

03

## Моделирование процесса резистивного динамического испарения в вакууме

© Н.Л. Казанский,<sup>2</sup> В.А. Колпаков,<sup>1,\*</sup> С.В. Кричевский,<sup>1</sup> В.В. Подлипнов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Самарский национальный исследовательский университет им. акад. С.П. Королева, 443086 Самара, Россия

<sup>2</sup> ИСОИ РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 443001 Самара, Россия

\* e-mail: kolpakov683@gmail.com

(Поступило в Редакцию 12 апреля 2016 г. В окончательной редакции 20 марта 2017 г.)

Представлена модель процесса резистивного динамического испарения в вакууме, учитывающая конструктивные особенности соответствующего испарителя. В рамках модели получены зависимости для определения времени нагрева материала до температуры испарения, а также динамических характеристик процесса испарения. Показано, что полученные характеристики являются негармоническими и периодически повторяющимися. Подтверждена адекватность разработанной модели физическому процессу. Установлено, что расхождение между экспериментальными и расчетными временными характеристиками движения заслонки составило не более 5%. Даны рекомендации по использованию предложенной модели в технологических процессах формирования тонких пленок многокомпонентных материалов методами термовакuumного испарения.

DOI: 10.21883/JTF.2017.10.44990.1848

### Введение

Методы термовакuumного испарения широко применяются в технологических процессах микро- и наноэлектроники [1,2], наноинженерии [3], дифракционной оптики и нанофотоники [4] при формировании тонких пленок одно- и многокомпонентных материалов, включая маскирующие слои, для изготовления элементов электронной и оптической компонентных баз.

Качество тонких пленок, получаемых с помощью отмеченных методов, в значительной мере зависит от типа и конструкции испарителей [5–7]. Существующие испарители, реализующие методы термовакuumного испарения, характеризуются существенными недостатками, заключающимися:

- в наличии непроизводительных потерь испаряемого вещества [8],
- в затруднении получения больших скоростей осаждения [8],
- в неоднородности потока атомов испаряемого многокомпонентного материала [8,9],
- в необходимости автономного использования нескольких испарителей одновременно при напылении пленок сложного состава [9,10].

От указанных недостатков свободна конструкция резистивного динамического испарителя, разгерметизация и герметизация которого осуществляются давлением пара и силами тяготения соответственно [11].

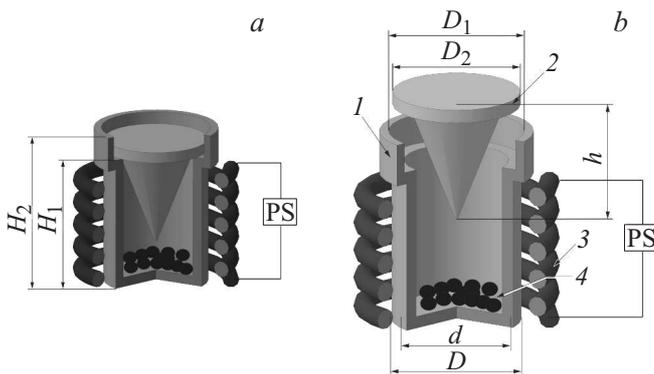
С другой стороны, требуемое качество тонких пленок обеспечивается оптимальными режимами технологических процессов формирования данных пленок. Экспериментальное определение значений параметров таких режимов представляет собой очень сложную и доро-

гую операцию, поэтому актуальным является создание моделей, описывающих процессы термовакuumного испарения и учитывающих особенности конкретного типа испарителя [12–22]. Таким образом, целью настоящей работы является создание модели процесса резистивного динамического испарения в вакууме, учитывающей особенности конструкции испарителя, описанного в работе [11] и свободного от перечисленных ранее недостатков.

### Модель процесса резистивного динамического испарения в вакууме

Рассмотрим процессы, протекающие при резистивном динамическом испарении в вакууме в указанном испарителе.

Поскольку процесс нагрева испаряемого материала происходит в вакууме, то теплопередача осуществляется посредством излучения спирали нагревателя 3 за счет протекания через него электрического тока (рис. 1). Тепло, переданное корпусу испарителя, аналогичным образом частично идет на испарение, а частично излучается в окружающее пространство вакуумной камеры. В процессе нагревания при достижении температуры испарения происходит накопление паров испаряемого материала, сопровождающееся повышением давления в замкнутой области. Определение времени нагрева испаряемого материала до температуры испарения ( $\tau_{\text{set}}$ ) осуществляется с помощью решения системы уравнений теплового баланса [23], которые для рассматриваемого



**Рис. 1.** Схема конструкции испарителя в состоянии, когда заслонка закрыта (а), и в состоянии, когда заслонка открыта (б) [11]: 1 — полый корпус, 2 — заслонка, 3 — проволочный нагреватель, 4 — испаряемый материал.

случая имеют вид

$$W d\tau = C_{sp} m_{sp} dT_{sp} + \varepsilon_{sp} \sigma_0 T_{sp}^4 \pi d_{sp} l_{sp} d\tau, \quad (1)$$

$$K_{int} \varepsilon_{gr} Q_{sp} d\tau = C_{gr} m_{gr} dT_{gr} + \varepsilon_{gr} \sigma_0 T_{gr}^4 S_{gr} d\tau, \quad (2)$$

где  $Q_{sp}$  — мощность излучения нагретой спирали, равная  $Q_{sp} = \varepsilon_{sp} \sigma_0 \pi d_{sp} l_{sp}$ ;  $W$  — мощность, подводимая к нагревательной спирали;  $d\tau$  — приращение времени;  $s$ ;  $C_{sp}$  — теплоемкость материала спирали нагревателя,  $J/(kg \cdot K)$ ;  $m_{sp}$  — масса материала спирали,  $kg$ ;  $\varepsilon_{sp}$  — коэффициент черноты вольфрамовой спирали;  $\sigma_0$  — постоянная Стефана–Больцмана,  $W/(m \cdot K^4)$ ;  $d_{sp}$  — диаметр спирали,  $m$ ;  $l_{sp}$  — длина спирали нагревателя,  $m$ ;  $T_{sp}$  — температура спирали,  $K$ ,  $C_{gr}$  — теплоемкость испарителя, равная  $C_{gr} = 720 J/(kg \cdot K)$  [24];  $m_{gr}$  — масса материала испарителя,  $kg$ ;  $T_{gr}$  — температура испарителя,  $K$ ;  $\varepsilon_{gr}$  — степень черноты графитового корпуса испарителя, равная 0.8 [24–27];  $S_{gr}$  — площадь поверхности испарителя, равная  $S_{gr} = 0.00335 m^2$ ;  $K_{int}$  — интегральный коэффициент, учитывающий полезную часть излучаемой энергии, поглощаемой испарителем и зависящий от толщины проволоки, параметров испарителя, параметров намотки на него нагревательной спирали, плотности витков, установки дополнительных теплоотражающих экранов или их отсутствия. Коэффициент  $K_{int}$  определяется методом геометрического построения или 3d-моделированием для поверхностей сложных форм, описанным в работах [27–29].

Решение системы уравнений (1) и (2) относительно величины  $\tau$  осуществлено с помощью метода разложения на простейшие дроби [30], а выполнение вычислений реализовано в программном пакете Maple. Результатом

решения является аналитическое выражение вида

$$\tau_{set} = \frac{0.25 C_{gr} m_{gr} \left( \frac{Q_{sp}}{\sigma_0 S_{gr}} \right)^{1/4}}{\varepsilon_{gr} Q_{sp}} \times \left( \ln \left( \frac{T_{isp} + \left( \frac{Q_{sp}}{\sigma_0 S_{gr}} \right)^{1/4} T_0 - \left( \frac{Q_{sp}}{\sigma_0 S_{gr}} \right)^{1/4}}{T_{isp} - \left( \frac{Q_{sp}}{\sigma_0 S_{gr}} \right)^{1/4} T_0 + \left( \frac{Q_{sp}}{\sigma_0 S_{gr}} \right)^{1/4}} \right) + 2 \left( \arctan \frac{T_{isp}}{\left( \frac{Q_{sp}}{\sigma_0 S_{gr}} \right)^{1/4}} - \arctan \frac{T_0}{\left( \frac{Q_{sp}}{\sigma_0 S_{gr}} \right)^{1/4}} \right) \right). \quad (3)$$

Высокая теплопроводность графита и достаточно тонкие стенки полости испарителя (1–1.5 mm) позволяют считать процесс нагрева испаряемого материала безынерционным и принять его температуру равной температуре испарителя. При проведении вычислительных и натурных экспериментов использовался теллурид кадмия (CdTe) температура испарения которого при давлении 1.33 Pa равна 900 K [31–33]. Тогда для достижения такой температуры, согласно выражениям (1)–(3) необходима мощность источника питания, равная 400 W. Подставляя в (3) соответствующее численное значение параметра  $m_{gr} = 0.012 kg$ , получим  $\tau_{set} = 88 s$ . По прошествии данного времени вещество в испарителе нагревается до температуры испарения (давление превышает 1.33 Pa). В дальнейшем происходит накопление паров испаряемого материала в корпусе испарителя посредством сублимации. Рассмотрим данный исследуемый процесс.

Итак, в единицу времени происходит испарение  $dm$  материала. Тогда, используя уравнение теплового баланса (2) при неизменной температуре и определив количество теплоты, расходуемое на процесс испарения  $Q_{isp} = K_{int} \varepsilon_{gr} Q_{sp} - \varepsilon_{gr} \sigma_0 T_{gr}^4 S_{gr}$ , можно записать следующее соотношение [34]:

$$\frac{dm}{d\tau} = \frac{Q_{isp}}{L}, \quad (4)$$

где  $L$  — удельная теплота сублимации,  $J/kg$  [35].

Используя зависимость (4), определим количество атомов испаряемого вещества, перешедшего в газообразное состояние за единицу времени:

$$\frac{dN_{isp}}{d\tau} = \frac{Q_{isp} N_a}{LM}, \quad (5)$$

где  $N_a$  — число Авагадро,  $mol^{-1}$ ;  $M$  — приведенная молярная масса CdTe,  $g/mol$ .

Изменение давления газа за единицу времени внутри испарителя зависит от температуры и изменения концентрации атомов в объеме полости испарителя. Отмеченное изменение концентрации обусловлено одно-временным протеканием процессов накопления в объеме полости испарителя атомов материала в газообразном

состоянии и истечения данных атомов из указанного объема через зазор, образующийся в случае, когда сила давления паров испаряемого материала начинает превышать силу прижима заслонки к торцевой поверхности корпуса испарителя. Тогда, согласно уравнению состояния идеального газа [36–37], можно записать

$$\frac{dP}{d\tau} = \frac{dN_{in}}{d\tau} \frac{kT}{V}, \quad (6)$$

где

$$\frac{dN_{in}}{d\tau} = \frac{dN_{isp}}{d\tau} - \frac{dN_{out}}{d\tau}$$

— изменение концентрации атомов газа внутри испарителя за единицу времени,  $dN_{out}/d\tau$  — количество атомов испаряемого материала в газообразном состоянии, покинувших объем испарителя за единицу времени,  $k$  — постоянная Больцмана, J/K;  $V$  — объем полости испарителя,  $m^3$ .

Характер истечения газа через указанный ранее зазор зависит от давления газа и определяется критерием Кнудсена ( $K_n$ ), равным отношению среднего свободного пробега атомов газа ( $\lambda = kT/(\sqrt{2}P\pi D_0^2)$ ) к характерному размеру сосуда ( $d_v$ ) [38–41]. Рассматриваемый случай соответствует молекулярному истечению газа, так как выполняется неравенство  $\lambda \gg d_v$  [41,42]. Используя формулу Ленгмюра [43], найдем скорость истечения атомов испаряемого материала через отверстие (кольцевой зазор) площадью  $S$  по формуле

$$\left(\frac{\Delta m}{\Delta \tau}\right)_M = \frac{PSK}{\sqrt{\frac{2\pi RT}{M}}},$$

где  $K$  — коэффициент Клаузинга [44],  $R$  — универсальная газовая постоянная, J/(mol · K). Следовательно, скорость истечения пара за единицу времени через кольцевой зазор с изменяющимся сечением, зависящим от высоты поднятия заслонки ( $x$ ), записывается в виде

$$\frac{dN_{out}}{d\tau} = \frac{N_a P S(x) K(x)}{\sqrt{2\pi RTM}}. \quad (7)$$

Таким образом, подставляя в выражение (6) формулы (5), (7), можно выразить зависимость изменения давления паров внутри испарителя от времени и высоты подъема заслонки (рис. 1, 2):

$$\frac{dP}{d\tau} = \left( \frac{Q_{isp} N_a}{LM} - \frac{N_a P(\tau, x) S(x) K(x)}{\sqrt{2\pi RTM}} \right) \frac{kT}{V(x)}, \quad (8)$$

где

$$S(x) = 2\pi d/2x \sin \alpha - \pi \sin^2 \alpha x^2 \cos \alpha,$$

$$V(x) = \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 \left( H_1 - \frac{1}{3} \frac{(d \cos \alpha)}{2 \sin \alpha} \right) + \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 x$$

и

$$K(x) = \begin{cases} \frac{l}{x \sin \alpha} > 0.75 : K = \frac{1 + 0.8 \frac{l}{x \sin \alpha}}{1 + \frac{1.9l}{x \sin \alpha} + 0.6 \left(\frac{l}{x \sin \alpha}\right)^2} \\ \frac{l}{x \sin \alpha} < 0.75 : K = \frac{1}{1 + l/x \sin \alpha} \end{cases}$$

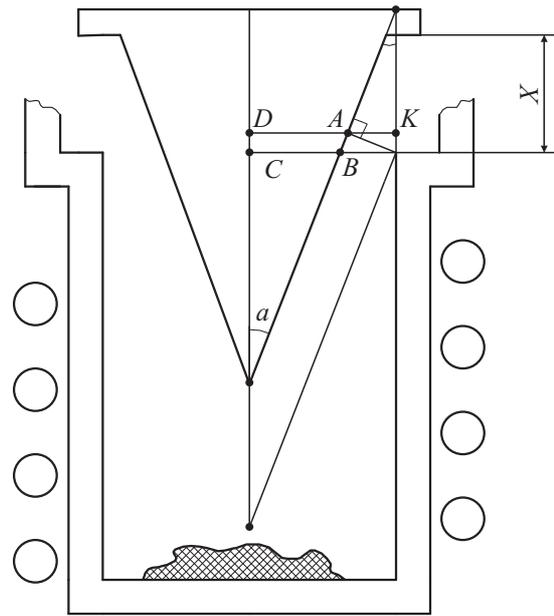


Рис. 2. Схема геометрического расчета площади проходного сечения.

вычисляются в соответствии со схемой геометрического расчета (см. рис. 2), а также по эмпирическим формулам Кеннарда [45] (величина  $K(x)$ , где  $l$  — длина канала, ограничивающего выход молекул;  $\alpha$  — половина угла при вершине осевого сечения конуса заслонки).

Для решения дифференциального уравнения (8) его необходимо дополнить уравнением движения второго порядка, которое можно составить, используя баланс сил, действующих на заслонку испарителя, а также зависимость подъемной силы от координаты и давления:

$$m\ddot{x} = P(\tau, x)\pi(d/2)^2 - m_Z a_G, \quad (9)$$

где  $a_G$  — ускорение свободного падения,  $m/s^2$ ;  $m_Z$  — масса заслонки испарителя, g. Решая систему дифференциальных уравнений (8) и (9), можно легко определить основные временные характеристики процесса резистивного динамического испарения: зависимости давления внутри испарителя, высоты подъема заслонки, коэффициента проводимости Клаузинга, площади проходного сечения и числа атомов, истекающих из испарителя от времени.

Решение системы дифференциальных уравнений (8), (9) осуществлено численно с помощью метода конечных разностей [46] и реализовано в математическом пакете Maple при следующих граничных и начальных условиях:

$$\begin{cases} a(0, \tau) = 0, \\ v(0, \tau) = 0, \\ x(0, 0) = 0, \quad x \geq 0 \text{ при } \tau > 0, \\ S(0, \tau) = 0, \quad 0 \leq S \leq \pi(d/2)^2 \text{ при } \tau > 0. \end{cases}$$

В процессе решения учитывались следующие обстоятельства. В случае, когда величина  $x$  становилась

меньше нуля, переменным  $v$  и  $a$ , получаемым в ходе решения уравнения (9), присваивались нулевые значения. Физически это означает полное опускание заслонки на торцевую поверхность корпуса испарителя и нахождение ее в состоянии покоя до тех пор, пока давление внутри замкнутой полости испарителя снова не достигнет порогового значения, при котором заслонка придет в движение. Ограничение вычисляемой площади проходного сечения  $S$  величиной  $\pi(d/2)^2$  установлено исходя из того, что в процессе подъема заслонки площадь  $S$  увеличивается (см. зависимость (8) и относящуюся к ней формулу для определения величины  $S$ ) и, начиная с некоторой высоты подъема  $x$ , становится больше площади отверстия испарителя. Следовательно, поток испаряемых атомов ограничивает сечение самого испарителя, площадь которого равна  $S = \pi(d/2)^2$ .

## Результаты и обсуждение

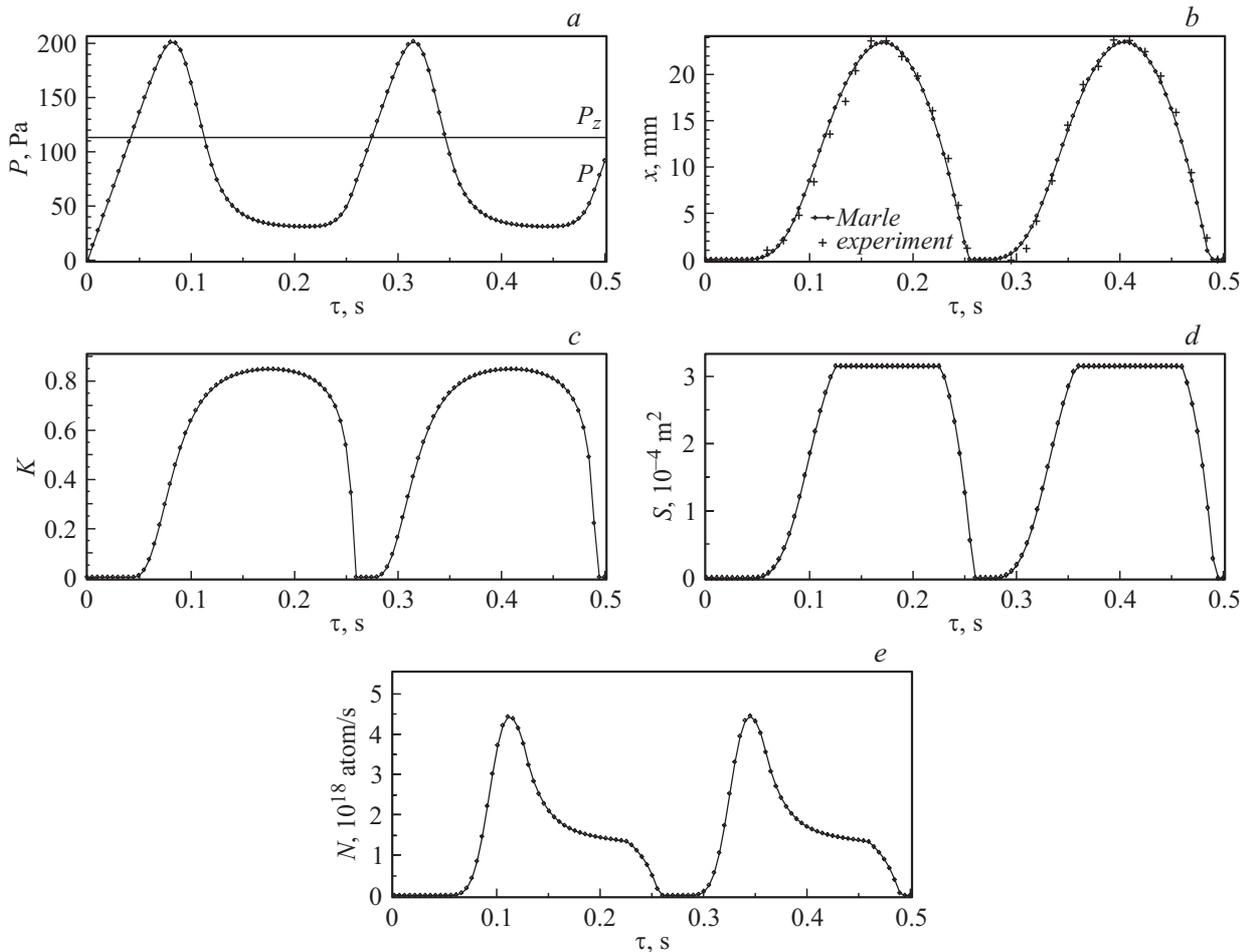
Для оценки адекватности разработанной модели физическому процессу проводились вычислительный и натуральный эксперименты, в которых в качестве испаряемого материала использовался теллурид кадмия (CdTe) с молярной массой  $M = 240 \text{ g/mol}$  и теплотой сублимации, равной  $L = 65210 \text{ J/mol}$  [35,36]. Согласно результатам расчета, к спирали нагревателя испарителя подводилась электрическая мощность, равная  $400 \text{ W}$ . Процесс испарения осуществлялся с помощью исследуемого испарителя, установленного в рабочей камере вакуумной установки УВН-2М-1. В полый корпус  $I$  испарителя (рис. 1) загружались кристаллы химически чистого CdTe массой, равной  $m = 2 \text{ g}$ . Рабочая камера вакуумной установки откачивалась до остаточного давления, равного  $P_0 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ . Температура корпуса испарителя определялась с помощью инфракрасного пирометра СЕМ DT-8865. Процесс испарения регистрировался высокоскоростной видеокамерой VS-FAST/CG6 компании НПК „Видеоскан“ (Россия) со скоростью до  $1000 \text{ fps}$ . Определение временных характеристик движения заслонки осуществлялось посредством кадровой обработки видеозаписи, полученной с помощью указанной видеокамеры.

На рис. 3 представлены расчетные временные характеристики процесса резистивного динамического испарения CdTe в вакууме, анализ которых позволяет выделить следующие особенности рассматриваемого процесса. В интервале времени  $0 < \tau < 0.04 \text{ s}$  давление паров меньше давления, уравнивающего вес заслонки, равного  $P_z = 113 \text{ Pa}$  (рис. 3, *a*), и рост величины  $P$  происходит линейно, поскольку заслонка находится в состоянии покоя, а, следовательно, отсутствует выход паров из испарителя. С момента времени  $\tau = 0.04 \text{ s}$  давление внутри испарителя превышает величину давления, оказываемого заслонкой на газ, в результате чего возникает сила, приводящая заслонку в движение, характеризуемое положительным перемещением (рис. 3, *b*). После открытия заслонки рост давления продолжается, но уже нелинейно. Такое поведение зависимости  $P = f(\tau)$

объясняется тем, что в начальный момент подъема заслонки количество испаряющихся атомов превышает количество атомов, истекающих из испарителя (рис. 3, *e*) в виду нелинейного закона изменения проходного сечения (рис. 3, *d*) и коэффициента Клаузинга (рис. 3, *c*). Согласно проведенным расчетам, пропорционально росту давления продолжается и рост ускорения движения заслонки вверх, величина которого достигает своего максимального значения  $a = 7.6 \text{ m/s}^2$  при  $\tau = 0.08 \text{ s}$ , а также  $P = 201 \text{ Pa}$  (рис. 3, *a*). После указанного момента времени коэффициент Клаузинга принимает значения  $K > 0.4$  (рис. 3, *c*), при которых количество атомов, истекающих из испарителя, превышает число испаряющихся атомов, что приводит к уменьшению давления паров, а следовательно, и к уменьшению ускорения движения заслонки вверх в области  $0.08 < \tau < 0.12 \text{ s}$ . Далее, величина  $a$  принимает отрицательные значения в диапазоне  $0.12 < \tau < 0.175 \text{ s}$ , что приводит к замедлению движения заслонки вверх, а затем при  $0.175 \leq \tau \leq 0.255 \text{ s}$  к ее опусканию (рис. 3, *b*). Сравнительный анализ зависимостей  $P = f(\tau)$ ,  $S = f(\tau)$  и  $N = f(\tau)$  показывает, что в диапазоне  $0.12 \leq \tau \leq 0.175 \text{ s}$  заслонка практически не оказывает сопротивления истечению паров из испарителя, о чем свидетельствуют минимальные изменения давления, ускорения и величины  $N$ . Построение зависимости  $a = f(\tau)$  на указанном ранее промежутке времени свидетельствует о равноускоренном падении заслонки. Однако ее ускорение при этом меньше ускорения свободного падения ( $a_G$ ) и равно  $6.5 \text{ m/s}^2$ , что объясняется противодействием потока испаряющихся атомов. При  $\tau \geq 0.23 \text{ s}$  движение заслонки вниз начинает замедляться, что сопровождается резким уменьшением коэффициента Клаузинга (рис. 3, *c*) и площади проходного сечения (рис. 3, *d*). Движение заслонки вниз продолжается вплоть до полного перекрытия проходного сечения и опускания ее на торцевую поверхность корпуса испарителя в момент времени  $\tau = 0.255 \text{ s}$  истечение паров прекращается (рис. 3, *e*). В данный момент времени заслонка становится неподвижной. Через некоторое время давление внутри испарителя вновь становится выше давления паров, уравнивающего вес заслонки и процесс ее движения, а также истечения паров из испарителя циклически повторяется.

Интегрируя зависимость  $N = f(\tau)$  за время одного цикла, получим количество атомов испаренного материала, истекающих из испарителя за одно открытие заслонки, которое, согласно расчету, равно  $N = 0.17 \cdot 10^{16}$  и соответствует массе  $m = 6.9 \cdot 10^{-7} \text{ g}$ . Таким образом, при загрузке  $2 \text{ g}$  испаряемого вещества произойдет  $2898$  открытий заслонки за время  $725 \text{ s}$ , после чего вещество полностью испарится, а ее колебания прекратятся.

Исследования методами растровой электронной и сканирующей зондовой микроскопии тонких пленок CdTe, сформированных с помощью рассматриваемого испарителя и представленных результатов моделирования, подтвердили преимущества таких пленок перед пленками, получаемыми традиционными методами резистивного испарения в вакууме [47].



**Рис. 3.** Временные характеристики процесса резистивного динамического испарения CdTe в вакууме: *a* — зависимость давления паров испаряемого материала внутри испарителя от времени (сплошная линия — давление паров, уравновешивающее вес заслонки), *b* — зависимость высоты подъема заслонки от времени, *c* — зависимость коэффициента Клаузинга от времени, *d* — зависимость площади проходного сечения от времени, *e* — зависимость интенсивности выхода атомов испаряемого материала, истекающих из испарителя, от времени. ● — расчетные значения, + — экспериментальные значения, полученные в результате обработки видеозаписи высокоскоростной видеокамеры VS-FAST/CG6.

Сравнение результатов проведенных вычислительного и натурального экспериментов показывает высокое соответствие временных характеристик движения заслонки, полученных посредством обработки видеозаписи, расчетным данным (рис. 3, *b*). Расхождение между экспериментальными и расчетными данными составило не более 5%, что подтверждает высокую точность разработанной модели.

### Заключение

В настоящей работе предложена модель процесса резистивного динамического испарения в вакууме, адекватная физическому процессу, учитывающая особенности конструкции испарителя, описанного в работе [11] и свободного от недостатков, характерных для существующих аналогов. В рамках модели получены зависимости для определения времени нагрева материала до температуры

испарения, а также динамических характеристик процесса испарения. Полученные характеристики позволяют в заданный момент времени оценивать давление паров испаряемого материала внутри испарителя, ускорение, скорость движения заслонки, высоту ее подъема, коэффициент Клаузинга, площадь проходного сечения, а также количество атомов испаряемого материала, истекающих из испарителя, что было затруднительным до появления настоящей работы. С помощью проведенного вычислительного эксперимента установлено, что характер движения заслонки и выхода паров из корпуса испарителя является негармоническим, периодически повторяющимся, при этом истечение атомов испаренного материала происходит импульсно в количестве  $N = 0.17 \cdot 10^{16}$  за одно открытие заслонки. Показано, что при электрической мощности, подводимой к спирали нагревателя испарителя, равной 400 W, диапазоны изменения давления внутри испарителя, ускорения движения заслонки, высоты ее подъема, коэффи-

циента Клаузинга, а также площади проходного сечения составили:  $2 \cdot 10^{-4} \leq P \leq 201 \text{ Pa}$ ,  $0 \leq a \leq 7.6 \text{ m/s}^2$ ,  $0 \leq x \leq 0.024 \text{ m}$ ,  $0 \leq K \leq 0.85$  и  $0 \leq S \leq 0.00033 \text{ m}^2$  соответственно. Проведение натурного эксперимента показало, что расхождение между экспериментальными и расчетными временными характеристиками движения заслонки составило не более 5%. Указанное подтверждает высокую точность разработанной модели. Применение предложенной модели позволит повысить качество тонких пленок многокомпонентных материалов, формируемых методами термовакуумного испарения, посредством улучшения их стехиометрического состава. В связи с этим логическим продолжением проделанной работы будет исследование свойств тонких пленок многокомпонентных материалов, полученных с использованием исследуемого испарителя на основе представленных результатов моделирования.

Работа выполнена при поддержке грантов президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых — докторов наук МД-5205.2016.9 и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-07-00494 А).

## Список литературы

- [1] Jaeger R.C. Film Deposition: Introduction to Microelectronic Fabrication (2nd ed.). N.J.: Prentice Hall, 2002. 332 p.
- [2] Aldridge J.S., Cleland A.N., Knobel R., Schmidt D.R., Yung C.S. In International Symposium on Microelectronics and MEMS. International Society for Optics and Photonics. 2001. P. 11–21.
- [3] Dai Z.R., Pan Z.W., Wang Z.L. // Advanced Functional Materials. 2003. Vol. 13. N 1. P. 9–24.
- [4] Diffractive nanophotonics / Ed. by V.A. Soifer. London: Taylor and Francis, 2014. 704 p.
- [5] Amirhaghi S., Craciun V., Craciun D., Elders J., Boyd I.W. // Microelectronic engineering. 1994. Vol. 25. N 2–4. P. 321–326.
- [6] Botman A. et al. // Nanotechnology. 2006. Vol. 17. N 15. P. 3779.
- [7] Грицюк Б.Н. и др. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 9. С. 54–57.
- [8] Mattox D.M. // Products Finishing-Cincinnati. 1999. N 63. P. 48–58.
- [9] Suryanarayana C., Yoo S.H., Groza J.R. // J. Mater. Sci. Lett. 2001. Vol. 20. N 24. P. 2179–2181.
- [10] Wu Y.L. et al. // Thin Solid Films. 1989. Vol. 168. N 1. P. 113–122.
- [11] Соيفер В.А., Казанский Н.Л., Колпаков В.А., Колпаков А.И., Подлипов В.В. // Патент RU2348738. 2009.
- [12] Powell A. et al. // Metallurgical and Materials Transactions A. 2001. Vol. 32. N 8. P. 1959–1966.
- [13] Frezzotti A. // European J. Mechanics B/Fluids. 2007. Vol. 26. N 1. P. 93–104.
- [14] Yan H. et al. // Materials Research Bulletin. 2009. Vol. 44. N 10. P. 1954–1958.
- [15] Shah N.M. et al. // Thin Solid Films. 2009. Vol. 517. N 13. P. 3639–3644.
- [16] Cochelin E. et al. // J. Thermal Spray Technology. 1999. Vol. 8. N 1. P. 117–124.
- [17] Tachibana K., Nishida M., Harima H., Urano Y. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1984. Vol. 17. N 8. P. 1727.
- [18] Elimelech M., Gregory J., Jia X. Particle deposition and aggregation: measurement, modelling and simulation. Butterworth-Heinemann, 1995. 440 p.
- [19] Moarrefzadeh A., Branch M. // Wseas Transactions on Applied and Theoretical Mechanics. 2012. Vol. 7. N 2. P. 106–111.
- [20] Lalitha S., Sathyamoorthy R., Senthilarasu S., Subbarayan A., Natarajan K. // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2004. Vol. 82. N 1. P. 187–199.
- [21] Tobias J.S., Birkmire R.W., Doyle F.J. // AIChE J. 2005. Vol. 51. N 3. P. 878–894.
- [22] Adachi Sadao, Toshifumi Kimura // Japan. J. Appl. Phys. 1993. Vol. 32. N 8. P. 3496.
- [23] Labuntsov D.A., Kryukov A.P. // Inter. J. Heat and Mass Transfer. 1979. Vol. 22. N 7. P. 989–1002.
- [24] Isaacs L.L., Wang W.Y. // Therm. Conduct. 1981. N 17. P. 55–61.
- [25] Маркелов Н.В., Волга В.И., Бучнев Л.М. // Журн. физ. химии. 1973. Т. 47. Вып. 7. С. 1824–1827.
- [26] Блох А.Г. Основы теплообмена излучением. М.: Госэнергоиздат, 1962. 332 с.
- [27] Howell J.R., Menguc M.P., Siegel R. Thermal radiation heat transfer. London: Taylor and Francis, 2010. 857 p.
- [28] Powell K.M., Edgar T.F. // Chem. Engin. Sci. 2012. Vol. 71. P. 138–145.
- [29] Wu Z., Li S., Yuan G., Lei D., Wang Z. // Appl. Energy. 2014. Vol. 113. P. 902–911.
- [30] Arfken G.B., Weber H.J., Harris F.E. Mathematical methods for physicists: a comprehensive guide (7th ed.). N.Y.: Academic Press, 2012. 717 p.
- [31] Toma O., Ion L., Girtan M., Antohe S. // Solar Energy. 2014. Vol. 108. P. 51–60.
- [32] Brus V.V., Solovan M.N., Mastruk E.V., Kozyarskii I.P., Maryanchuk P.D., Ulyanytsky K.S., Rappich J. // Phys. Sol. Stat. 2014. Vol. 56. N 10. P. 1947–1951.
- [33] Боброва Е.А., Клевков Ю.В., Черноок С.Г., Сементюрина Н.Н. // ФТП. 2014. Т. 48. Вып. 3. С. 421–427.
- [34] Crout D. // J. Mathematics and Physics. 1936. Vol. 15. N 1. P. 1–54.
- [35] Kauzmann W. Kinetic theory of gases. N.Y.: Dover Publications, 2012. 249 p.
- [36] Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 2. Термодинамика и молекулярная физика (5-е изд.). М.: Физматлит, 2005. 544 с.
- [37] Wu Y.S. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. N 7. P. 922–925.
- [38] Farrow R.F.C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1974. Vol. 7. N 17. P. 2436.
- [39] Oh C.K., Oran E.S., Sinkovits R.S. // J. Thermophysics and Heat Transfer. 1997. Vol. 11. N 4. P. 497–505.
- [40] Holyst R., Litniewski M. // The J. Chem. Phys. 2009. Vol. 130. N 7. P. 074707.
- [41] Stops D.W. // J. Phys. D: Appl. Phys.
- [42] Печатников Ю.М. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 8. С. 40–44.
- [43] Любитов Ю.Н. // УФН. 1976. Т. 119. Вып. 8. С. 641–688.
- [44] Winterbottom W.L., Hirth J.P. // The J. Chem. Phys. 1962. Vol. 37. N 4. P. 784–793.
- [45] Kennard E.H. Kinetic Theory of Gases. N.Y.: McGraw-Hill, 1938. 496 p.
- [46] Smith G.D. Numerical solution of partial differential equations: finite difference methods. Oxford: Oxford university press, 1985. 339 p.
- [47] Колпаков В.А., Кричевский С.В., Подлипов В.В. // ПТЭ. 2017. № 2. С. 1–4.