

04

© 1991 г.

## ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД В ГЕЛИИ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ ДЛЯ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНОК ИЗ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

Т. И. Бенюшис, М. И. Василевский, Б. В. Гурьев, С. Н. Ершов, А. Б. Озеров

Предложена модель высокочастотного разряда индуктивного типа в гелии при давлении  $p \sim 1$  Тор, используемого для стимуляции газофазной эпитаксии в проточном горизонтальном реакторе из металлоорганических соединений. В результате расчетов получены как кинетика разряда, так и зависимость стационарных концентрации и температуры электронов от давления гелия, мощности, подаваемой на индуктор, концентрации примеси. Показано, что разряд горит лишь в определенном (и довольно узком) интервале давлений, пороговые значения  $p$  зависят от мощности и концентрации примеси. Количественная проверка расчетных результатов была проведена в специальных модельных экспериментах по осаждению пленок Te и Cd. Зависимость положения максимума осаждения от мощности, подаваемой на индуктор, совпала с расчетной и позволила определить константы скорости диссоциации электронным ударом молекул  $\text{Te}(\text{CH}_3)_2$  и  $\text{Cd}(\text{CH}_3)_2$   $2,17 \cdot 10^{-11}$  и  $8,58 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с соответственно.

### Введение

Одно из перспективных направлений синтеза эпитаксиальных слоев полупроводниковых соединений  $A_2B_6$  связано с использованием металлоорганических соединений (МОС) [1-4]. При этом возникает проблема снижения температуры подложки без заметного падения скорости роста, особенно актуальная для ртутьсодержащих пленок. Решение ее может быть достигнуто введением факторов, стимулирующих распад молекул МОС. В качестве такового успешно используется высокочастотный разряд (ВЧР) [2-4]. Так, в [3, 4] сообщается о низкотемпературной эпитаксии пленок CdTe, HgTe,  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в плазме индуктивного ВЧР, осуществляемого в проточном горизонтальном реакторе в потоке гелия при давлении  $p \sim 1$  Тор. По сравнению с традиционной МОС эпитаксией удалось существенно понизить температуру осаждения пленок при хорошем их качестве и достаточно высокой скорости роста. Эти результаты в совокупности с тем фактом, что закономерности роста пленок и их свойства во многом определяются параметрами разряда (поглощаемая мощность, давление газа-носителя) [3, 4], стимулировали работу по развитию модельных представлений о таком ВЧР.

Необходимо отметить, что в последнее время появилось немало работ, посвященных низкотемпературной плазме ВЧР в различных газах [5-10], в том числе и в гелии. Эти работы инициированы широко распространенными технологиями — плазменным травлением [5-8] либо плазмохимическим осаждением пленок кремния из силана [9-10]. Все они посвящены моделированию разряда емкостного типа. Центр тяжести в этих работах, как правило, падает на учет неоднородности поля, вторичной электронной эмиссии, отрицательных ионов. Для индуктивного же разряда при  $p \sim 1$  Тор считается, что неоднородность поля индуктора можно не учитывать [11, 12]. В то же время в [5-10] не принимаются во внимание некоторые существенные элементарные процессы, такие как ступенчатая ионизация, поверхностная рекомбинация (а в [6, 7] рекомбинация не учитывается вовсе), разогрев газа. Таким образом, рассматриваемая нами задача существенно отличается от решавшейся в [5-10].

Характерные значения электронных концентрации  $n_e$  и температуры  $T_e$  были оценены нами методом двойного электрического зонда ( $n_e \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \sim 3 \text{ эВ}$ ).<sup>1</sup> Они типичны для разрядов в инертных газах, используемых в такой плазме являются следующие [14, 15]: ионизация и возбуждение электронным ударом, трехчастичная объемная рекомбинация, рекомбинация на стенках, девозбуждение атомов при ударах о стенки, передача энергии от электронов газу в упругих соударениях; передача энергии стенкам. При добавлении примеси МОС, согласно нашей модели, должны быть учтены также ионизация молекул прямым электронным ударом, ионизация путем процесса Пеннинга [16], передача энергии от электронов газу путем возбуждения вращательно-колебательных уровней молекул и последующей  $V-T$ -релаксации [17].

Известно, что при  $p \sim 1$  Тор уже для частоты поля  $\geq 1$  МГц функция распределения (ФР) электронов по энергиям немаксвелловская и, более того, не локальна [5, 18]. Результаты расчета ФР [18] показывают, однако, что отличия существенны в основном в низкоэнергетической части спектра. Учитывая, что в описании процессов с участием молекул МОС (в которых важны низкоэнергетические электроны) мы не претендуем более, чем на оценку, ФР полагали максвелловской и пользовались скоростями элементарных процессов соударения электронов в гелии, приведенными в [19].

Система уравнений баланса частиц и энергии, усредненных по периоду поля, в нашей модели имеет следующий вид:

$$\dot{n}_k = -\langle V\sigma_{\text{ion}}^{(k)} \rangle n_e n_k - v_{\text{deex}}^s \cdot n_k + \sum_{k' > k} [\omega(k' \rightarrow k) n_{k'} - n_e n_k \langle V\sigma_{k \rightarrow k'} \rangle] + \sum_{k' < k} [n_e n_{k'} \langle V\sigma_{k' \rightarrow k} \rangle - \omega(k \rightarrow k') n_k] - K_p n_k N_M, \quad (1)$$

$$\dot{n}_e = \sum_k n_k \langle V\sigma_{\text{ion}}^{(k)} \rangle - v_{\text{rec}}^s \cdot n_e + K_p \sum_{k > 0} n_k N_M + n_e \langle V\sigma_{\text{ion}}^M \rangle N_M, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} n_e T_e + \frac{3}{2} N T_g + \sum_k n_k (E_k - E_0) - n_e E_0 \right) = W - \frac{3}{2} a n_e T_e v_{\text{rec}}^s, \quad (3)$$

$$\dot{T}_g = \left[ \frac{n_e}{N} \chi_{eg} v_{eg} + \frac{n_e}{N_M} v_{eM} \chi_{eM} \right] (T_e - T_g). \quad (4)$$

Здесь  $n_k$  — концентрация атомов, возбужденных на  $k$ -й уровень ( $|E_{k+1}| < |E_k|$ ;  $E_k < 0$  — энергии уровней);  $\langle V\sigma \rangle$  — усредненные скорости соответствующих переходов;  $\omega$  — скорости спонтанных переходов ( $\omega=0$ , если переход запрещен);  $\langle V\sigma_{\text{ion}}^M \rangle$  — скорость ионизации МОС, которую мы оценивали по формуле Томсона;  $T_g$  — газовая температура;  $N = \sum_k n_k$  — концентрация атомов;  $W$  — плотность поглощаемой мощности;  $v_{\text{deex}}^s$  — скорость девозбуждения атомов при ударах о стенки [17], одинаковая для всех  $k$ ,  $K_p$  — константа скорости процесса Пеннинга по [16];  $N_M$  — концентрация молекул;  $v_{eg}$  — частота упругих электрон-атомных соударений (из [15]);  $v_{eM}$  — частота столкновений электронов с молекулами с возбуждением вращательно-колебательных уровней;  $\chi_{eg} = 2m/M$  и  $\chi_{eM}$  — соответственно доли энергии, теряемые электронами в этих процессах;  $m$  и  $M$  — массы электрона и иона.

Убывь заряженных частиц за счет гибели их на поверхностях, ограничивающих область разряда (стенки реактора, подложкодержатель с подложкой) (рис. 1), согласно [14], может быть записана следующим образом:

$$v_{\text{rec}}^s = \left( \frac{n_e}{n_0} \right) \Big|_S = - \frac{2S}{V} \sqrt{\frac{3T_e}{M}}, \quad (5)$$

где  $S$  — площадь поверхностей рекомбинации,  $V$  — объем области горения разряда.

<sup>1</sup> Поскольку теория ленгмюровских зондов при  $p \sim 1$  Тор работает на пределе [13], то речь может идти лишь об оценке.

Потери энергии электронов на стенки оцениваются как

$$\left(\frac{\dot{T}_e}{T_e}\right)\Big|_S = v_{\text{rec}}^s \sqrt{2} (2 + \ln(M/m)) = a v_{\text{rec}}^s. \quad (6)$$

Формулы (5), (6) суть учет диффузии частиц и связанного с ней теплоотода от электронов.

### Простейшая аналитическая модель разряда в чистом He

Хотя наша модель ВЧР весьма проста, уравнения (1)—(4) тем не менее довольно громоздки. Основные закономерности разряда можно выяснить аналитически, упростив их до предела, т. е. оставив лишь самые важные элементар-

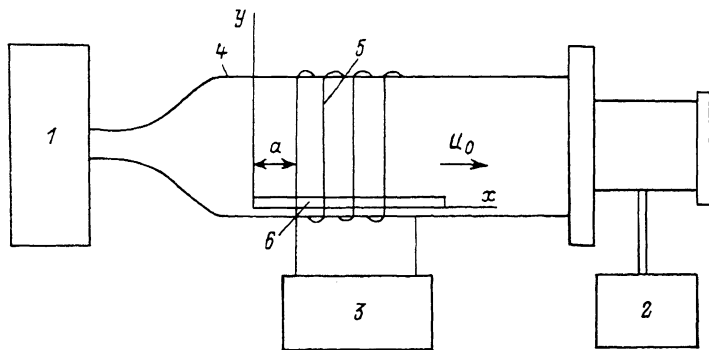


Рис. 1. Схема установки плазмохимического осаждения.

1 — система газообеспечения, 2 — система откачки, 3 — ВЧ генератор, 4 — реактор, 5 — индуктор, 6 — пьедестал с подложкой.

ные процессы: прямую ионизацию, рекомбинацию на стенках, поглощение энергии электронами и передачу ее газу. В результате имеем

$$\dot{n}_e = n_e \left( A \exp\left(\frac{E_0}{T_e}\right) - B T_e^{1/2} \right), \quad (7)$$

$$\dot{T}_e = \frac{2}{3} \frac{W(n_e)}{n_e} - C T_e^{3/2}. \quad (8)$$

Смысл обозначений в (7), (8) легко установить сравнением с (1)—(6). Зависимость плотности поглощаемой мощности от  $n_e$  полагаем следующей:

$$W(n_e) = W_0 \frac{n_e}{n_e + \bar{n}}, \quad (9)$$

где  $W_0$  и  $\bar{n}$  — параметры, характеризующие индуктор.

Такую зависимость  $W(n_e)$  можно интерпретировать как результат включения ВЧ генератора на параллельное соединение двух сопротивлений — излучения  $r_x$  и утечки  $r_y$ , характеризующего поглощение в плазме. Учитывая, что  $r_y^{-1} \sim n_e$ , и вводя параметр  $\bar{n} \sim r_x^{-1}$ , приходим к формуле (9).

В безразмерных переменных  $n = n_e / \bar{n}$ ,  $T = T_e / |E_0|$ ,  $t' = t \cdot B \sqrt{-E_0}$  уравнения (7), (8) принимают вид

$$\dot{n} = n \left( \alpha T \exp\left(-\frac{1}{T}\right) - T^{1/2} \right), \quad (10)$$

$$\dot{T} = \frac{\beta}{n+1} - \gamma T^{3/2}, \quad (11)$$

где (с учетом формулы из [19] для скорости ионизации, а также (5), (9))

$$\alpha = 10^{-7} \text{ c}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \left| \frac{R_y}{E_0} \right|^{3/2} N \frac{V}{S} \sqrt{\frac{4M}{-3E_0}},$$

$$\beta = \frac{2}{3} \frac{W_0}{|E_0|^{3/2} \bar{n}} \frac{V}{S} \sqrt{\frac{4M}{3}},$$

$$\gamma = 2\kappa_{e0} \bar{\sigma}_i N \frac{V}{S} \sqrt{M/m},$$

$\bar{\sigma}_i$  — среднее транспортное сечение упругих электрон-атомных соударений.

Система (10), (11) имеет изолированную особую точку, определяемую соотношениями

$$\alpha \sqrt{T^*} \exp\left(-\frac{1}{T^*}\right) - 1 = 0, \quad (12)$$

$$n^* = \frac{\beta}{\gamma} (T^*)^{-3/2} - 1. \quad (13)$$

Из (12), (13) следует существование порога по мощности зажигания разряда при данном  $p$ , а также верхней и нижней границ по давлению его горения (когда

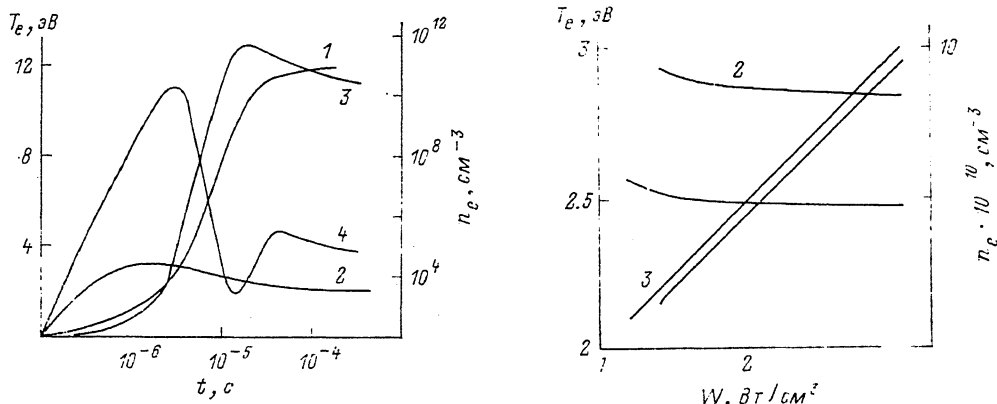


Рис. 2. Кинетика разряда в чистом гелии.

1 —  $n_e$ , 2 —  $T_e$  ( $p=17$  Тор), 3 —  $n_e$ , 4 —  $T_e$  ( $p=0.57$  Тор);  $W_0=3$  Вт/см<sup>2</sup>.

Рис. 3. Зависимость стационарных параметров разряда от мощности, подаваемой на индуктор в чистом гелии, при  $p=2.8$  Тор и с добавлением МОС в концентрации  $C_0=1 \cdot 10^3$ .

1, 3 —  $n_e$ ; 2, 4 —  $T_e$ .

$n^*$  обращается в нуль) при данной мощности  $W_0$ , в первом случае разряд поддается электрон-атомными соударениями, во втором — рекомбинацией на стенках. Все эти эффекты мы наблюдали экспериментально. Измеряя пороговую мощность зажигания разряда в чистом гелии, удалось оценить параметр  $\bar{n} \approx 5 \cdot 10^{10}$   $\text{cm}^{-3}$ ; это значение использовалось в дальнейших расчетах.

Интересно отметить, что при  $\gamma = \gamma_c \approx 8/9$  происходит смена характера особой точки (12), (13). При  $\gamma > \gamma_c$  это — узел, а при  $\gamma < \gamma_c$  — фокус. Правда, осцилляции  $n_e$  и  $T_e$  в последнем случае затухают быстро, нам не удалось наблюдать их экспериментально.

### Численные результаты

Система уравнений баланса (1)–(4) решалась численно на ЭВМ методом Рунге—Кутты. Мы учли кроме основного метастабильные состояния атома гелия  $2s^3S$ ,  $2s^1S$ ,  $2p^3P^0$ . Никаких данных по используемым нами МОС ( $\text{Cd}(\text{CH}_3)_2$ ,  $\text{Te}(\text{CH}_3)_2$ ,  $\text{Hg}(\text{C}_2\text{H}_5)_2$ ) в литературе обнаружить не удалось, кроме потенциалов ионизации и энергий отрыва алкильных групп электронным ударом [20]. Для всех указанных соединений и получающихся из них отрывом алкильной группы потенциал ионизации примерно одинаков и составляет 9–10 эВ, так что в нашей модели как примеси в разряде разные МОС практически неразличимы. Величина  $\kappa_{eM}$  оценивалась как  $\Delta/T_e$ , где параметр  $\Delta$  можно интерпретировать как расстояние между колебательными уровнями молекулы. Мы полагали также, что  $V$ – $T$ -релаксация происходит мгновенно; это отражено в уравнении (4).

На рис. 2 показана кинетика разряда в чистом Не при двух различных значениях давления. Характерное время выхода на стационарные значения составляет  $10^{-5}$ — $10^{-4}$  с. Видно, что с увеличением давления характер кинетики меняется (рост  $n_e(t)$  становится монотонным) в соответствии с отмеченной выше сменой типа особой точки. При добавлении примеси время выхода на стационар уменьшается.

Стационарные значения  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $n_k$  контролировались путем решения системы алгебраических уравнений квазиравновесия, которые очевидным образом получаются из (1)—(4). Рис. 3, 4 иллюстрирует зависимость стационарных  $n_e$  и  $T_e$  от мощности, давления и концентрации примеси. Эти результаты подтверждают качественные соображения, высказанные выше.

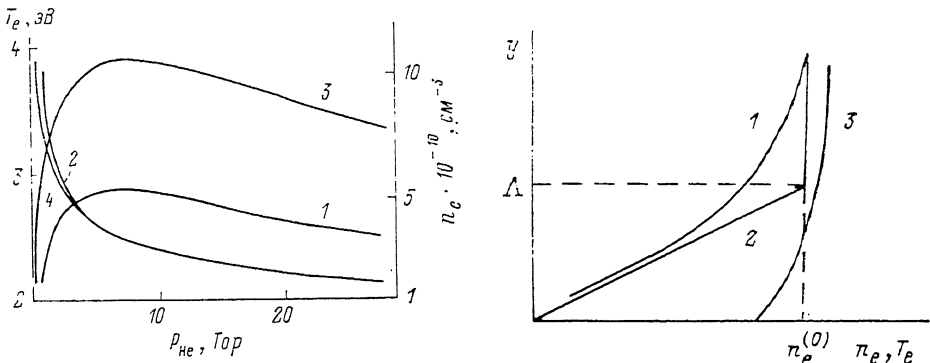


Рис. 4. Зависимость стационарных температуры и концентрации электронов в чистом Не от давления при  $W_0=2$  (1, 2) и 3 Вт/см<sup>3</sup> (3, 4).

1—4 — то же, что и на рис. 3.

Рис. 5. Качественный вид распределения плотности и температуры электронного газа над подложкодержателем.

1 —  $n_e$ , 2 — аппроксимация  $n_e(y)$ , 3 —  $T_e$ .

Разряд горит лишь в некотором интервале давлений  $0.1 \leq p \leq 10^2$  Торр, причем эти границы расширяются с увеличением мощности, подаваемой на индуктор. При добавлении примеси МОС область горения разряда смещается в сторону меньших давлений. Добавление примеси в концентрации  $C=N_{\text{ж}}/N \leq \leq 2 \cdot 10^{-3}$  приводит к снижению порога зажигания разряда по мощности, некоторому повышению  $n_e$  и заметному снижению  $T_e$ . Дальнейшее увеличение концентрации примеси вызывает уменьшение  $n_e$  и  $T_e$  и, наконец, затухание разряда.

Отметим еще, что электронная температура практически не зависит от мощности, подаваемой на индуктор, а  $n_e$  растет с ее увеличением линейно, за исключением области  $W_0$  вблизи порога. Последнее связано с гашением метастабильных состояний на стенках.

### Масштабы неоднородности разряда

Поскольку диффузия частиц и связанной с ней теплопровод учтены в уравнениях (1)—(4) лишь косвенно, то приведенные результаты относятся к центральной части разряда. Масштаб неоднородности плазмы вблизи поверхностей стока заряженных частиц нетрудно оценить [14]

$$\Lambda = \sqrt{D_A/\nu_i}, \quad (14)$$

где  $D_A \sim 10^4$  см<sup>2</sup>/с — коэффициент амбиполярной диффузии электронов,  $\nu_i$  — суммарная скорость ионизации.

Учитывая, что потери энергии электронов на стенки меньше объемных (хотя и одного порядка), можно принять показанную на рис. 5 аппроксимацию пространственного распределения плазменных параметров у стенок реактора и

в практически важной области над подложкодержателем. Что же касается не-однородности разряда вдоль оси  $x$  (рис. 1), то ее масштабы можно оценить как

$$\Delta x_1 = \max \{ \Lambda, U_0/v_i \} \quad (15)$$

у левого края индуктора и

$$\Delta x_2 = \frac{U_0}{K_r \cdot n_e} \sim 1-10 \text{ см} \quad (16)$$

у правого, где  $U_0 \sim 10^2-10^3$  см/с — скорость прокачки газа;  $K_r$  — скорость объемной рекомбинации, которая ввиду ее сравнительной малости не учитывалась в (2).

### Сравнение с экспериментом

Количественная проверка полученных выше закономерностей не может быть проведена зондовым методом в силу указанной выше причины. В разрядах с примесью МОС измерения вообще становятся невозможными из-за моментального осаждения вещества на зонды. Тем не менее нам удалось качественно убедиться в верности характерных масштабов неоднородности разряда (15), (16), а также в справедливости предсказанных расчетом тенденций зависимости пороговых значений  $p$  и  $W_0$  зажигания разряда от других параметров.

Количественную проверку некоторых из полученных расчетов закономерностей можно провести косвенным образом по зависимости толщины осаждаемых пленок от координаты  $x$  вдоль реактора при различных значениях плазменных параметров.

Согласно модели стимулированной ВЧ разрядом газофазной эпитаксии, предложенной в [3, 4], молекулы МОС диссоциируют в газовой фазе электронным ударом<sup>2</sup> и «очищенные» атомы осаждаемого вещества диффундируют к растущей поверхности. Уравнения конвективной диффузии атомов и молекул имеют следующий вид:

$$U_x \frac{\partial C_1}{\partial x} + U_y \frac{\partial C_1}{\partial y} = D_1 \Delta C_1 - \beta(y) K_d n_e C_1, \quad (17)$$

$$U_x \frac{\partial C_2}{\partial x} + U_y \frac{\partial C_2}{\partial y} = D_2 \Delta C_2 + \beta(y) K_d n_e C_1, \quad (18)$$

где  $C_1$  и  $D_1$ ,  $C_2$  и  $D_2$  — концентрация и коэффициент диффузии молекул и атомов соответственно;  $U$  — поле скоростей газового потока;  $K_d = \langle V \sigma_{dis} \rangle$  — скорость процесса диссоциации;

$$\beta(y) = \begin{cases} y/\Lambda, & y \leq \Lambda, \\ 1, & y > \Lambda, \end{cases}$$

— функция, учитывающая неоднородность разряда вблизи поверхности (рис. 5).

В качестве поля скоростей можно взять известное модельное решение задачи о пограничном слое на плоской пластине [21]  $U_x = U_0 (y/\delta_0)$ ,  $U_y = \nu y^2/\delta_0^3$ ,  $\delta_0 = 5.0 \sqrt{(\nu x)/U_0}$ , где  $\nu$  — кинематическая вязкость. Необходимые граничные условия таковы:

$$\begin{aligned} C_1(x=0, y) &= C_0, & C_2(x=0, y) &= 0, \\ \frac{\partial C_1}{\partial x}(x, y=0) &= 0, & C_2(x, y=0) &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Полагая  $D_2 \gg D_1$ , т. е. пренебрегая диффузией молекул в (17), и принимая для  $n_e(x)$  ступенчатую аппроксимацию

$$n_e(x) = n_e \theta(x-a)$$

(рис. 1), можно получить решение системы (17)–(19) для области  $y < \Lambda$ ,  $x \geq a$

$$C_2(x, y) = \text{const} \left[ 1 - e^{-\left(\frac{x-a}{x_0}\right)^{3/2}} \right] \int_0^{\xi(x,y)} e^{-\frac{2}{9} P_r \cdot z^3} dz, \quad (20)$$

<sup>2</sup> Речь идет об отрыве первой алкильной группы. Энергия оставшейся связи весьма мала [20], и окончательная диссоциация происходит термически и быстро.

$$P_r = \nu/D_2, \quad \xi(x, y) = \frac{1}{2} \sqrt{U_0 y^2 / (\nu x)},$$

$$x_0 = 0.41 \sqrt[3]{\Lambda^2 / [(K_a n_e)^2 \cdot \nu]}. \quad (21)$$

Для плотности потока атомов вещества на поверхность (т. е. скорости роста пленки) получается следующая формула:

$$j = 0.34 \sqrt{\frac{U_0}{\nu x}} D_2 P_r^{1/2} \left[ 1 - e^{-\left(\frac{x-a}{x_0}\right)^{3/2}} \right] \quad (22)$$

Необходимо отметить, что при малых  $U_0$  формулы (20)–(22) становятся несправедливыми, так как толщина пограничного слоя  $\delta_0 \sim U^{-1/2}$  становится больше поперечного размера реактора.

Нами были проведены специальные модельные эксперименты по выращиванию пленок теллура и кадмия на длинных кремниевых подложках в условиях, когда нет десорбции, при различных значениях скорости

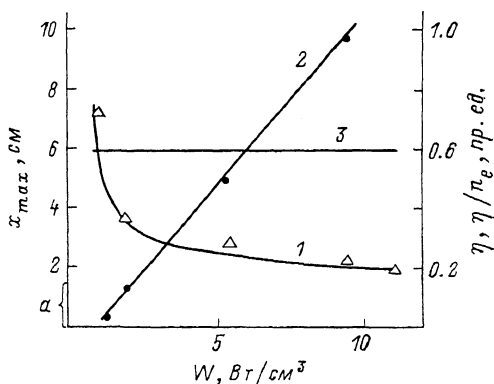


Рис. 6. Экспериментальная зависимость координаты максимума осаждения теллура (1), величины  $\eta$ , определенной формулой (23) (2), отношения  $\eta/n_e$  ( $n_e$  — из расчета) (3) от мощности, подаваемой на индуктор ( $p=3$  Тор).

газового потока и мощности, подаваемой на индуктор. При этом напуск МОС был таков, что  $C_0 \leq 10^{-4}$ . Профили толщины пленки теллура (расчетный и экспериментальный) приведены в [22], их сравнение позволяет сделать вывод об адекватности формулы (22). Прямая пропорциональность координаты максимума осаждения

$$x_{\max} = a + 1.56x_0$$

скорости газового потока подтверждается экспериментально с хорошей точностью. На рис. 6 представлена зависимость  $x_{\max}$  для теллура от мощности, подаваемой на индуктор. Перестроенная в координатах  $\eta$  ( $W_0$ ), где

$$\eta = (x_{\max} - a)^{-3/2}, \quad (23)$$

она хорошо согласуется с зависимостью  $n_e$  ( $W_0$ ) (рис. 3). Учитывая, что  $T_e$ , а значит, и  $K_a$  практически не меняются с  $W_0$ , т. е. зависимость  $x_0$  ( $W_0$ ) определяется только функцией  $n_e$  ( $W_0$ ), следует считать, что эксперимент подтверждает расчет. Подбор  $K_a$  позволил достичь количественного совпадения (рис. 6, кривая 3). Таким образом, константа скорости диссоциации молекулы электронным ударом ( $T_e \sim 3$  эВ) равна  $2.17 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с для метильного теллура и  $8.58 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с для метильного кадмия. Эти значения не противоречат данным [20] по энергиям отрыва первой  $\text{CH}_3$  группы электронным ударом для указанных соединений (83 и 36 ккал/моль соответственно).

### Заключение

Таким образом, ряд расчетных результатов подтверждается экспериментом, что свидетельствует об адекватности нашей достаточно простой модели индуктивного ВЧР в гелии с примесью МОС. Модель описывает наблюдаемые эффекты, такие как горение разряда в определенном диапазоне давлений, существование порога по мощности, понижение электронной температуры при добавлении примеси в заметной концентрации, позволяет осознанно выбирать пере-

численные параметры, что важно с практической точки зрения. Так, можно утверждать, что добавление примеси в концентрации  $C_0 \sim 10^{-4} - 10^{-3}$  (обычные технологические режимы) не оказывает существенного влияния на плазменные параметры. Максимальная плотность электронов достигается при давлении гелия  $p \sim 5 - 8$  Тор. Поскольку при этом уменьшается характерная длина разложения МОС, то такой выбор давления газа-носителя оптимален с точки зрения однородности выращиваемых пленок по толщине. В то же время нецелесообразно подавать на индуктор мощность, многократно превышающую пороговую, так как при высокой плотности плазмы должен происходить глубокий распад МОС, приводящий к загрязнению пленки органическими примесями. Проведенные расчеты позволяют выбрать оптимальный диапазон мощности, подаваемой на индуктор.

Отметим еще, что обоснованный и реализованный нами для метилных производных кадмия и теллура способ определения константы скорости диссоциации молекул электронным ударом по положению максимума осаждения вещества может, по-видимому, быть использован и для других соединений.

Авторы считают своим долгом поблагодарить Н. В. Муравлеву за помощь в проведении измерений.

### Список литературы

- [1] *Irvine S. Y. C., Mullin Y. B.* // J. Cryst. Growth. 1988. Vol. 86. N 1. P. 188—197.
- [2] *Williams L. M., Lu P.-Y.* // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. N 21. P. 1738—1740.
- [3] *Бенюшис Т. И., Василевский М. И., Гурьяев Б. В.* и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 6. С. 59—61.
- [4] *Бенюшис Т. И., Василевский М. И., Гурьяев Б. В.* и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 1. С. 160—164.
- [5] *Бойко В. В., Манкелевич Ю. А., Рахимов А. Т.* и др. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 2. С. 218—225.
- [6] *Boeuf J. P.* // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 36. N 6. P. 2782—2792.
- [7] *Richards D. A., Thompson B. E., Sawin H. H.* // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 50. N 9. P. 492—494.
- [8] *Graves D. B., Jensen K. F.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1986. Vol. PS-14. N 2. P. 78—91.
- [9] *Katras F. T., Kushner M. T.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1986. Vol. PS-14. N 2. P. 173—178.
- [10] *De Joseph C. A., Haaland P. D., Garscadden A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. Vol. PS-14. N 2. P. 165—172.
- [11] *Nguyen S. V.* // J. Vac. Sci. and Technol. 1986. Vol. B4. N 5. P. 1159—1167.
- [12] *Голиков Ю. А., Смирнова Г. П., Соловьев А. П.* // Обзоры по электротехнике. Сер. 3. Вып. 5. М., 1986. С. 3—78.
- [13] *Козлов О. В.* // Электрический вонд в плазме. М.: Атомиздат, 1989. 291 с.
- [14] *Голант В. Е.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
- [15] *Елецкий А. В.* Явления переноса в слабоионизованной плазме. М.: Атомиздат, 1976. 333 с.
- [16] *Смирнов Б. М.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. 453 с.
- [17] *Словецкий Д. И.* Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980. 310 с.
- [18] *Волкова Е. А., Попов А. М., Поповичева О. Б., Рахимова Т. В.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 6. С. 738—744.
- [19] *Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А.* Сечения возбуждения атомов и ионов электроном. М.: Наука, 1973. 142 с.
- [20] Энергия разрыва химических связей потенциала ионизации и средство к электрону / Под ред. В. Н. Кондратьева. М.: Наука, 1974. 674 с.
- [21] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* // Гидродинамика. М.: Наука, 1986. С. 223—229.
- [22] *Бенюшис Т. И., Василевский М. И., Гурьяев Б. В.* и др. // Тез. докл. III Всесоюз. конф. «Моделирование роста кристаллов». С. 178—179.

Горьковский государственный университет  
им. Н. И. Лобачевского

Поступило в Редакцию  
28 сентября 1990 г.