

## РОЗДІЛ «ТЕПЛОТЕХНІКА. ТЕПЛОЕНЕРГЕТИКА»

УДК 621.22

ГОЦУЛЕНКО В.В., к.т.н., с.н.с.

ГОЦУЛЕНКО В.Н. \*, к.т.н., доцент

Институт технической теплофизики НАН Украины  
\*Институт предпринимательства “Стратегия”, г. Желтые Воды

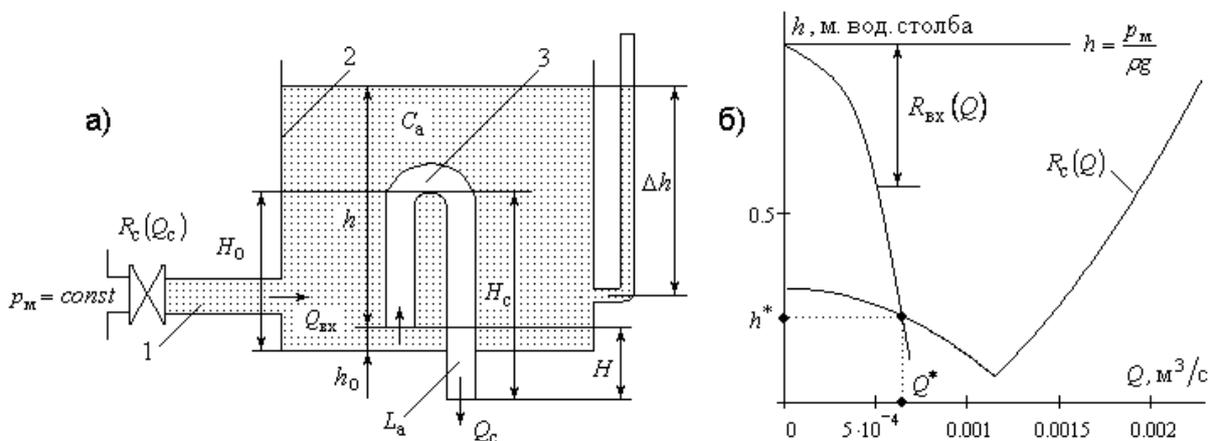
### АВТОКОЛЕБАНИЯ В ГИДРОСИСТЕМЕ, ВКЛЮЧАЮЩЕЙ СИФОННЫЙ ДОЗАТОР

**Введение.** Сифон в различных отраслях народного хозяйства используется для разделения жидкости на равные объемы, осуществляя напорную или безнапорную выдачу ее дозы, а также для разработки различных генераторов колебаний. В монографии [1] обобщен многолетний опыт исследования сифонных дозаторов, используя разработки отечественных и зарубежных авторов, а также результаты изобретательской работы. В [2, 3] установлена причина периодичности работы сифона, условия возбуждения автоколебаний и необходимое условие периодической его работы, которая определяется неравенством  $Q_c > Q_{вх}$ , где  $Q_{вх}$  и  $Q_c$  – расходы входящий в мерную емкость и выходящий из сифона.

Все известные сифонные дозаторы работают так, что дозируемая ими жидкость находится в гравитационном поле, поэтому характеризуется ограниченной скоростью ее движения. Для повышения быстродействия дозатора при работе в периодическом и непрерывном режимах движения мерная емкость может вращаться вокруг оси подводящего патрубка. Генерирование высокочастотных автоколебаний при этом осуществляется в поле центробежных сил. Данное устройство [4] составляет новое поколение сифонных дозаторов.

**Постановка задачи.** Задачей этой работы является аналитическое определение разрывных релаксационных автоколебаний, генерируемых гравитационным сифонным дозатором.

**Результаты работы.** Сифонный дозатор, работающий в гравитационном поле, изображен на рис. 1, где проиллюстрировано условие его совместной работы в сети.



а) 1 – подводящая магистраль, 2 – мерная емкость, 3 – сифон;

б) определение режима совместной работы сифона и сети

Рисунок 1 – Схема гидросети, включающей сифонный дозатор

В периодическом режиме работы сифона осуществляется также периодическое наполнение и опорожнение мерной емкости. При ее наполнении происходит увеличение столба жидкости  $h$  (рис. 1), текущую величину которой, с одной стороны, можно определить, воспользовавшись уравнением Бернулли:

$$\frac{p_M}{\rho g} - h = \xi_{\text{ВХ}} \frac{u_{\text{ВХ}}^2}{2g},$$

где  $\rho$  – плотность жидкости,  $p_M$  – статическое давление перед дросселем (рис. 1),  $\xi_{\text{ВХ}}$  – коэффициент гидравлических потерь подводящей магистрали, откуда следует, что объемный расход  $Q_{\text{ВХ}}$ , входящий в мерную емкость определяется выражением:

$$Q_{\text{ВХ}} = f_{\text{ВХ}} \sqrt{\frac{2g}{\xi_{\text{ВХ}}} \left( \frac{p_M}{\rho g} - h \right)}, \quad (1)$$

где  $f_{\text{ВХ}}$  – площадь нормального сечения подводящей к сифону трубы.

С другой стороны, объемный расход, поступающий в мерную емкость с сечением площадью  $S_e$ , можно также определить из уравнения сохранения расхода:

$$S_e dh = Q_{\text{ВХ}} dt. \quad (2)$$

Исключая из (1)-(2) величину  $Q_{\text{ВХ}}$ , получим дифференциальное уравнение:

$$dt = A \frac{dh}{\sqrt{\frac{p_M}{\rho g} - h}},$$

где  $A = \frac{S_e}{f_{\text{ВХ}} \sqrt{2g/\xi_{\text{ВХ}}}}$ ,  $\frac{p_M}{\rho g} = 30$  м. вод. столба при  $p_M = 3$  ати в магистрали водоснабжения при  $\xi_{\text{ВХ}} = 2000$ ,  $d_e = 0.1$  м,  $d_{\text{ВХ}} = d_c = 0.025$  м,  $A = 161.8$ . Интегрируя данное уравнение, получаем:

$$\int_0^t dt = A \int_{h_0}^h \frac{dh}{\sqrt{\frac{p_M}{\rho g} - h}} \Rightarrow t = 2A \left[ \left( \frac{p_M}{\rho g} - h_0 \right)^{1/2} - \left( \frac{p_M}{\rho g} - h \right)^{1/2} \right] \Rightarrow$$

$$h(t) = \frac{p_M}{\rho g} - \left( \left( \frac{p_M}{\rho g} - h_0 \right)^{1/2} - \frac{t}{2A} \right)^2. \quad (3)$$

Полученная функция  $h(t)$  соответствует восходящей ветви релаксационных разрывных автоколебаний, характеризующих наполнение мерной емкости дозатора (рис.2, а).

При достижении величиной столба жидкости  $h(t)$  максимального значения  $h_{\text{max}} = H_0 + \Delta h$  [1] по нисходящей ветви сифона начинается движение жидкости, а при стопроцентном заполнении сечения этой ветви включается в работу сифон. Поскольку  $S_e$  намного больше площади нормального сечения  $f_c$  сифона, то заполнение сифона происходит при неизменной величине  $H_0$ .

Движение жидкости при включении в работу сифона осуществляет снижение  $h(t)$  столба жидкости в мерной емкости. Зависимость  $h(t)$  в этом случае определяется как решение следующей системы уравнений: уравнения изменения количества движения [2] с учетом гидравлического сопротивления  $R_c(Q_c)$ :

$$L_a dQ_c/dt = h - R_c(Q_c), \quad (4)$$

где гидравлическое сопротивление сифона  $R_c(Q_c) = H_0 + k_c Q_c^2 - H_c$ ,  $H_c$  – напор сифона,  $L_a = \frac{\ell}{g f_c}$ ,  $\ell$  – длина сифона

и уравнения мерной емкости как аккумулятора массы [2]:

$$C_a \frac{dh}{dt} = Q_{вх} - Q_c, \quad (5)$$

где гравитационная акустическая гибкость емкости в данном случае  $C_a = S_e$ .

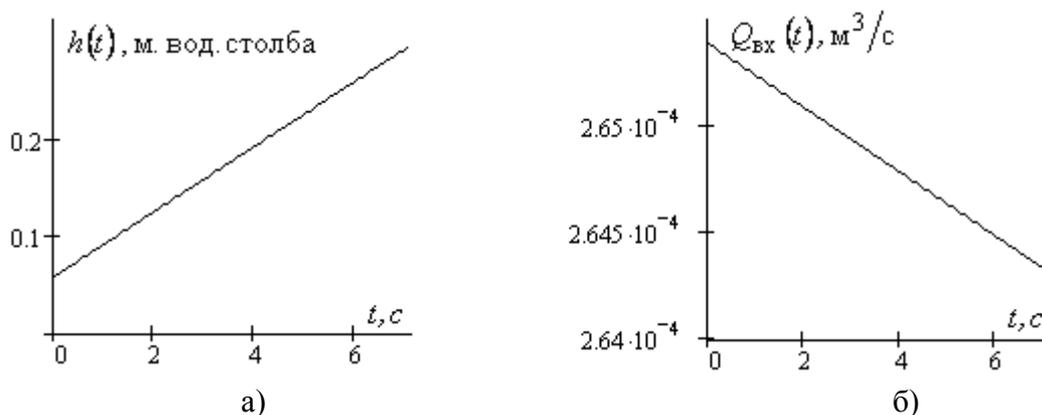


Рисунок 2 – Изменение столба жидкости  $h(t)$  в мерной емкости – а) и расхода  $Q_{вх}$  как функции времени при наполнении мерной емкости – б)

Величина объемного расхода, заполняющего мерную емкость согласно [1]

$$Q_{вх} = \varphi(h), \text{ определяется из зависимости (1) } Q_{вх} = f_{вх} \sqrt{\frac{2g}{\xi_{вх}} \left( \frac{p_M}{\rho g} - h \right)}.$$

Расход потока в конце выдачи дозы происходит при снижении столба жидкости  $h(t)$  до уровня входа в восходящую ветвь сифона. При этом во входящий поток с атмосферы всасываются мелкие частицы воздуха, и движется соответствующая газожидкостная смесь [1]. После разрыва потока образовавшаяся смесь с восходящей ветви сифона сбрасывается в мерную емкость, а с нисходящей ветви – в товарную емкость [1].

Автоколебания столба жидкости  $h(t)$  в мерной емкости определяются при ее наполнении выражением (3), а при ее опорожнении – как решение системы уравнений (4)-(5). Полученные формы разрывных релаксационных автоколебаний столба жидкости  $h(t)$  и ее расхода  $Q_c(t)$  через сифон приведены на рис.3.

К гравитационным сифонам относятся также трубчатые сифоны [1]. Механизмом возбуждения автоколебаний в гидросистемах, включающих сифон [3], является нисходящая ветвь гидравлического сопротивления  $R_c(Q_c)$ , определяющая сифонный эффект.

Центробежный сифонный дозатор (рис.4), генерирующий автоколебания высокой частоты и значительных доз жидкости с напорной ее выдачей [4], положил начало создания устройств, осуществляющих дозирование в поле центробежных сил. Построение автоколебаний, возбуждающихся в центробежном сифоне, отличается от автоколебаний в гравитационном сифоне тем, что в характеристике  $R_c(Q_c)$  вместо

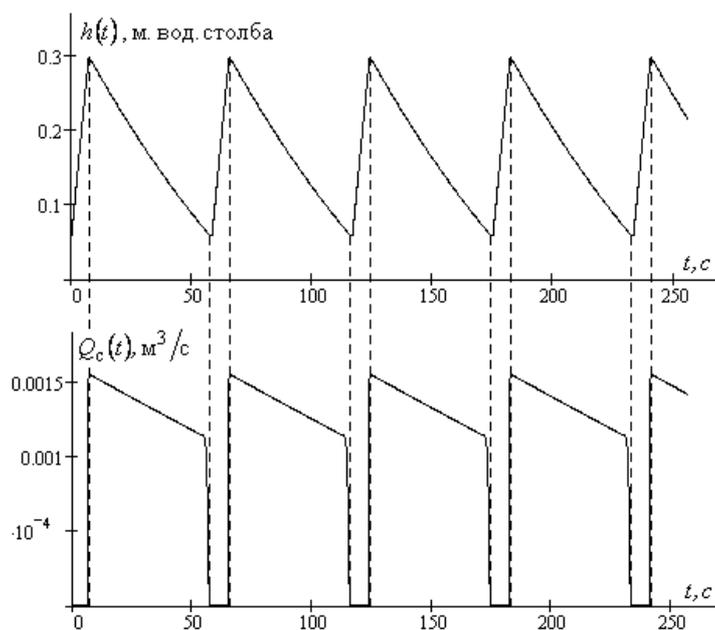
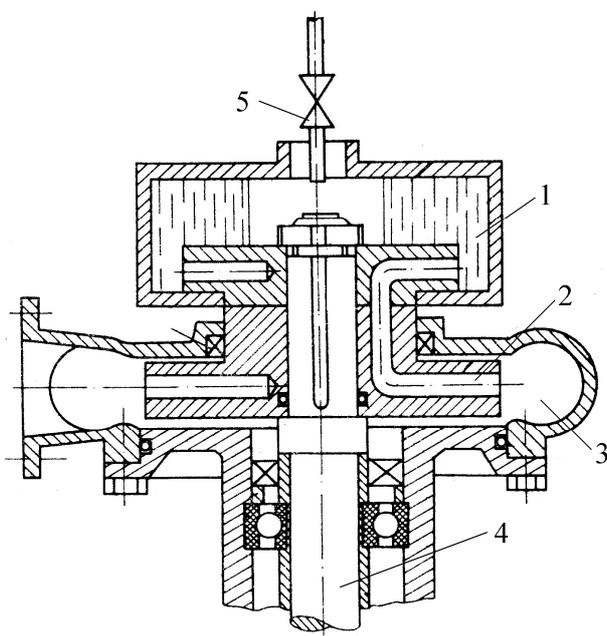


Рисунок 3 – Разрывные релаксационные автоколебания столба жидкости  $h(t)$  в мерной емкости и расхода  $Q_c(t)$  жидкости через сифон

напора сифона  $H_c$  используется напорная характеристика трубки, движение жидкости в которой происходит под действием центробежных сил.



1 – вращающаяся мерная емкость, 2 – трубка сифона, 3 – отводящее устройство, 4 – привод вращения, 5 – регулировочное устройство

Рисунок 4 – Схема центробежного сифонного дозатора

**Выводы.** Численным интегрированием уравнений нестационарного движения жидкости определены разрывные релаксационные автоколебания, создаваемые генератором, включающим гравитационный сифон.

Представлена схема генератора [4], сифон которого работает в поле центробежных сил, что обеспечивает более высокие его параметры в сравнении с гравитационными сифонами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Куприн А.И. Устройства для генерирования колебаний в гидросистемах / Куприн А.И., Андрусенко А.И., Михайлов А.А. – К.: Техника, 1991. – 147с.
2. Куприн А.И. К определению режима работы сифона /А.И.Куприн, В.Н.Гоцуленко //Инженерно-физический журнал. – 1987. – Т. 52, № 6. – С.916-920.
3. Автоколебания, обусловленные сифонным эффектом / В.Н.Гоцуленко [и др.]. – Черкассы, 1997. – 89 с. – Деп. в НИИТЭХИМ, № 14 ХП 97.
4. А.с. 1735720 СССР, МКИ G01F 13/00. Дозатор жидкости / А.И.Куприн, Н.Ф.Цяпко, Г.И.Федоренко, В.Н.Гоцуленко (СССР). – № 4774216/10; заявл. 26.12.89; опубл. 23.05.92, Бюл. № 19.

УДК 532.5.072.15

ПАВЛЕНКО А.М., д.т.н., профессор  
ЗОЛОТОВСКАЯ О.С. аспирант

Днепродзержинский государственный технический университет

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОМАССОБМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ ПИРОЛИЗНОЙ КАМЕРЫ

**Введение.** В предложенной технологической схеме пиролиз сырьевой массы осуществляется в псевдоожигенном слое.

Эффективность процесса пиролиза зависит от температуры газа-носителя и гидродинамических режимов псевдоожигенного слоя. Взаимодействие газа носителя с дисперсным слоем характеризуется существенной неравномерностью давления в слое, что при определенных условиях может приводить к самовоспламенению биомассы.

Во всех системах взвешенный слой характеризуется тем, что вес дисперсной фазы уравнивается трением газа о частицы, которые находятся в потоке газа-носителя, пульсируют, совершают вихревые движения, но не покидают пределов слоя. Турбулизация двухфазной системы в кипящем слое обеспечивает интенсивный тепломассообмен между фазами и практическое постоянство температур во всем объеме слоя. Высокая эффективная теплопроводность и, соответственно, изотермичность кипящего слоя особенно важны для проведения пиролиза и для интенсивного отвода тепла.

Показатели тепломассообменных процессов в кипящем слое существенным образом определяются его гидродинамическими особенностями. Внутренние, присущие кипящему слою, гравитационные колебания приводят к тому, что многие из его характеристик являются усредненными. Определить точные значения этих параметров невозможно. В первую очередь это относится к порозности  $\epsilon$  и высоте  $H$  расширившегося псевдоожигенного слоя, которые связаны нормальным соотношением:

$$H = H_0 \frac{1 - \epsilon_0}{1 - \epsilon}, \quad (1)$$

где  $H_0$  – начальная высота слоя,  $\epsilon_0$  – начальная порозность слоя.

**Постановка задачи.** При интенсивных колебаниях верхнего уровня слоя и, соответственно, давления в слое, понятие высоты слоя становится расплывчатым. Лишь сравнительно высокие частоты (1-10 Гц) пульсаций коэффициента теплообмена позво-

ляют в течение достаточно продолжительных технологических процессов считать коэффициент теплоотдачи  $\alpha = \text{const}$  и равным его среднему значению.

Рассматривая структуру псевдооживленного слоя, можно выделить два вида движения частиц: мелкомасштабное, хаотическое движение, которое носит случайный характер; крупномасштабное совместное движение групп соседних частиц с некоторой средней циркуляционной скоростью через весь аппарат, ограниченное его масштабами ( $L$  – длиной и  $D$  – диаметром). Именно крупномасштабное движение является причиной пульсаций рабочих параметров с периодом  $\tau_0$  и частотой  $\nu_0$ , которая обычно находится в интервале 1-10 Гц:

$$\tau_0 = \frac{1}{\nu_0}. \quad (2)$$

Следует подчеркнуть, что эта величина определяет не только циркуляционные потоки, но и колебания всех остальных характеристик кипящего слоя: локальной порозности, давления, общей потери напора, высоты слоя, коэффициентов диффузии, теплообмена и т.д.

Псевдооживленный слой в целом является устойчивым относительно деформации и может совершать малые колебания относительно устойчивого положения равенства гравитационных и подъёмных сил. Частота таких пульсаций приведена на рис. 1.

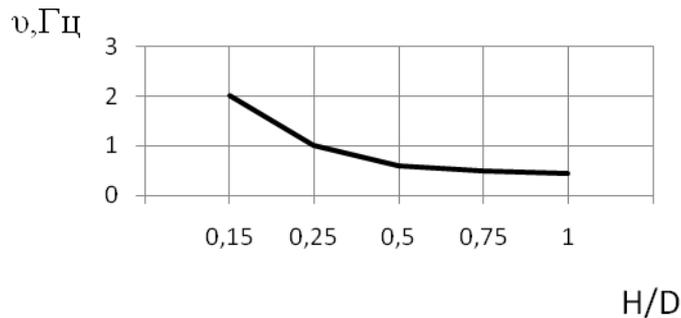


Рисунок 1 – Зависимость частоты пульсаций от высоты слоя

Из (3) следует универсальность порядка величины основных частот колебаний для любых псевдооживленных систем  $\nu_0=0,15-2$  Гц, поскольку в промышленных аппаратах  $H=0,1-1$  м:

$$\nu_0 = \frac{\sqrt{\frac{q}{H}}}{2\pi}. \quad (3)$$

Кипящий слой при скорости газа  $\nu_{г} < \nu_{\text{витания}}$  не покидает аппарат. Но внутри слоя постоянно возникают резонансные гравитационные колебания, которые нарушают структуру слоя. При частотах порядка 1-2 Гц структура имеет наибольшую равномерность. Для этих условий определение основных гидродинамических характеристик слоя остается актуальной задачей.

**Результаты работы.** Рассмотрим основные закономерности образования пульсаций слоя, считая при этом, что локальные колебания несущественно влияют на формирование частоты колебаний слоя. Локальные пульсации вызваны наличием гравитационного распределения частиц. В нашем случае частицы имеют приблизительно одинаковые размеры и массу. Таким образом, псевдооживление сырьевой частицы начинается при нарушении равновесия баланса сил, действующих на слой: гравитационной; силы динамического напора потока воздуха; гидродинамического сопротивления потока и сопротивления на трение. Во многих литературных источниках указано, что при

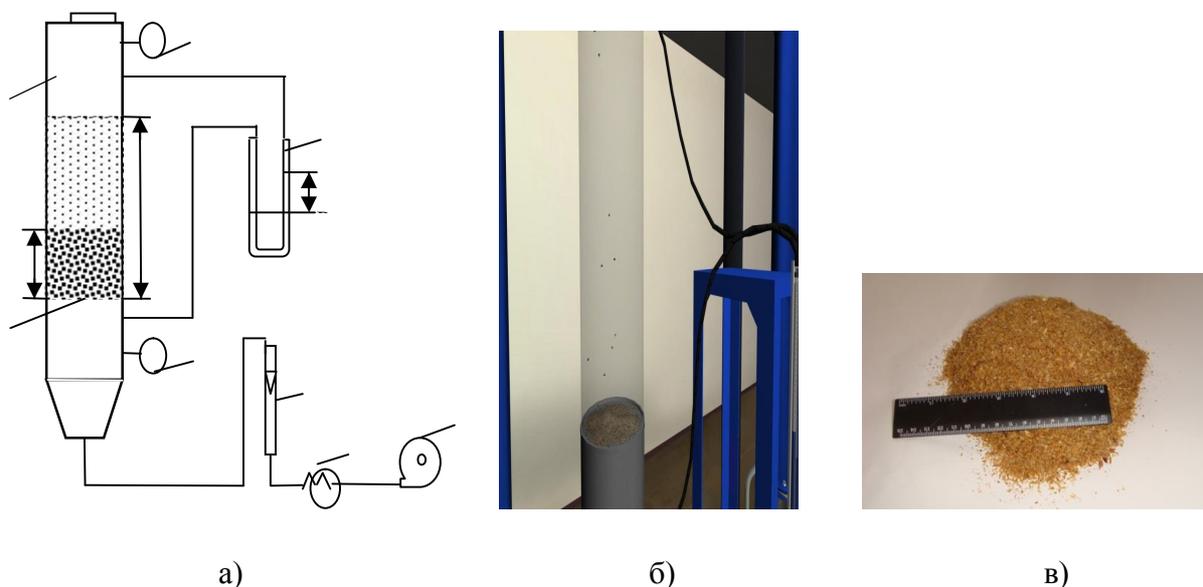
определенных условиях псевдооживленный слой может быть относительно устойчивым в целом. Эти выводы подтверждаются и нашими экспериментальными исследованиями, которыми установлен диапазон частот пульсаций (1-2Гц) слоя сырьевого материала при предварительном пиролизе. Выполнение этого условия обеспечивает реализацию устойчивого режима псевдооживления. Во взвешенном слое сила сопротивления частицы уравнивается её весом. Для соблюдения этого равенства частицы расходятся друг от друга, и скорость обтекания увеличивается не пропорционально изменению общей скорости потока:

$$\Delta U < \Delta \left[ \frac{U}{\varepsilon} \right]. \quad (4)$$

Гидравлическое сопротивление псевдооживленного слоя является функцией общей скорости потока и порозности ( $\Delta P = (U_0, \varepsilon)$ ). Но если локальные скорости, а следовательно, и общая скорость и порозность изменяется, то будет меняться сопротивление слоя.

В отличие от псевдооживленного слоя, который в целом устойчив, положение каждой отдельной частицы устойчивым не является. Если даже в какой-то момент частицы в слое распределены равномерно на равных расстояниях друг от друга, то даже незначительное смещение одной из них приведет к такой перестройке обтекающего потока, при которой скорость в узком сечении между сблившимися частицами возрастает, а давление (по закону Бернули) уменьшается. Таким образом, частицы приобретают новое значение скорости  $U$ . Непрерывное значение этого параметра приводит к флуктуациям всех динамических параметров. И они будут тем значительнее, чем больше высота слоя загружаемого материала, его плотность, влажность и дисперсность.

Для получения экспериментальной и расчетной зависимостей гидравлического сопротивления псевдооживленного слоя сырьевого материала  $\Delta P$ , высоты слоя  $H$  и порозности от скорости газа и создана лабораторная установка, показанная на рис.2.



а) общая схема установки кипящего слоя;  
 б) фотография лабораторной установки;  
 в) фотография сырьевого материала (обозначения приведены в тексте)

Рисунок 2 – Лабораторный стенд

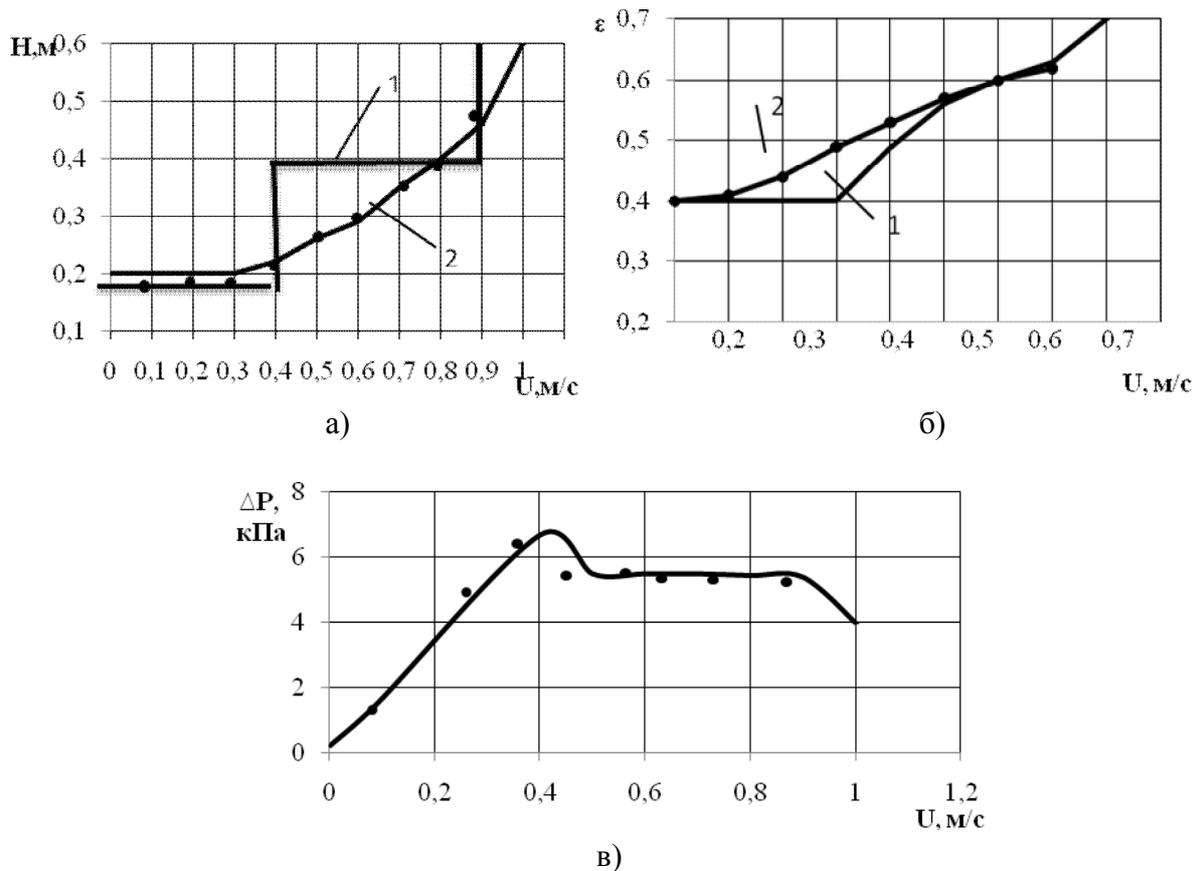
Установка состоит из стеклянной колонки 1 диаметром 200 мм, в которую воздуходувкой 2 подается воздух. Расход воздуха определяется ротаметром 3. Воздух нагревается электрическим калорифером 4. Для контроля температуры и давления установки – приборы 5 и 6.

Сырьевые частицы (рис.2, в) загружаются на распределительную решетку 7. Начальная высота слоя –  $H_0$ . Высота псевдооживленного слоя –  $H$ . Если через псевдооживленный слой материала, лежащего на решетке 7, пропустить поток оживающего газа, то состояние слоя будет определяться скоростью оживающего момента. Все расчеты по определению параметров псевдооживленного слоя основаны именно на скорости оживающего агента, поскольку измерить действительную скорость воздуха в промежутках между частицами трудно.

При скоростях потока ниже первой критической скорости  $U_{кр1}$  слой переходит в состояние псевдооживления. При этом частицы начинают перемещаться. Таким образом обеспечивается хорошее перемешивание материала, усреднение температуры в слое и равномерно распределенное взаимодействие с теплоносителем. Возникают и пульсации давления (частота  $\nu < 1$  Гц). Однако для достижения устойчивого гидродинамического состояния слоя необходимо повышать расход газа и скорость воздуха. При достижении второй критической скорости  $U_{кр2}$  слой разрушается.

Для наших условий критерий  $Ar = 5,9 \cdot 10^6$  и  $Lu = 0,46$ , что соответствует первой критической скорости.

Исследуемые зависимости представлены на рис.3.

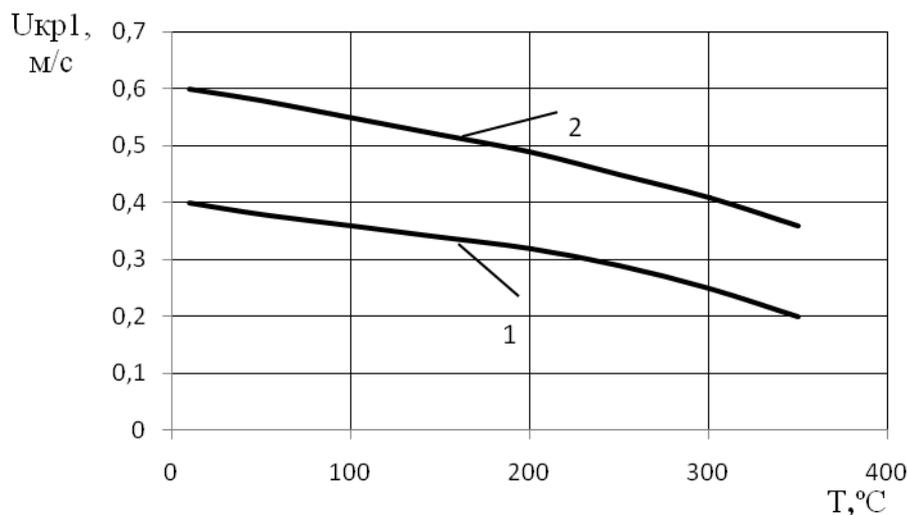


а) высоты слоя; б) порозности; в) сопротивления слоя  
1 – расчетная кривая; 2 – эмпирическая зависимость

Рисунок 3 – Экспериментальные зависимости гидродинамических параметров слоя от скорости воздуха

На рисунках показаны расчетная зависимость (кривая 1) и экспериментальная (кривая 2), которая несколько отличается от расчетной. Повышение сопротивления слоя  $\Delta P$  в области значений скорости 0,4 м/с и гистерезис обусловлены, очевидно, силами сцепления между частицами слоя и трением о стенки аппарата. На графиках нет четкой границы псевдооживления, поскольку материал полидисперсный, и для каждой фракции псевдооживление начинается при разных критических скоростях, близких к 0,4 м/с.

От температуры воздуха критическая скорость оживления зависит мало (рис.4) и учитывается теплофизическими характеристиками газа.



1 – влажность материала 8%;  
2 – влажность материала 30%

Рисунок 4 – Зависимость критической скорости псевдооживления от температуры воздуха

Если слой содержит влажный материал и в процессе термообработки происходит испарение влаги, то изначально скорость  $U_{кр1}$  превышает этот показатель для сухого, но влияние температуры для этого материала более заметно.

Между скоростями начала псевдооживления материала при атмосферном  $U_{кр1}$  и повышенном  $U_{кр}^*$  давлении существует зависимость:

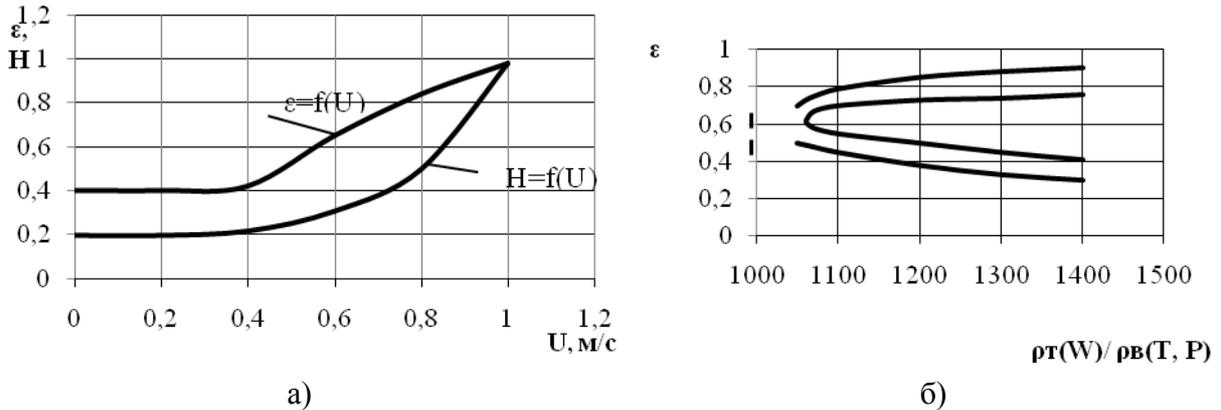
$$U_{кр}^* = U_{кр} \sqrt{\frac{\rho_0 \lambda_0}{\rho_0^* \lambda^*}}, \quad (5)$$

где  $\rho_0$  и  $\rho_0^*$  – насыпная плотность слоя при атмосферном и повышенном давлении;  
 $\lambda_0$  и  $\lambda^*$  – сопротивление слоя при атмосферном и повышенном давлении.

При ламинарном режиме течения, характерном для частиц сравнительно малого диаметра, коэффициент сопротивления обратно пропорционален  $Re$ . С увеличением давления повышается и плотность воздуха, поэтому переход частиц небольшого размера в псевдооживленное состояние происходит при больших числах  $Re$ , следовательно при меньших значениях сопротивления. Одновременное увеличение плотности и снижение коэффициента сопротивления приводят к тому, что их произведение остается практически неизменным. Для крупных частиц, которые переходят в псевдооживленное состояние в турбулентной области,  $\lambda$  изменяется мало, поэтому знаменатель в уравнении (5) возрастает, а  $U_{кр}^*$  – уменьшается. Таким образом, псевдооживление начинается при более низких скоростях, тем ниже, чем выше давление.

Таким образом, границы существования кипящего слоя зависят от частотных характеристик (геометрических параметров и скорости газа), температуры и давления среды. Настоящими исследованиями установлены значения данных параметров, которые обобщены эмпирическими зависимостями (рис.5) и соответствующим уравнением:

$$\varepsilon = \frac{0,8R\varepsilon^{0,6}}{Ar^{0,2}}. \quad (6)$$



- а) зависимость порозности и высоты слоя от скорости воздуха;  
 б) зависимость порозности от отношений плотности воздуха и частиц

Рисунок 5 – Обобщенные зависимости показателей кипящего слоя

Пределы существования устойчивого пульсирующего слоя (частота 1-2 Гц) частиц с влажностью 10-40% в температурном диапазоне 100-400°C показаны на рис.5, б). Эта обобщающая зависимость для пиролиза сырьевых частиц различной природы и влажности справедлива для высоты слоя  $H \approx D$ .

**Выводы.** Выполненные экспериментальные исследования свидетельствуют о том, что совместная гидродинамическая характеристика вертикального теплообменного аппарата с дисперсной загрузкой может существенно отличаться от представленных в литературе отдельных характеристик. Как показывает опыт, наложение пульсаций частиц и собственных пульсаций аппарата может приводить к нарушению движения частиц сырьевой массы. Между тем задача исследователей сводится в основном к нахождению и теоретическому обоснованию таких гидродинамических режимов, при которых частицы будут перемещаться вверх по вертикальной трубе под действием теплоносителя и как можно дольше оставаться в термоконтакте, т. е. их скорость должна быть близка к скорости витания. В данной работе показано, что гидродинамические характеристики аппарата и слоя частиц существенно меняют основные показатели псевдооживления и интенсивность теплообменных режимов работы устройств с псевдооживленным слоем. Представленные результаты исследований, методика оценки устройств с псевдооживленным слоем могут быть полезны при выполнении расчетов аналогичных устройств.

Дніпродзержинський державний технічний університет

## ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСІВ ТЕРМІЧНОГО СПУЧЕННЯ ГІДРОСИЛІКАТІВ

**Вступ.** Розповсюдженість природних покладів кремнеземистих порід в багатьох регіонах України, дешева та екологічно чиста сировина є вагомим аргументом для подальших досліджень, розробки і впровадження нових технологій виробництва теплоізоляційних пористих матеріалів на основі гідросилікатів. Дослідження в області отримання таких матеріалів націлені на покращання їх теплофізичних і конструктивних властивостей.

Для теплоізоляційних матеріалів в залежності від внутрішньої геометричної будови та температури застосування існують оптимальні значення пористості і питомої кількості пор, при яких досягається найбільший ефект зниження інтенсивності передачі теплоти. В свою чергу, його структура функціонально пов'язана з методами спучення та технологічними режимами.

Механізм спучення гідросилікатних матеріалів вивчався детально в роботах [1, 2]. При нагріванні гідросилікату високотемпературним теплоносієм утворюються первинні газові пухирці (пори). Грузькість рідини з часом зменшується, одночасно збільшується об'єм газової фази з відповідним підвищенням її тиску. Коли тиск газової фази (водяної пари) перебільшує сили в'язкого опору та поверхневого натягу, здійснюється спучення розчину. Оптимальними умовами спучення є керована грузькість середовища за рахунок утворення низькотемпературних евтектичних розчинів та знижений поверхневий натяг, які залежать від хімічного складу і температури, тобто останні параметри дають змогу створення оптимальної структури матеріалу з бажаними теплофізичними властивостями.

**Постановка задачі.** Виконані лабораторні дослідження [2] дозволяють підібрати необхідні температурні режими обробки. Завданнями подальших досліджень є вибір методу організації ефективного тепломасообміну, моделювання цих процесів, експериментальна апробація отриманих даних і створення методики визначення основних технологічних параметрів технології отримання нового матеріалу.

**Результати роботи.** Як встановлено експериментально, істотними чинниками керованої дії на кінетику газоутворення і формування пористої структури є температура і склад компонентів середовища. Процес спучення на стадії оптимальних пластично-в'язких властивостей суміші у поєднанні з пропонованими газоутворювачами інтенсифікує процес газовиділення, який протікає рівномірно у всьому об'ємі сировинного матеріалу, забезпечуючи утворення замкнутих пор.

Спучення газоутворенням припускає, що газ, який виділяється в процесі газоутворення, залишається в гелевидній пластичній газонепроникній фазі. Суміш кристалізується при температурі 100-120°C з утворенням комірчастої структури матеріалу.

При попередній підсушці гранул температурою повітря 100-120°C спостерігається активне газоутворення, якому сприяє наявність в початковій суміші гідратної води, бікарбонату натрію і глини. При цьому в'язкість матеріалу підвищується, врівноважуючи тиск газу в бульбашках. Інтенсивність цього процесу регулюється температурою і часом дії теплоносія, які підбираються так, щоб газові осередки, збільшуючись до певного заданого розміру, не зливалися і зберігали свою форму. В цьому випадку внутрішні поверхні газових осередків стабілізуються поверхневими силами і тиском усере-

дині пори, а зовнішні поверхні гранул покриваються суцільною плівкою. Час температурної дії визначає як структурні характеристики (пористість і розмір пор), так і міцнісні властивості матеріалу і його термостійкість. Із збільшенням тривалості і інтенсивності температурної дії погіршуються міцнісні характеристики матеріалу, збільшується пористість, але в той же час зменшується теплопровідність. Отже, для отримання матеріалу з необхідними міцнісними характеристиками і необхідною теплопровідністю потрібно підібрати оптимальний технологічний режим обробки пористого теплоізоляційного матеріалу.

Розглянемо модель зростання парової фази скипаючої краплі води в гелевидній багатокомпонентній суміші з урахуванням підведення теплоти в частинку сировинної суміші.

Для розрахункової моделі приймаємо, що сировинна маса насичена водою, при випаровуванні якої утворюються парові бульбашки радіусом  $R$ , які оточені рідиною. У початковий момент часу ця система знаходиться під яким-небудь тиском  $p_0$  (наприклад  $p_0 > p_a$ ) і при температурі  $T_0$ . Зростання парового об'єму і випаровування води відбуватимуться через те, що сировинна суміш нагрівається зовнішнім джерелом з температурою  $500^\circ\text{C}$ . Рух межі розділу рідина – пара відбуватиметься під дією різниці тиску усередині парового об'єму  $p_i$  і тиску середовища  $p_c$  [3-5].

Більшість методик розрахунку радіального руху рідини на межі зі сферичною порожниною використовують рівняння Релея [6, 7], в якому вперше розглянуто схлопування в ідеальній рідині вакуумованої порожнини, що раптово утворилася, без урахування капілярних ефектів. Рівняння Релея має вигляд [8, 9]

$$\frac{d^2 R}{d\tau^2} = \frac{p - p_c - \frac{3}{2} \rho \left( \frac{dR}{d\tau} \right)^2}{\rho R}, \quad (1)$$

де  $R$  – радіус парового пухирця;  $\tau$  – час;  $p$  – тиск в рідині;  $p_c$  – тиск пари;  $\rho$  – густина сировини.

Це рівняння можна отримати, використовуючи рівняння руху рідини спільно з рівнянням нерозривності [10, 11]. Рівняння (1) виражає закон збереження механічної енергії в рідині при релаксації системи в термодинамічно рівноважний стан.

В даному випадку прийнято, що паровий прошарок вже існує і початковий тиск в ньому постійний так само, як і тиск, що діє на об'єм води. Оскільки рівняння Релея (1) може бути отримане з рівнянь руху рідини і нерозривності, тобто описує зміну прискорення руху рідини на сферичній межі розділу газ – рідина, то воно може бути використане для опису процесів зростання або схлипування парових прошарків, що знаходяться безпосередньо на сферичному об'ємі, який протягом певного часу матиме такий же тиск, як і паровий прошарок. Така модель припускає розгляд руху межі розділу парової бульбашки, в якій знаходиться певний об'єм води, з рідиною, що оточує його [12, 13].

Рівняння руху для випадку, коли бульбашка знаходиться не в нескінченному об'ємі рідини, а в центрі обмеженого сферичного об'єму із зовнішнім радіусом, наприклад, усередині краплі рідини, має вигляд

$$\frac{dw}{d\tau} = \frac{p - p_r - 1.5 \rho_l \left( \frac{dR}{d\tau} \right)^2}{\rho_l R}. \quad (2)$$

Як видно з рівняння (2), швидкість зростання бульбашки в обмеженому об'ємі завжди перевищує швидкість росту в нескінченному об'ємі на величину, що визнача-

ється другим членом правої частини даного рівняння, який завжди позитивний. Зрозуміло, що при  $R_r \rightarrow \infty$  рівняння (2) перетворюється на (1).

Тиск в рідині на межі з бульбашкою врівноважується тиском середовища, яке знаходиться усередині бульбашки. Якщо середовищем буде парогазова суміш, тобто окрім водяної пари є ще який-небудь газ, то загальний тиск суміші визначається законом Дальтона

$$p_{\Sigma} = p_n + p_2, \quad (3)$$

де  $p_n, p_2$  – парціальний тиск пари і газу відповідно.

Тиск  $p$  завжди менший від  $p_{\Sigma}$  на величину капілярного тиску, а також тиску дотичної напруги, яка виникає безпосередньо на сферичній міжфазній поверхні унаслідок руху прилеглих шарів рідини [14]:

$$p_{\Sigma} = p + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\mu_l \cdot w}{R}, \quad )$$

де  $\sigma$  – поверхневий натяг;  $\mu$  – в'язкість;  $w$  – швидкість руху межі поділу рідина – пара.

Як видно з (4), складова  $\frac{2\sigma}{R}$ , яка називається тиском Лапласа, залежить від радіусу. Як наслідок, найбільший вплив цей тиск має при малих значеннях радіусу  $R$ , так при  $R \leq 10$  мкм тиск усередині парового об'єму істотно вищий від тиску на межі розділу фаз пара – рідина. Складову  $\frac{4\mu_l w}{R}$  можна отримати, роздивляючись реологічне рівняння Ньютона. Її вплив найбільшою мірою виявляється при малих значеннях радіусу  $R$ , а також великих значеннях  $\mu_l$  і  $w$ . Таким чином, найбільший вплив ці дві складові рівняння (4) матимуть на початку зростання парової фази. Із збільшенням радіусу  $R$ , тобто збільшенням парового об'єму, їх вплив буде знижуватись.

Якщо ж на межі розділу відбувається інтенсивне випаровування або конденсація, тоді

$$\frac{dR}{d\tau} = w + \frac{j}{\rho_l}. \quad (5)$$

Приймаємо відсутність якого-небудь газу в паровому об'ємі, тобто даний об'єм складається тільки з пари.

Для визначення температури усередині парового об'єму можна скористатися першим законом термодинаміки, який можна записати у вигляді

$$\frac{dU}{d\tau} = Q - p_n \frac{dV_n}{d\tau}. \quad (6)$$

Виконуючи операцію диференціювання, остаточно отримаємо

$$\frac{dT_n}{d\tau} = \frac{1}{c_n m_n} \left[ Q - c_n T_n j S_m - p_n \frac{dV_n}{d\tau} \right], \quad (7)$$

де  $S_i = 4\pi R^2$ .

Розглядаючи тепло- і масоперенос через міжфазну межу розділу вода – пара, можна записати рівняння

$$Q_v = Q_n + Q_m, \quad (8)$$

де  $Q_e$  – кількість теплоти, яка поступає від води;

$Q_n = \alpha_n \cdot \Delta T \cdot S_3$  – кількість теплоти, що йде на нагрів пари;

$Q_m = j \cdot L \cdot S_3$  – кількість теплоти, яку несе в собі масовий потік;

$\Delta T$  – перепад температур між парою і поверхнею розділу вода – пара.

Вважатимемо, що температура парового об'єму  $T_n$  не дорівнює температурі поверхні розділу вода – пара  $T_i$ , тобто процес відбуватиметься за наявності деякого стрибка температури на межі розділу, а не квазірівноважно. При цьому вважаємо, що температура усередині парового об'єму буде однорідною.

У даній моделі використовуються допущення однорідності тиску газу в паровому прошарку і об'ємі краплі води, і однорідність температури пари, які істотно спрощують розгляд динаміки зростання парових прошарків.

Як доведено в [6]? перше допущення може не виконуватися лише на останніх стадіях руйнування парового об'єму, коли швидкість радіального руху рідини на межі розділу рідина – пара вища від швидкості звуку в газі, а час зміни швидкості руху межі розділу істотно перевищує час проходження звукового імпульсу від поверхні до центру бульбашки. Але дані стадії достатньо короткочасні навіть в порівнянні з періодами осциляцій бульбашки, що схлопується.

У разі чистої парової бульбашки домінуючу роль грає зовнішнє завдання теплопровідності, і неоднорідністю температури усередині бульбашки можна знехтувати [15].

Як наслідок, густина парової фази в паровому об'ємі  $\rho_n$  також є однорідною, тобто  $\frac{d\rho_n}{dR_n} = 0$ , функцію зміни густини пари в часі можна представити у вигляді

$$\frac{d\rho_n}{d\tau} = \frac{1}{V_n} \left( \frac{dm_n}{d\tau} - \rho_n \frac{dV_n}{d\tau} \right). \quad (9)$$

Для наведених вище умов рівняння Релея (1) прийме вигляд

$$\frac{dw}{d\tau} = \frac{p_i - p_c - 1.5\rho w^2 - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu w}{R}}{\rho R}. \quad (10)$$

*Метод вирішення математичної моделі.* Для вирішення математичної моделі процесу зростання парової фази використовуємо метод сіток [16].

Кінцевий результат розв'язання дається рівнянням, за яким значення „наступної” температури в даній точці (вузлі) є функцією часу, її „поточної” температури і „поточної” температури суміжних вузлових точок.

Вирішення системи диференціальних рівнянь будемо шукати за явною схемою, в якій шуканий радіус  $R_i^{n+1}$  явно виражений через значення радіусів в цій же точці на попередніх моментах часу.

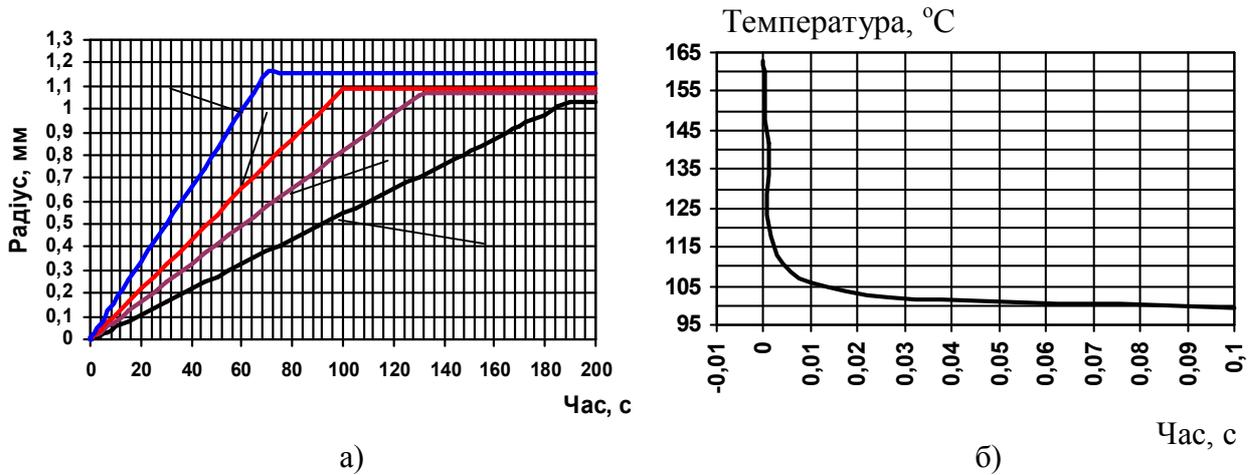
Особливістю процесів спучення є те, що процеси формування, зростання парових бульбашок відбуваються одночасно з кристалізацією каркасу матеріалу, тому реологічні властивості матеріалу (в'язкість, поверхневий натяг, густина) є змінними в часі.

На основі експериментальних даних були отримані рівняння залежностей в'язкості, поверхневого натягу та густини від часу в програмі MathCad за допомогою регресійних статичних функцій. Отримані наступні залежності:

$$\begin{aligned} \sigma &= 0.453 - 4.066 \cdot 10^{-4} \cdot \tau + 9.673 \cdot 10^{-5} \cdot \tau^2 - 2.432 \cdot 10^{-6} \cdot \tau^3 + 2.12 \cdot 10^{-8} \cdot \tau^4; \\ \mu &= 1992 + 10.84 \cdot \tau - 0.718 \cdot \tau^2 + 0.022 \cdot \tau^3 - 2.746 \cdot 10^{-4} \cdot \tau^4 + 1.242 \cdot 10^{-6} \cdot \tau^5; \\ \rho &= 800 - 2.5 \cdot \tau. \end{aligned} \quad (11)$$

Аналіз результатів розв'язання рівнянь моделі зростання парової фази. Приймаємо, що в початковий момент часу існує паровий прошарок радіусом 1 мкм, оточений рідиною в безперервному необмеженому середовищі сировини. Вся система знаходиться при початковому тиску 101325 Па (1 атм) та відповідній температурі насичення 100 °С. Зростання парового об'єму і випаровування води відбуватимуться через те, що сировинна суміш нагрівається зовнішнім джерелом з температурою 500°С.

Розрахунки проведені методом кінцевих різниць для різних значень теплового потоку, що подається до сировинної суміші зовні. Результати представлені на рис.1-3.



1 – 10000 Вт/м<sup>2</sup>; 2 – 15000 Вт/м<sup>2</sup>; 3 – 20000 Вт/м<sup>2</sup>; 4 – 30000 Вт/м<sup>2</sup>

Рисунок 1 – Зміна радіусу (а) межі поділу пара – вода та температури (б) у часі для різних значень теплового потоку  $q_3$

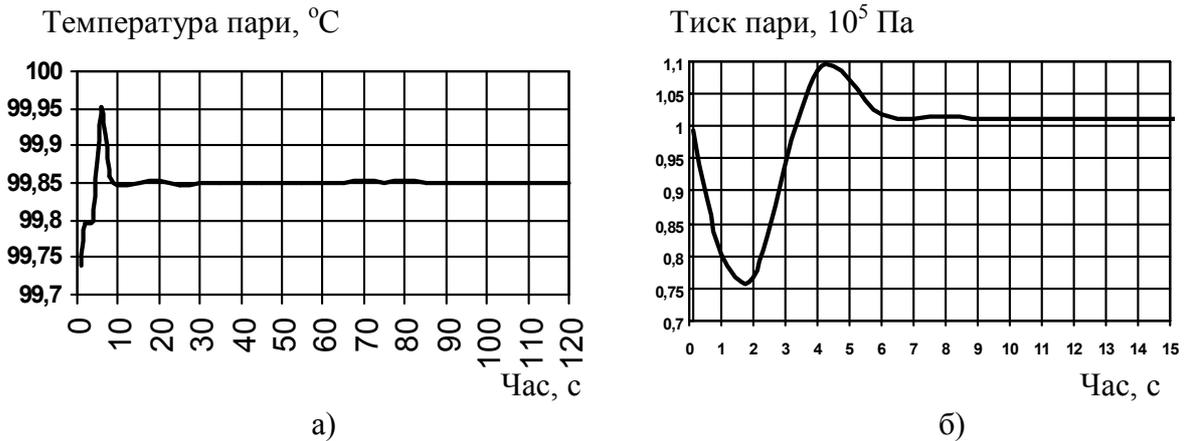


Рисунок 2 – Зміна температури (а) та тиску (б) пари у часі при тепловому потоці  $q = 10000 \text{ Вт/м}^2$

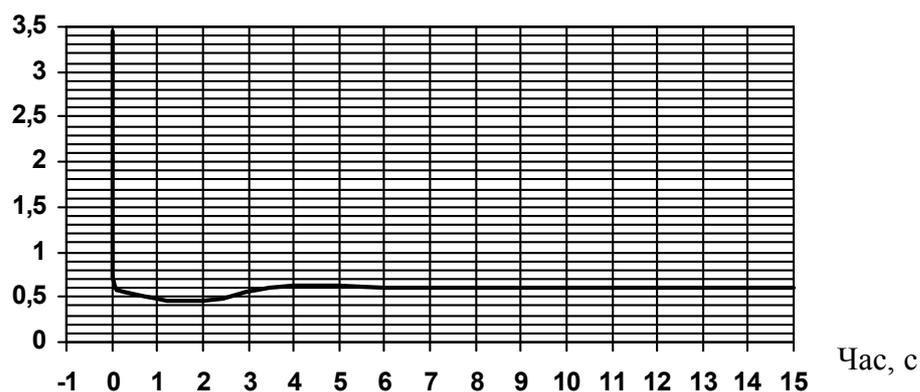


Рисунок 3 – Зміна тиску рідини у часі при тепловому потоці  $q_3 = 10000 \text{ Вт/м}^2$

**Висновки.** Аналіз літературних даних, присвячених дослідженням зростання пухирця (пори) при нагріванні, показав, що детальну та достовірну інформацію про закономірності протікання тепломасообмінних процесів і про роль різних факторів в цих процесах можна отримати тільки поєднанням методів фізичного та математичного моделювання процесів, які вивчаються.

Запропоновані фізично обґрунтовані та апробовані рівняння математичної моделі динаміки парової фази, що виникає і розвивається в об'ємі гелеподібної сировинної маси при нагріванні, дають можливість детально вивчити дані процеси.

#### ЛІТЕРАТУРА

1. Пористі теплоізоляційні матеріали: монографія / [Е.Г.Братуга, А.М.Павленко, А.В.Кошлак, О.В.Кругляков]. – Х.: ТОВ «ЕДЕНА», 2010. – 107с.
2. Павленко А.М. Особенности управления процессами формирования структуры и свойств пористых тел / А.М.Павленко, А.В.Кошлак // *Металлургическая теплотехника: сборник научных трудов НМет АУ.* – 2008. – С.211-220.
3. Крошилин А.В., Нигматулин Б.И. Рост парового пузыря в объеме перегретой жидкости при различных законах изменения давления в ней / А.В.Крошилин, Б.И.Нигматулин // *ТВТ.* – 1986. – Т.24, №3. – С.533-538.
4. Исаченко В.П. Теплообмен при конденсации / Исаченко В.П. – М.: Энергия, 1977. – 239с.
5. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде / Фукс Н.А. – М.: Итоги науки, 1958. – 112с.
6. Долинский А.А. Теоретическое обоснование принципа ДИВЭ. 1. Модель динамики одиночного парового пузырька / А.А.Долинский, Г.К.Иваницкий // *Пром. теплотехника.* – 1995. – Т.17, №5. – С.3-29.
7. Долинский А.А., Иваницкий Г.К. Теоретическое обоснование принципа ДИВЭ. 2. Исследование поведения ансамбля паровых пузырьков / А.А.Долинский, Г.К.Иваницкий // *Пром. теплотехника.* – 1996. – Т.18, №1. – С.3-20.
8. Толубинский В.И. Теплообмен при кипении / Толубинский В.И. – Киев: Наукова думка, 1980. – 316с.
9. Теория тепломассообмена / [под ред. Леонтьева А.И.]. – М.: Высшая школа, 1979. – 495с.
10. Кутепов А.М. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании / Кутепов А.М. – М.: Высшая школа, 1983. – 447с.
11. Бэнкофф С. Паровой взрыв (критический обзор) / С.Бэнкофф // *Теплообмен. (Достижения. Проблемы. Перспективы).* – М.: Мир. – 1981. – С.193-249.

12. Басок Б.І. Динаміка росту парової фази при кипінні рідин в умовах вільної конвекції / Б.І.Басок, В.Л.Зав'ялов, В.Р.Кулінченко // Пром. теплотехника. – 2003. – Т. 25, №6. – С.34-41.
13. Иваницкий Г.К. Моделирование процессов деформирования и дробления капель при движении в жидкости / Г.К.Иваницкий // Пром. теплотехника. – 1997. – Т.19, №1. – С.9-16.
14. Долинский А.А. Адиабатически вскипающие потоки / Долинский А.А., Басок Б.И., Накорчевский А.И.. – Киев: Наукова думка, 2001. – 208с.
15. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.1. / Нигматулин Р.И. – М.: Наука, 1987. – 464с.
16. Михеев М.А. Основы теплопередачи / М.А.Михеев, И.М.Михеева. – М.: Энергия, 1973. – 320с.

УДК 532.5.072.15

ПАВЛЕНКО А.М., д.т.н., профессор  
ОСЕННЯЯ О.С. аспирант

Днепродзержинский государственный технический университет

### ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ТОПЛИВНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

**Введение.** Особенности сжигания водомазутных эмульсий (ВМЭ) заключаются в том, что существующие форсуночные устройства не в состоянии обеспечивать диспергирование жидких топлив на уровень дисперсности меньше 100 мкм. В то же время в капле эмульсии такого размера, сошедшей с форсуночного устройства, содержится несколько тысяч микрокапель воды. В высокотемпературной зоне топочной камеры капля эмульсии взрывается и происходит вторичное диспергирование топлива. Чем больше мелких капель в эмульсии, тем заметнее этот эффект. Интенсифицировать этот процесс возможно гомогенизацией водомазутной смеси (рис.1 [1]). Измельчение определенного количества воды (виды на рис.1 слева – направо) формирует множество центров микровзрывов.

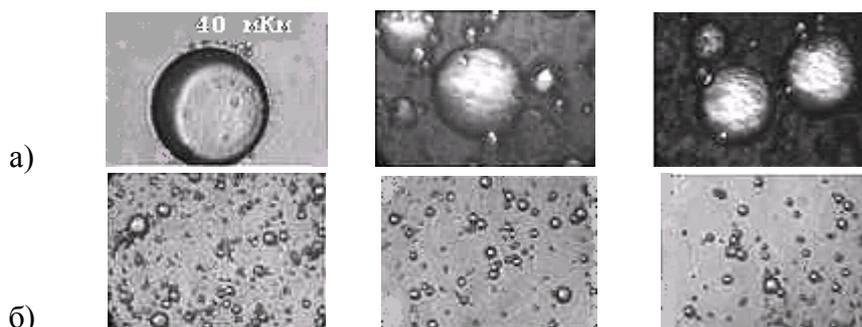
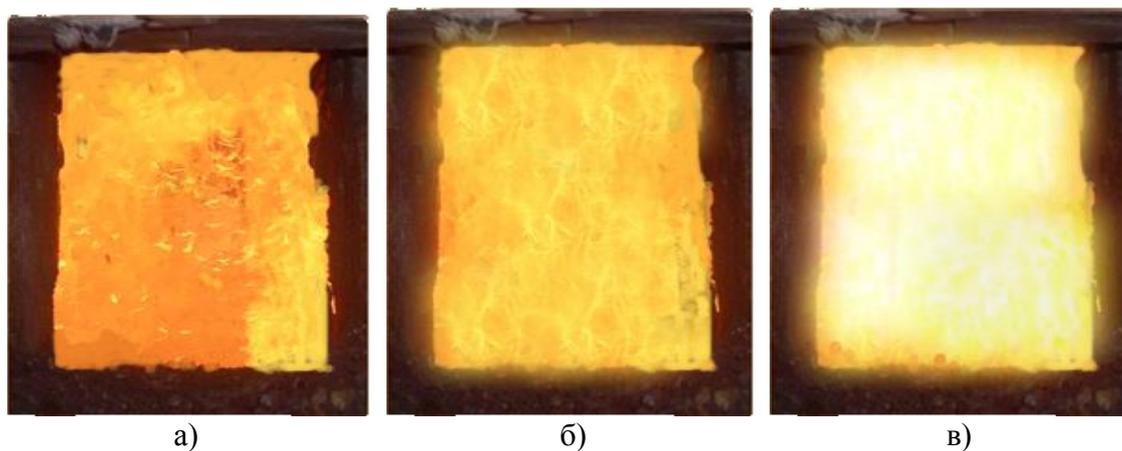


Рисунок 1 – Структура водомазутной эмульсии до (а) и после (б) гомогенизации

Представленные выше эффекты интенсификации процесса горения наблюдались нами на Днепродзержинской котельной установке ДТС. На рис.2, а показана фотография горения мазута М100, на рис.2, б – горение 7% водомазутной эмульсии на основе М100; на рис.2, в – 15% ВМЭ. Визуально можно наблюдать повышение светимости факела и его расширение, что свидетельствует о более интенсивном и полном сгорании топлива и горении с большими температурами.



а) – мазут М100; б) – 7% ВМЭ; в) – 15% ВМЭ

Рисунок 2 – Горение мазутного топлива в котле ДКВР

В результате таких микровзрывов в топке возникают очаги турбулентных пульсаций, и увеличивается число элементарных капель топлива, благодаря чему факел увеличивается в объеме и более равномерно заполняет топочную камеру (рис.2), что приводит к выравниванию температурного поля топки с уменьшением локальных максимальных температур и увеличением средней температуры в топке, повышению светимости факела благодаря увеличению поверхности излучения, существенному снижению недожога топлива, позволяет снизить количество вдуваемого воздуха и уменьшить связанные с ним теплопотери.

Факел горящего эмульгированного топлива в топочном пространстве сокращается в объеме, становится прозрачным. Температура уходящих газов уменьшается по сравнению с обезвоженным мазутом на 30-35°C. Изменение параметров процесса горения и состава уходящих газов свидетельствуют о повышении эффективности использования топлива.

**Постановка задачи.** В натуральных жидких топливах горючие элементы находятся в различных химических соединениях, по теплоте образования которых нет данных. Так как теплоту сгорания жидких топлив невозможно аналитически определить по их элементарному химическому составу, то ее определяют экспериментально с помощью калориметра.

При сжигании мазута в атмосферу выбрасывается значительное количество отработанных газов, в состав которых входят различные соединения, обладающие вредным воздействием на здоровье человека и окружающую его природу. Большое влияние на их образование оказывает режим горения. Так, например, при сжигании мазута с избытком воздуха  $\alpha=1,1\div 1,2$  в ядре факела развивается сравнительно высокая температура при большом температурном градиенте между ядром и периферийной зоной факела. Крекинг в ядре факела сопровождается образованием простых, легко сгораемых молекул с малым сажевыделением. При этом на первой стадии сера, содержащаяся в топливе, окисляется до  $SO_2$ . Но уменьшение времени сгорания может привести к существенному снижению образования  $NO_x$  только в том случае, если одновременно будет предусмотрен интенсивный отвод теплоты от ядра факела, а также от продуктов реакции после завершения процесса горения. Такое комплексное воздействие на процесс подавления образования оксидов азота как раз и достигается за счет подачи в топку ВМЭ.

Основная доля оксидов азота при горении (до 80%) образуется в объеме зоны максимального тепловыделения. Таким образом, повышение тепловыделения при сжигании топлива приводит к избыточному образованию оксидов азота. Поэтому необхо-

димо оптимизировать эти показатели процесса горения с целью создания условий достижения максимального тепловыделения при минимуме образования  $\text{NO}_x$ .

**Результаты работы.** Обработку полученных данных по содержанию  $\text{NO}_x$  в продуктах сгорания водо-мазутной эмульсии производили с использованием методов планирования экспериментов. Принимаем, что количество  $\text{NO}_x$  в продуктах сгорания эмульсии определяется отношением содержания мазута к содержанию воды, долей поверхностно-активного вещества, временем отстаивания эмульсии и коэффициентом избытка воздуха. Перечисленные факторы были выбраны в качестве варьируемых переменных. Отношение содержания мазута к содержанию воды  $X_1$  изменяли в диапазоне 0.6÷1.0%. Количество активатора  $X_2$  – в пределах 0÷30%. Выдержку эмульсии  $X_3$  – от 0 до 12 часов. Коэффициент избытка воздуха  $X_4$  – в ходе экспериментов составлял 1÷1.5. В качестве зависимой переменной  $Y$  рассматривали содержание  $\text{NO}_x$  в продуктах сгорания. Для исключения систематической ошибки устанавливали случайный порядок постановки опытов во времени. Для описания многофакторной зависимости выбран ортогональный многокомпозиционный план  $2^4$  и квадратичная модель.

Математико-статистическую обработку экспериментов производили по принятой методике [2]. После обработки результатов экспериментов получено уравнение регрессии для вычисления параметра оптимизации с точностью до 0.7%:

$$Y=1.387-3.6\cdot 10^{-2}X_1+4.08\cdot 10^{-2}X_4+8.54\cdot 10^{-3}X_3^2-2.187\cdot 10^{-2}X_1\cdot X_2-0.0194X_1\cdot X_3-2.187\cdot 10^{-2}X_1\cdot X_4+0.0118X_2\cdot X_4. \quad (1)$$

Анализ полученных результатов показывает, что наибольшее влияние на содержание  $\text{NO}_x$  в продуктах сгорания оказывает отношение содержания мазута к содержанию воды ( $X_1$ ). Очевидно, что с увеличением количества воды в соотношении  $C_m/C_v$  содержание  $\text{NO}_x$  в продуктах сгорания уменьшается. Сравнительный анализ процесса горения мазута и водо-мазутной эмульсии показал, что диспергированная влага оказывает как физическое, так и химическое воздействие на топочные процессы. Физическое воздействие заключается в явлении микровзрывов мельчайших капелек воды, находящихся внутри топливной оболочки. При этом происходит дополнительное перемешивание топлива с воздухом. Диссоциация водяных паров, высвободившихся в результате микровзрывов, приводит к увеличению концентрации активных центров реакции. Значительные концентрации гидроксильного радикала увеличивают скорость выгорания окиси углерода. Дополнительно улучшает выгорание водомазутной эмульсии реакция водяного пара – реакция между паром и раскаленным углеродом. Улучшение перемешивания частиц топлива и воздуха за счет «микровзрывов» позволяет снизить избыток воздуха до критического значения и таким образом повысить КПД котла.

Сжигание эмульсий приводит к уменьшению окислов азота в продуктах сгорания, так как снижается температура пламени. Кроме того, увеличение количества активных центров реакции активизирует горение и соответственно снижает концентрацию атомарного кислорода. В результате снижается скорость окисления азота. Быстрое и полное выгорание топлива способствует уменьшению количества сажи.

Увеличение выхода  $\text{NO}_x$  до критического значения объясняется повышением концентрации свободного кислорода. При дальнейшем повышении  $\alpha$  на выход  $\text{NO}_x$  оказывает влияние температура горения. При изменении  $\alpha$  изменяется также и теоретическая температура горения.

Аналогичные исследования выполнены для исследования влияния перечисленных факторов  $X_i$  на теплоту сгорания эмульсии.

После обработки результатов экспериментов получено уравнение регрессии для вычисления параметра оптимизации с точностью до 1%:

$$Y = 6976.946 + 483.42X_1 - 339.77X_2 + 248.28X_3 + 217.07X_4 - 246.9966X_1^2 - 222.0042X_2^2 + 552.7617X_3^2 - 421.9439X_4^2 - 176.25X_1 \cdot X_2 - 126.25X_1 \cdot X_3 - 103.75X_1 \cdot X_4 - 662.5X_2 \cdot X_3 - 125X_2 \cdot X_4 - 187.5X_3 \cdot X_4. \quad (2)$$

Анализ полученных результатов показывает, что наибольшее влияние на теплоту сгорания оказывает фактор  $X_1$  – содержание воды в эмульсии. Очевидно, что с увеличением объема дискретной фазы (воды) теплота сгорания водо-мазутной эмульсии повышается, что и отражено качественно и количественно в результатах экспериментов. Следует отметить, что при сжигании топлива эта зависимость проявляется иначе. В процессе диспергирования ВМЭ капли воды при вскипании, разрываясь, оказывают дополнительное воздействие на процесс дробления. В результате этого образуется поток с большой дисперсностью. В свою очередь, капли меньших размеров быстрее испаряются и факел становится более коротким. Таким образом, сжигание происходит эффективнее с меньшими химическим и механическим недожегами. Поэтому, несмотря на заметное снижение теплоты сгорания ТЭ при увеличении содержания в ней воды, вода безусловно оказывает положительный эффект. Однако, значительное увеличение объема воды нецелесообразно. В наших экспериментах устанавливалась предельная концентрация  $H_2O$  21%, превышение которой приводило к необоснованному снижению теплоты сгорания, то есть уже не влияло на сокращение  $NO_x$  в продуктах сгорания.

Влияние коэффициентов при квадратичных факторах отражает, скорее всего, особенности выбора диапазона изменения варьируемых величин факторов. Таким образом, при смещении коэффициентов при факторах были бы иными и другие коэффициенты. Поэтому закономерности  $Y=f(X_1^2, X_2^2, X_3^2, X_4^2, X_1X_2, X_1X_3, X_1X_4, X_2X_3, X_2X_4, X_3X_4)$  опускаем.

Так как полученные регрессионные зависимости для всех показателей оказались адекватными, то это позволило использовать их для управления процессом сжигания ВМЭ с целью его оптимизации. В качестве функции цели взята теплота горения. В результате получена следующая оптимизационная модель вспучивания материала с максимальным тепловыделением:

$$\begin{cases} Y_{min} = 1.387 - 3.6 \cdot 10^{-2} X_1 + 4.08 \cdot 10^{-2} X_4 + 8.54 \cdot 10^{-3} X_3^2 - 2.187 \cdot 10^{-2} X_1 \cdot X_2 - 0.0194 X_1 \\ - 2.187 \cdot 10^{-2} X_1 \cdot X_4 + 0.0118 X_2 \cdot X_4; \\ Y_{max} = 6976.946 + 483.42 X_1 - 339.77 X_2 + 248.28 X_3 + 217.07 X_4 - 246.9966 X_1^2 - \\ - 222.0042 X_2^2 + 552.7617 X_3^2 - 421.9439 X_4^2 - 176.25 X_1 \cdot X_2 - \\ - 126.25 X_1 X_3 - 103.75 X_1 \cdot X_4 - 662.5 X_2 \cdot X_3 - 125 X_2 \cdot X_4 - 107.5 X_3 \cdot X_4. \end{cases} \quad (3)$$

Численные значения ограничений приняты после суммирования средних величин с интервалами разбросов.

Учитывая принятые допущения, функция Лагранжа примет следующий вид:

$$L = Y_2 + \lambda_1(Y_1 + X_5 + 0,2). \quad (4)$$

Для определения оптимальных значений  $X_k$  получена система уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial L}{\partial X_1} = 1.387 - 3.6 \cdot 10^{-2} X_1 + 4.08 \cdot 10^{-2} X_4 + 8.54 \cdot 10^{-3} X_3^2 - 2.187 \cdot 10^{-2} X_1 \cdot X_2 \\ - 0.0194 X_1 - 2.187 \cdot 10^{-2} X_1 \cdot X_4 + 0.0118 X_2 \cdot X_4; \\ \frac{\partial L}{\partial X_\varepsilon} = \lambda_1. \end{cases} \quad (5)$$

В результате решения уравнений получены стационарные точки функции Лагранжа в кодированных значениях переменных  $X_i$ . Точечный прогноз показателей по полученным моделям позволяет определить оптимальные значения управляющих факторов процесса горения.

**Выводы.** При оптимальной организации процесса сжигания ВМЭ можно добиться снижения содержания  $\text{NO}_x$  в продуктах сгорания до 60% при переводе оборудования на работу с малым избытком воздуха, до 50% при интенсификации теплоотвода и до 40% при вводе пара или впрыскивании воды в зону горения.

Следует отметить, что эффект подавления  $\text{NO}_x$  за счет одновременного применения различных способов не соответствует суммарному эффекту от каждого способа в отдельности. Как показывает опыт, одновременное применение, например, малого избытка воздуха и рециркуляции позволяет уменьшить выбросы  $\text{NO}_x$  только на 50-70%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Долинский А.А. Теплофизические процессы в эмульсиях / Долинский А.А., Павленко А.М., Басок Б.И. – Киев: Наукова думка, 2005. – 398с.
2. Хартман К. Планирование эксперимента в исследовании технологических процессов / Хартман К., Лецкий Э., Шефер В. – М.: Мир, 1977. – 552с.

УДК 532.5.072.15

КОШЛАК А.В., к.т.н., доцент

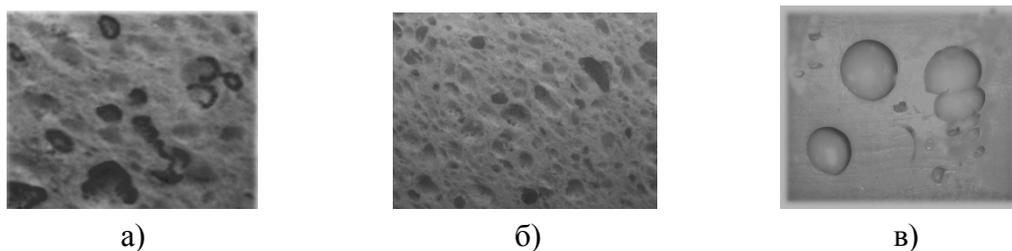
Днепродзержинский государственный технический университет

### ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ ПОРИСТЫХ ГИДРОСИЛИКАТОВ НА ИХ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

**Введение.** Анализируя технологии производства и свойства полученных на основе гидратированных щелочных силикатов пористых материалов, можно сделать вывод о том, что они находятся в более сложной функциональной зависимости, чем это следует из приведенных в литературе данных о материалах [1-3]. При изучении процессов вспучивания термическими методами в лабораторных условиях мы заметили следующие особенности. Интенсивность теплоподвода к сырьевой смеси при вспучивании определяет практически все интересующие производство потребительские характеристики готового пористого материала: теплопроводность, плотность, прочность, термостойкость, пористость, водопоглощение, гигроскопичность, размер и форму пор, вид пористости. Причем все эти показатели непосредственно взаимосвязаны. Изучение особенностей процессов термического порообразования позволило создать экспериментальную основу для разработки новых теплоизоляционных пористых материалов (ТПМ1 и ТПМ2) [2, 3], способа их производства [4] и оборудования для реализации новой технологии [5], которые основаны на приведенных выше закономерностях функциональной зависимости структурных, режимных и теплофизических характеристик.

Таким образом, главной технологической задачей при производстве теплоизоляционных материалов является достижение высокой пористости и низкой теплопроводности.

**Постановка задачи.** Средний размер пор в гидросиликатах зависит от температуры и продолжительности термической обработки сырьевой смеси при ее вспучивании. На рис.1 приведены фотографии среза пористого материала, полученного вспучиванием в термокамере при различных температурах.

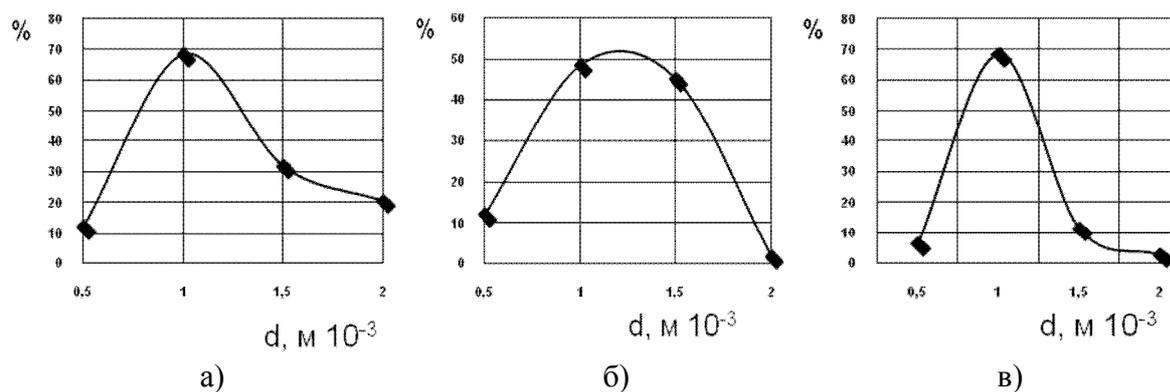


а) 800°C; б) 500°C; в) 300°C

Рисунок 1 – Структура пористого материала после термообработки (вспучивания) при различных температурах

Этим термическим режимам обработки соответствуют определенные характеристики распределения пор в объеме материала по размерам (рис.2). Очевидно, что размеры пор в материале с замкнутой пористостью неоднозначно влияют на его теплопроводность и другие теплофизические свойства при различных температурах, поскольку при изменении температуры существенно изменяется вязкость газа внутри пор, а следовательно, конвективная составляющая теплоотдачи.

Таким образом, поиск оптимального значения пористости и размеров пор может быть выполнен экспериментально.



а) 180°C; б) 350°C; в) 600°C

Рисунок 2 – Распределение пор в объеме материала по размерам после вспучивания при различных температурах

**Результаты работы.** Исследование структуры материала (пористости) выполнялись с помощью фотоэлектронной установки, включающей микроскоп МБС-2, фотоумножитель и пересчетный электронный прибор ПС-10000. Теплопроводность материала определена в лабораторных условиях на измерителе теплопроводности ИТ-λ-400. Образцы в виде плоского цилиндра толщиной 5 мм и диаметром 15 мм помещались в прибор и подвергались температурному воздействию от 200 до 700 °С. В этом диапазоне температур определялась теплопроводность материала по стандартной методике, изложенной в инструкции по эксплуатации прибора.

Обработка экспериментальных данных выполнена с применением метода планированного эксперимента с ядром  $2^4$  [6]. Факторы, влияющие на пористость и теплопроводность новых материалов ТПМ1 и ТПМ2, уровни варьирования факторов приведены в табл.1.

После обработки данных получены зависимости для определения пористости новых материалов:

$$\begin{cases} Y_1 = 94,11 - 11,2(X_1 - 0,167)^2 - 6,95(X_2 - 0,447)^2 - 7,2(X_3 - 0,978)^2 - \\ \quad - 3,47(X_4 - 0,762)^2 + 2,5X_3X_4; \quad R = 0,914; \text{ для ПТМ1}; \\ Y_2 = 103,57 + 9,85(X_1 - 0,114)^2 - 7,6(X_2 - 0,414)^2 - 6,35(X_3 - 1,155)^2 - \\ \quad - 4,1(X_4 - 0,52)^2 + 2X_3X_4; \quad R = 0,876; \text{ для ПТМ2}. \end{cases} \quad (1)$$

Таблица 1 – Уровни варьирования значений факторов

№	Фактор	Код	Значение в точке					Интервал варьирования, Δ
			-1,414	-1	0	1	1,414	
1	Содержание глины, мас. доля	X <sub>1</sub>	16,7	25	45	65	73,3	20
2	Содержание NaCO <sub>3</sub> , мас. доля	X <sub>2</sub>	2,17	3	5	7	7,83	2
3	Влажность сырьевой смеси, %	X <sub>3</sub>	11,7	20	40	60	68,3	20
4	Температура обработки, °С	X <sub>4</sub>	258	300	400	500	542	100
5*	Содержание Al, масс. доля	X' <sub>1</sub>	1,76	3	6	9	10	3
6*	Продолжительность процесса вспучивания, мин	X' <sub>2</sub>	3	5	10	15	17	5
7*	Температура вспучивания, °С	X' <sub>4</sub>	79	100	150	200	220	50

\*– для ТПМ2.

Y<sub>1,2</sub> в уравнениях (1) обозначают кодированные (безразмерные) значения пористости, которые можно определить для значений X<sub>i</sub>, приведенных в табл.1. Проверка адекватности моделей проводилась по критерию Фишера.

Из приведенных уравнений следует, что наибольшее влияние на пористость и первого и второго материалов оказывает начальная влажность сырьевой смеси (X<sub>3</sub> в уравнениях (1)). Это очевидно, поскольку в основном влагосодержание материала и определяет количество выделяющегося при термообработке пара – порообразователя. Na<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> (X<sub>2</sub>) является дополнительным газообразователем и поэтому данный фактор также доминирует в первой серии опытов по вспучиванию гидросиликатов. Температура (X<sub>4</sub> и X'<sub>4</sub>) и продолжительность термообработки (X'<sub>2</sub>) определяют в большей степени вид пористости и прочностные характеристики готового материала.

Глина (X<sub>1</sub>) и алюминий (X'<sub>1</sub>) являются дополнительными газообразователями в ТПМ2, но в большей мере определяют прочностные характеристики и термостойкость материала.

По аналогичному алгоритму выполнены исследования влияния факторов на теплопроводность (2):

$$\begin{cases} Y_1 = -0,034 + 0,055X_1^2 + 0,075(X_2 - 0,347)^2 + 0,032(X_3 - 1,421)^2 + \\ \quad + 0,057(X_4 - 0,14)^2 + 0,019X_2X_3 - 0,02X_3X_4; \quad \text{для ПТМ1}; \\ Y_2 = -0,045 + 0,59(X_1 - 0,161)^2 + 7,6(X_2 - 0,361)^2 + 0,039(X_3 - 1,09)^2 + \\ \quad + 0,057(X_4 - 0,123)^2 - 0,026X_3X_4; \quad \text{для ПТМ2}. \end{cases} \quad (2)$$

$Y_{1,2}$  в уравнениях (2) обозначают безразмерные значения теплопроводности.

Проверка адекватности полученной модели проводилась по критерию Фишера.

Полученные результаты показывают, что с увеличением концентрации газообразователей, температуры и продолжительности вспучивания значение коэффициента теплопроводности снижается. Для первого материала (ТПМ1) содержание глины несущественно влияет на его теплопроводность, поэтому соответствующий фактор ( $X_1$ ) исключен из модели. В целом из приведенных уравнений следует, что значительное содержание газообразователей (влажность сырьевой смеси ( $X_3$ ) и  $Na_2CO_3$  ( $X_2$ )) существенно снижают коэффициент  $\lambda$ . В этой зависимости доминирует содержание воды ( $X_3$ ). Температура термообработки ( $X_4$ ) может иметь и более высокое влияние на коэффициент  $\lambda$  в случае ее существенного повышения (до  $1000^\circ C$ ). При таких температурных режимах возможно получить материал с коэффициентом теплопроводности  $\approx 0,04$  Вт/(мК), но в этом случае пористость будет открытой, канальной. Причиной этого является интенсивное парообразование и быстрая кристаллизация каркаса материала. Т.е. процесс вспучивания может быть и должен быть управляем, а значение коэффициента теплопроводности можно определить по предложенным уравнениям (1, 2) с достаточной точностью (до 95%) в обозначенном интервале значений управляющих факторов.

**Выводы.** В результате исследований получена качественная зависимость влияния структурных и технологических параметров на теплопроводность пористых гидросиликатов. Полученные регрессионные уравнения определяют связь теплотехнологических характеристик новых материалов и, поскольку они для всех показателей оказались адекватными (проверка выполнялась по критерию Фишера), это позволило использовать их в качестве управляющих функций процесса вспучивания с целью его оптимизации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Малявский Н.И. Щелочносиликатные утеплители. Свойства и химические основы производства / Малявский Н.И. // Рос. хим. ж. об-ва им. Д.И.Менделеева. – 2003. – Т. XLVII, №4. – С.39-45.
2. Пат. 27656 UA, МПК C04B14/00. Сировинна суміш для пористого теплоізоляційного матеріалу / Кошлак Г.В., Павленко А.М.; заявник та патентовласник Дніпродз. держ. техн. ун-т. – № 2007 07203; заявл. 26.06.2007; опубл. 12.11.2007, Бюл. №18.
3. Пат. 25862 UA, МПК C04B14/00. Сировинна суміш для пористого теплоізоляційного матеріалу / Кошлак Г.В., Павленко А.М., Соколовська І.Є.; заявник та патентовласник Дніпродз. держ. техн. ун-т. – № 200703899; заявл. 10.04.2007; опубл. 27.08.2007, Бюл. №13.
4. Пат. 25527 UA, МПК C04B14/00. Спосіб одержання пористого теплоізоляційного матеріалу / Кошлак Г.В., Павленко А.М.; заявник та патентовласник Дніпродз. держ. техн. ун-т. – № 200703898; заявл. 10.04.2007; опубл. 10.08.2007, Бюл. №12.
5. Пат. 26821 UA, МПК F26B17/10. Пристрій для отримання гранульованого наповнювача теплоізоляційного матеріалу / Кошлак Г.В., Павленко А.М., Соколовська І.Є., Клімов Р.О.; заявник та патентовласник Дніпродз. держ. техн. ун-т. – № 200705035; заявл. 07.05.2007; опубл. 10.10.2007, Бюл. №16.
6. Хартман К. Планирование эксперимента в исследовании технологических процессов / К.Хартман, Э.Лецкий, В.Шефер. – М.: Мир, 1977. – 552с.

Днепродзержинский государственный технический университет

## КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

**Введение.** Пористые теплоизоляционные материалы представляют собой своеобразный класс неупорядоченных сред, особенности которых затрудняют применение традиционных методов описания структуры [1]. Сложность теоретического описания процесса переноса тепла в пористых структурах заключается не только в различных механизмах теплопереноса, но и в наличии двух фаз: собственно материала и газонаполненного порового пространства.

Передача теплоты в пористых материалах осуществляется посредством:

- кондуктивной теплопроводности твердого скелета (каркаса), образующего пористую структуру материала  $\lambda_{\text{карк}}$ ;
- кондуктивной теплопроводности газа  $\lambda_{\text{г}}$ , находящегося в ячейках пор;
- излучения между стенками пор (радиационная теплопроводность)  $\lambda_{\text{р}}$ ;
- конвекции вследствие перемещения газа в порах материала  $\lambda_{\text{к}}$ .

Следует заметить, что элементарные виды теплообмена не обособлены и в чистом виде не встречаются. Как правило, одновременно имеют место все виды теплообмена, поэтому количественная оценка вклада каждого из них в общую теплопередачу затруднена и доминирует при конкретных термодинамических условиях применения.

**Постановка задачи.** В ряде случаев конвективный теплообмен, возникающий в порах материала, преобладает над элементарными составляющими теплообмена в пористых материалах. Поэтому теоретический анализ конвективного теплопереноса представляет собой актуальную задачу, которая сводится к разработке методики количественной оценки конвективного теплопереноса в порах гетерогенных систем.

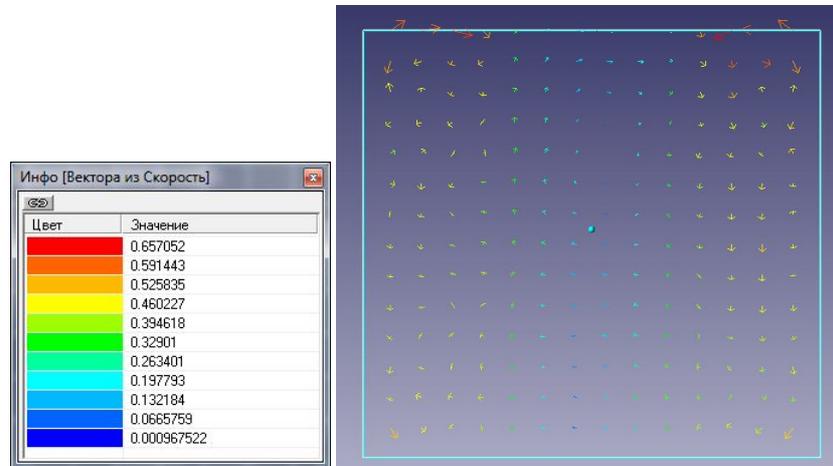
В литературных источниках [1] приводится методика оценки характера передачи тепла в замкнутом объеме, основанная на расчетных числах Грасгофа ( $Gr$ ) и Прандтля ( $Pr$ ) для конкретной среды.

Соотношение этих чисел в заданном диапазоне величин дает возможность установить наличие конвективных токов у нагретой поверхности. О точности такой оценки можно судить лишь по изменению интенсивности передачи тепла при изменении условий теплоподвода. Такая качественная характеристика процесса теплопереноса на наш взгляд не отражает реальных физических процессов, происходящих в замкнутых пространствах. Интенсивность гравитационных конвективных течений определяется не только теплофизическими характеристиками контактирующих сред, масштабными факторами, но и ориентацией греющей поверхности в пространстве. Тепло передается от поверхности в пристеночных областях, толщина которых достаточно мала. Если взять ее в качестве масштабного фактора для уравнения Грасгофа, то число  $Gr$  не будет превышать критического значения, соответствующего теплопередаче теплопроводностью. Но при нагреве пространства через боковые поверхности конвективные течения присутствуют всегда. И вопрос о том, какой вклад они вносят в теплопередачу, остается актуальным.

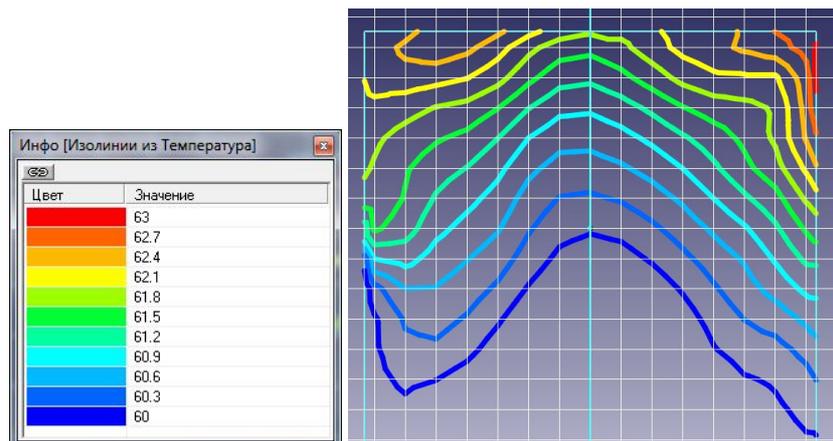
Таким образом, необходимо разработать математическую модель конвекции внутри поры материала, решить уравнения и провести сопоставление с соответствующими теоретическими положениями.

**Результаты работы.** Симуляцию процесса переноса тепла конвекцией выполняли с использованием прикладного программного пакета Flow Vision [2]. В качестве

переменных величин выбирали размеры замкнутой ячейки и температуры поверхности газа. Для численного решения уравнений Навье-Стокса и неразрывности, описывающих конвективные течения, использована консервативная схема расчета нестационарных уравнений в частных производных. Решение приведено на рис.1.



а)



б)

- а) распределение скоростей (вектора для скорости);  
 б) распределение температур (изолинии для температуры)

Рисунок 1 – Результаты расчета конвективных течений

На рис.1 видно, что вдоль стенок формируются слои с относительно высокой скоростью течения. Изолинии в центре стремятся к горизонтальному положению. Такое распределение потоков оказалось характерным для всех расчетных случаев. При больших числах  $Gr$  формируется течение газа от нагретой поверхности. Именно для этих случаев в литературе [1] приведены критические числа  $Gr$ , которые формализуют процесс теплопередачи в замкнутой области. Но конвективный перенос тепла может происходить и вдоль поверхности, при этом в центре полости движение отсутствует. Такой случай в литературе [1] рассматривается как передача тепла теплопроводностью. Очевидно, что перенос энергии в граничном слое может быть весомым.

Для оценки интенсивности пограничного переноса тепла разработана математическая модель, связывающая температуру поверхности со скоростью конвективного течения [3].

Математическая модель гравитационной конвекции включает уравнения Навье-Стокса:

$$\rho \left[ \frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \nabla)V \right] = -\nabla p + \eta \nabla^2 V + \frac{1}{3} \eta \nabla (\nabla \cdot V) + \rho g; \quad (1)$$

- уравнения неразрывности (закона сохранения массы)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0; \quad (2)$$

- уравнения переноса тепла (закона сохранения энергии)

$$c\rho \left( \frac{\partial T}{\partial t} + V \cdot \nabla T \right) = \lambda \nabla^2 T; \quad (3)$$

- уравнение состояния

$$\rho = \rho(T), \quad (4)$$

где неизвестные функции:  $V$  – вектор скорости,  $p$  – давление,  $T$  – абсолютная температура газа,  $\rho$  – плотность,  $\eta$  – динамическая вязкость,  $\lambda$  – теплопроводность,  $t$  – время,  $g$  – ускорение свободного падения.

Принимаем коэффициенты  $\eta$ ,  $\lambda$ ,  $c = \text{const}$  (т.к. имеющиеся в среде разности температур достаточно малы).

Для упрощения прибегают к приближению Буссинеска-Обербека [4].

Пусть  $T_0$  – некоторое значение из интервала изменения температуры в среде, при котором плотность имеет величину  $\rho = \rho_0 = \rho(T_0)$ . Предположим, что температура  $T$  в среде мало отклоняется от  $T_0$ . Тогда уравнение состояния можно линеаризовать, оставляя лишь член 1-го порядка малости в разложении функции  $\rho(T)$  в ряд Тейлора в окрестности значения  $T_0$ :

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)],$$

где  $\beta = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho(T_0)}{\partial T}$  – коэффициент теплового расширения газа при  $T=T_0$ .

Зависимость плотности от температуры (4) учитывается лишь в члене с объемной силой тяжести  $\rho g$ , а в остальных случаях полагают  $\rho = \rho_0$ . При таких допущениях система (1)-(4) примет вид:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \nabla)V = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \nabla^2 V + [1 - \beta(T - T_0)]g; \quad (5)$$

$$\nabla \cdot V = 0; \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V \cdot \nabla T = a \nabla^2 T, \quad (7)$$

где  $\nu = \eta/\rho_0$  – коэффициент кинематической вязкости;  $a = \lambda/c\rho_0$  – коэффициент температуропроводности, значения которых соответствуют табличным для  $T=T_0$ .

Найдем решение граничной задачи

$$\lambda \frac{\partial T(r, \theta)}{\partial r} + \alpha T(r, \theta) \Big|_{r=R} = f(\theta) \quad (8)$$

для дифференциального уравнения в частных производных:

$$V \frac{\partial T(r, \theta)}{\partial r} = a \cdot \Delta T(r, \theta), \quad (9)$$

здесь

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left[ \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + ct\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right]. \quad (10)$$

Уравнение (10) запишем в виде:

$$\frac{\partial^2 T(r, \theta)}{\partial r^2} + \left( \frac{2}{r} - \frac{V}{a} \right) \frac{\partial T(r, \theta)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left[ \frac{\partial^2 T(r, \theta)}{\partial \theta^2} + ct\theta \frac{\partial T(r, \theta)}{\partial \theta} \right]. \quad (11)$$

Функцию  $f(\theta)$  разложим по полиномам Лежандра

$$f(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n P_n(\cos\theta), \quad (12)$$

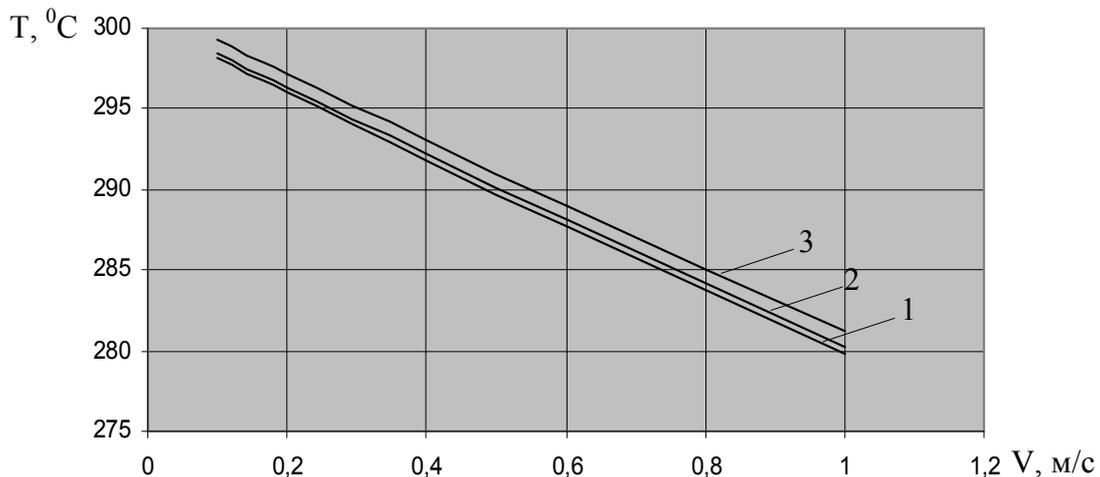
где

$$f_n = \frac{2n+1}{2} \int_0^{\pi} f(\theta_0) P_n(\cos\theta_0) \sin\theta_0 d\theta_0. \quad (13)$$

Приближенное решение граничных задач для уравнения (9) принимает вид:

$$T(r, \theta) \approx R \cdot \exp \left[ -\frac{1}{2} \cdot \frac{V}{a} (R-r) \right] \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_n \cdot \left( \frac{r}{R} \right)^n P_n(\cos\theta)}{\lambda \cdot \left( \frac{1}{2} \frac{V}{a} R + n \right) + \alpha \cdot R}. \quad (14)$$

Решение уравнения (14) показано на графике рис.2.



1 – радиус поры  $r = 2,5$  мм; 2 – радиус поры  $r = 4,5$  мм; 3 – радиус поры  $r = 7,5$  мм

Рисунок 2 – Решение уравнения (14)

Для вертикальной греющей стенки расчетные значения числа  $Nu = f(Gr, Pr)$  приведены на рис.3.

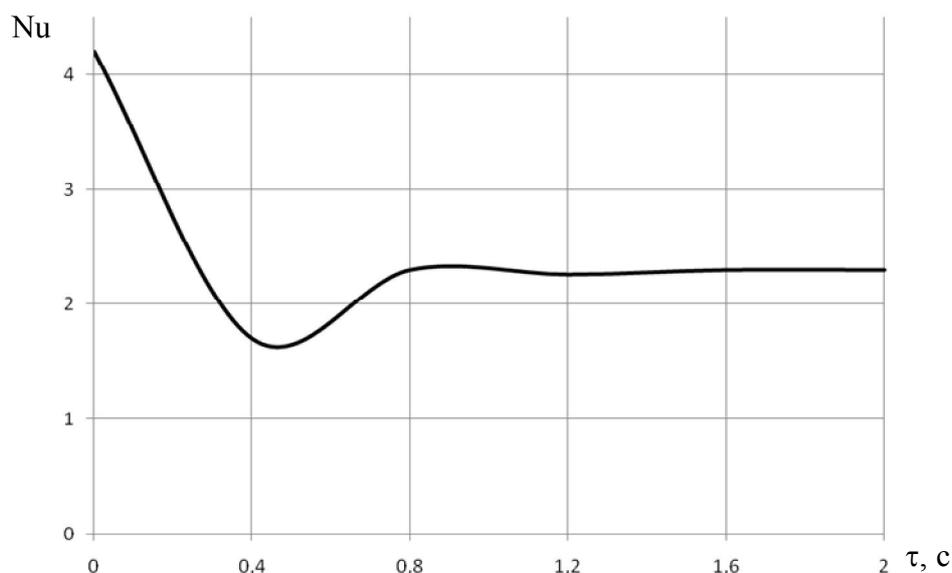


Рисунок 3 – Изменение числа  $Nu$  во времени для условий рис.1 (на греющей поверхности)

**Выводы.** Выполненные расчеты подтверждают наличие конвективных течений на греющей поверхности в замкнутых объемах газа с любыми геометрическими и энергетическими характеристиками.

По расчетным данным можно определить основные этапы теплопередачи и установить их границы. На графике рис.3 в интервале времени  $\tau = 0 - 0,4$  можно наблюдать релаксационный период теплообмена газа (воздуха) с поверхностью. Если бы конвективный перенос тепла отсутствовал, значение числа  $Nu$  приближалось бы к 1, т.е. тепловой поток, передаваемый конвекцией был бы равен тепловому потоку теплопроводностью. Минимальное значение числа  $Nu$  на графике соответствует началу конвективного переноса.

Таким образом, приведенные математическая модель и результаты расчетов дают возможность выполнить количественный анализ конвективного теплопереноса в зависимости от температуры греющей поверхности в замкнутом объеме.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Михеев М.А. Основы теплопередачи / М.А.Михеев, И.М.Михеева. – М.: Энергия, 1977. – 344с.
2. Кондранин Т.В. Применение пакетов прикладных программ при изучении курсов механики жидкости и газа: учебное пособие / Т.В.Кондранин, Б.К.Ткаченко, М.В.Березникова. – М.: МФТИ, 2005. – 104с.
3. Полежаев В.И. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье-Стокса / В.И.Полежаев, А.В.Бунэ, Н.А.Верезуб. – М.: Наука, 1987. – 275с.
4. Берковский Б.М. Вычислительный эксперимент в конвекции / Б.М.Берковский, В.К.Полевилов. – Минск: Университетское, 1988. – 167с.

Днепродзержинский государственный технический университет

## ОСОБЕННОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ РАЗРУШАЮЩИХ СИЛ ПРИ ВСКИПАНИИ ЭМУЛЬСИЙ

**Введение.** Процессы деформации и дробления дисперсной фазы рассматривают многие исследователи [1-3], но данные явления требуют дополнительного изучения, которое позволит определить наиболее выгодные в экономическом и экологическом плане параметры для их реализации.

Классическая теория деформации и разрушения капель в зависимости от степени турбулентности потока принадлежит Колмогорову. Он рассматривал данный процесс как результат проявления большого числа случайных явлений и на основании теории вероятности получил логарифмическое распределение капель по размерам. В целом же проблему дробления жидких дисперсий в непрерывной среде делят на два направления [2]: дробление жидких капель в эмульсиях и газовых потоках. При рассмотрении данных процессов важным является устойчивость капли к действию сил, которые стремятся ее разрушить. Представленные в литературных источниках расчеты в большинстве случаев основываются на критериях Бонда и Вебера [1, 2], т.е. рассматривают только неустойчивости Релея-Тейлора и Кельвина-Гельмгольца, которые наиболее характерны для эмульгирования или дестабилизации дисперсных сред. В [1] изучено влияние каждого рабочего элемента дискретно-импульсного ввода энергии (ДИВЭ) на деформацию и возможное последующее дробление капель дискретной жидкой фазы, из чего можно сделать вывод о том, что все элементы ДИВЭ могут приводить к получению микронного диапазона частиц дисперсной фазы. Процессы деформирования и дробления капель при движении в жидкости описаны в [3]. При этом ни одна существующая модель не рассматривает процесс дробления вторичной жидкости с учетом формирования паровой прослойки на границе раздела двух фаз и силового взаимодействия относительно нескольких одновременно закипающих частиц дисперсной фазы. В основном описаны возможные процессы деформации и дробления под действием либо взрывного вскипания, роста паровых пузырей, либо под воздействием каверн, кавитационных полостей в момент их схлопывания, когда возможен наибольший динамический эффект. Но само образование паровой полости (пузырька) принимается гомогенным и рассматриваются лишь максимальные динамические эффекты, в то время как разрушение дисперсной фазы может происходить в любой другой момент времени из-за того, что гидродинамическая обстановка даже в окрестности двух растущих пузырьков является неопределенной и если частица дисперсной фазы находится на каком-то расстоянии от данных пузырей (либо между ними на определенном расстоянии), то эффект дробления данной частицы проявится по достижении максимальной силы, которая превысит критическую, рассчитанную по критериям Вебера или Бонда, но обязательно будет равна тому максимуму, который может действовать в данной системе. Если же рассматривать процесс дробления дисперсной фазы, которая сама закипает, то процесс становится еще более усложненным и требует детального изучения.

**Постановка задачи.** В соответствии с критериями Вебера и Бонда [1] основными факторами, определяющими дробление дисперсной фазы, соответственно будут: скорость (относительная скорость)  $w$  и ускорение  $g$ , действующие на данную частицу. Скорость в любой точке пространства в окрестности растущего или схлопывающегося парового объема можно определить по соотношению

$$w(r) = \frac{w_R R^2}{r^2}. \quad (1)$$

Распределение ускорения в окрестности пузырька определяется выражением

$$g(r, \tau) = \frac{dw(r, \tau)}{d\tau} = \frac{\partial w(r, \tau)}{\partial \tau} + w(r, \tau) \frac{\partial w(r, \tau)}{\partial r}. \quad (2)$$

С учетом уравнения (1)

$$\frac{\partial w}{\partial \tau} = \frac{dw_R}{d\tau} \frac{R^2}{r^2} + 2 \frac{w_R^2 R}{r^2}; \quad \frac{\partial w}{\partial r} = -\frac{2w_R R^2}{r^3}. \quad (3)$$

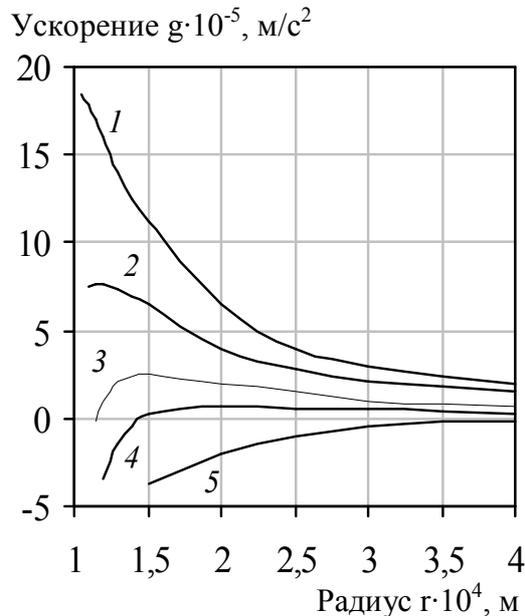
Подставляя (3) в (2), получим

$$g(r, \tau) = \frac{1}{r^2} \left[ \frac{dw_R}{d\tau} R^2 + 2w_R^2 R - \frac{2w_R^2 R^4}{r^3} \right]. \quad (4)$$

Тогда с учетом уравнения Рейля-Плессета [4] можно записать

$$g(r, \tau) = \left( p_R - p_\infty + 0.5w_R^2 \rho_M - \frac{2\rho_M w_R^2 R^3}{r^3} \right) \frac{R}{\rho_M r^2}. \quad (5)$$

**Результаты работы.** Результаты расчетов по уравнению (5) представлены на рис. 1, из которого видно, что ускорение в определенные моменты времени неоднозначно зависит от расстояния  $r$ : может иметь отрицательное значение на поверхности раздела масло – пар в нагретой эмульсии, повышаться с увеличением  $r$ , достигнув максимума, снижаться и даже на расстоянии четырехкратно превышающем радиус капли ускорение во много раз превышает ускорение силы тяжести. Из этого можно сделать вы-



1 –  $10^{-6}$  с; 2 –  $1.5 \cdot 10^{-6}$  с; 3 –  $2.5 \cdot 10^{-6}$  с; 4 –  $3.5 \cdot 10^{-6}$  с; 5 –  $10^{-5}$  с

Рисунок 1 – Распределение ускорения в окрестности парового слоя при его росте для  $R_{10} = 100$  мкм,  $t_0 = 180$  °С,  $p_\infty = 1$  атм в различные моменты времени

вод о том, что капля дисперсной фазы, находящаяся на расстоянии, в несколько раз превышающем радиус закипающей частицы, подвергается действию ускорений, которые вызывают дестабилизирующий эффект данной капли и при определенных параметрах ( $R, \sigma, g$ ) могут ее разрушить.

На рис.2 представлены совместные графики изменения скорости движения границы раздела масло-пар и ее ускорения при начальной температуре системы  $t_0 = 180^\circ\text{C}$  для различных начальных радиусов капель по модели [4] с учетом роста паровой фазы в объеме масла. Из данных графиков видно, что чем меньше начальный радиус капли, тем интенсивнее растет паровая фаза, т.е. выше скорость и ускорение границы раздела.

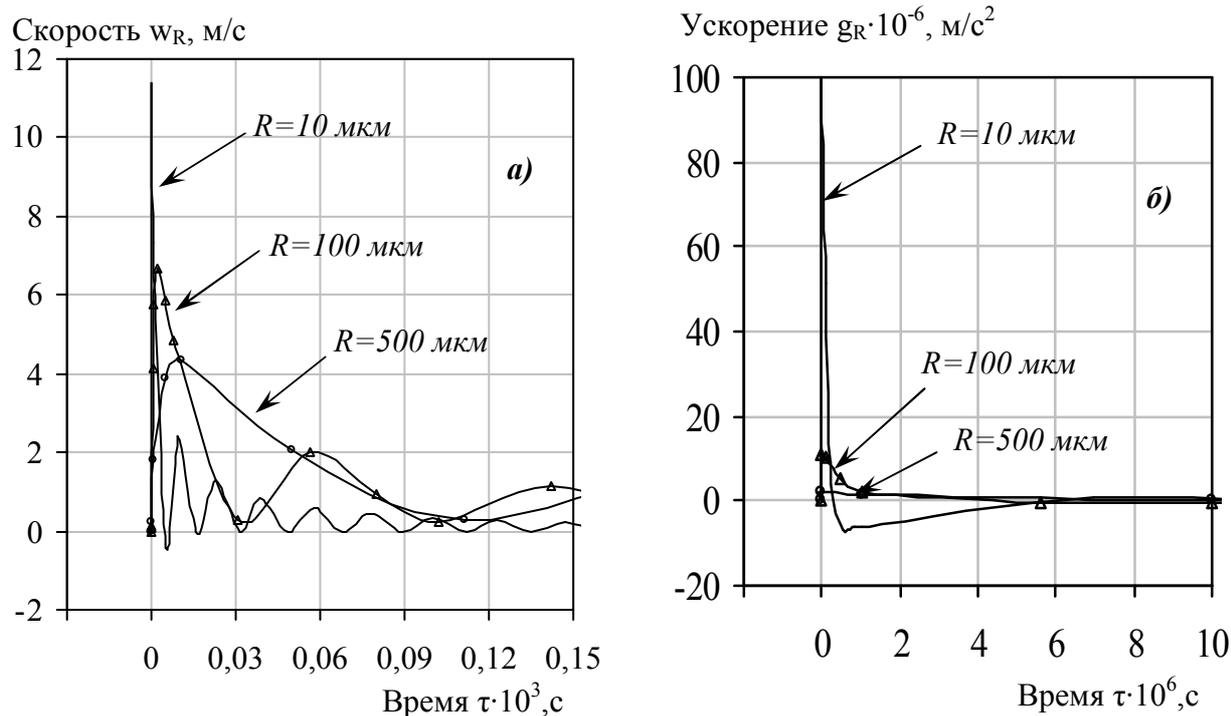


Рисунок 2 – Зависимость изменения скорости (а) и ускорения (б) движения границы раздела масло – пар во времени при различных начальных радиусах капель

При различных радиусах капель могут наблюдаться как совместные максимумы (минимумы) скорости (ускорения), так и существенные различия данных скоростей (ускорений). Тогда, учитывая, что скорости для разных начальных радиусов имеют различные амплитуды и частоты изменения во времени, можно предполагать, что в какой-то момент времени возможно возникновение неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, а для ускорения – Релея-Тейлора.

**Выводы.** Представленная модель позволяет описать динамическое поле сил, вызванных значительными изменениями ускорения границы раздела фаз эмульсий типа вода-масло при росте паровой прослойки в присутствии масла как ПАВ с учетом формирования паровой фазы на границе раздела вода-масло. Как видно из результатов расчетов, при резком сбросе давления системы возникают достаточно большие динамические силы, вызванные ускорением и скоростью движения границы раздела масло – пар. В эмульсиях капли дисперсной фазы имеют различные размеры, а также могут наблюдаться неравномерности в процессе закипания. Очевидным является возможность возникновения неустойчивостей, вызванных скоростью (динамическим напором) и уско-

рением [2], и, как следствие, взаимное дробление частиц дисперсной фазы, в котором инициирующим воздействием будут силы, действующие от закипающих капель. Так, например, динамические параметры границы раздела масло – пар в присутствии, например, трех частиц, причем одна из них находится между двумя другими, в условиях их неравномерного закипания, могут привести к неустойчивостям Релея-Тейлора или Кельвина-Гельмгольца, в результате чего вероятно произойдет срыв парового объема и разрушение капли воды. Если же закипающая частица эмульсии движется в потоке, то возникают деформации парового объема, которые могут привести к его срыву с поверхности воды и дроблению самой капли воды. Учет данных явлений будет произведен дальнейшим усовершенствованием модели.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Долинский А.А. Дискретно-импульсная трансформация энергии в адиабатно вскипающем потоке / А.А.Долинский, Б.И.Басок // Промышленная теплотехника. – 2001. – Т.23, №4-5. – С.5-20.
2. Шурчкова Ю.А. Анализ механизмов дробления капель при адиабатном вскипании и смешении дисперсных систем / Ю.А.Шурчкова, Т.В Малишевский // Промышленная теплотехника. – 2000. – Т.22, №1. – С.17-23.
3. Иваницкий Г.К. Моделирование процессов деформирования и дробления капель при движении в жидкости / Г.К.Иваницкий // Промышленная теплотехника. – 1997. – Т.19, №1. – С.9-16.
4. Павленко А.М. Кинетика испарения в процессах гомогенизации / А.М.Павленко, Р.А.Климов, Б.И.Басок // Промышленная теплотехника. – 2006. – Т. 28, №6. – С.14-20.
5. Долинский А.А. Теплофизические процессы в эмульсиях / А.А.Долинский, А.М.Павленко, Б.И.Басок. – К.: Наукова думка, 2005. – 265с.