

©1994 г.

## УСЛОВИЯ ОСАЖДЕНИЯ И СПЕКТР ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ ПЛЕНОК $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ , ПОЛУЧЕННЫХ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ

*Н.Н.Свиркова, В.А.Феликов, В.А.Лигачев*

Московский энергетический институт (технический университет),  
Москва, Россия  
(Получена 10 мая 1994 г. Принята к печати 25 мая 1994 г.)

Тонкие (1.3–4.7 мкм) пленки  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  получали высокочастотным ионно-плазменным распылением сплавной SiC-мишени в атмосфере аргон-водород при различных значениях мощности разряда. С целью выявления характера воздействия условий получения на свойства пленок проведены исследования спектров плотности состояний в диапазоне энергий 0.3–3.0 эВ тремя различными методами. В диапазоне 1.8–3.0 эВ исследования проводились оптическими методами, в диапазоне 1.0–2.3 эВ — методом постоянного фотоответа, а в окрестности уровня Ферми (0.3–0.5 эВ) — методом токов, ограниченных пространственным зарядом. Исследования спектров плотности состояний выполнены при комнатной температуре. Анализ полученных результатов показал, что спектры плотности состояний исследованных пленок в значительной степени зависят от условий приготовления. Выявлены параметры спектров, подверженные существенному влиянию условий осаждения материала.

Большой интерес, проявляемый в последние годы к исследованию свойств аморфных гидрогенизированных пленок карбида кремния ( $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ ), вызван возможностью его применения в многослойных фотоприемниках для электрофотографии, где слой  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  выполняет несколько функций. Во-первых, как материал, имеющий высокую поверхностную твердость, защищает слои аморфного гидрогенизированного кремния ( $a\text{-Si:H}$ ) от негативного воздействия коронного разряда. Во-вторых, выполняет функцию прозрачного слоя накопления заряда за счет формирования на границе раздела  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}/a\text{-Si:H}$  гетероперехода, исключающего обратную диффузию носителей заряда [1]. В настоящее время ситуация складывается таким образом, что исследования  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  начинают носить все более фундаментальный характер и направлены на выявление закономерностей воздействия технологических параметров на основные свойства материала. Хорошо известно, что свойства аморфных полупроводников тесно связаны со спектрами плотности их электронных состояний. Поэтому накопление данных о влиянии параметров технологии пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$

на их электронные спектры позволит приблизиться к решению задачи получения материала с требуемыми свойствами.

Цель настоящей работы — изучение влияния мощности ( $W$ ) высокочастотного (ВЧ) разряда на параметры спектров электронных состояний пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ , получаемых методом ВЧ ионно-плазменного распыления. Для получения  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  использовалась серийная установка УМР 3.279.014, снабженная генератором ВЧД-2.5/13-СД-Л01 с рабочей частотой 13.56 МГц. Напыление проводилось в атмосфере аргон-водород с соотношением компонентов 7:1. В качестве подложек применялись поликор с предварительно нанесенными плазменными молибденовыми электродами, стекло и полированные пластины кристаллического кремния марки КДБ-10. Варьируемым технологическим параметром была выбрана мощность ВЧ разряда, которая менялась в пределах 150–500 Вт с шагом 50 Вт. Другие параметры технологического процесса получения  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  (такие как рабочее давление в камере, температура подложки, время напыления, продолжительность отжига) поддерживались неизменными в процессе получения всех образцов исследуемой серии.

Перед каждым напылением подложки подвергались стандартным операциям отмывки. Рабочая камера установки откачивалась до предельно возможного вакуума (как правило, не хуже  $10^{-5}$  Тор), после чего с помощью нагревателя подложкодержатель с закрепленными на нем подложками разогревался до температуры  $T_s = 350^\circ\text{C}$ . Для контроля температуры использовалась хромель-копелевая термопара, горячий спай которой находился в непосредственном контакте с подложкодержателем. Следует заметить, что из-за бомбардировки подложки вторичными электронами в процессе распыления и неидеальности теплового контакта между подложкой и подложкодержателем истинная температура подложки могла превышать температуру подложкодержателя на  $20\text{--}30^\circ\text{C}$ . Рабочее давление в камере  $P$  поддерживалось равным  $7\text{ мТор}$ . Перед напылением производилась очистка мишени в тлеющем разряде на постоянном токе. Время напыления составляло 3 ч. После отключения ВЧ напряжения на мишени пленки подвергались отжигу в течение 1 ч при температуре, равной температуре осаждения, и давлению смеси, соответствующем рабочему.

Спектры плотности электронных состояний  $N(E)$  исследовались в настоящей работе различными методами. Наиболее широкий энергетический диапазон плотности электронных состояний в пленках  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  может быть экспериментально исследован с помощью оптических измерений параметров пленок в области края оптического поглощения. Для таких полупроводников как  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  значения компонентов комплексного показателя преломления  $n$  и  $k$  обычно определяют путем измерений пропускания ( $T$ ) и отражения ( $R$ ) тонких пленок на прозрачных подложках [2].

В данной работе использована методика расчета оптических констант тонких поглощающих пленок на прозрачной подложке, описанная в [3]. Пусть на прозрачную подложку напылена тонкая пленка исследуемого материала с геометрической толщиной  $d$  и комплексным показателем преломления  $\tilde{n} = n - ik$ . Показатель преломления подложки равен  $n_s$ , а исходной и конечной сред — 1. В этом случае для определения  $n$  и  $k$  необходимо иметь систему двух уравнений. Наибо-

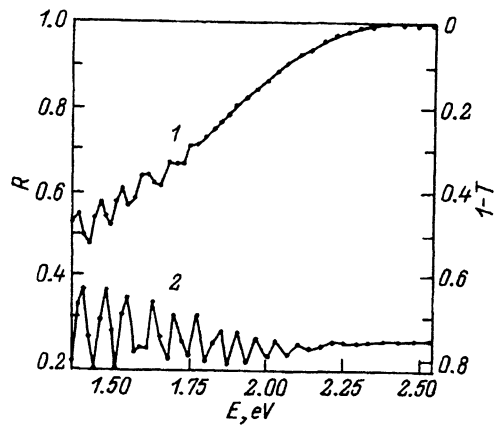


Рис. 1. Спектры  $1-T_{\text{mes}}$  (1) и  $R_{\text{mes}}$  (2) для пленки, напыленной при мощности ВЧ разряда 400 Вт.

лее удобным методом нахождения оптических констант такой пленки является метод измерения коэффициентов пропускания и отражения системы «пленка-подложка» при падении светового пучка, близком к нормальному. Однако из-за многократных отражений в подложке и пленке задача об установлении связи между  $R$  и  $T$  и оптическими константами нетривиальна. Для используемых подложек толщиной ( $d_s \approx 1$  мм) условие когерентности

$$(\Delta\lambda)2\pi n_s d_s / \lambda^2 \ll 1 \quad (1)$$

обычно не выполняется, поэтому многократные отражения в подложке складываются некогерентно (в формуле (1) и далее  $\lambda$  — длина волны падающего света). Учет этого эффекта приводит к тому, что уравнения, определяющие связь измеряемых величин  $R$  и  $T$  с  $n$  и  $k$ , аналитически решить невозможно. Оптические константы  $n$  и  $k$  аморфной пленки известной толщины можно строго найти, например, с помощью итерационной процедуры, минимизирующей  $|R - R_{\text{mes}}|$  и  $|T - T_{\text{mes}}|$  по  $\tilde{n}$  [4] (где  $R_{\text{mes}}$  и  $T_{\text{mes}}$  — экспериментально измеряемые значения коэффициентов отражения и пропускания соответственно). В настоящей работе задача определения  $n$  и  $k$  по измеренным величинам  $R_{\text{mes}}$  и  $T_{\text{mes}}$  решалась численной минимизацией градиентным методом целевой функции [5]

$$F = (R - R_{\text{mes}})^2 + (T - T_{\text{mes}})^2. \quad (2)$$

Для оптических исследований пленки  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  напылялись на стеклянные подложки. Спектры отражения  $R_{\text{mes}}(E)$  и пропускания  $T_{\text{mes}}(E)$  системы пленка  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ –прозрачная подложка для всех исследуемых образцов были получены с помощью спектрофотометра «Spcord-M400» в диапазоне длин волн 185–900 нм. Спектры  $R_{\text{mes}}(E)$  и  $T_{\text{mes}}(E)$  для пленки, напыленной при значении мощности ВЧ разряда  $W = 400$  Вт, приведены на рис. 1. Для определения значений  $n$  и  $k$  из измеренных спектров пропускания и отражения необходимо знать, во-первых, коэффициент преломления подложки  $n_s$  и, во-вторых, толщину исследуемой пленки  $d$ . Значение  $n_s = 1.8$  было получено из спектра  $R_{\text{mes}}(E)$  в длинноволновой области для подложки без пленки. Что же касается значения  $d$ , то оно рассчитывалось для каждого образца

по амплитуде и положению экстремумов спектра пропускания системы пленка-подложка в длинноволновой области с помощью методики, описанной в [6]. Эта методика позволяет определять величины  $n$  и  $d$  непосредственно из данных измерений спектра пропускания в условиях, когда  $k^2 \ll n^2$ . О том, что исследуемые пленки по крайней мере в длинноволновой области удовлетворяют данному условию, можно судить по полученным спектрам отражения и пропускания (рис. 1). Экспериментальные спектры всех исследуемых образцов в области больших длин волн имеют ярко выраженную интерференционную структуру, что возможно лишь в том случае, когда коэффициент экстинкции мал по сравнению с показателем преломления. Данное предположение подтверждают и результаты расчетов  $n$  и  $k$ . Значения  $n$  для всех образцов исследуемой серии в длинноволновой области спектра лежат в пределах 2–4, в то время как значения  $k$  не превышают 0.01–0.02. При условии  $k^2 \ll n^2$  для  $n$  имеем

$$n = \left[ N + (N^2 - n_s^2)^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$N = (1 + n_s^2) / 2 + 2n_s(T_{\max} - T_{\min}) / T_{\max}T_{\min}. \quad (4)$$

Толщина находится по двум максимумам или двум минимумам:

$$d = M \lambda_1 \lambda_2 / 2 [n(\lambda_1) \cdot \lambda_2 - n(\lambda_2) \cdot \lambda_1], \quad (5)$$

где  $M$  — число осцилляций между двумя экстремумами, которым соответствуют  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Данный метод позволяет определять величину  $d$  в той области пленки, где пропускание достаточно велико для того чтобы мог быть измерен коэффициент пропускания. Наибольшая точность достигается в случае достаточно толстых пленок (1–2 мкм) для видимой и ближней инфракрасной областей спектра. Значения толщин исследуемых пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  приведены в таблице. В этой же таблице приведены

Оптические параметры в области края поглощения пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ , полученных при различных значениях мощности ВЧ разряда

$W$ , Вт	$d$ , мкм	$E_g^{\text{opt}}$ , эВ		$B$ , (эВ · см) <sup>1/2</sup>		$E_u$ , мэВ	
		I	II	I	II	I	II
150	1.29	1.97	2.31	427	801	321.4	295.3
200	1.35	1.98	2.31	431	762	321.4	291.0
250	1.72	1.91	2.28	412	849	304.0	251.9
300	2.13	1.71	2.27	320	921	373.5	247.5
350	3.10	1.60	2.23	244	1131	286.6	112.9
400	3.83	1.61	2.26	222	1199	304.0	108.6
450	3.20	1.70	—*	284	—	308.3	—
500	4.68	1.69	2.21	229	1201	260.6	112.9

\* Участок II в образце не обнаружен.

значения ширины оптической щели  $E_g^{opt}$  и другие параметры спектров электронных состояний; особенности расчета этих параметров описаны далее.

На рис. 2 приведены типичные спектры коэффициента поглощения  $\alpha$  в координатах Тауца [4] для трех образцов из исследованной нами серии. В области относительно высоких энергий фотонов (численные значения  $E$  зависят от режимов осаждения пленок) зависимости содержат линейные участки, в дальнейшем их будем обозначать как участки II. Наклон этих участков характеризуется параметром  $B$  (см. таблицу). В области меньших энергий фотонов (рис. 2) часть зависимости также можно аппроксимировать отрезком прямой, в дальнейшем такие участки будем обозначать как участки I. Далее будет показано, что в этой области энергий фотонов зависимость  $\alpha(E)$  носит скорее экспоненциальный, чем степенной характер, тем не менее оценки параметров участка I (см. таблицу), полученные из зависимостей Тауца, будут использоваться нами в дальнейшем изложении. Аналогичный характер зависимостей наблюдался для абсолютного большинства исследованных нами образцов. Энергия фотонов, соответствующая границе между участками, уменьшается от 2.8 до 2.4 эВ при увеличении мощности ВЧ разряда от 150 до 500 Вт. Значения  $E_g^{opt}$  и  $B$  рассчитывались отдельно для участка I и участка II.

В [7] показано, что линейная зависимость  $[\alpha(E) \cdot E]^{1/2}$  от  $E$  соответствует параболической зависимости  $[N(E) \sim E^{1/2}]$  плотности исходных (заполненных) и конечных (пустых) электронных состояний материала от энергии. В соответствии с рис. 2 параболическая зависимость плотности электронных состояний наблюдается в исследованных нами образцах на участке II.

Чтобы уточнить характер спектра плотности электронных состояний в диапазоне  $E$ , соответствующем участку I в координатах Тауца

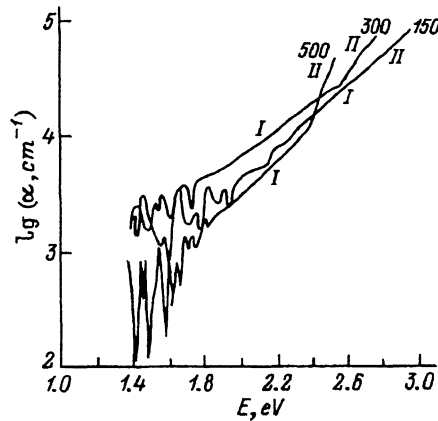
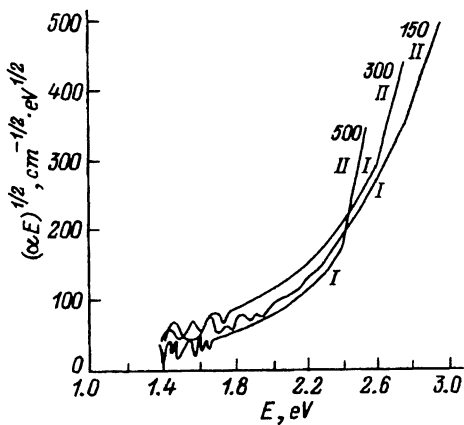


Рис. 2. Спектры коэффициента оптического поглощения в координатах Тауца. Указаны значения мощности ВЧ разряда, при которых получены образцы,  $W$  [Вт]. Римскими цифрами обозначены характерные участки зависимостей.

Рис. 3. Спектры коэффициента оптического поглощения в логарифмическом масштабе. Указаны значения мощности ВЧ разряда, при которых получены образцы,  $W$  [Вт]. Римскими цифрами обозначены характерные участки зависимостей.

ца, мы также проанализировали для полученных пленок зависимости от энергии  $\lg \alpha(E)$ . На рис. 3 приведены характерные зависимости  $\lg \alpha(E)$  от  $E$  для пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ . Область экспоненциальной зависимости коэффициента оптического поглощения принято называть краем поглощения Урбаха [7], поэтому для количественной оценки параметров спектров плотности состояний мы использовали значения энергии Урбаха  $E_u$ , определяемые на линейных участках зависимостей  $\lg \alpha(E)$  от  $E$ . Как и на кривых Тауца, на этих зависимостях можно выделить два линейных участка с разными углами наклона, так что для каждого образца было получено два значения  $E_u$ . Результаты расчетов  $E_u$  приведены в таблице. Из рис. 3 видно, что участок  $I$  лучше аппроксимируется отрезком прямой именно в логарифмических координатах. Тем самым подтверждается наличие в исследованных пленках края поглощения Урбаха. Численные значения  $E_u$  (а значит, и параметры плотности состояний) на участке  $I$  изменяются незначительно при изменении мощности разряда  $W$ . Из рис. 3 следует также, что при  $\lg \alpha(E) < 3.5$  погрешность расчета коэффициента оптического поглощения становится недопустимо высокой, поэтому для расширения диапазона исследований спектра плотности состояний в глубину щели подвижности необходимо использовать иные методы исследования спектров  $\alpha(E)$ .

Существенно расширить диапазон экспериментальных исследований спектров  $\alpha(E)$  и  $N(E)$  оказалось возможным благодаря использованию метода постоянного фототовета (МПФ) [8-10]. В настоящей работе при получении исходных данных с помощью МПФ были использованы сэндвич-структуры с молибденовыми электродами. В выполненных ранее в нашей лаборатории исследованиях [9,10] с использованием МПФ применялись структуры с планарным расположением никелевых электродов. Экспериментальные спектральные зависимости фототовета исследуемых образцов были получены с помощью установки, состоящей из источника света, монохроматора, камеры с образцом и измерительных приборов. В качестве монохроматора использовалась оптическая часть кварцевого спектрофотометра СФ-4, источником света служила галогенная лампа КГИ-24 (мощностью 150 Вт). Световой поток от источника света с помощью вогнутого зеркала проектировался на входную щель прибора. Для измерений фототовета образцов использовался усилитель постоянного тока У5-9 и вольтметр В7-27. Источником напряжения служил стабилизированный блок питания Б5-49. Известно [8], что МПФ не позволяет получить абсолютные значения коэффициента поглощения и плотности состояний в материале, поэтому результаты, полученные этим методом, нормировались в соответствии с описанными выше данными измерений спектров пропускания и отражения в области края поглощения пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ .

Полученные с использованием МПФ спектры коэффициента оптического поглощения некоторых из исследованных образцов приведены на рис. 4. Очевидно, что спектры  $\alpha(E)$  зависят от условий осаждения пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ . В первом приближении зависимости логарифма коэффициента поглощения от энергии фотонов можно вновь аппроксимировать отрезками прямых, причем разным диапазонам  $E$  соответствуют различные характеристические энергии наклона отрезков. Сопоставляя данные исследований спектров  $\alpha(E)$ , полученные оптическими методами и МПФ, отметим, что в области относительно низких энергий

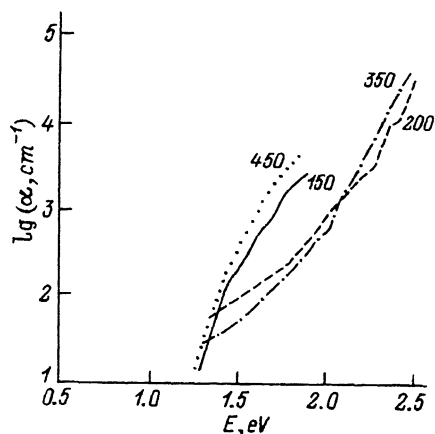


Рис. 4. Спектры коэффициента оптического поглощения пленок, определенные с использованием МПФ. Указаны значения мощности ВЧ разряда, при которых получены образцы,  $W$  [Вт].

фотонов ( $E < 1.8$  эВ) разные методы дают различающиеся результаты даже для пленок, полученных одновременным осаждением материала на различные подложки. Как мы уже отмечали, основной причиной подобных различий является низкая точность расчетов  $\alpha(E)$  из спектров отражения и пропускания в указанной области энергий фотонов.

На рис. 5 приведены спектры плотности состояний, рассчитанные из зависимостей  $\alpha(E)$  по методике [9]. Для сравнения также показан приведенный в [10] спектр  $N(E)$  для пленки  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}(\text{O})$ , полученной на том же технологическом оборудовании при  $T_s = 300^\circ\text{C}$ ,  $W = 150$  Вт и  $P = 10$  мТор. В спектрах плотности состояний можно выделить как похожие элементы, так и различия. Во-первых, спектры  $N(E)$  имеют в диапазоне энергий  $2.0 \leq E \leq 2.4$  эВ участки зависимости, близкой к экспоненциальной. Во-вторых, почти все образцы имеют характерные пики плотности состояний с максимумами при  $E \approx 1.4$  и  $1.6$  эВ. Кроме того, как в спектрах пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}$ , так и в приведенном для сравнения спектре  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}(\text{O})$  выделяется пик с максимумом при энергии  $E \approx 1.8\text{--}1.9$  эВ. Наконец, характеристики экспоненциального

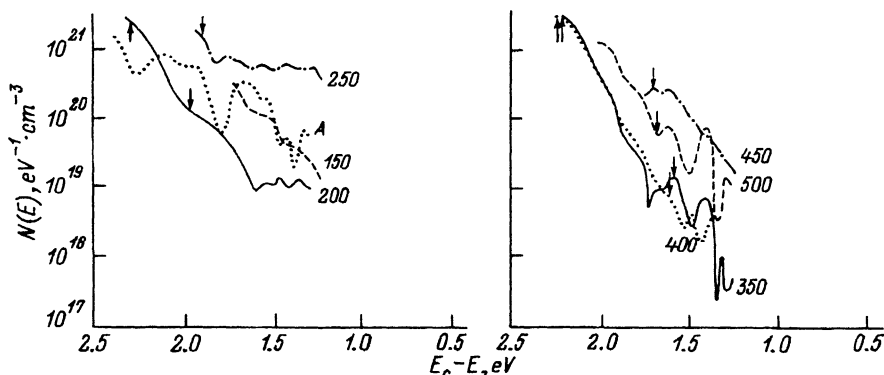


Рис. 5. Спектры плотности состояний, рассчитанные по данным МПФ. Спектр А — из [10], остальные — результаты данной работы. Указаны значения мощности ВЧ разряда, при которых получены образцы,  $W$  [Вт]. Стрелками показаны значения оптической ширины запрещенной зоны, рассчитанные по результатам исследования спектров отражения и пропускания на участке I (стрелка вниз) и на участке II (стрелка вверх).

участка спектра практически не зависит от мощности ВЧ разряда, при которой получены пленки. В то же время уменьшение плотности состояний при движении от потолка валентной зоны в глубь щели подвижности в образцах, полученных при небольших значениях  $W$  (150–250 Вт), происходит в целом значительно медленнее, чем в остальных образцах.

Заслуживает внимания тот факт, что экспоненциальные участки на рис. 5 находятся в диапазоне энергий фотонов, соответствующем участку  $I$  на рис. 2,3. По нашему мнению, именно этим объясняется тот факт, что ближе к линейным оказываются зависимости от энергии  $\lg \alpha(E)$  (рис. 3) по сравнению с  $[\alpha(E) \cdot E]^{1/2}$  (рис. 2) на участках  $I$ . На рис. 5 стрелками показаны значения оптической ширины запрещенной зоны, рассчитанные по результатам исследования спектров отражения и пропускания на участке  $I$  (стрелки направлены вниз) и на участке  $II$  (стрелки направлены вверх). Из рисунка видно, что значения  $E_g^{\text{opt}}$ , определенные на участке  $II$ , совпадают с границей диапазона энергий фотонов, доступного исследованию с помощью МПФ в наших образцах. Таким образом, приведенные на рис. 5 спектры  $N(E)$  соответствуют локализованным электронным состояниям в  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ . Значения  $E_g^{\text{opt}}$ , определенные на участке  $I$ , отделяют на рис. 5 области монотонного изменения функции  $N(E)$  от областей, в которых явно видны пики плотности состояний.

В непосредственной окрестности уровня Ферми  $E_f$  зависимости  $N(E_f)$  рассчитывались по данным метода токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ), с помощью пошаговой методики ден-Боера [11]. Являясь одним из вариантов методик обработки данных, полученных по методу ТОПЗ, эта методика позволяет исследовать спектры плотности состояний в относительно узком диапазоне энергий (0.1–0.2 эВ), примыкающем к уровню Ферми. Для получения экспериментальных вольт-амперных характеристик использовались пленки  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ , осажденные на поликоровые подложки с молибденовыми плаварными электродами длиной 10 мм и расстоянием между ними 1 мм. С помощью токопроводящей пасты на основе эпоксицидного компаунда к электродам приклеивались проволочные гибкие токоотводы. Вольт-амперные характеристики указанных структур снимались в диапазоне напряжений 10–650 В. В качестве регулируемого источника питания использовался стабилизатор напряжения постоянного тока П4105. Ток через образец измерялся с помощью универсального вольтметра-электронметра В7-30. Измерения проводились в темноте при температуре образцов 300 К (во время измерения держатель с образцом находился в закрытом термощкафу с отключенным нагревателем).

В использованном нами варианте методики расчета  $N(E_f)$  усредненная плотность состояний между положениями  $E_{f,i}$  и  $E_{f,i+1}$  уровня Ферми определяется соотношением [11]

$$N(E_f) = \frac{2\epsilon\epsilon_0(\Delta V)}{ed^2(\Delta E_f)}, \quad (6)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная,  $e$  — заряд электрона,  $d$  — толщина пленок,



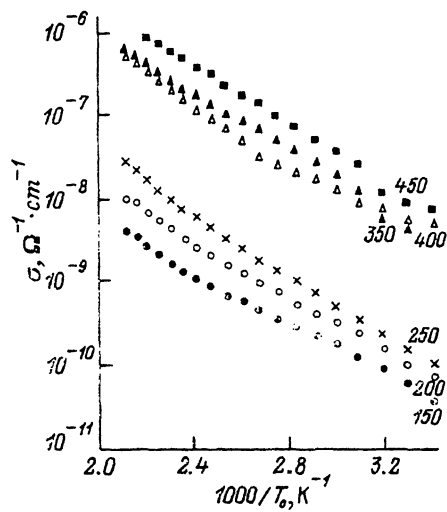


Рис. 6. Температурные зависимости темновой проводимости для пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ . Указаны значения мощности ВЧ разряда, при которых получены пленки,  $W$  [Вт].

$\Delta V = V_i - V_{i+1}$ ,  $\Delta E_f = E_{f,i} - E_{f,i+1} = k_B T_0 \ln(I_{i+1} V_i / I_i V_{i+1})$ ,  $I_i, V_i$  — точки (ток и напряжение) экспериментальной вольт-амперной характеристики,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T_0$  — температура. Положение спектров плотности состояний на шкале энергий определялось по результатам измерения температурной зависимости темновой проводимости образцов. Известно [12], что на величину энергии активации темновой проводимости существенное влияние может оказывать статистический сдвиг уровня Ферми. С целью уменьшения такого влияния исходное положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости определялось по величине энергии активации высокотемпературного участка температурной зависимости темновой проводимости в координатах Аррениуса. Для получения температурных зависимостей темновой проводимости держатель с образцом устанавливался в термощкаф СНОЛ-2М. Температура образца измерялась с помощью хромель-копелевой термопары. Измерения проводились при постоянном значении напряжения на образцах 100 В в диапазоне температур  $T_0 = (20-200)^\circ\text{C}$ . Температурные зависимости темновой проводимости исследуемых образцов  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  приведены на рис. 6. Из графиков видно, что полученные образцы по величине темновой проводимости можно разделить на две группы: образцы, полученные при малых значениях  $W$  (150–250 Вт) и имеющие относительно низкую проводимость во всем исследованном температурном диапазоне, и образцы, полученные при больших значениях  $W$  (300–500 Вт) и имеющие сравнительно высокую проводимость. Возможно, что принадлежность образца к той или иной группе определяется характером изменений спектра плотности состояний в области энергий  $1.0 \leq E \leq 1.8$  эВ (рис. 5).

Результаты расчета спектров  $N(E_f)$  для пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  по методике ден-Боера приведены на рис. 7. Стрелками указано положение уровня Ферми. Следует отметить, что приведенные результаты носят качественный характер, прежде всего из-за некорректности задачи расчетов спектров  $N(E)$  [13], вследствие которой малые (в пределах погрешности эксперимента) ошибки в определении исходных данных

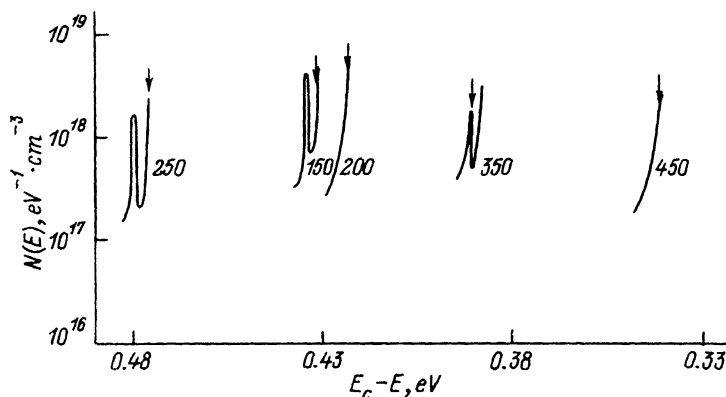


Рис. 7. Спектры плотности состояний исследованных пленок в окрестности уровня Ферми. Указаны мощности ВЧ разряда, при которых получены пленки,  $W$  [Вт]. Стрелками показано положение уровня Ферми.

могут приводить к весьма большим (до нескольких порядков величины) ошибкам в определении  $N(E)$ . Кроме того, полностью исключить влияние статистического сдвига уровня Ферми на величину энергии активации невозможно, поскольку характер спектров плотности состояний нам заранее не известен.

Анализ приведенных на рис. 7 спектров  $N(E_f)$  позволяет сделать вывод о существенном влиянии условий приготовления пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  на параметры спектра плотности состояний и положение уровня Ферми. Последнее обстоятельство обычно отождествляется с эффектом псевдолегирования в аморфных полупроводниках [12–14], когда изменение положения уровня Ферми достигается без введения легирующих примесей. Отметим, что монотонное увеличение мощности ВЧ разряда может приводить к сдвигу уровня Ферми как к дну зоны проводимости, так и в противоположном направлении, однако уровень Ферми всегда остается на возрастающем участке  $N(E)$ . Еще одной особенностью спектров плотности состояний на рис. 7 является наличие на некоторых из них узких (шириной около 1 эВ) пиков плотности состояний. Природа этих пиков в настоящей работе не установлена, можно только предположить, что они обусловлены эффектами на границе раздела пленка  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ –подложка [10].

Сочетание различных методов экспериментального исследования спектров плотности электронных состояний позволило нам получить информацию о влиянии условий получения пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$  на спектры их электронных состояний в диапазоне энергий от 0.3 до 3.0 эВ, при этом исследованный диапазон  $N(E)$  можно оценить как  $5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{22} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ . Общий вид спектров соответствует современным представлениям об электронном спектре аморфных гидрогенизированных материалов, однако проведенные исследования позволили выявить параметры  $N(E)$ , зависящие от режимов осаждения пленок  $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{:H}$ .

## Список литературы

- [1] Й. Тавада. В кн.: *Аморфные полупроводники и приборы на их основе*, под ред. Й. Хамакава (М., 1986).
- [2] А. Меден, М. Шо. *Физика и применение аморфных полупроводников* (М., 1991).
- [3] А.В. Раков. *Спектрофотометрия тонкопленочных полупроводниковых структур* (М., 1975).
- [4] Л. Лей. В кн.: *Физика гидрогенизированного аморфного кремния*, под ред. Дж. Джоунопулоса, Дж. Люковски (М., 1988) вып. 2.
- [5] Г. Корн, Т. Корн. *Справочник по математике* (М., 1977).
- [6] А. Кларк. В кн.: *Тонкие поликристаллические и аморфные пленки: Физика и применения*, под ред. Л. Казмерски (М., 1983).
- [7] Дж. Коннелл. В кн.: *Аморфные полупроводники*, под ред. М. Бродски (М., 1982).
- [8] М. Vanesek, A. Abraham, O. Stika, J. Stuchlik, J. Kocka. *Phys. St. Sol. (a)*, **84**, 617 (1984).
- [9] В.А. Лигачев, В.А. Филиков. *ФТП*, **25**, 133 (1991).
- [10] В.А. Лигачев. *ФТТ*, **35**, 2342 (1993).
- [11] W. Den Boer. *J. de Physique. Coll.*, 4, **42**, 451 (1981).
- [12] О.А. Голикова, Э.П. Домашевская, М.М. Казанин, В.Х. Кудоярова, М.М. Мездрогина, К.Л. Сорокина, В.А. Терехов, С.Н. Тростянский. *ФТП*, **23**, 450 (1989).
- [13] А.Н. Тихонов, В.Я. Арсенин. *Методы решения некорректных задач* (М., 1986).
- [14] В.А. Лигачев, В.Н. Гордеев, В.А. Филиков, Х. Сулеман. *ФТП*, **25**, 1536 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

---