

02 0 .04

1. 363



На правах рукописи

КОРЕНЧЕНКО Анна Евгеньевна

**ИСПАРЕНИЕ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ
И ТЕМПЕРАТУРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ**

Специальность 02.00.04 – "Физическая химия"

Автореферат

**диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Челябинск

1999

Работа выполнена в Южно-Уральском государственном университете

Научный руководитель – доктор химических наук, профессор

Измайлов Юрий Геннадьевич.

Официальные оппоненты: д.ф.-м.н., профессор Бескачко В.П.;

к.ф.-м.н., с.н.с. Буланов Н.В.

Ведущее предприятие – Институт металлургии УрО РАН, г. Екатеринбург

Защита состоится 17 февраля 1999 года, в 14.00, на заседании диссертационного совета Д 053.13.03 при Южно-Уральском государственном университете

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Южно-Уральского государственного университета.

Ваш отзыв, скрепленный гербовой печатью, просим отправлять по адресу: 454080,

г. Челябинск, пр. им. В.И.Ленина, 76, ЮУрГУ, Ученый совет, тел. 39-91-23

Автореферат разослан " января 1999 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
профессор, д.ф.-м.н.



Гельчинский Б.Р.

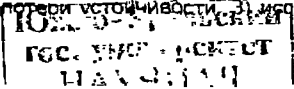
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Процессы естественно-конвективного теплообмена принадлежат к числу наиболее распространенных природных явлений. Не менее важная роль принадлежит этим процессам в технологической практике. В первую очередь это относится к большинству металлургических и химических технологий.

Теоретическая основа конвективного теплообмена разработана достаточно давно и подробно и базируется на законах сохранения массы, импульса и энергии, применение которых к текучим средам приводит к системе дифференциальных уравнений в частных производных, нелинейных в общем случае. Число краевых задач для такой системы бесконечно велико, поскольку все начальные и граничные условия могут изменяться в чрезвычайно широких пределах. В результате до настоящего времени остаются неисследованными многие процессы, играющие заметную роль в природных явлениях, так и в технологической практике. К числу таких процессов относится испарение жидкостей в режиме свободно-конвективного перемешивания парогазовой смеси. Так, одним из источников загрязнения окружающей среды являются оксидно-фторидные расплавы, нашедшие широкое применение в качестве рафинировочных и сварочных флюсов, электролитов, добавок и плавней при производстве стекла. Обладая высокой токсичностью и летучестью, фтористые соединения, с учетом масштабов их применения, представляют собой серьезную экологическую угрозу в районах расположения металлургических производств.

Задача свободной конвекции, осложненной фазовым переходом, в настоящее время решена численными методами лишь в одной работе (Sparrow E.M., Nunez G.A., Prata A.T., Analysis of evaporation in the presence of composition-induced natural convection Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.28, N8, 1985) и только для случая концентрационной конвекции.

Цель работы состоит в математическом описании численными и аналитическими методами процесса испарения расплавов из вертикальных сосудов различных форм и размеров и решении следующих задач: 1) определения условий, при которых нарушается механическое равновесие в сосуде, 2) выявления видов течений газопаровой смеси, возникающих после потери устойчивости, 3) исследования



ния влияния естественной конвекции на результирующий перенос тепла и массы.

Научная новизна работы. Предложены три оригинальных аналитических модели процесса испарения из цилиндра в условиях осесимметричной свободной конвекции в рамках линейной конвекции. Модели с различной степенью точности описывают 1) концентрационную конвекцию в изотермическом приближении. 2) тепловую конвекцию без учета концентрационных эффектов. 3) совместное воздействие обоих этих факторов. Во всех случаях определены критические параметры при которых в сосуде возникает гидродинамическая неустойчивость

Разработаны математические модели процесса испарения, не использующие предположения о малости конвективных возмущений. На их основе реализованы численные программы для решения системы нелинейных гидродинамических уравнений в цилиндре (осесимметричный случай) и в сосуде прямоугольного сечения (трехмерная конвекция). Сделан оригинальный вывод об отсутствии влияния конвективных движений на скорость испарения.

Практическая значимость работы. В работе обоснована возможность проводить измерения коэффициентов диффузии паров в газах методом Стефана, не дожидаясь строго диффузионного механизма переноса т.е. для таких систем конвекция в которых неизбежна. Предсказанные конфигурации конвективных течений могут служить основой практических способов удаления неметаллических примесей из расплавов. Программы численных расчетов можно использовать для интерпретации результатов экспериментов по испарению различных жидкостей в физико-химических лабораториях.

В диссертации выносятся на защиту следующие положения

1. Аналитические модели расчета интегральных и локальных характеристик свободно-конвективного тепло-массопереноса.
2. Следующие из аналитических расчетов критерии смены симметрии стационарных режимов конвективного движения в цилиндре (антисимметричное, осесимметричное и т.д.).
3. Программное обеспечение для изучения свободно-конвективных движений в сосудах цилиндрической и прямоугольной формы.
4. Следующий из численных экспериментов вывод о независимости скорости испарения от наличия или отсутствия конвективных движений в газовой фазе для вертикальных сосудов кругового и прямоугольного поперечного сечения.

Апробация работы и публикации. Материалы диссертации докладывались на III Российском семинаре "Моделирование свойств стекол и расплавов" (Курган, 1996), на IX Международной конференции «Современные проблемы электрометаллургии стали» (Челябинск, 1995), на 27 Всероссийской школе–семинаре «Коуровка–98», на XVI Международной школе–семинаре по численным методам механики вязкой жидкости (Новосибирск, 1998), на Уральском Семинаре (Миасс, 1998).

По теме диссертации опубликовано 4 статьи, 4 тезисов докладов.

Объём и структура работы. Диссертация изложена на 102 страницах машинописного текста, включает 20 рисунков, 1 таблицу и состоит из введения, четырех глав, выводов и списка литературы из 94 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Первая глава посвящена критическому рассмотрению исследований свободной конвекции. В п. 1.1–1.3 при обсуждении тепловой конвекции приводится описывающая ее система дифференциальных уравнений в частных производных, рассматриваются пределы применимости этой системы и граничные условия для различных случаев. Приведен известный спектр нормальных возмущений равновесия жидкости в полостях различной формы. Приведены некоторые критериальные зависимости, описывающие ускорения теплопередачи в условиях свободной конвекции по сравнению со случаем теплопроводности

При обсуждении концентрационной конвекции указано на важный класс конвективных течений, когда, при наличии двух или более примесей, возникают иные по сравнению с однокомпонентными системами механизмы неустойчивости. Приведена система дифференциальных уравнений, описывающая эти конвективные движения в изотермических условиях.

Рассматривается совместное действие температурных и концентрационных полей. Обсуждены случаи термоконцентрационной конвекции при различных взаимных ориентациях потоков тепла и массы. Приведена система уравнений, описывающая совместное влияние температурных и концентрационных эффектов. Приведены предположения которые использовались при выводе данной системы уравнений

В п. 1.4 суммируются предположения, при которых решение сопряженных между собой задач в газовой и жидкой фазе можно расщепить и решать задачу в газовой фазе, задавая на горизонтальной и неподвижной границе раздела фаз соответствующие граничные условия:

1. температура жидкости поддерживается постоянной, далеко от температуры кипения, испарение не слишком интенсивно.
2. диаметр сосуда достаточно велик, чтобы было возможно пренебречь конечной кривизной поверхности, вызванной действием сил поверхностного натяжения.
3. окружающая сосуд газовая среда нестратифицирована, граница жидкости непроницаема для газа (условия Стефана).
4. время установления стационарного конвективного режима намного меньше времени, необходимого для смещения границы раздела фаз вследствие испарения на расстояние, сопоставимое с размерами рабочего объема.
5. соотношение между плотностями и коэффициентами динамической вязкости расплава и окружающей газопаровой смеси таково, что можно пренебречь потоком импульса через границу раздела фаз от газа к жидкости.

Границу раздела фаз при указанных условиях можно считать неподвижной и горизонтальной, а теплофизические свойства среды постоянными

Приведена система дифференциальных уравнений, содержащая уравнения Навье–Стокса, неразрывности, баланса массы и энергии:

$$\begin{cases} \rho_0 \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p - \eta \Delta \mathbf{u} + \rho_0 \mathbf{g} (\beta (T - T_*) - \beta_c (C - C_*)), \\ \frac{\partial T}{\partial t} - \mathbf{u} \nabla T = \chi \Delta T, \\ \frac{\partial C}{\partial t} - \mathbf{u} \nabla C = D \Delta C, \\ \operatorname{div} (\mathbf{u}) = 0. \end{cases} \quad (1)$$

где $\beta = - \left. \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_i}{\partial T} \right|_{p,C}$, $\beta_c = - \left. \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_i}{\partial C} \right|_{p,T}$ – коэффициенты термического и концентрационного расширения жидкости, ρ_0 – средняя плотность, p – давление, η , χ , D – коэффициенты вязкости, температуропроводности и диффузии, T – температура, C – мольная доля пара в смеси, \mathbf{u} , \mathbf{g} – вектора скорости и ускорения свободного падения.

Рассмотрены работы, посвященные аналитическому и численному исследованию

дованию изотермической свободной концентрационной конвекции при испарении жидкостей. Они ограничиваются случаем вертикального сосуда кругового сечения и приближением осесимметричной конвекции. Указано на недостатки этих исследований. Для аналитической модели они заключаются в невозможности удовлетворить условию Стефана для осевой компоненты скорости на поверхности жидкости. Среди недостатков численного исследования следует назвать искусственные граничные условия для концентрации и осевой скорости на выходе из сосуда, которые могут быть неадекватны реальному распределению потоков в верхнем сечении. Кроме того, график зависимости скорости испарения от относительной высоты сосуда обрывается при значении $H/R = 2$ (H – высота цилиндра, R – его радиус) без каких либо пояснений (см рис. 2). Учитывая практически линейный характер зависимости скорости испарения на этом участке, трудно представить, как поведет себя кривая при $H/R < 2$, т.е. неясен ответ на вопрос о возможности экстраполяции приведенных данных в область меньших значений уровня поверхности жидкости в сосуде и корректности самой модели в этом диапазоне.

В п. 1.5 обсуждена постановка задачи. Она заключается в определении характеристик свободно-конвективных движений в газовой фазе в вертикальных сосудах различной формы, частично заполненных жидкостью, и оценке влияния свободной конвекции на скорость испарения.

Вторая глава содержит описание двух аналитических моделей процесса испарения в условиях свободной конвекции.

В п. 2.1 решается вопрос о длительности релаксационного этапа, т.е. времени перехода процесса испарения в стационарный режим в диффузионном приближении. Вопрос о времени релаксации представляет интерес с точки зрения оценки возможностей использования стационарных моделей при описании испарения жидкостей в условиях свободно-конвективного перемешивания газовой фазы, ввиду того, что в дальнейшем в настоящей работе всюду исследуется стационарная задача. В условиях конвекции переход в стационарный режим происходит, очевидно за более короткое время, так что решение нестационарной диффузионной задачи позволяет получить оценку верхнего предела времени релаксации.

Для случая $H \gg R$ в одномерном случае показано, что интегральный массо-

вый поток на выходе из сосуда имеет вид: $f = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n e^{-\pi^2 n^2 t}$, где t и f – безразмерный массовый поток и время

Время релаксации можно оценить, учитывая, что каждое последующее слагаемое ряда почти на порядок меньше предыдущего и поэтому расчет времени релаксации можно провести, ограничившись первым членом ряда. Формула потока приводит к величине безразмерного времени релаксации $\tau = 0.102$. Оценка реального времени релаксации проведена для испарения этилового спирта в воздух ($T=294 \text{ K}$, $D=105 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, $H=5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$). В этом случае получим $t_{11} = 5. \text{мс}$. Для испарения воды в воздух получим $t_{11} = 8.9 \text{ с}$.

Таким образом, оценка порядка величины времени релаксации показывает, что масштаб времени не столь значителен, чтобы во всех реальных случаях процесс испарения можно было бы описывать только в рамках нестационарных моделей.

В п. 2.2 рассмотрено аналитическое решение задачи стационарной изотермической концентрационной конвекции (1) в цилиндрической полости, для которой можно считать, что $H/R \gg 1$. Получены формулы для критических значений

концентрационного числа Релея
$$Ra = \frac{\rho_0 R^3 g \Delta \rho}{\mu D}$$
; ρ_0 – средняя

плотность смеси и градиент плотности. l – характерный поперечный размер, μ , D – коэффициенты вязкости и диффузии;) для конвективных течения различных

типов симметрии. В частности, для осесимметричного и антисимметричного получаем $Ra_{0,кp} = k_0^2 h$, $Ra_{1,кp} = k_1^4 h$, где $h = \frac{H}{R}$ – относительная высота цилиндра.

$k_0 = 4.6109$, $k_1 = 2.8712$. Полученные значения k_0 и k_1 свидетельствуют о том, что наиболее вероятным после нарушения устойчивости газовой фазы является диаметрально-антисимметричный вариант массопереноса ($Ra_{0,кp} > Ra_{1,кp}$)

В п. 2.3 рассмотрено аналитическое решение системы (1) в условиях только тепловой конвекции. В металлургических агрегатах цилиндрической формы (кристаллизаторах ЭШП, ПШП, ЭЛП, индукционных печах) свободно-конвективный теплоперенос в жидкой и газовой фазах происходит при наличии достаточно больших осевых температурных градиентов. В этих условиях

вклад концентрационной конвекции пренебрежимо мал и телломассообмен осуществляется, главным образом, по механизму тепловой конвекции. Были получены формулы для осевой u и радиальной v составляющих безразмерной скорости, для давления f и отклонения температуры от среднего значения θ :

$$\begin{aligned} u(x, y) &= C_1 \left[\frac{J_0(\gamma_1 x)}{J_0(\gamma_1)} - \frac{J_0(\gamma_2 x)}{J_0(\gamma_2)} \right] \cos \lambda y \\ v(x, y) &= \left[C_2 \frac{J_1(\gamma_1 x)}{J_0(\gamma_1)} + C_3 \frac{J_1(\gamma_2 x)}{J_0(\gamma_2)} \right] \sin \lambda y \\ f(x, y) &= \left[C_4 \frac{J_0(\gamma_1 x)}{J_0(\gamma_1)} + C_5 \frac{J_0(\gamma_2 x)}{J_0(\gamma_2)} \right] \sin \lambda y + \frac{ay^2}{2} \\ \theta(x, y) &= \left[C_6 \frac{J_0(\gamma_1 x)}{J_0(\gamma_1)} + C_7 \frac{J_0(\gamma_2 x)}{J_0(\gamma_2)} \right] \cos \lambda y, \end{aligned} \quad (2)$$

где $x = \frac{r}{R}$, $y = \frac{z}{R}$, γ_1, γ_2 - корни уравнения $J_1(z) = 0$ ($\gamma_1 = 3.8317, \gamma_2 = 7.0156$)

$\lambda_1 = \pm 7.445$; $\lambda_{2,3} = \pm i \alpha \pm i \beta$, $\alpha = 5.341$, $\beta = 0.897$, J_n - цилиндрические функции Бесселя.

Согласно результатам расчета компонент скорости вблизи критического числа Рэлея ($Ra_{cr} = 6000$), осевая скорость направлена внутрь сосуда вблизи боковых стенок цилиндра, а в центре формируется зона выноса газовой смеси. При $Ra > 2 \cdot 10^5$ в сосуде формируется многовихревой режим.

В третьей главе рассмотрена аналитическая модель, позволяющая рассмотреть в рамках линейной теории конвекции одновременное действие температурных и концентрационных градиентов. Решения системы (1) для безразмерных компонент скоростей u и v , температуры θ и концентрации ψ имеют вид

$$\begin{aligned} u(x, y) &= a \left[\frac{1}{\gamma_1} \frac{J_0(\gamma_1 x)}{J_0(\gamma_1)} - \frac{1}{\gamma_2} \frac{J_0(\gamma_2 x)}{J_0(\gamma_2)} \right] \operatorname{sh} \lambda y, \\ v(x, y) &= -a \lambda \left[\frac{1}{\gamma_1} \frac{J_0(\gamma_1 x)}{J_0(\gamma_1)} - \frac{1}{\gamma_2} \frac{J_0(\gamma_2 x)}{J_0(\gamma_2)} \right] \operatorname{ch} \lambda y, \\ \theta(x, y) &= 1 + By - \frac{a}{\beta} \left[\frac{B_{11}}{\gamma_1^2 - \lambda^2} \frac{J_0(\gamma_1 x)}{J_0(\gamma_1)} - \frac{B_{11}}{\gamma_2^2 - \lambda^2} \frac{J_0(\gamma_2 x)}{J_0(\gamma_2)} \right] \operatorname{sh} \lambda y, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\psi(x, y) = 1 + Ay - a \left[\frac{A_{11}}{\gamma_1^2 - \lambda^2} \frac{J_0(\gamma_1 x)}{J_0(\gamma_1)} - \frac{A_{11}}{\gamma_1^2 - \lambda^2} \frac{J_0(\gamma_2 x)}{J_0(\gamma_2)} \right] \operatorname{sh} \lambda y,$$

где $\kappa = \frac{r}{R}$, $y = \frac{z}{R}$, $A = B = -\frac{1}{h}$ — градиенты равновесного распределения. γ_1, γ_2 — корни уравнения $J_1(z) = 0$, а шесть констант: $A_{11}, A_2, B_{11}, B_{12}, a, \lambda$ определяются из системы алгебраических уравнений, которая получается при подстановке (3) в граничные условия.

Такая система может легко быть решена для двух случаев:

1. Изотермическая концентрационная конвекция ($Ra_1 = 0, Ra_2 \neq 0$).
2. Тепловая конвекция ($Ra_1 \neq 0, Ra_2 = 0$).

Концентрационное Ra_2 и тепловое Ra_1 числа Рэлея определяются следующим

$$\text{образом: } Ra_1 = Pr Gr_1, Gr_1 = \frac{\alpha_1 g R^3}{\nu^2}, \alpha_1 = \frac{T_s - T_\infty}{T_s}, Pr = \frac{\nu}{\chi},$$

$$Ra_2 = Sc Gr_2, Gr_2 = \frac{\alpha_2 g R^3}{\nu^2}, \alpha_2 = \frac{M_2 - M_1}{M_1} (C_s - C_\infty), Sc = \frac{\nu}{D}.$$

где R — радиус цилиндра, M_1, M_2 — молярные массы летучего соединения и неконденсирующегося газа, C_s, C_∞ — мольная доля пара в окружающей среде и над поверхностью жидкости, T_s, T_∞ — температура окружающей среды и температура над поверхностью, ν, ρ, D — кинематическая вязкость, плотность смеси, коэффициент диффузии пара, Pr, Sc, Gr_1, Gr_2 — числа Прандтля, Шмидта, теплового и концентрационного числа Грасгофа.

В остальных случаях для решения системы следует применять приближенные численные методы.

Решения (3) позволяют определить критическое число Грасгофа: $Gr_{cr} = 4500$. Для конкретных систем расплав-газ полученное решение позволяет оценить, какие возмущения (концентрационные или тепловые), вызывают потерю устойчивости в системе. В таблице 1 приведены результаты расчета разности температур, которая обеспечивает критическое значение числа Грасгофа, такое же, как и наперед заданная разность концентраций пара, вызывающая концентрационную конвекцию. Для всех систем температура расплава была выбрана так, чтобы обеспечить давление насыщенного пара, равное 10% атмосферного.

Как видно из таблицы, для системы Na–Ar достаточно разности температур 6К для обеспечения такого же Gr, что и за счет концентрационной конвекции. Для системы Li–Ar такая разность температур составляет 321К. Следовательно, в первом случае влияние тепловой конвекции будет определяющим. Более того, в этом случае наблюдение концентрационной конвекции в чистом виде вообще невозможно, так как в реальных нагревательных установках трудно обеспечить такую высокую степень изотермичности.

Таблица 1

Система	Температура расплава, °C	$ T_s - T_p $, °C
Na – Ar	675	6
Li – Ar	1052	321
Al – Ar	1964	116
H ₂ O–воздух	30	0.76
LiF – Ar	1253	42

Сравнительное влияние концентрационного и температурного факторов на интенсивность конвекции в цилиндрическом сосуде

В таблице приведены еще три примера, из которых два, а именно, Al–Ar и LiF–Ar имеют характеристики, похожие на Li–Ar, а система вода–воздух более близка к системе Na–Ar.

Таким образом, полученное аналитическое решение системы гидродинамических уравнений позволяет оценить сравнительную роль концентрационной и тепловой конвекции для любой системы жидкость–газ.

В четвертой главе приведены результаты численного решения уравнений, описывающих процесс испарения расплавов из сосудов кругового и прямоугольного сечения в полной нелинейной теории. Приведенные в гл. 2.3 результаты аналитических расчетов получены в приближении линейной теории конвекции при ряде упрощающих предположений. Ни одно из полученных решений не может описывать неустойчивость системы по отношению к конечным возмущениям и поэтому такие решения не могут служить надежным аппаратом для описания испарения.

В п. 4.1 настоящей работы численными методами описан процесс осесимметричного тепло-массообмена при испарении из цилиндрического сосуда.

Пункт 4.1.1 посвящен описанию математической модели системы. В её основу положена система (1), записанная в стационарном приближении. Численные методы также позволяют строго учесть все граничные условия, свойственные задачам этого класса. На границе раздела фаз ставились условия постоянства температуры и равновесной концентрации пара, что обусловлено пренебрежимо малыми скоростями диффузионного отвода пара от межфазной границы по сравнению со скоростью фазового перехода:

$$x = 0; \quad \theta = \psi = 1, \quad r = 0, \quad u = -\frac{1}{Sc} \frac{C_s - C_x}{1 - C_s} \frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Последнее условие для осевой компоненты скорости представляет собой условие Стефана (диффузионный подвод газа к поверхности жидкости скомпенсирован конвективным потоком, направленным от поверхности, т.к. жидкость остается непроницаемой для газа). На оси цилиндра поставлено условие осесимметричности задачи $\left. \frac{\partial f}{\partial r} \right|_{r=0} = 0$ для любой функции f , на боковой стенке – условия непроницаемости, отсутствия теплового потока и условия прилипания. На выходе из сосуда все переменные и их производные аппроксимировались полиномами, что позволило избежать надуманных граничных условий, более ориентированных на сохранение устойчивости разностной схемы, чем на соблюдение физического правдоподобия.

В п. 4.1.2 обсуждены разностные методы применяемые в работе. Система (1), записанная в безразмерных переменных, дискретизировалась с помощью схемы центральных разностей, с точностью по пространству порядка $(\Delta r)^2$, а затем линеаризовалась по Ньютону. Система полученных алгебраических уравнений решалась методом исключения Гаусса. Моделирование массопереноса проводили для системы вода – воздух при следующем наборе параметров: радиус цилиндра изменяли от 5 мм до 3см, температуру границы раздела фаз – от 20 до 65 °С, при этом температурное число Грасгофа изменялось в пределах 200...150 000, а концентрационное – 75...50 000. Консервативные свойства разностной схемы постоянно контролировались и находились в пределах схемной ошибки (~0.5%).

В п. 4.1.3 обсуждены результаты расчетов, среди которых следует назвать следующие:

а) При малых Gr осевая скорость нигде не меняет знак, т.е. перенос происходит по механизму конвективной диффузии и устойчивость газопаровой смеси не нарушается. С ростом Gr абсолютная величина локальных скоростей резко возрастает, при значениях Gr больше критического ($Gr_{кр} = 3100$) происходит нарушение устойчивости газовой фазы и диффузионный режим переноса сменяется свободно-конвективным.

б) Наиболее интенсивное конвективное перемешивание газопаровой смеси наблюдалось для относительных высот сосуда $0,5 < H/R < 2$

в) С ростом числа Gr происходит последовательная смена видов распределений локальных потоков. При значениях числа Грасгофа $Gr < 3100$ течение в цилиндре не является свободноконвективным (рис. 1а). При $Gr > 3100$ в цилиндре устанавливается одновихревой режим течения (рис. 1б). При $Gr > 10^4$ происходит переход к двухвихревому режиму (рис. 1в), при $Gr > 2 \cdot 10^4$ – течение приобретает трехвихревую структуру.

К числу наиболее существенных результатов моделирования следует отнести практически полную идентичность зависимостей скоростей испарения жидкости от относительной высоты сосуда для любых комбинаций теплового и концентрационного чисел Грасгофа. Изображенная на рис. 2 кривая получена наложением семи зависимостей безразмерной скорости массопереноса от относительной высоты сосуда, полученных при числах Грасгофа $Gr_1 + Gr_2$ от 300 до 200000. Различие между кривыми составляет 1...2%, что ненамного превышает схемную ошибку.

В п. 4.2 изложены результаты численного исследования испарения из сосуда прямоугольного сечения.

В п. 4.2.1 изложена математическая модель. В её основу положены уравнения (1), записанные в стационарном приближении для трехмерного пространства

В п. 4.2.2 обсуждаются численные методы решения. Расчетная область представляет собой прямоугольный параллелепипед с твердыми стенками $0 \leq x \leq h_1, 0 \leq y \leq h_2, 0 \leq z \leq h_3$. Решение задачи проводилось двумя методами: методом Гаусса и методом двуциклического покомпонентного расщепления на основе схемы Кранка–Николяса, с последующим пересчетом давления на основе уравнения неразрывности. Консервативные свойства решения постоянно

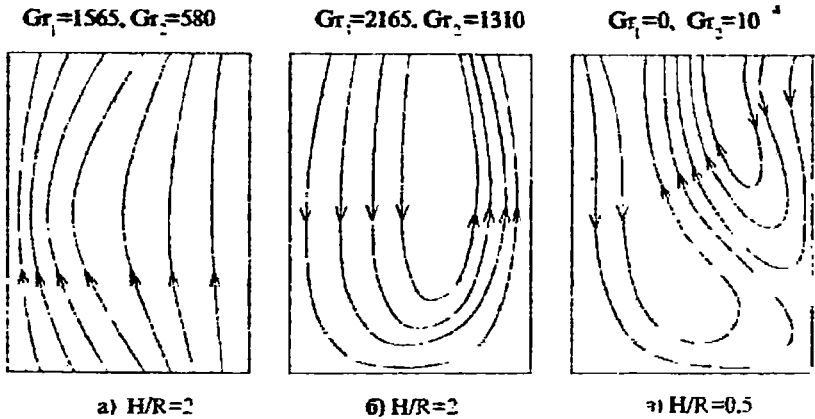


Рис. 1. Линии тока в цилиндрическом сосуде при различных числах Грасгофа

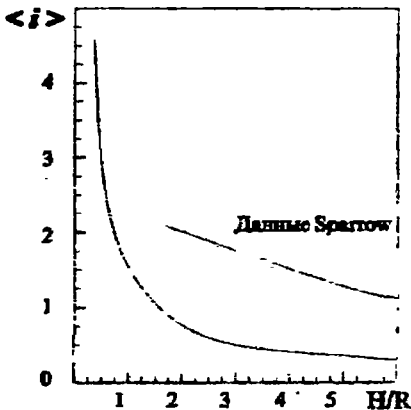


Рис. 2. Скорость испарения из цилиндрического сосуда в условиях свободной конвекции $3500 < Gr < 200\ 000$

контролировались и находились в пределах схемной точности.

В п. 4.2.3 изложены основные результаты. Критическое число Грасгофа для кубической области $Gr_{кр} = 3400$ оказалось выше, чем для цилиндрического сосуда. Этот результат легко объяснить тем, что при одинаковой площади поперечного сечения, кубический сосуд обладает большей, по сравнению со случаем цилиндра, площадью боковых стенок и поэтому конвективное движение встречает

большее сопротивление в прямоугольном сосуде.

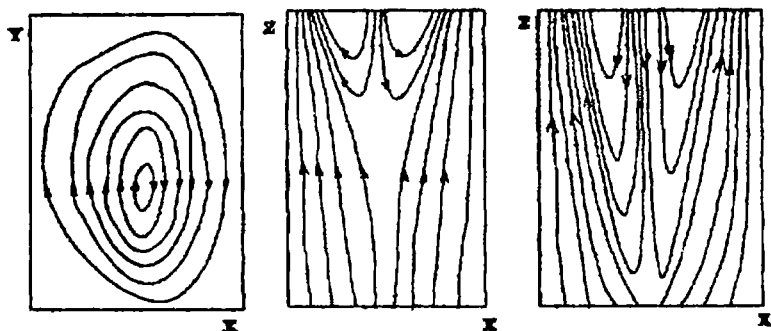


Рис.3. Линии свободно-конвективного движения в параллелепипеде:

а) $z = h/2$. $Gr_1 = 500$. $Gr_2 = 350$;

б) $Gr_1 = 2500$. $Gr_2 = 1000$;

в) $Gr_1 = 3500$. $Gr_2 = 2250$

При $Gr_1 - Gr_2 < 3400$ газопаровая смесь не теряет гидродинамической устойчивости, вертикальная компонента скорости нигде не меняла знак, перенос происходил в конвективно-диффузионном режиме. Возникновение конвективного движения происходит в момент, когда в какой-нибудь точке сосуда направление осевой скорости меняется на противоположное. Этому предшествует увеличение горизонтальных скоростей и формирование горизонтального вихря (рис. 3а) По мере приближения к $Gr_{кр}$ вихрь охватывает весь объем жидкости. Вблизи оси вихря формируется застойная зона.

При $Gr_1 - Gr_2 > 3400$ наблюдалось возрастание абсолютных величин компонент скорости, вертикальная скорость в области зоны застоя меняла знак, в верхних слоях формировался вертикальный стационарный вихрь (рис. 3б). При дальнейшем увеличении чисел Грасгофа нижняя граница вихря опускалась (рис. 3в). При числах $Gr = 5900$ вихрь достигает дна, не изменяя существенно свою форму.

Поле концентраций в глубинных слоях оставалось практически однородным по поперечному сечению в верхних слоях наблюдалось прогибание коиных, связанное с вдувом газа с меньшей концентрацией паров из окружающей среды (рис.

Несмотря на большой разброс параметров, кривые зависимости безразмерного массового потока отличались от диффузионной не более чем на 3%. Это свидетельствует об отсутствии влияния конвективного движения на скорость испарения и подтверждает ранее сделанный вывод для осесимметричной конвекции в цилиндре.

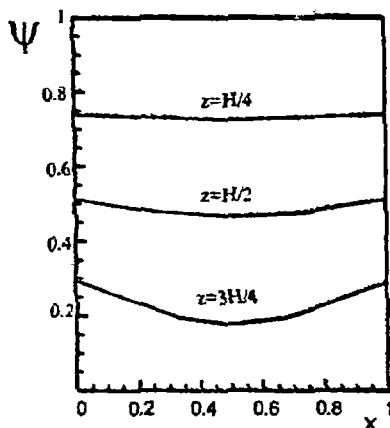


Рис. 4. Зависимость концентрации от поперечной координаты для параллелепипеда.

Далее в работе приведено объяснение обнаруженных при моделировании особенностей испарения, для чего следует принять во внимание следующие факторы:

а) увеличение гидродинамических скоростей ведет к сжатию линий тока за счет радиальных градиентов давлений и, следовательно, к уменьшению площади сечения, через которое происходит вынос пара;

б) весь процесс массопереноса контролируется диффузионным подводом пара в газопаровую смесь от поверхности испаряющейся жидкости. При малых скоростях движения смеси вблизи межфазной поверхности, которые обеспечивает естественная конвекция, вряд ли возможно сколько-нибудь заметное уменьшение толщины пограничного слоя и соответствующее увеличение градиента концентрации пара.

В п. 4.3 приведены экспериментальные результаты измерения скорости испарения в зависимости от относительной высоты цилиндрического сосуда. На рис.5 изображены результаты экспериментального измерения скорости испарения воды при атмосферном давлении в зависимости от относительной высоты

цилиндра и теоретическая кривая в приближении диффузионного переноса. Как видно из рисунка, экспериментальные результаты согласуются с теоретическими для относительных высот $h < 3$, т.е. для значений h с наиболее интенсивным конвективным движением. Для $h > 3$ экспериментальные данные показывают увеличение массопереноса по сравнению с диффузионным тогда как испарение в этом диапазоне относительных высот h , согласно теории происходит в диффузионном режиме. Для объяснения этих фактов следует отметить, что так как скорость испарения для $h > 3$ мала, то для испарения такой же массы жидкости, как и в случае $h < 3$, требуется большее время. Однако, чем дольше длительность эксперимента, тем больше влияние на результат воздействий извне, так как любое

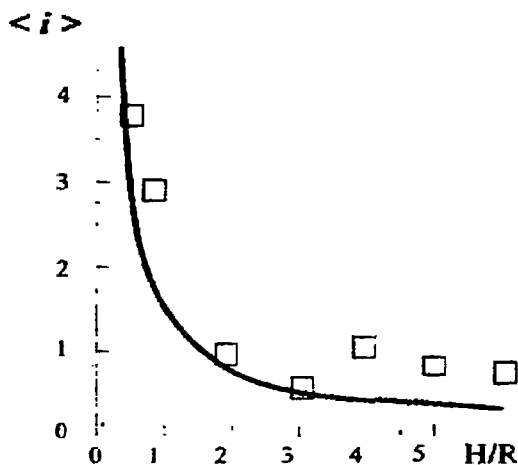


Рис. 5. Теоретическая зависимость скорости испарения от h для диффузионного переноса (сплошная кривая) и результаты экспериментального измерения, полученные для цилиндрического сосуда $R=1.85\text{см}$, $Gr_1 = 0$, $Gr_2 = 11210$

движение окружающего воздуха приводит к вынужденной конвекции, ускоряющей массоперенос. Так что этот вопрос следует решать с помощью экспериментальных установок, полностью изолированных от внешних воздействий.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе приведены три аналитических модели процесса испарения, полученные в приближении линейной теории конвекции и две модели, основанные на численных расчетах.

К числу наиболее существенных результатов можно отнести следующие:
 а) получено выражение для времени перехода процесса массопереноса в стационарный режим в приближении одномерного диффузионного механизма переноса. Данное выражение представляет собой верхнюю оценку для времени релаксации и позволяет оценить длительность переходного этапа для любой системы жидкость–пар.

б) Рассмотрен массоперенос при изотермическом испарении жидкости в приближении высокого сосуда ($H \gg R$), получены аналитические выражения для скоростей, температуры и давления, позволяющие рассчитать скорость испарения в различных режимах конвекции. Полученное решение позволяет указать последовательность смены видов симметрии в распределении скоростей, концентрации и давления для слабой конвекции. Первым режимом, формирующимся после нарушения гидродинамической устойчивости, является диаметрально–антисимметричный, следующие – осесимметричные и т.д.

в) Рассмотрена тепловая конвекция в вертикальных цилиндрических сосудах конечной высоты в линейном приближении. Данная модель позволяет определить критическое число Грасгофа $Gr_{к р} = 6000$.

г) Разработаны численные модели свободной конвективной испарения из сосудов прямоугольного и кругового сечений. Для критического числа Грасгофа при испарении из цилиндрического сосуда в приближении осесимметричной конвекции было получено значение $Gr_{к р} = 3100$, для кубической полости критическое число Грасгофа – $Gr_{к р} = 3400$ – оказалось выше, что связано с большей площадью боковых стенок при одинаковой площади поперечного сечения.

д) Наиболее интенсивное конвективное перемешивание газо–паровой смеси наблюдалось для относительных высот сосуда $0.5 < H/R < 2$, здесь H – высота сосуда, отсчитываемая от поверхности жидкости, $R = \sqrt{S}$, S – площадь поперечного сечения.

е) С ростом числа Gr происходит последовательная смена видов распределений

локальных потоков. В работе получены линии тока конвективного течения и температурные и концентрационные поля для чисел Грасгофа $1000 < Gr_1 - Gr_2 < 200000$ для сосудов обоих рассматриваемых видов.

к) К числу наиболее существенных результатов моделирования следует отнести практически полную идентичность зависимостей скоростей испарения жидкости от относительной высоты сосуда для любых комбинаций чисел Грасгофа и форм поперечного сечения. Несмотря на большой разброс параметров, кривые отличались друг от друга и от кривой, описывающей диффузионный массоперенос не более чем на 3%. Это свидетельствует об отсутствии влияния конвективного движения на скорость испарения. Такой вывод справедлив для систем, границу раздела фаз которых можно считать непроницаемой для газа и массоперенос в которых, следовательно, контролируется диффузионным подводом газа к поверхности раздела фаз.

з) Увеличение скорости испарения из-за конвекции, предсказанное аналитическими моделями и не подтвержденное точными численными расчетами, объясняется применением результатов линейной теории к ситуациям, когда конвективные возмущения уже не малы. Аналитические решения, полученные в приближении теории возмущения, могут быть использованы для определения критических чисел Грасгофа и конфигурации полей лишь вблизи этих чисел, когда конвективные возмущения малы.

Основные результаты опубликованы в работах:

1. Коренченко А.Е., Измайллов Ю.Г. Испарение жидкостей в условиях концентрации и температурной неоднородности // Тез. III Российского семинара "Моделирование свойств стекол и расплавов". - Курган: - 1996 - С. 17.
2. Измайллов Ю.Г., Писарев Н.М., Коренченко А.Е. Влияние осесимметричной свободной конвекции на скорость испарения расплавов из цилиндрических сосудов // Высокотемпературные расплавы. 1996. - № 1. - С. 3-10.
3. Измайллов Ю.Г., Писарев Н.М., Коренченко А.Е. Свободноконвективный тепло-массоперенос при испарении расплавов в установках с цилиндрической геометрией // Современные проблемы электрометаллургии стали: Тез. докл. IX междунар. конф. Челябинск - 1995 - С. 23
4. Измайллов Ю.Г., Писарев Н.М., Коренченко А.Е. Свободная температурная конвекция в цилиндрической полости // Высокотемпературные расплавы. 1997 - № 1 - С. 12

5. Измайлов Ю.Г., Писарев Н.М., Коренченко А.Е. Тепловая конвекция в цилиндрической полости // Изв. вузов. Черная металлургия. В печати.

6. Измайлов Ю.Г., Коренченко А.Е. Тепломассоперенос при испарении жидкостей из сосудов прямоугольного сечения // Материалы Уральского семинара по неоднородным конструкциям. - Екатеринбург. Изд. УрО РАН: 1998. - С. 46.

7. Измайлов Ю.Г., Коренченко А.Е. Особенности испарения жидкости при наличии свободной конвекции в газовой фазе // Тез. XVI Межд. школы-семинара по численным методам механики вязкой жидкости
http://www.icl.nsc.ru.comp_tech/tesises Новосибирск, 1998

КОРЕНЧЕНКО Анна Евгеньевна

**ИСПАРЕНИЕ ЖИДКОСТИ В УСЛОВИЯХ КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ
И ТЕМПЕРАТУРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ**

Специальность 02.00.04 – 'Физическая химия'

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

**Издательство Южно-Уральского государственного
университета**

ЛР № 020364 от 10.04.97. Подписано в печать 12.01.99. Формат
60*84 1/16. Печать офсетная. Усл. печ. л. 1.16. Уч.- изд. л. 1.
Тираж 80 экз. Заказ 410 / 2. .

УОП Издательства. 454080, г. Челябинск, пр. им. Ленина, 76.