

01;02;03;12

©1995 г.

МОДЕЛЬ ОСАЖДЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЛОЕВ В ПРОТОЧНОМ ГАЗОЭПИТАКСИАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ

Е. П. Прокопьев

Научно-исследовательский институт материаловедения им. А. Ю. Малинина,
103460, Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 23 октября 1991 г.)

В окончательной редакции 5 июля 1994 г.)

Предложена модель скорости роста (осаждения) полупроводниковых слоев для общего случая процесса в переходной области в случае конфузорного течения парогазовой смеси (ПГС) в проточном газоэпитаксиальном реакторе. Для случая тетрахлоридного процесса осаждения эпитаксиальных слоев кремния оценен вклад ($\sim -6\%$) вынужденного конвективного потока в массоперенос в ламинарном пограничном слое, включающем молекулярную диффузию и термодиффузию. Таким образом, вынужденный конвективный массоперенос для случая конфузорного течения ПГС незначительно замедляет массоперенос лимитирующего реагента SiCl_4 в проточном газоэпитаксиальном реакторе. Расчетные и экспериментальные значения скоростей роста $V_p(x)$ эпитаксиальных слоев кремния для стандартных условий тетрахлоридного процесса удовлетворительно согласуются между собой, что говорит о реальном характере предложенной модели.

Проточные реакторы горизонтального и вертикального типов с наклонными подложкодержателями широко используются в газоэпитаксиальной технологии. Было установлено $[1-3]$, что во внутренних газовых течениях с малым числом Рейнольдса $Re \leq 10$ пограничный слой обычно не реализуется. Поэтому в $[3]$ был рассмотрен изотермический массоперенос в газоэпитаксиальном реакторе, основанный на плоском течении в конфузоре $[4]$. Для диффузионного режима осаждения получена модель осаждения, позволившая установить закономерности роста слоев и условия получения однородных по длине пленок. Случай осаждения пленок для плоского течения в конфузоре с большими числами Рейнольдса, когда реализуется пограничный слой, в этой работе освещен недостаточно полно.

Ниже на основании плоского течения в конфузоре с большими числами Рейнольдса $[4]$ предлагается модель осаждения в проточном газоэпитаксиальном реакторе с наклонным подложкодержателем в двумерном приближении $[5-8]$. Пусть ПГС вблизи поверхности монокристаллических подложек полупроводников содержит i реагентов. Пред-

положим, что в ламинарном пограничном слое с учетом процессов молекулярной диффузии и термодиффузии, конвективного потока в конфузоре в y -направлении при наличии температурного градиента устанавливается свое термодинамическое равновесие (квазиравновесие), отличное, естественно, от истинного для заданного состава ПГС. В отличие от [6-8] расчеты массовых потоков i -реагентов будем проводить из условия неразрывности процессов переноса в ламинарном пограничном слое

$$\partial J_x(x, y, i)/\partial x + \partial J_y(x, y, i)/\partial y = 0. \quad (1)$$

Принимаем, как и в [5-8], линейный закон изменения температуры в ламинарном пограничном слое

$$T(y) = T_s - (T_s - T_g)y/\delta(x) = T_s - \Delta T \cdot y/\delta(x), \quad 0 \leq y \leq \delta, \quad (2)$$

где ось y направлена по нормали от поверхности подложки, T_s — температура поверхности подложки, T_g — температура в основной части потока ПГС при $y \geq \delta(x)$, $\delta(x) \sim x/\text{Re}^{1/2}$ — толщина пограничного слоя в конфузоре [4].

С учетом процессов молекулярной диффузии, термодиффузии и вынужденного конвективного потока величина потока i -реагента может быть записана в виде [5-8]

$$J_y(i) = -D_i n_0 \left(\frac{\partial P_i}{\partial y} + \frac{\alpha_i P_i}{T} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + v_y n_0 P_i. \quad (3)$$

Здесь D_i — коэффициент молекулярной диффузии, $\alpha_i D_i$ — коэффициент термодиффузии, α_i — термодиффузионное отношение, n_0 — концентрация ПГС, v_y и v_x — скорости вынужденных конвективных потоков i -реагента в ламинарном пограничном слое в y - и x -направлениях соответственно. Согласно [4], для плоского конфузورного течения они равны

$$v_y = \frac{Q}{\alpha \rho x} f_1(y/x) = \frac{Q}{\alpha \rho x} \frac{y}{x} 3\text{th}^2 \left[\ln(\sqrt{2} + \sqrt{3}) + \left(\frac{\text{Re}}{2} \right)^{1/2} \frac{y}{x} \right],$$

$$v_{x0} = \frac{Q_0}{\alpha \rho_0 x} 3\text{th}^2 \left[\ln(\sqrt{2} + \sqrt{3}) + \left(\frac{\text{Re}}{2} \right)^{1/2} \frac{y}{x} \right], \quad (4)$$

где Q — расход ПГС, α — угол наклона подложкодержателя, ρ — плотность ПГС.

Отметим, что в случае конфузорного течения

$$\text{Re} = |Q|/\rho \alpha \eta. \quad (5)$$

Здесь η — кинематическая вязкость. Из выражения (2) получим

$$dy = -\frac{\delta(x)}{\Delta T} dT. \quad (6)$$

С учетом очевидных равенств

$$D_i = D_0(i) \frac{T^2}{T_0^2}, \quad n_0 = (RT)^{-1} \quad (7)$$

(R — универсальная газовая постоянная, $T_0 = 273$ К) и

$$\alpha_i dT = \frac{dT^{\alpha_i}}{T^{\alpha_i-1}}; \quad P_i = \frac{d(P_i T^{\alpha_i}) - T^{\alpha_i} dP_i}{dT^{\alpha_i}} \quad (8)$$

легко преобразовать уравнение (3) к виду

$$J_y(i) = \frac{D_0(i)}{RT_0^2} \frac{\Delta T}{\delta(x)} \frac{d(P_i T^{\alpha_i})}{dT^{\alpha_i}} + \frac{v_{y0}}{RT_0} \frac{d(P_i T^{\alpha_i})}{dT^{\alpha_i}} - \frac{v_{y0}}{RT_0} \frac{T^{\alpha_i}}{dT^{\alpha_i}} dP_i. \quad (9)$$

Далее, интегрируя уравнение (9), как и в [6,7], получаем

$$\begin{aligned} J_y(i) &= \left[\frac{D_0(i)}{RT_0^2} \frac{\Delta T}{\delta(x)} \alpha_i \frac{T_g^{\alpha_i}}{T_s^{\alpha_i} T_g^{\alpha_i}} + \frac{v_{y0}}{RT_0} \frac{T_g^{\alpha_i}}{T_s^{\alpha_i} - T_g^{\alpha_i}} - \frac{v_{y0}}{RT_0} \frac{1}{\ln(T_s^{\alpha_i}/T_g^{\alpha_i})} \right] P_y(i) - \\ &- \left[\frac{D_0(i)}{RT_0^2} \frac{\Delta T}{\delta(x)} \alpha_i \frac{T_s^{\alpha_i}}{T_s^{\alpha_i} - T_g^{\alpha_i}} + \frac{v_{y0}}{RT_0} \frac{T_s^{\alpha_i}}{T_s^{\alpha_i} - T_g^{\alpha_i}} - \frac{v_{y0}}{RT_0} \frac{1}{\ln(T_s^{\alpha_i}/T_g^{\alpha_i})} \right] P_s(i) = \\ &= D_{in}(i) P_y(i) - D_{out}(i) P_s(i). \end{aligned} \quad (10)$$

Теперь, исходя из уравнений (1) и (10), вычислим входящие и выходящие потоки i реагента для x -й точки в продольном направлении реактора. Нетрудно видеть, что в случае отсутствия взаимодействий между входящими и выходящими потоками имеем

$$P_y(x, i) = J_y^{in}(x, i) / D_{in}(i), \quad P_s(x, i) = J_y^{out}(x, i) / D_{out}(i),$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial J_y(x, i)}{\partial y} &= -\frac{\partial J_x(x, i)}{\partial x}, & \frac{\partial J_y^{in}(x, i)}{\partial y} &= -\frac{\partial J_x^{in}(x, i)}{\partial x}, \\ \frac{\partial J_y^{out}(x, i)}{\partial y} &= -\frac{\partial J_x^{out}(x, i)}{\partial x}, \end{aligned} \quad (11)$$

так что

$$\begin{aligned} \partial [J_y^{in}(x, i) - J_y^{out}(x, i)] &= -\frac{\partial}{\partial x} [J_x^{in}(x, i) - J_x^{out}(x, i)] \partial y, \\ \partial J_y^{in}(x, i) &= -\frac{\partial J_x^{in}(x, i)}{\partial x} \partial y, & \partial J_y^{out}(x, i) &= -\frac{\partial J_x^{out}(x, i)}{\partial x} \partial y \end{aligned} \quad (12)$$

или

$$J_y(x, i) - J_y(x, i) = -\frac{(b - \delta)\omega}{RT_y} \frac{\partial}{\partial x} P_g(x, i) + \frac{(b - \delta)\omega}{RT_g} \frac{\partial}{\partial x} P_s(x, i). \quad (13)$$

С другой стороны,

$$\omega = \frac{\omega_0 b T_g}{(b - \delta) T_0}. \quad (14)$$

С учетом (11) и (14) уравнение (13) приводится к виду

$$J_y^{\text{in}}(x, i) - J_y^{\text{out}}(x, i) \cong -\frac{\omega_0 b}{RT_0 D_{\text{in}}(i)} \frac{d}{dx} J_y^{\text{in}}(x, i) + \frac{\omega_0 b}{RT_0 D_{\text{out}}(i)} \frac{d}{dx} J_y^{\text{out}}(x, i). \quad (15)$$

Вообще говоря, без условия (11) строгое решение уравнения (15) получить довольно затруднительно. Например, в работах [6-8] было использовано решение с начальными условиями при $x = 0$

$$J_y^{\text{in}}(0, i) - J_y^{\text{out}}(0, i) = D_{\text{in}}(i) P_{g0}(i) - D_{\text{out}}(i) P_{s0}(i) \quad (16)$$

с использованием приближенного равенства $D_{\text{in}}(i) \approx D_{\text{out}}(i)$ в правой части уравнения (15). Здесь получим достаточно строгое решение задачи, основанное на решении системы двух уравнений, вытекающих из уравнения (15) и условий непрерывности (11), справедливых в отсутствие взаимодействий между входящим и выходящим потоками. При этом система уравнений сводится к двум независимым уравнениям вида

$$J_y^{\text{in}}(x, i) + \frac{\omega_0 b}{RT_g D_{\text{in}}(i)} \frac{d}{dx} J_y^{\text{in}}(x, i) = 0, \quad (17)$$

$$J_y^{\text{out}}(x, i) + \frac{\omega_0 b}{RT_g D_{\text{out}}(i)} \frac{d}{dx} J_y^{\text{out}}(x, i) = 0. \quad (18)$$

Решение уравнений (17) и (18) с начальными условиями (16) позволяет записать достаточно строгое выражение для результирующего потока

$$J_y(x, i) \cong J_y^{\text{in}}(x, i) - J_y^{\text{out}}(x, i) = D_{\text{in}}(i) \exp\left(-\frac{RT_0 D_{\text{in}}(i)}{\omega_0 b} x\right) x_g^0(i) - D_{\text{out}}(i) \exp\left(-\frac{RT_0 D_{\text{out}}(i)}{\omega_0 b} x\right) x_s^0(i) = D_{\text{in}}(x, i) x_g^0(i) - D_{\text{out}}(x, i) x_s^0(i). \quad (19)$$

В уравнении (19) перешли от парциальных давлений $P_j(i)$ к значениям концентраций реагентов $x_j(i)$ в мольных долях, в результате чего в выражения $D_{\text{in(out)}}(x)$ вида (10) войдет множитель P_0 (атмосферное давление при нормальных условиях).

Рассмотрим общий случай режима процесса гетерогенного превращения ключевого реагента, протекающего по механизму поверхностной реакции первого порядка, в приближении диффузионно-кинетической теории Фрэнк-Каменецкого [9]

$$J_y(x) = J_y^{\text{in}}(x) - J_y^{\text{out}} \frac{kP}{RT_s} x_s^0 = D_{\text{in}}(x) x_y^0 - D_{\text{out}}(x) x_s^0. \quad (20)$$

Здесь и в дальнейшем изложении опускаем индекс i , так как рассматриваем процесс по ключевому реагенту. Исходя из выражения (20) можем записать выражение для суммарного потока ключевого реагента, определяющего скорость роста слоев полупроводников в газозепитаксиальном реакторе

$$J_y(x) = \frac{\frac{kP}{RT_s} \cdot D_{in}(x)}{\frac{kP}{RT_s} + D_{out}(x)} x_g^0 \quad (21)$$

Исходя из (21) приведем выражения скоростей роста $Y_p(x)$ слоев кремния для ряда практически важных случаев — хлоридных и гидридного процессов [5-8], в которых в области малых значений концентраций ключевых реагентов (SiCl_4 , SiMCl_3 , SiH_2Cl_2 , SiH_4) в ПГС наблюдается линейная зависимость $V_p(x)$ от x_g^0 . Получаем выражение $V_p(x)$ в мкм/мин

$$V_p(x) = 7.23 \cdot 10^6 \frac{\frac{kP}{RT_s} D_{in}(x)}{\frac{kP}{RT_s} + D_{out}(x)} x_g^0.$$

Здесь

$$D_{in}(x) = \left\{ \frac{D_0}{\delta(x)} \frac{\Delta T}{RT_0^2} \alpha \frac{P_0 T_g^2}{T_s^\alpha - T_g^\alpha} + \frac{v_{y0} P_0}{RT_0} \left[\frac{T_g^\alpha}{T_s^\alpha - T_g^\alpha} - \frac{1}{\ln(T_s^\alpha/T_g^\alpha)} \right] \right\} \times \\ \times \exp \left(-\frac{RT_0 D_{in}}{\omega_0 b} x \right), \\ D_{out}(x) = \left\{ \frac{D_0}{\delta(x)} \frac{\Delta T}{RT_0^2} \alpha \frac{P_0 T_s^\alpha}{T_s^\alpha - T_g^\alpha} + \frac{v_{y0} P_0}{RT_0} \left[\frac{T_s^\alpha}{T_s^\alpha - T_g^\alpha} - \frac{1}{\ln(T_s^\alpha/T_g^\alpha)} \right] \right\} \times \\ \times \exp \left(-\frac{RT_0 D_{out}}{\omega_0 b} x \right), \quad (22)$$

где D_{in} и D_{out} равны соответственно предэкспоненциальным множителям в (21) и (22).

Дальнейший анализ полученной формулы скорости роста в данной работе будем проводить для случая реакции гетерогенного превращения тетрахлорида кремния в избытке водорода [5-8].



Как и в [6], в качестве базовых значений технологических параметров принимали $P = P_0 = 1.013 \cdot 10^6$ дин/см², $x_g^0 = 10^{-2}$ мол. доли, $R = 8.31 \cdot 10^7$ эрг · моль⁻¹ · К⁻¹, $D_0 = 0.173$ см²/с, $\omega_0 = 20$ см/с, $T_s = 1473$ К, $T_0 = 273$ К, $\alpha_s = 1.297$, $\alpha_g = 1.15$. Величины T_g , K , $\delta(x)$ и η , входящие в формулы (21), (22), равны

$$T_g = (T_w + T_s)/2, \quad (24)$$

$T_w = 300 \text{ K}$ — температура внешней стенки реактора.

$$k = k_0 \exp(-E/R_T T_s). \quad (25)$$

Здесь k_0 — предэкспоненциальный множитель, E — кажущаяся энергия активации гетерогенного превращения тетрахлорида кремния.

$$\delta(x) = \sqrt{x} / (\rho_0 \omega_0 / \eta(T_s))^{1/2}. \quad (26)$$

$$\eta(T_s) = \eta_0 \sqrt{\frac{T_s}{T_0}} \frac{1 + C'/T_0}{1 + C'/T_s}. \quad (27)$$

Здесь $k_0 \approx 10^7 \text{ см/с}$, $E = 38\,000 \text{ кал/моль}$, $R_T = 1.987 \text{ кал} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $\rho_0 = 89.87 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^3$ (плотность водорода), $\eta_0 = 84 \cdot 10^{-6} \text{ г/см} \cdot \text{с}$ (коэффициент кинематической вязкости водорода), $C' = 234$ — постоянная Сезерленда для водорода.

Для стандартных условий ведения тетрахлоридного процесса получили отношение $|D_{\text{in}}^{\text{conf}}(x)| \approx 0.06 \cdot D_{\text{in}}(x)$. Причем поток $D_{\text{in}}^{\text{conf}}(x)$ направлен в сторону, противоположную потоку $D_{\text{in}}(x)$. Таким образом, в случае конфузорного течения ПГС в газэпитаксиальном реакторе вынужденный конвективный поток в ламинарном пограничном слое направлен в сторону от подложки и незначительно замедляет скорость роста эпитаксиальных слоев кремния. В этом случае получаем выражение для скорости роста

$$V_p(x) = 7.23 \cdot 10^6 \frac{\frac{k_0 P}{RT_s} \exp(-E/R_T T_s) \frac{\beta_{TD}^{\text{in}} D_0 T_s P_0}{RT_0^2} \exp\left[-\frac{\beta_{TD}^{\text{in}}}{\delta(x)} \frac{D_0 T_s}{T_0 \omega_0 b} x\right] x_0^0}{\frac{k_0 P}{RT_s} \exp(-E/R_T T_s) \delta(x) + \frac{\beta_{TD}^{\text{out}} D_0 T_s P_0}{RT_0^2} \exp\left[-\frac{\beta_{TD}^{\text{out}}}{\delta(x)} \frac{D_0 T_s}{T_0 \omega_0 b} x\right]}. \quad (28)$$

Здесь

$$\beta_{TD}^{\text{in}} = \alpha_g \frac{T_s - T_g}{T_s} \frac{T_g^{\alpha_g}}{T_s^{\alpha_s} - T_g^{\alpha_g}}, \quad (29)$$

$$\beta_{TD}^{\text{out}} = \alpha_s \frac{T_s - T_g}{T_s} \frac{T_s^{\alpha_s}}{T_s^{\alpha_s} - T_g^{\alpha_g}}. \quad (30)$$

Со значениями $\alpha_s = 1.15$ и $\alpha_g = 1.15$ [5] получили $\beta_{TD}^{\text{in}} \approx 0.58$, таким образом, термодиффузия резко замедляет скорость роста. Это позволяет усомниться в реальности значений величин α_s и α_g , использованных нами. В этом направлении нужны дальнейшие расчеты с экспериментальными значениями величин α_s и α_g . В отсутствие термодиффузии формула скорости роста (28) принимает вид

$$V_p(x) = 7.23 \cdot 10^6 \frac{\frac{k_0 P}{RT_s} \exp(-E/R_T T_s) \frac{D_0 T_s P_0}{RT_0^2} \exp\left[-\frac{D_0}{\delta(x)} \frac{T_s}{T_0 \omega_0 b} x\right] x_0^0}{\frac{k_0 P}{RT_s} \exp(-E/R_T T_s) \delta(x) + \frac{D_0 T_s P_0}{RT_0^2} \exp\left[-\frac{D_0}{\delta(x)} \frac{T_s}{T_0 \omega_0 b} x\right]}, \quad (31)$$

так что для изотермического реактора (реактор с горячими стенками) имеем

$$V_p(x) = 7.23 \cdot 10^6 \frac{\frac{k_0 P}{RT_s} \exp(-E/R_T T_s) \frac{D_0 T_s P_0}{RT_0^2} \exp\left[-\frac{D_0}{\delta(x)} \frac{T_s}{T_0 \omega_0 b} x\right] x_0^0}{\frac{k_0 P}{RT_s} \exp(-E/R_T T_s) \delta(x) + \frac{D_0 T_s P_0}{RT_0^2} \exp\left[-\frac{D_0}{\delta(x)} \frac{T_s}{T_0 \omega_0 b} x\right]}. \quad (32)$$

Формулы скорости роста (31) и (32) при $\delta(x) \rightarrow 0$ (в точках $x \rightarrow 0$) или при ω_0 , стремящемся к очень большим величинам дают соответственно

$$V_p(x) = 7.23 \cdot 10^6 \frac{k_0 P T_g}{RT_s T_s} \exp(-E/RT_s) x_g^0, \quad (33)$$

$$V_p(x) = 7.23 \cdot 10^6 \frac{k_0 P}{RT_s} \exp(-E/RT_s) x_g^0. \quad (34)$$

В другом предельном случае, когда первый член в знаменателе в правых частях (31) и (32) гораздо больше второго, получаем

$$V_p(x) = 7.23 \cdot 10^6 \frac{D_0 T_g P_0}{\delta(x) RT_0^2} \exp\left[-\frac{D_0}{\delta(x)} \frac{T_g}{\omega_0 T_0 b} x\right] x_g^0, \quad (35)$$

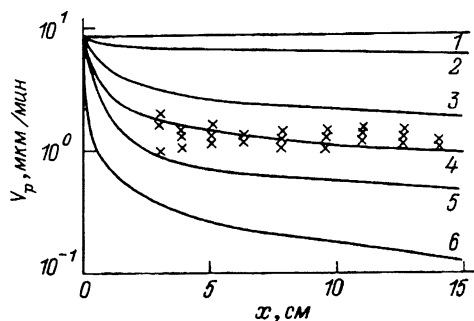
$$V_p(x) = 7.23 \cdot 10^6 \frac{D_0 T_s P_0}{\sigma(x) RT_0^2} \exp\left[-\frac{D_0}{\delta(x)} \frac{T_s}{\omega_0 T_0 b} x\right] x_g^0. \quad (36)$$

Формулы (33) и (34) описывают процесс, осуществляющийся в кинетической области, в то время как формулы (35) и (36) отражают процесс, протекающий в диффузионной области. Эти формулы уже ранее получены различными авторами и приведены в [10,11].

В большинстве газопитаксиальных реакторов угол наклона подложкодержателя (пирамиды), на котором размещаются подложки кремния, составляет $\sim (3-7)^\circ$. Поэтому для простоты расчетов при рассмотрении зависимости $V_p(x)$ от ω_0 (при больших скоростях ω_0 ПГС на входе в реактор, когда число Рейнольдса $Re > 10$) рассмотрен случай ненаклонной пирамиды. Из формулы (31) для стандартных условий ($x_g^0 = 10^{-2}$ мол. доли, $T_s = 1473$ К, $T_g = 886.5$ К, $b = 3.3$ см) ведения процесса получили

$$V_p(x, \omega_0) = \frac{3.43 \exp\left(-\frac{0.203}{\omega_0} \sqrt{x}\right)}{3.55 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{x}}{\omega_0^{1/2}} + 4.14 \cdot 10^{-5} \exp\left(-\frac{0.34}{\omega_0} \sqrt{x}\right)}. \quad (37)$$

На рисунке представлена эта зависимость $V_p(x, \omega_0)$ от ω_0 . Там же крестиками приведены экспериментальные значения скоростей роста $V_p(x)$ для стандартных условий ($x_g^0 = 10^{-2}$ мол. доли, $T_s = 1473$ К,



Зависимость $V_p(x)$ от линейной скорости потока ПГС на входе в реактор.

1 — $\omega_0 \rightarrow \infty$, 2 — $\omega_0 = 10^4$, 3 — 10^2 , 4 — 20, 5 — 10, 6 — 5 см/с.

$T_g = 886.5$ К, $\omega_0 = 20$ см/с, $b = 3.3$ см) опытно-промышленного процесса [11]. Видим, что расчетная кривая $V_p(x, \omega_0)$ с $\omega_0 = 20$ см/с удовлетворительно согласуется с экспериментальными значениями $V_p(x)$ для стандартных условий опытно-промышленного процесса. Детальное математическое моделирование тетрахлоридного процесса по типу [12], основанное на полученных формулах скорости роста, предполагается провести в дальнейшем для хлоридных и гидридного процессов [11,12].

Выводы

1. Предложена формула скорости осаждения полупроводниковых слоев для общего случая процесса в переходной области в случае конфузорного течения ПГС в проточном газоэпитаксиальном реакторе.

2. Показано, что вынужденный конвективный массоперенос в ламинарном пограничном слое в случае конфузорного течения в реакторе незначительно замедляет массоперенос лимитирующего реагента, а следовательно, и скорость роста (случай тетрахлоридного процесса).

3. Показано, что расчетные и экспериментальные значения скоростей роста $V_p(x)$ эпитаксиальных слоев кремния для стандартных условий протекания тетрахлоридного процесса ($x_g^0 = 10^{-2}$ мол. доли, $T_s = 1473$ К, $T_g = 886.5$ К, $\omega_0 = 20$ см/с, $b = 3.3$ см) удовлетворительно согласуются между собой, что говорит об адекватности предложенной модели основным существенным чертам этого процесса.

Список литературы

- [1] Жмакин А.И., Ипатов И.П., Макаров Ю.Н. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1700-1708.
- [2] Герасимов Б.П., Лесуновский А.В., Митин В.В. и др. // Математическое моделирование. Получение монокристаллов и полупроводниковых структур. М.: Наука, 1986. С. 112-132.
- [3] Крупкин П.Л. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 5. С. 10-14.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 230 с.
- [5] Van der Putte P., Giling L.J., Bloem J. // J. Cryst. Growth. 1975. Vol. 31. N 2. P. 299-310.
- [6] Прокопьев Е.П. // ЖПХ. 1981. Т. 54. № 7. С. 1468-1473.
- [7] Прокопьев Е.П. // ТОХТ. 1983. Т. 17. № 5. С. 599-603.
- [8] Прокопьев Е.П. // ТОХТ. 1986. Т. 20. № 3. С. 698-701.
- [9] Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967. 492 с.
- [10] Bloem J., Giling L. // Current Topics in Materials Science /Ed. E. Kaldias. North-Holl and Publ. Co., 1978. Vol. 1. P. 147-342.
- [11] Малинин А.Ю., Федоров В.А., Прилипко В.И. и др. Деп. в ЦНИИ "Электроника". № Р-2621. М., 1978. 47 с.
- [12] Daw A.N., Pal D.K., Kowar M.K. // Microelectron. J. 1990. Vol. 21. N 5. P. 29-39.