

Общероссийский математический портал

А. Н. Пономарев, Исследование динамики диффузии в каплях и выделения в вакуум паров летучих компонентов, *ТВТ*, 2005, том 43, выпуск 6, 927–932

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.87

19 марта 2025 г., 03:40:13



УДК 536.421

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДИФФУЗИИ В КАПЛЯХ И ВЫДЕЛЕНИЯ В ВАКУУМ ПАРОВ ЛЕТУЧИХ КОМПОНЕНТОВ

© 2005 г. А. Н. Пономарев

ФГУП “Исследовательский центр им. М.В. Келдыша”, Москва

Поступила в редакцию 12.11.2004 г.

Проведено расчетное исследование динамики диффузии в каплях и свободномолекулярного испарения в вакуум летучих компонентов магния (Mg) и цинка (Zn) из алюминиевых сплавов. Расчеты выполнены применительно к условиям проведенных автором экспериментов по высокочастотному каплеобразованию при центробежном диспергировании в вакууме вращающихся (перегрузки 70–4000) заготовок методом плавления под воздействием концентрированного источника энергии. Вследствие аналогии между массопереносом и теплопереносом использовались готовые решения по теплопередаче при конвективном охлаждении тел с граничными условиями третьего рода (ГУ III). Показано, что численные значения диффузионных критериев Био (Bi) являются функциями свойств составляющих сплавов и не зависят от величины начального содержания летучих компонентов. При температурах и радиусах капель  $T = 1000$  К и  $R = 0.25 \times 10^{-3}$  м для систем легирования Al–Mg число Био составляет  $Bi = 14.8$ , а для Al–Zn  $Bi = 74.4$ .

Проведенное решение показывает, что диффузионное сопротивление внутри капель в несколько раз снижает по сравнению с начальной величиной перенос массы летучего компонента к поверхности капли (со снижением потока паров) даже за рассматриваемый короткий интервал времени полета капли  $\tau = 0.01$  с, соответствующий значению критерия Фурье  $Fo = Dt/R^2 = 1.2 \times 10^{-3}$ .

Конечное обеднение состава капель магнием, которое оценивается по отношению к допустимому содержанию его в сплаве по ГОСТ, для сплава Д16 с широким диапазоном содержания, от 1.2 до 1.8%, по массе составляет около 0.07%, что можно считать незначительным. Для сплава АМг6 с более низким содержанием, от 5.8 до 6.8%, обеднение составляет около 0.2%, что можно считать заметной величиной.

### ВВЕДЕНИЕ

Работа выполнена в ИЦ им. М.В. Келдыша с целью анализа результатов, полученных при высокочастотном каплеобразовании в вакууме в условиях больших инерционных перегрузок ( $n_i = 70\text{--}4000$ ) на вращающейся заготовке, плавящейся под местным воздействием концентрированного ( $q \approx 10^9$  Вт/м<sup>2</sup>) электронного пучка. Исследования проводились по нескольким проблемам, таким, как: создание одного из типов капельных холодильников-излучателей для космических аппаратов с высокотемпературными энергоустановками; проверка предложенного способа улучшения характеристик алюминиевых сплавов при их компактировании в вакууме из высокоскоростных (10–80 м/с) капель расплава; определение возможности создания условий для работы мощных электронных пушек при плавлении лучом сплавов с летучими компонентами, что формально запрещено их разработчиками: выявление механизма действия системы откачки вакуумных камер с охлаждаемыми стенками при плавлении алюминиевых сплавов с учетом их состава, больших объемов и высокой температуры выделяющихся паров и газов (в основном водорода). Для всех этих направлений необходи-

мы данные по динамике испарения летучих компонентов из капель сплавов в вакууме.

### ОСОБЕННОСТИ ИСПАРЕНИЯ В ВАКУУМЕ КАПЕЛЬ СПЛАВОВ АЛЮМИНИЯ

Конкретные расчеты паровыделения и изменения состава в результате испарения проведены для трех конструкционных сплавов алюминия со средними составами по ГОСТ (в мас. %). Для Д16 содержание меди составляло 4.3 Cu, марганца – 0.6 Mn, магния – 1.5 Mg (диапазон содержания Mg 1.2–1.8%, примесь – Zn до 0.3%); для АМг6: 5.8–6.8 Mg, 0.5–0.8 Mn, 0.02–0.1 Ti, 0.0002–0.005 Be; для В-95: 1.7 Cu, менее 0.6 Mn, 6 Zn, 2.3 Mg.

Давления  $P_i$  насыщенных паров чистых элементов, входящих в эти сплавы при рассматриваемой температуре  $T = 1000$  К, существенно отличаются [1]. Для Al [1] ( $A = 26.98$ ) давление насыщенного пара равняется  $P_i = 3.18 \times 10^{-5}$  Па, для Cu ( $A = 63.55$ ) –  $P_i = 1.37 \times 10^{-6}$  Па, для Mg ( $A = 24.31$ ) –  $P_i = 1380$  Па и для Zn ( $A = 65.38$ ) –  $P_i = 11385$  Па. Летучие компоненты (с высоким давлением паров) в рассматриваемых сплавах имеют небольшую концентрацию, например для Д16 17 атомов Mg и до 1.3 Zn на 1000. Пары этих компонентов в

**Таблица 1.** Сплав Д16. Начальные ( $\tau = 0$ ) значения давлений, расходов, холодопроизводительности при  $T = 1000$  К

Параметр	Размерность	Штатный элемент, (А)				
		Al, (26.98)	Cu, (63.55)	Mg, (24.31)	Mn, (54.94)	Примесь Zn, (65.38)
$\Delta H_{исп}$	Дж/кг	$10.85 \times 10^{-6}$	$4.75 \times 10^{-6}$	$5.27 \times 10^{-6}$	$4.13 \times 10^{-6}$	$1.76 \times 10^{-6}$
$n_i$	–	0.961	0.0187	0.0171	0.0030	0.0013
$P_{s,i}$	Па	$3.06 \times 10^{-5}$	$2.56 \times 10^{-8}$	23.60	$5.58 \times 10^{-6}$	14.8
$G_i$	кг/(с м <sup>2</sup> )	$2.2 \times 10^{-8}$	$2.8 \times 10^{-11}$	$1.6 \times 10^{-8}$	$5.7 \times 10^{-9}$	$1.7 \times 10^{-2}$
$q_i$	Вт/м <sup>2</sup>	$2.4 \times 10^{-1}$	$1.34 \times 10^{-4}$	$8.5 \times 10^4$	$2.37 \times 10^{-2}$	$2.92 \times 10^4$

условиях вакуума и высокой ( $T = 1000$  К) температуры можно рассматривать как идеальные газы, подчиняющиеся в первом приближении закону Рауля [2], а жидкий сплав считать идеальным раствором. Тогда в соответствии с этим законом индивидуальные давления паров определяются как  $P_{s,i} = n_i P_i$ , где  $n_i$  – величина молярной доли  $i$ -элемента в растворе.

В нашей задаче при расчете динамики испарения  $n_i$  являются искомыми переменными по времени молярными долями на поверхности капли, куда атомы элемента поступают из объема капли вследствие молекулярной диффузии, а соответствующий расход массы  $G_i$  уходит в окружающий вакуум по закону свободномолекулярного истечения. При этом в начальный момент времени  $\tau = 0$  значения  $n_i$  совпадают с известным исходным молярным содержанием  $n_0$  компонентов в сплаве. Это дает возможность определения (см. табл. 1) исходных максимальных давлений насыщенных паров  $P_{s,i}$ , массовых расходов  $G_i$  компонентов с единицы площади поверхности капли  $G_i = 1/4 \rho v_{cp}$ , где  $\rho$  – плотность в кг/м<sup>3</sup>,  $v_{cp}$  – средняя арифметическая скорость теплового движения молекул в м/с [2], или

$$G_i = 0.00438 \sqrt{\frac{A_i}{T}} P_{s,i}, \text{ кг/(с м}^2\text{)}.$$

Кроме того, можно вычислить холодопроизводительность

$$q_i = G_i \Delta H_{исп,i}, \text{ Вт/м}^2.$$

Отсюда видно, что холодопроизводительность летучего компонента – магния, находящегося в сплаве в малой концентрации (1.71% молярных), в  $0.33 \times 10^6$  раз превышает суммарную холодопроизводительность всех других штатных компонентов сплава, которые суммарно составляют 98.29 молярных процента. При более низких температурах холодопроизводительность еще выше: например, при температуре ликвидуса  $T_n = 911$  К для Д16 она достигает  $2.6 \times 10^6$  раз. Если учесть возможный диапазон массового содержания магния в сплаве Д16, а именно от 1.2 до 1.8%, то вели-

чина холодопроизводительности при 1000 К будет изменяться от  $6.8 \times 10^4$  до  $10.2 \times 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>, а при дополнительном учете максимально возможного содержания 0.3% летучей примеси Zn составит от  $9.7 \times 10^4$  до  $13.1 \times 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>.

Такое положение позволяет пренебречь холодопроизводительностью и расходом паров остальных компонентов штатного состава сплава, а для расчетов динамики паровыделения выбрать некоторый бинарный модельный сплав с одним летучим компонентом – магнием. Для средней величины содержания магния 1.5% в сплаве Д16 (ГОСТ) молярный состав модельного сплава будет включать 98.3% растворителя, т.е. Al, и 1.7% Mg. Для учета влияния возможной примеси цинка (Zn) аналогично выбирается бинарный раствор цинка в алюминии, а расходы паров суммируются с учетом затрат тепла на испарение сплава в вакуум (используются максимальные величины  $q_i$  по табл. 1) и на лучистый теплообмен при  $\epsilon_{эфф} = 0.17$  с водоохлаждаемыми черными стенками экспериментальной установки. При пролете капли в рабочем диапазоне скоростей расстояния 0.2 м после отрыва от заготовки до подложки, где формируется слиток, температура капли снижается на 0.1–0.5% от начальной величины. Благодаря этому и с учетом сравнительно высокой ( $\lambda \approx 60$  Вт/м К) теплопроводности расплава, а также малого (менее 1 мм) диаметра капель, расчеты диффузии и испарения для условий проведенных опытов с достаточной точностью проводились в изотермической постановке.

Методы расчета молекулярной диффузии известны, но для их исследования необходимо знать значения коэффициентов диффузии  $D$  м<sup>2</sup>/с, зависящих от рода диффузионной среды (растворителя), рода диффундирующего вещества (в нашем случае магния и цинка), его концентрации, температуры раствора. Теоретически определение коэффициентов диффузии в жидкостях весьма затруднительно, единственным надежным источником является эксперимент. В случае диффузии малых концентраций магния в алюминии [1] при  $T = 1000$  К коэффициент диффузии равен  $D = 7.54 \times 10^{-9}$  м<sup>2</sup>/с, а данные по  $D$  для цинка отсутствуют.

Для приближенных расчетов без существенных погрешностей было принято то же численное значение величины  $D$ . Здесь благоприятным фактором является то, что в отличие от твердых тел, у которых значения коэффициентов диффузии могут отличаться на 14 порядков, у жидкостей они отличаются сравнительно мало. Например, при комнатных температурах для любых жидкостей порядок коэффициентов диффузии составляет  $D \sim 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$  [1]. С ростом температуры коэффициенты увеличиваются.

Концентрация летучего компонента сплава на поверхности сферической капли в процессе ее испарения может быть определена из решения известного дифференциального уравнения второго порядка в частных производных, записанного в сферической системе координат:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = D \left( \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial C}{\partial r} \right). \quad (1)$$

В (1)  $C$  – мгновенная местная концентрация летучего компонента [ $\text{кг}/\text{м}^3$ ], зависящая от начальных и граничных условий решаемой задачи, времени  $\tau$  и радиуса (расстояния от центра)  $r$ .

Начальное условие имеет вид  $C|_{\tau=0} = C_0$ , где  $C_0$  – исходная величина массовой концентрации диффундирующего вещества в сплаве.

Первое граничное условие  $\frac{\partial C}{\partial r}|_{r=0} = 0$  следует из сферической симметрии задачи.

Второе граничное условие должно являться уравнением баланса потоков массы диффундирующего вещества, подходящего изнутри капли к ее поверхности за счет молекулярной диффузии и в виде уходящего в объем вакуумной камеры пара летучего компонента. В данном случае с учетом конкретных условий вакуума в камере, летучести компонентов сплава, особенностей газовой динамики сверхзвукового разлета пара, низкой температуры стенок камеры и других эффектов физически можно пренебречь возвратом молекул из окружающего пространства и их конденсацией на поверхности капли. Отсюда с математической точки зрения следует, что в расчетах можно положить равной нулю концентрацию паров на бесконечном удалении от капли,  $C|_{r=\infty} = 0$ . Тогда в соответствии с первым законом Фика для потока диффундирующего вещества и свободномолекулярного режима разлета пара уравнение баланса массы на поверхности капли можно записать в виде

$$-D \frac{\partial C}{\partial r} \Big|_{r=R} = G = 0.00438 \sqrt{\frac{A_k}{T}} P_k n \Big|_{r=R} \text{ [кг/(с м}^2\text{)]},$$

где  $A_k$  и  $P_k$  – атомная масса и давление насыщения чистого летучего компонента при температуре  $T$ .

$n(\tau)|_{r=R}$  – молярная доля летучего компонента на поверхности капли радиусом  $R$  [м].

Выразим массовую концентрацию

$$C = \rho_{\text{сп}} x = (\rho_{\text{сп}} x_0)(x/x_0),$$

где  $\rho_{\text{сп}}$  – плотность сплава в  $\text{кг}/\text{м}^3$  в левой части уравнения баланса, также через молярную долю летучего компонента с учетом связи между  $n$  и массовой долей  $x$  в бинарном модельном сплаве (растворе) с растворителем (Al), имеющим атомную массу  $A_p$ :

$$x = \frac{\frac{A_k}{A_p} n}{1 - n \left( 1 - \frac{A_k}{A_p} \right)}.$$

Для рассматриваемых сплавов при концентрациях  $x < 0.1$  с величиной погрешности менее 1% для магния и 6% для цинка можно пренебречь знаменателем и использовать линейные связи:  $x = \frac{A_k}{A_p} n$  или

$$x = 0.90 n \text{ для Mg и } x = 2.42 n \text{ для Zn, при этом } \frac{x}{x_0} = \frac{n}{n_0}.$$

Тогда выражение для концентрации можно записать в виде

$$C = \rho_{\text{сп}} x_0 (n/n_0) = (\rho_{\text{сп}} x_0) \theta \text{ [кг}/\text{м}^3\text{]},$$

где  $\theta = \frac{n}{n_0}$  – относительная концентрация или безразмерный параметр молярной концентрации диффундирующего вещества.

Введем также безразмерную координату  $\eta = \frac{r}{R}$  и

диффузионный критерий Фурье  $Fo = \frac{D\tau}{R^2}$ , являющийся безразмерным масштабом времени. В этих переменных уравнение диффузии, начальное и граничные условия решаемой задачи приобретают следующий вид:

$$\frac{\partial \theta}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} + \frac{2}{\eta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta}; \quad (2)$$

начальное и первое граничное условия:

$$\theta|_{Fo=0} = 1; \quad \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} = 0, \quad (3)$$

а второе граничное условие:

$$-\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \Big|_{\eta=1} = Bi \theta|_{\eta=1}, \quad (4)$$

где  $Bi$  – массообменный критерий Био, равный  $Bi = \frac{\beta R}{\rho_{\text{сп}} x_0 D}$ . Здесь  $\beta$  [кг/(с м<sup>2</sup>)] – коэффициент внешнего массообмена, численно равный в рассматриваемой задаче величине максимального удельного потока массы паров с поверхности капли  $G_0$ . При начальном (максимальном) молярном содержании летучего компонента  $n|_{\tau=0} = n_0$  на поверхности капли коэффициент внешнего массообмена можно определить как

$$\beta = G_0 = 0.00438 \sqrt{\frac{A_k}{T}} P_k n_0. \quad (5)$$

Отсюда величину удельного потока паров представим в виде  $\dot{G} = \beta(\theta|_{r=R} - \theta|_{r=\infty})$ . В нашем случае, поскольку  $n|_{r=\infty} = 0$ ,  $\dot{G} = \beta\theta|_{r=R}$ , следовательно,  $\beta$  является коэффициентом массообмена.

С учетом изложенного выше критерий Био окончательно запишем как

$$Bi = \frac{0.00438 \sqrt{\frac{A_k}{T}} P_k R n_0}{\rho_{\text{сп}} D x_0} = \frac{0.00438 \sqrt{\frac{A_k}{T}} P_k R}{\rho_{\text{сп}} D \frac{A_k}{A_p}}. \quad (6)$$

Из (6) следует важный вывод о независимости массообменного критерия Био от величины концентрации легирующего компонента в сплаве, непосредственно определяющего интенсивность паровыделения с поверхности капли; данный критерий определяется только физическими свойствами основы сплава и легирующего компонента, а также величиной радиуса капли. Таким образом, численные значения Био одинаковы для сплавов, легированных одним и тем же компонентом, например магнием для рассматриваемых сплавов Д16 и АМгб. Для сплавов системы Al–Mg при 1000 К и  $R = 0.25 \times 10^{-3}$  [м] число Био составляет  $Bi = 14.8$ , а для сплавов системы Al–Zn при 1000 К и  $R = 0.25 \times 10^{-3}$  [м] –  $Bi = 74.4$ .

Массообменный критерий Био аналогичен числу  $Bi_T$  для теплообмена  $Bi_T = \frac{\alpha R}{\lambda} = \frac{R}{\lambda} \frac{1}{\alpha}$  и по определению имеет физический смысл отношения внутреннего диффузионного сопротивления массопередачи к внешнему, а именно

$$Bi = \frac{R}{\rho_{\text{сп}} x_0 D} \frac{1}{\beta}.$$

#### РАСЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ КАПЕЛЬ

Полученное в безразмерном виде уравнение (2) с начальным условием имеет параболический тип с граничными условиями третьего рода (ГУ

III) (3) и (4). Физическая природа процессов, описываемых дифференциальным уравнением (2), может быть различной, а решение, полученное в безразмерном виде для одной задачи при установленном соответствии между параметрами, может непосредственно использоваться применительно к другим задачам. В частности, к рассматриваемой задаче о массопереносе можно, в принципе, применять известные решения для теплопереноса при конвективном охлаждении шара при ГУ III [3].

В этом случае необходимо учитывать соответствие безразмерных температур  $\theta_T$  и концентрации  $\theta$  в виде  $\theta = (1 - \theta_T)$  при  $Fo = Fo_T$  и  $Bi = Bi_T$ .

В данной работе была поставлена задача рассчитать диффузию и массообмен в течение коротких интервалов времени при пролете жидких капель из алюминиевых сплавов рабочего промежутка длиной 0.2 м. Рассматривался наиболее изученный режим образования капель диаметром около 0.5 мм и сопутствующие эффекты, имевшие место в проведенных экспериментах при скорости капель 20 м/с и времени пролета  $\tau \approx 0.01$  с. Соответствующие числа Фурье составляют от 0 до  $1.2 \times 10^{-3}$ .

Общее решение (2) имеет вид бесконечного ряда [3]. В [3] также приводятся графики безразмерных температур в центре и на поверхности шара, рассчитанных при различных числах Био и Фурье  $Fo_T \approx 0.01-1000$ . Попытка рассчитать концентрации по этому решению в необходимом для нашей задачи диапазоне  $Fo \approx 10^{-5}-10^{-3}$  не дала результатов вследствие очень низкой сходимости рядов при столь малых числах. Физическая причина заключается в том, что за такое время возмущения температур, а в нашем случае – концентраций, проникают на очень малую глубину от поверхности капли (по сравнению с величиной  $R$ ). Однако благодаря этому появляется возможность приближенно, с малой погрешностью, заменить искривленную поверхность сферы плоскостью и использовать готовое решение для конвективного охлаждения полубесконечного тела. Такое решение [3] имеет удобную для расчетов аналитическую форму

$$\begin{aligned} \theta_T = 1 - \operatorname{erfc} \frac{1}{2\sqrt{Fo_{x,T}}} + \\ + \operatorname{erfc} \left( \frac{1}{2\sqrt{Fo_{x,T}}} + Bi_{x,T} \sqrt{Fo_{x,T}} \right) \times \\ \times \exp(Bi_{x,T} + Bi_{x,T}^2 Fo_{x,T}). \end{aligned} \quad (7)$$

Применяя эту формулу к задаче массопереноса, следует учитывать, что безразмерный параметр имеет вид  $\theta = \frac{n}{n_0}$ , а в числа  $Fo_x$  и  $Bi_x$ , в отличие от [3], входит расстояние  $x$  в м от поверхности

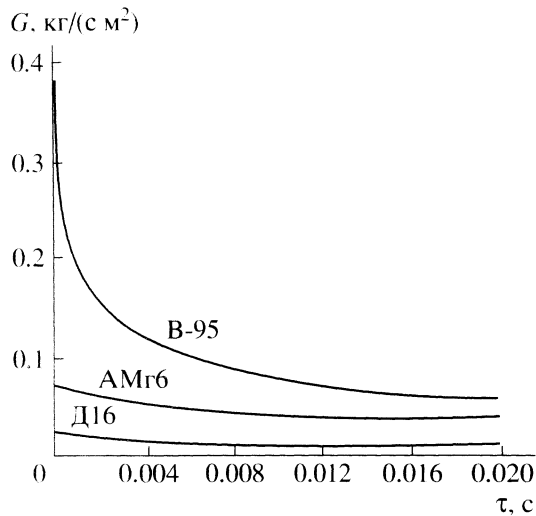


Рис. 1. Удельный массовый расход паров с поверхности.

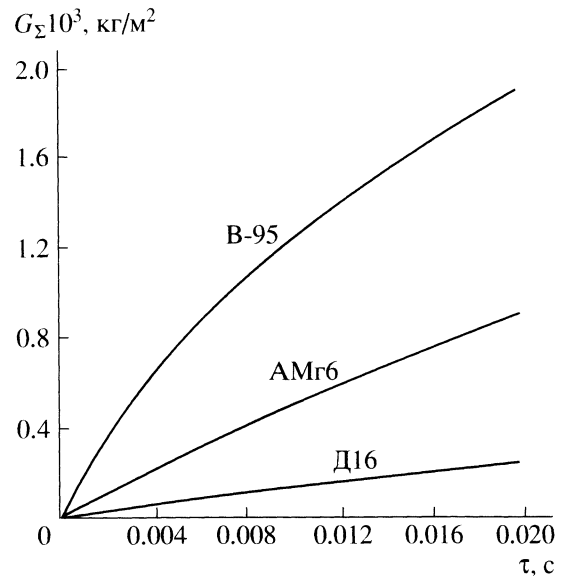


Рис. 2. Интегральный расход паров с поверхности.

тела и безразмерные концентрации и температуры равны  $\theta = \theta_T$  при соответствующем равенстве чисел  $Bi_T = Bi$  и  $Fo_T = Fo$ , где  $Fo = \frac{D\tau}{x^2}$ . При этом для

капли  $R = 0.25 \times 10^{-3}$  м из сплава Al-Mg число Био определяется как  $Bi_x = 14.8 (x/R)$ , а из Al-Zn –  $Bi_x = 74.4 (x/R)$ .

В полном виде формула (7) использовалась только в конце рассматриваемого диапазона времени  $\tau = 0.01$  с в области малых (по сравнению с величиной радиуса капли  $R$ ) значений  $x$  для подтверждения расчетного изменения начальной концентрации  $n_0$  летучего компонента сплава. Для расчета изменения его концентрации непосредственно на поверхности тела формула (7) [3] может быть существенно упрощена

$$\theta|_{x=0} = \operatorname{erfc}(\sqrt{L}) \exp(L) = [1 - \operatorname{erf}(\sqrt{L})] \exp(L),$$

где  $L = Bi_x^2 Fo_x$  – комплекс  $L$ , не зависящий от значения глубины  $x$ ;  $\operatorname{erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-u^2} du$  – функция ошибок Гаусса.

Для сплавов системы Al-Mg комплекс  $L$  составляет  $L = 26.4 \tau$ , а для сплава Al-Zn –  $L = 670 \tau$ . При  $L = 10$  функция  $\operatorname{erf}(\sqrt{L})$  с точностью до шестого десятичного знака выходит на единицу и в выражении для  $\theta|_{x=0}$  появляется неопределенность типа  $0 \times \infty$ . Для больших значений  $L \geq 10$  формулу (7) с помощью известного асимптотического соотношения для  $\operatorname{erf}(\sqrt{L})$  удалось привести к виду, позво-

ляющему с высокой точностью (до первого отброшенного члена ряда) вычислять значения  $\theta|_{x=0} = \frac{n}{n_0}$ , а именно:

$$\theta|_{x=0} = \left[ \frac{e^{-L}}{\sqrt{\pi L}} \left( 1 - \frac{1}{2L} + \frac{1 \times 3}{4L^2} - \frac{1 \times 3 \times 5}{8L^3} + \frac{1 \times 3 \times 5 \times 7}{16L^4} - \dots \right) \right] e^L = \frac{1}{\sqrt{\pi L}} \left( 1 - \frac{0.5}{L} + \frac{0.75}{L^2} - \frac{1.875}{L^3} + \frac{6.2625}{L^4} - \frac{28.1813}{L^5} + \dots \right).$$

Результаты расчетов  $G = 0.00438 \sqrt{\frac{A_k}{T}} P_k n_0 \theta|_{x=0}$  мгновенных удельных массовых расходов паров Mg (сплавы Д16 и АМг6) и Zn (сплав В-95) с единицы поверхности капля любого размера и удельного интегрального расхода паров  $G_\Sigma = \int_0^\tau G d\tau$  приведены на рис. 1 и 2.

Отсюда видно, что диффузионный механизм доставки летучей примеси к поверхности капли значительно лимитирует процесс паровыделения каплей. Даже в условиях проведенных кратковременных экспериментов ( $\tau_{\max} \leq 0.01$  с) для сплавов Д16 и АМг6 при  $\tau_{\max}$  концентрация магния на поверхности падает в 1.9 раза, а концентрация цинка для В-95 – в 6.7 раз. Вычисленные значения количеств  $G_\Sigma$  дают возможность определить абсолютные величины массовых  $\dot{m}$  [кг/с] и объемных  $Q_{\text{пар}}$  [м³/с] расходов пара магния, а также оценить изменение состава сплава в компакт-образце вслед-

**Таблица 2.** Изменение состава сплава в компакт-образце, массовые и объемные расходы паров магния

$v_{\text{окр}}$ , м/с	10	10.58	13.14	17.54	26.32	52.63
$\tau$ , с	0.02	0.0189	0.0152	0.0114	0.0076	0.0038
$d$ , м	$1.1 \times 10^{-3}$	$1.04 \times 10^{-3}$	$0.84 \times 10^{-3}$	$0.63 \times 10^{-3}$	$0.42 \times 10^{-3}$	$0.21 \times 10^{-3}$
Сплав Д16						
$\dot{m}$ , кг/с ( $G = 1.5$ г/с)	$0.853 \times 10^{-6}$	$0.865 \times 10^{-6}$	$0.891 \times 10^{-6}$	$0.939 \times 10^{-6}$	$0.99 \times 10^{-6}$	$1.07 \times 10^{-6}$
$Q_{\text{пар}}$ , м <sup>3</sup> /с	1.45	1.47	1.52	1.60	1.69	1.83
$\delta_{\text{сп}}$ , %	0.057	0.058	0.0594	0.0626	0.066	0.0718
$\delta_{\text{к}}$ , %	3.8	3.9	4.0	4.2	4.4	4.8
Сплав АМг6						
$\dot{m}$ , кг/с ( $G = 1.5$ г/с)	$3.12 \times 10^{-6}$	$3.16 \times 10^{-6}$	$3.27 \times 10^{-6}$	$3.43 \times 10^{-6}$	$3.63 \times 10^{-6}$	$3.92 \times 10^{-6}$
$Q_{\text{пар}}$ , м <sup>3</sup> /с	5.33	5.41	5.59	5.86	6.21	6.70
$\delta_{\text{сп}}$ , %	0.208	0.211	0.218	0.228	0.242	0.260
$\delta_{\text{к}}$ , %	3.3	3.35	3.5	3.6	3.8	4.1

ствие потери части летучих компонентов при испарении с поверхности капель в вакууме, а именно величин  $\delta_{\text{сп}}$  по отношению к массе сплава и  $\delta_{\text{к}}$  по отношению к начальному содержанию летучего компонента (см. табл. 2).

В табл. 2 приведены некоторые из величин скоростей капель, равных окружной скорости  $v_{\text{окр}}$  диспергируемой заготовки радиусом  $R_{\text{заг}} \approx 0.125$  м, соответствующие диаметры монодисперсных капель расплава по ориентировочной зависимости  $d = 11 \times 10^{-3} / v_{\text{окр}}$  [м] для диаметров капель, получаемых в экспериментах при различных  $v_{\text{окр}}$  при суммарном массовом расходе капель расплава  $G = 1.5$  г/с и давлении паров в камере  $P = 0.2$  Па =  $1.5 \times 10^{-3}$  Тор.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты расчетов позволили сделать следующие выводы.

Для сплава Д16 с широким диапазоном (40% по массе) допустимого по ГОСТ колебания содержания магния (от 1.2 до 1.8% от массы сплава) отно-

сительное снижение его концентрации на поверхности капель за счет испарения на  $\delta_{\text{к}} = 3.8\text{--}4.8\%$  от массы этого легирующего компонента можно считать незначительным.

Для сплава АМг6 с более чем в два раза меньшим (16%) диапазоном допустимого колебания содержания магния по ГОСТ (5.8–6.8% от массы сплава) относительные потери легирующего компонента на  $\delta_{\text{к}} = 3.3\text{--}4.1\%$  от своей массы следует, по видимому, считать заметными и начинающими влиять на состав сплава. Это объясняется возможностью также его дополнительных, пока не уточненных потерь из перегретой ванны расплава на заготовке, перемещающейся по цилиндрической поверхности со скоростью  $v_{\text{окр}}$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физические величины. Спр. / Под ред. Григорьева И.С. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
2. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 695 с.
3. Пехович А.И., Жидких В.М. Расчеты теплового режима твердых тел. Л.: Энергия, 1976. 351 с.