

УДК 533.924

АНТОН ВЛАДИМИРОВИЧ САСИН

аспирант кафедры общей и экспериментальной физики
физико-математического факультета, Карельская государственная педагогическая академия

sasina@kspu.karelia.ru

ФОРМИРОВАНИЕ ПЛЕНОК В РАЗРЯДЕ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

Исследован процесс образования углеродных пленок в разряде в скрещенных полях в неоне и аргоне с цилиндрической геометрией электродов. Интерферометрическим способом измерено радиальное распределение толщины пленки на торцевой подложке. Предложена диффузионная модель образования пленок. Учтены процессы перезарядки ионов инертного газа и нагрев газа. Проведено сравнение экспериментальных данных с модельными расчетами.

Ключевые слова: плазма, скрещенные поля, тонкие пленки

Тонкие пленки из различных материалов широко используются в технике [7]. В частности, представляют интерес пленки, создаваемые из графита. При некоторых условиях структура этих пленок имеет алмазоподобный характер [2], [5]. Одним из методов их получения является разряд в скрещенных полях. Этот тип разряда обладает высокой степенью ионизации газа и стабильностью, что обеспечивает достаточную скорость роста пленок и их однородность. В известных нам работах, связанных с получением тонких углеродных пленок, отсутствует четкое количественное сравнение результатов эксперимента и теории. Целью данной работы является создание простой модели образования пленок и сравнение расчетов, основанных на ней, с экспериментальными данными.

Для получения пленок использовался макет с системой коаксиальных электродов, представленный на рис. 1. Пленки формировались путем распыления внешнего электрода – катода. С целью исключения загрязнения пленок оба электрода были выполнены из графита. Подложкой служила стеклянная или кремниевая пластинка, установленная на шлифе. Такая конфигурация позволяла помещать в разрядный промежуток различные участки подложки. Пленки формировались в режиме постоянного тока. Макет устанавливался в соленоиде таким образом, чтобы разрядный промежуток находился в его центре, в области однородного магнитного поля, величина которого составляла 15 мТл.

В основу модели были положены следующие предположения:

1. Атомы углерода появляются в разрядном промежутке вследствие эрозии катода под действием бомбардировки положительными ионами [1] и быстрыми атомами газа, образовавшимися в результате процесса перезарядки [6];
2. Осаждение углерода на подложку происходит в результате диффузии атомов в газе; атомы углерода оседают на аноде и на подложке;
3. Коэффициент прилипания атомов углерода к аноду и подложке равен единице;

4. Имеет место неоднородный нагрев газа [4], [8].

Так как катод и анод обладают цилиндрической симметрией, уравнение диффузии и граничные условия записываем в цилиндрических координатах. На рис. 2 приведены система координат и обозначения основных параметров разрядного промежутка.

Коэффициент диффузии углеродных атомов зависит от температуры, поэтому для построения диффузионной модели необходимо учесть разогрев катода. Рассмотрим два случая. Первый случай: градиент температуры между анодом и катодом постоянен – $T(r)$. Второй случай: градиент температуры между катодом и анодом зависит от времени $T(r, t)$. Кроме того, во втором случае задача не будет стационарной, то есть интегральный поток атомов с поверхности катода по времени непостоянен

$$\left(\frac{\partial c}{\partial t} \neq 0\right).$$

На рис. 3 приведено расчетное распределение толщины пленок по радиусу для 3 случаев. Зависимость температуры от времени в первом приближении выразим следующим образом:

$$T(t) = T_a + (1 - e^{-\alpha t}) \cdot (T_k - T_a),$$

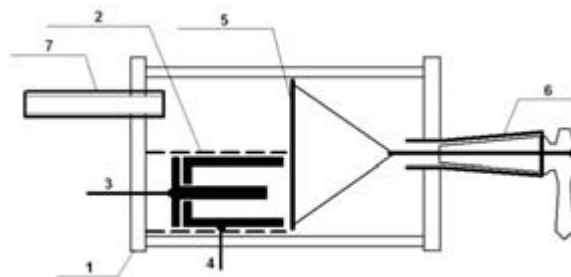


Рис. 1. Макет:

1 – стеклянный баллон, 2 – экран из стекла, 3 – анод, 4 – катод, 5 – подложка, 6 – шлиф для поворота подложки, 7 – откатка

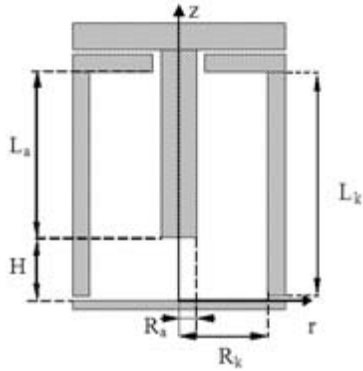
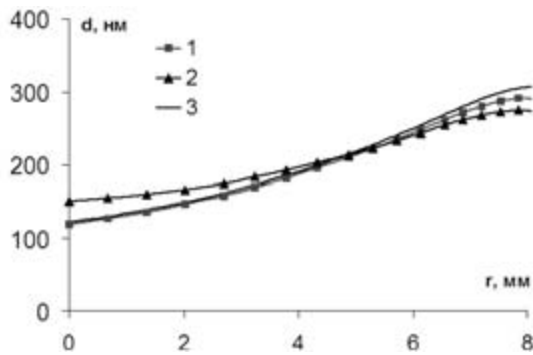


Рис. 2. Разрядный промежуток:

L_a , R_a – длина и радиус анода; L_k , R_k – длина и внутренний радиус катода; H – расстояние от торца анода до подложки.
 $L_k = 54$ мм, $R_k = 9,5$ мм, $L_a = 45$ мм, $R_a = 2,5$ мм, $H = 10$ мм

Рис. 3. Расчетное распределение толщины пленок по радиусу для пропущенного заряда $q = 30$ Кл, коэффициента распыления 0,5:

1 – интегральный поток атомов зависит от времени, температура изменяется по радиусу линейно, $T(r)$ не зависит от времени; 2 – интегральный поток атомов зависит от времени, температура изменяется по радиусу линейно, $T(r, t)$ зависит от времени; 3 – стационарная задача, интегральный поток атомов постояен, температура $T(r)$ по радиусу изменяется линейно

где T_a – температура анода, T_k – температура катода, t – время, α – коэффициент насыщения температуры, который подбирался таким образом, чтобы к концу времени формирования пленок температура была максимальна.

На рис. 4 (а, б) приведена зависимость интегрального потока атомов углерода с поверхности катода от времени. Время установления потока в обоих случаях составляет порядка 10^{-3} с, рис. 4а. Из рис. 4б видно, что в случае, когда температура не зависит от времени, поток с течением времени остается постоянным, а когда температура изменяется со временем, поток атомов углерода с катода растет постепенно, но при этом изменяется в пределах малой величины, порядка

$$P = 6 \cdot 10^{14} \frac{\text{ат.}}{\text{с}}.$$

Таким образом, учет зависимости градиента температуры по времени не вносит существенных изменений в расчеты толщины пленок, об этом свидетельствует рис. 3. Поэтому распределение

температуры по радиусу $T(r)$ будем считать линейным. При этом имеем стационарную задачу.

Уравнение диффузии, соответственно, имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(D(T(r)) \frac{\partial c}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} D(T(r)) \frac{\partial c}{\partial r} + D(T(r)) \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} = 0,$$

где $c(r, z)$ и $D(T)$ – концентрация и коэффициент диффузии атомов углерода в газе. Коэффициент диффузии бинарных смесей рассчитывался в соответствии с кинетической теорией [3]. Температуру газа непосредственно у поверхности анода считаем равной комнатной температуре. Температуру у поверхности катода была измерена термопарой. Ее значение при условиях получения пленок составило 100°C . Эта величина использовалась в расчетах. Учет зависимости температуры от z (по высоте катода) за счет нагрева торцевой части катода приводит лишь к несущественным изменениям (в пределах нескольких процентов). Поэтому температуру по высоте электродов считаем постоянной.

На оси цилиндра – условие симметрии:

$$\frac{\partial c}{\partial r}(0, z) = 0, \quad z \in [0, H].$$

На распыляемой поверхности (катоде) задаем плотность потока:

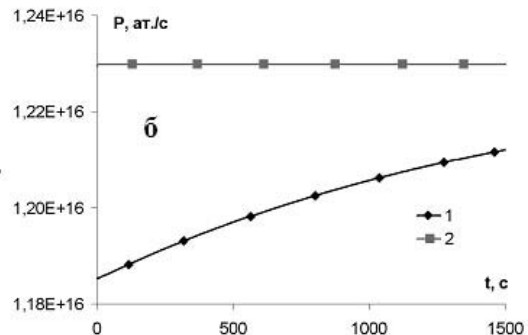
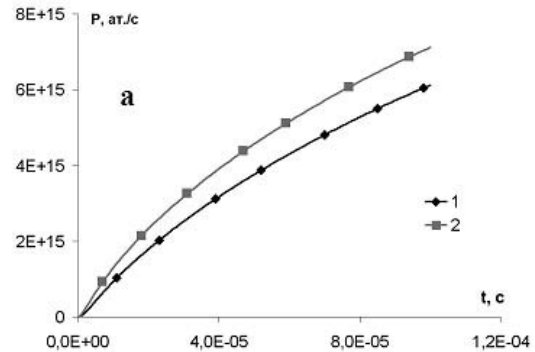


Рис. 4. Зависимость интегрального потока атомов углерода с поверхности катода от времени:

а – интервал установления потока 10^{-4} с; б – время формирования пленки; 1 – температура изменяется по радиусу линейно, $T(r, t)$ зависит от времени; 2 – температура изменяется по радиусу линейно, $T(r)$, не зависит от времени

$$D(T(r)) \frac{\partial c}{\partial r}(r, L_k) = D(T(R_k)) \frac{\partial c}{\partial r} = \frac{(1 + \delta) \cdot \gamma \cdot j}{e},$$

$$r \in [R_a, R_k], \quad z \in [0, L_k],$$

здесь j – плотность разрядного тока, γ – коэффициент распыления (отношение числа выбиваемых атомов углерода к числу падающих ионов и атомов газа), δ – коэффициент перезарядки иона в собственном газе (отношение числа быстрых атомов газа, достигших катода после перезарядки, к числу ионов), e – заряд иона. Оценка показывает, что длина свободного пробега иона газа, соответствующая процессу перезарядки [1], в несколько раз меньше толщины катодного слоя; таким образом, большая часть ионов в пределах катодного слоя испытывает перезарядку. Поэтому коэффициент δ примем равным единице. При этом пренебрегаем эмиссией электронов под действием ионов, последние считаем атомарными и однозарядными. Для анода и подложки, где распыленное вещество оседает, примем условия:

$$c(R_a, z) = c(r, 0) = 0, \quad z \in [H, L_k], \quad r \in [0, R_k],$$

то есть оседает все вещество. Решение этой краевой задачи позволяет определить поток на подложку, вычислить толщину пленки как функцию времени и распределение толщины пленки по радиусу.

Толщина пленки рассчитывалась в предположении плотной упаковки (простая кубическая кладка).

Для определения толщины пленки использовалась интерференционная картина, получаемая в отраженном свете при длине волны 546 нм. Она имела четкую круговую симметрию и содержала от 2 до 20 интерференционных колец в зависимости от пропущенного заряда. На рис. 5 приведена интерференционная картина для двух пленок, полученных при одинаковой величине прошедшего заряда и различных токах в неоне. Эксперимент показал, что основным фактором, определяющим распыление, является заряд, пропущенный через разрядный промежуток; при этом зависимость от тока незначительна (рис. 6).

На рис. 7 экспериментальные кривые распределения толщины пленки по радиусу, полученные при различных давлениях и одинаковом пропущенном заряде и токе в аргоне, сравниваются с расчетными, полученными при различных значениях коэффициента распыления γ . Кривая для большего давления соответствует меньшему эффективному коэффициенту распыления γ . Возможной причиной изменения эффективного γ является обратный возврат атомов углерода на поверхность катода. При большем давлении этот эффект должен проявляться сильнее.

На рис. 8 сопоставлен радиальный ход толщины пленки для двух газов. Опыт показывает, что при сравнимых давлениях и пропущенных зарядах эффективность распыления поверхности катода в неоне значительно больше.

Предложенная модель образования углеродных пленок с цилиндрической геометрией электродов охватывает основные аспекты процессов образования пленок и в достаточной мере согласуется с экспериментальными данными.



Рис. 5. Интерференционная картина пленок на кремниевой подложке: неон, $\lambda = 546$ нм, $q = 30$ Кл, ток 20 мА (слева), $q = 30$ Кл, ток 5 мА

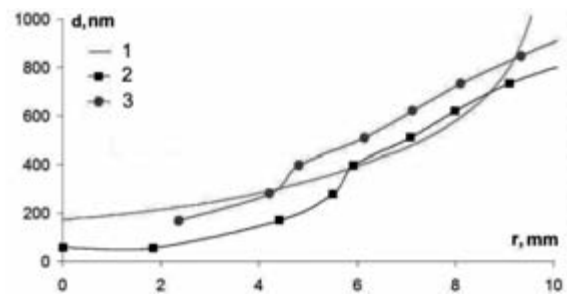


Рис. 6. Распределение толщины пленки по радиусу в неоне: 1 – модель, $\gamma = 0,7$, $q = 30$ Кл; 2 – $I = 20$ мА, $q = 30$ Кл, $p = 0,2$ Торр; 3 – $I = 5$ мА, $q = 30$ Кл, $p = 0,2$ Торр

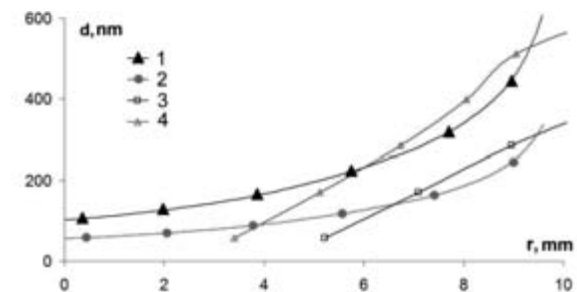


Рис. 7. Распределение толщины пленки по радиусу в аргоне при различных давлениях: 1 – модель, $\gamma = 0,3$, $q = 48$ Кл; 2 – модель, $\gamma = 0,15$, $q = 48$ Кл; 3 – $I = 20$ мА, $q = 48$ Кл, $p = 0,16$ Торр; 4 – $I = 20$ мА, $q = 48$ Кл, $p = 0,04$ Торр

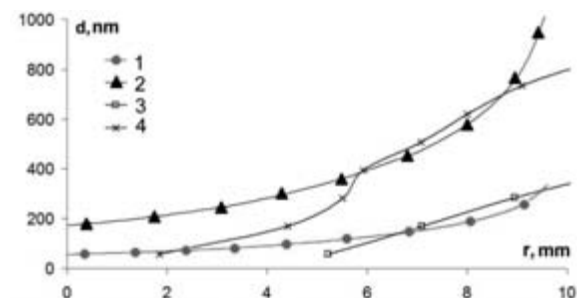


Рис. 8. Распределение толщины пленки по радиусу для двух газов (неон и аргон): 1 – модель, $\gamma = 0,15$, $q = 48$ Кл; 2 – модель, $\gamma = 0,7$, $q = 30$ Кл; 3 – аргон, $I = 20$ мА, $q = 48$ Кл, $p = 0,16$ Торр; 4 – неон, $I = 20$ мА, $q = 30$ Кл, $p = 0,02$ Торр

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бурманский И. Ю., Рогов А. В. Влияние резонансной перезарядки ионов аргона на эффективную скорость распыления в аргоне // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 1. С. 120–122.
2. Вагнер С. Д., Игнатьев Б. К., Калининская Т. В., Платонов А. А., Ковалевский В. В. Формирование алмазоподобных пленок в разряде в скрещенных полях: Материалы Всероссийской науч. конф. по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-2004. Петрозаводск: Изд-во ПетрГУ, 2004. Т. 1. С. 186–191.
3. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Иностранная литература, 1961. 931 с.
4. Знаменский А. Г., Марченко В. А. Магнетронное напыление при повышенных давлениях: процессы в газовой среде // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 7. С. 24–32.
5. Плесков Ю. В. Электрохимия алмаза / Российская академия наук, Ин-т электрохимии им. А. М. Фрумкина. М.: Едиториал УРСС, 2003. 101 с.
6. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
7. Серов И. Н., Бельская Г. Н., Кошечев С. В., Марголин В. И., Мошников В. А., Чеснокова Д. Б. Исследование возможности получения наноразмерных структурированных пленок // Сб. докл. 15-го Междунар. симпозиума «Тонкие пленки в оптике и электронике». Харьков: НИЦ ХФТИ «Константа», 2003. С. 14–18.
8. Stephen M. Rossmagel Sputtered Atom Transport Processes // IEEE Transactions on plasma science. 1990. Vol. 18. № 6. P. 878–882.