плотности электронных состояний в пленках $a\text{-C:H}$ такова. Край валентной зоны (резкое изменение плотности электронных состояний в области $E < E_F$) проявляется в большинстве полученных спектров. При $E > E_F$ зависимости плотности электронных состояний от энергии имеют разный вид, но чаще всего это широкое плавное распределение, без резких изменений типа ступени или скачка, что можно интерпретировать как край зоны проводимости. Лишь изредка встречаются спектры, где отчетливо видны как край валентной зоны, так и край зоны проводимости. Ширина запрещенной зоны, определенная из таких спектров, имеет наибольшую величину и составляет ~ 3 эВ. Еще одна особенность, которая следует из экспериментальных спектров, — явная тенденция к устойчивому расположению уровня Ферми на ~ 1 эВ выше края валентной зоны.

4. Пленки $a\text{-C:H(Cu)}$, в отличие от $a\text{-C:H}$, в измерениях локальной плотности электронных состояний проявляют себя как однородные пленки, т. е. кластерная структура (имеются в виду как медные капли, так и подобные наблюдаемым в $a\text{-C:H}$ кластеры) не обнаруживается. Таким образом, медь способствует формированию однородной структуры, по-видимому, легируя или интеркалируя графитовую составляющую вещества. Вполне вероятно, что образуется однородный поверхностный слой (типа графитизованного слоя), когда пленка выращена на подложке из кремния, и в котором еще сильнее влияние меди, когда пленка выращена на металлической подложке.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант N 00-02-16994, N 00-02-17004).

Список литературы

- [1] W. Chen, A.N. Korotkov, K. Likharev. Appl. Phys. Lett., **68** (14), 1954 (1996).
- [2] J. Robertson. Thin Sol. Films, **296**, 61 (1997); J.D. Carey, S.R.P. Silva. Diam. Rel. Mater., **10**, 873 (2001).
- [3] J. Robertson, E.P. O'Reilly. Phys. Rev. B, **35** (6), 2946 (1987).
- [4] J. Robertson. Phys. Rev. B, **53**, 16 302 (1996).
- [5] D.R. McKenzie. Rep. Progr. Phys., **59**, 1611 (1996).
- [6] K.W.R. Gilkes, S. Praver, K.W. Nugent, J. Robertson, H.S. Sands, Y. Lifshitz, X. Shi. J. Appl. Phys., **87** (10), 7283 (2000).
- [7] А. Меден, М. Шо. *Физика и применение аморфных полупроводников* (М., Мир, 1991).
- [8] J. Schwan, S. Ulrich, V. Batori, H. Ehrhardt, S.R.P. Silva. J. Appl. Phys., **80** (1), 440 (1996).
- [9] В.И. Иванов-Омский, А.В. Толмачев, С.Г. Ястребов. ФТП, **35** (2), 227 (2001).
- [10] R.M. Feenstra, J.A. Stroscio, A.P. Fein. Phys. Rev. Lett., **58**, 1192 (1987); R.M. Feenstra, J.A. Stroscio. J. Vac. Sci. Technol. B, **5** (4), 923 (1987); R.M. Feenstra. Phys. Rev. B, **50** (7), 4561 (1994).
- [11] C. Arena, B. Kleinsorge, J. Robertson, W.I. Milne, M.E. Weland. J. Appl. Phys., **85** (3), 1609 (1999).
- [12] S. Bhattacharyya, K. Walzer, M. Hietschold, F. Richter. J. Appl. Phys., **89** (3), 1619 (2001).
- [13] V.I. Ivanov-Omskii, A.V. Tolmachev, S.G. Yastrebov. Phil. Mag. B, **73**, 715 (1996).
- [14] В.И. Иванов-Омский, В.И. Сиклицкий, С.Г. Ястребов. ФТП, **40** (3), 568 (1998).
- [15] A.V. Kolobov, H. Oyanagi, S.G. Yastrebov, V.I. Ivanov-Omskii, K. Tanaka. J. Surf. Analysis, **4** (2), 377 (1998).
- [16] В.И. Иванов-Омский, Э.А. Сморгонская. ФТП, **32** (8), 931 (1998).
- [17] Т.К. Звонарева, В.М. Лебедев, Т.А. Полянская, Л.В. Шаронова, В.И. Иванов-Омский. ФТП, **34** (9), 106 (2000).
- [18] А.О. Голубок, Д.Н. Давыдов, С.А. Масалов, Д.В. Нахабцев, В.А. Тимофеев. Поверхность, N 3, 146 (1989).
- [19] В.И. Иванов-Омский, А.В. Толмачев, С.Г. Ястребов. ФТП, **35** (2), 227 (2001).
- [20] Т.К. Звонарева, Л.В. Шаронова. ФТП, **33** (6), 742 (1999).
- [21] Т.К. Звонарева, В.И. Иванов-Омский, А.В. Нащекин, Л.В. Шаронова. ФТП, **34** (1), 96 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

Scanning tunneling spectroscopy of $a\text{-C:H}$ and $a\text{-C:H(Cu)}$ films prepared by magnetron sputtering

T.K. Zvonareva, V.I. Ivanov-Omskii, V.V. Rozanov*, L.V. Sharonova

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

* Institute of Analytical Instrumentation,
Russian Academy of Sciences,
198103 St. Petersburg, Russia

Abstract Scanning tunneling spectroscopy method was used for studying $a\text{-C:H}$ and $a\text{-C:H(Cu)}$ films prepared on semiconductor (Si) and metal (Cr/Si) substrates by dc magnetron sputtering of a graphite or graphite + copper target respectively. Local density of electron states as a normalized differential conductance was intended for probing different sp^2 -clusters. To $a\text{-C:H}$ films peculiar were sharp valence-band edges and various (as a function of scanning co-ordinate) forms of the electron state distribution within the conduction band. The largest experimental band gap value was about 3 eV. The trend towards a stable position of the Fermi level at ~ 1 eV above the valence band edge was observed. With respect to the local density of electron states, $a\text{-C:H(Cu)}$ films can be regarded as uniform probably due to a uniform surface layer that was formed during the film growth process.