



УДК 532.61.096

КОНВЕКЦИЯ МАРАНГони В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ**ПИНИГИНА АНАСТАСИЯ ВАЛЕРЬЕВНА**

студентка 2 курса школы компьютерных наук

ФГБОУ ВО Тюменский государственный университет, г. Тюмень

Аннотация. Во многих технологических процессах используются тонкие протяженные слои неравномерно нагретой жидкости. При достаточномалойтолщине слоя решающее влияние на возникновение и развитие движения жидкости оказывают термокапиллярные силы. Исследование конвективного движения в слое представляет большой интерес для оценки интенсивности теплопереноса в технологических процессах.

В данной работе рассматривается нестационарное термокапиллярное движение в слое вязкой несжимаемой жидкости со свободной поверхностью, в котором в начальный момент времени создается тепловая неоднородность. Приведены приближенные формулы для полей скорости, температуры и давления в слое жидкости, а также формы свободной поверхности.

Ключевые слова: конвекция Марангони, тонкая пленка, термокапиллярные силы, межфазная конвекция.

Приводя в движение поверхность и прилегающие слои жидкости, эти силы инициируют развитие объемного конвективного течения, названного конвекцией Марангони по имени итальянского учёного Карла Марангони, который одним из первых в конце XIX века теоретически рассмотрел модель движения жидкости под действием разницы поверхностного натяжения вдоль поверхностей свободной поверхности.

Межфазная конвекция — широко распространенное явление, встречающееся в различных отраслях техники, в том числе в химической технологии. Таким образом, это явление может быть связано с массопереносом. Межфазную конвекцию, безусловно, можно считать результатом взаимодействия процесса массопереноса с межфазной поверхностью. Оно также может иметь три типа явлений, которые определяются характером движения и причинами, их вызвавшими. Наибольший интерес в случае тонких пленок жидкости представляет конвекция Марангони. Фазовые переходы существенно влияют на конвективное течение, изменяя коэффициент поверхностного натяжения.

Методы

Известно, что жидкость может приходить в движение под действием как объемных (массовых), так и поверхностных сил. Из массовых наиболее распространенной является сила

Архимеда, возникающая при локальном изменении плотности жидкости, находящейся в гравитационном поле.

Поверхностные (капиллярные) силы, действующие тангенциально к свободной или межфазной поверхности жидкости, появляются при наличии неоднородности поверхностного натяжения и направлены в сторону его увеличения.

В свою очередь, причины формирования неоднородного распределения поверхностного натяжения могут быть различными.

Для большинства однокомпонентных органических жидкостей коэффициент поверхностного натяжения линейно уменьшается с ростом температуры, поэтому движение жидкости по поверхности оказывается направленным в более холодную область. Примером таких жидкостей может служить неньютоновская жидкость (нефть).

Вышеуказанная конвекция называется термокапиллярной конвекцией Марангони.

Термокапиллярное течение неизбежно возникает в неоднородно нагретых многофазных системах с поверхностью раздела между фазами (или со свободной поверхностью между жидкостью и газом) и может вносить существенный вклад в процессы тепло- и массообмена в этих средах.

Рассмотрим конкретную задачу нестационарной термокапиллярной конвекции в слое неравномерно нагретой жидкости. Опишем процесс начальных условий прохождения импульса излучения вовнутрь слоя жидкости в цилиндрической кювете радиусом R , причем радиус на много больше толщины самой жидкости (рис.1). В результате такого явления опишем неравномерное распределение тепла. То есть образование неоднородности вызванную термокапиллярной и термогравитационной конвекцией в слое. При этом будем считать, что физические параметры самой жидкости при изменении температуры не значительно поменялись. Обратим внимание на изменение параметров плотности и коэффициента поверхностного натяжения.

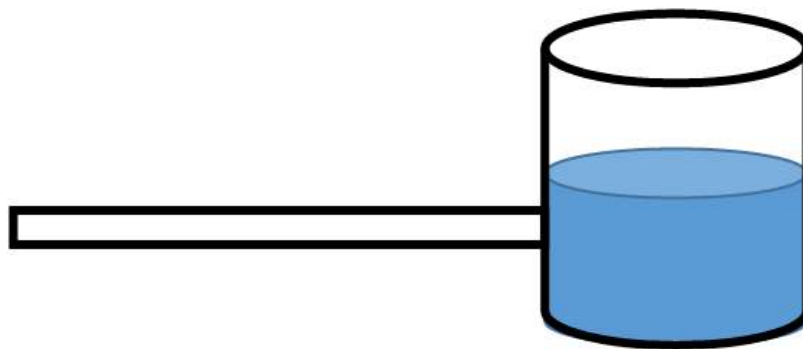


Рисунок 1 – Цилиндрическая кювета с жидкостью



Для математической формулировки задачи приведем уравнение Навье-Стокса и приближение Буссинеска.

Уравнение Навье-Стокса

$$P' = P_0 + \rho_0 g(h'(r', t') - z') + P^* \quad (1)$$

Данное уравнение описывает движение вязкой ньютоновской жидкости.

Приближение Буссинеска является наиболее распространённой моделью для описания конвекции в жидкостях и газах. Данное приближение обозначает приближение уравнение Навье-Стокса для несжимаемой жидкости.

Поэтому используя в уравнении (1) приближение Буссинеска, градиенты давления принимают следующий вид:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial r'} = g \frac{\partial h'}{\partial r'} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P^*}{\partial r'}$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial z'} = -g(1 + \beta(T' - T_0)) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P^*}{\partial z'}$$

Таким образом, рассматривается уравнение движения в цилиндрической системе координат с учетом данного дополнения ранее указанного. Далее зададим граничные условия задачи на боковых стенках, дне и на оси кюветы.

Рассмотрим уравнение вязкой жидкости для свободной поверхности:

$$(P' - P_0)n_i = \sigma_{ik}n_k + \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) n_i + \tau_k \frac{\partial \sigma}{\partial x_k} \tau_i \quad i = 1, 3, k = 1, 3 \quad (2),$$

Где i и k индексы компонентов, σ_{ik} – тензор вязких напряжений, n_i и n_k – нормали, направленные внутри жидкости, τ_k и τ_i – касательные к свободной поверхности, $\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$ – кривизна поверхности жидкости.

Также укажем два условия, которые выполняются для поверхности: кинематическое условие и условие симметрии. Далее зададим начальные условия для скорости, формы поверхности и температуры.

Введём характерный размер области, вне которого поверхностное натяжение практически не меняются, а жидкость не движется. Предполагается, что в данной области отсутствует теплообмен с окружающей средой. Таким образом, задаются граничные условия для температуры.

Предположим, что допускается вероятность случая в тонких слоях жидкости – поверхность не искривлена. Поэтому вводят безразмерную величину, отношение



гравитационных и термокапиллярных сил. Другими словами, можно характеризовать данный показатель числом Бонда:

$$Bd = \frac{\rho_0 g \beta H^2}{(-d\sigma/dT')} = \frac{\rho_0 \beta \Delta T g H}{(-d\sigma/dT')(\Delta T/H)} = \frac{P_g^*}{P_{th}^*}$$

Также данная величина характеризует деформацию капли жидкости.

Далее опишем процесс обезразмеривания физических величин уравнения и граничных условий. При обезразмеривании выводятся числа Рейнольдса, через характерный размер, начальную скорость и кинематическую вязкость, и Прандтля, через кинематическую вязкость и коэффициента теплопроводности:

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa}, Re = \frac{u_0 L}{\nu}$$

Таким образом, данная задача сводится к тому, что будут рассматриваться несколько масштабов времени, связанных с развитием скоростного и температурного полей, а также изменения толщины слоя. Допускаем, что при значениях равных 1 безразмерных величин чисел Бонда, Рейнольдса и Прандтля, будет течение жидкости ламинарным.

Результаты

Рассмотрим два случая времен: при малых временах и при больших. Из результатов вычислений ЭВМ можем сделать вывод, что с увеличением движения поверхности начинается искривление поверхности и исключается перенос тепла за счет конвекции и теплопроводности при малых временах. При больших временах свободная поверхность деформирована и устанавливается равномерное распределение температуры. Поэтому далее рассматривается случай при больших временах приближение малых деформаций. И с помощью преобразования Ганкеля нулевого порядка получается отклонение формы поверхности от плоской в различные моменты времени. Все графики были приведены для следующих значений параметров:

$a = 0,2; \alpha H = 2; Bd = 1; Pr = 1$ – в случае малых времен;

$a = 0,2; \alpha H = 2; Bd = 1; \beta_T = 10^{-3}$ – в случае больших времен.

Выводы

В настоящей работе с единых позиций рассмотрены точные решения, описывающие течения вязкой несжимаемой жидкости с разными механизмами возникновения конвекции. Приведены формулы для решения поставленной задачи.

Движение раствора подчиняется уравнениям Навье-Стокса, перемещения растворенной компоненты, переноса тепла и уравнению неразрывности смеси. Уравнения движения жидкости удовлетворяют определенным условиям на ограничивающих ее поверхностях.

Список литературы:



1. Бекежанова В. Б. Устойчивость двухслойных течений жидкости с испарением на границе раздела / В. Б. Бекежанова, О. Н. Гончарова, Е. В. Резанова, И. А. Шефер // Изв. РАН. МЖГ. 2017. № 2. С. 23-35.
2. Бирих Р. В. Возникновение конвекции Марангони на межфазной поверхности / Р. В. Бирих, М. О. Денисова, К. Г. Костараев // Конвективные течения. Пермь. 2013.
3. Бородина К. А. Модель эволюции пленки бинарного гомогенного раствора при тепловом воздействии / К. А. Бородина // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2020. Том 6. № 4 (24). С. 48-68.
4. Братухин Ю. К. Межфазная конвекция / Ю. К. Братухин, С. О. Макаров. Пермь: ПГУ, 1994. 328 с.
5. Иванова Н. А. Термокапиллярное движение тонкой пленки бинарного спиртосодержащего раствора / Н. А. Иванова, К. А. Бородина // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Математика. Механика. Информатика. 2020. Том 20. № 1. С. 64-78.
6. Няшин А. Ф. / А. Ф. Няшин К. А. Татосова. Научно-технический вестник Поволжья. 2016. №2. С. 150-156.
7. Зуев А. Л. Тепловая и концентрационная конвекция Марангони в тонких слоях жидкости. Науч.дис. 2009.