

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ОДЕССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ И.И. МЕЧНИКОВА

**Физика
аэродисперсных
систем**

ВЫПУСК 45

МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ СБОРНИК

Основан в 1969 г.

Одесса
2008

УДК 532 + 533.9 + 536 + 537.5 + 622.61

Приведены результаты исследований тепло- и массообмена в дисперсных системах при протекании фазовых и химических превращений, механизмов образования дисперсной фазы. Анализируется физика горения различных веществ, рассматриваются критические условия воспламенения и потухания. Рассматриваются газодинамические явления, определяющие процессы переноса дисперсной фазы. Представлены результаты исследований электрофизики дисперсных систем и нелинейных процессов, протекающих в дымовой плазме.

Рассчитан на исследователей, работающих в области науки и техники, занимающихся изучением и применением аэродисперсных систем и, в частности, аэрозолей. Полезен также для студентов и аспирантов физических, физико-технических, энергетических и химических факультетов, специализирующихся в области теплофизики дисперсных систем и физики плазмы, химической физики и гидродинамики.

Редакционная коллегия:

д.р. физ.-мат. наук, проф.	Калинчак В.В.	(гл. ред.);
д.р. физ.-мат. наук, проф.	Асланов С.К.	(зам. гл. ред.);
д.р. физ.-мат. наук, проф.	Золотко А.Н.	(зам. гл. ред.);
д.р. физ.-мат. наук, проф.	Алтоиз Б.А.	(зам. гл. ред.);
д.р. физ.-мат. наук, проф.	Копыт Н.Х.	(зам. гл. ред.);
д.р. физ.-мат. наук, проф.	Драган Г.С.	(зам. гл. ред.);
д.р. физ.-мат. наук, проф.	Контуш С.М.	
академик НАН Украины	Корчевой Ю.П.	
д.р. физ.-мат. наук, проф.	Шевчук В.Г.	
д.р. физ.-мат. наук, проф.	Гавдзик А.	
канд. физ.-мат. наук	Вовчук Я.И.	(секретарь);
канд. физ.-мат. наук, доцент	Орловская С.Г.	(отв. секретарь);
	Смагленко Т.Ф.	(техн. секретарь)
	Каримова Ф.Ф.	(техн. секретарь)
	Черненко А.С.	(техн. секретарь)
	Кириян С.В.	(техн. секретарь)

Адрес редакционной коллегии:

65082, Одесса, ул. Пастера, 27, университет, кафедра теплофизики,
тел. +38 048 / 723-12-03, 723-62-27

Редакция при Одесском национальном университете имени И. И. Мечникова

E-mail: chernalex@ukr.net

СОДЕРЖАНИЕ

ФИЗИКА АЭРОЗОЛЕЙ

Шаповалов И.П.

Мелкодисперсные одноосные магнетики с анизотропным биквадратным обменным взаимодействием.....5

ТЕПЛОМАССОБМЕН

Калинчак В.В., Черненко А.С., Рачинский Б.Е.

Особенности взаимовлияния высокотемпературных процессов окисления и испарения частиц летучих металлов.....10

Орловская С.Г., Каримова Ф.Ф., Шкоронадо М.С., Протас С.К.

Исследование высокотемпературного теплообмена и окисления проводников из тугоплавких металлов, нагреваемых электрическим током в различных газовых средах.....20

Дорошенко А.В., Казак И.И., Глауберман М.А., Андреев В.И.

Солнечные системы кондиционирования воздуха с прямой регенерацией абсорбента и полимерной теплообменной аппаратурой.....25

ФИЗИКА ГОРЕНИЯ

Сидоров А.Е., Золотко А.Н., Шевчук В.Г., Муница В.С.

Горение угольных пылей.....35

Головки В.В., Вовчук Я.И., Идисис Е.А.

Волна тления в органическом горючем.....45

ГАЗОДИНАМИКА

Кузнецов А.А.

Тепловое излучение пламени метеотрона.....55

<i>Асланов С. К.</i>	
К теории неустойчивости фронта газовой детонации.....	67
<i>Кириян С.В., Алтоиз Б.А.</i>	
Эпитропные жидкокристаллические слои синтетических масел и их влияние на сдвиговое течение.....	72
<i>Драгуновский Н. Н., Царенко А. П.</i>	
Особенности течения жидкости переменной вязкости в круглой трубе.....	79
<i>Поповский А.Ю., Михайленко В.И., Шакурн К.С.</i>	
Поведение жидкости вблизи поверхности твердого тела.....	89
<i>Терлецкая Л.Л., Копыт Н.Х., Калиниченко Л.Ф., Голубцов В.В.</i>	
Динамические процессы в гетерогенных дисперсных системах в магнитных полях.....	97

ЭЛЕКТРОФИЗИКА

<i>Рокицький М.О., Шут М.І., Левандовський В.В., Мазуренко Р.В.</i>	
Електрофізичні властивості матрично-дисперсної системи на основі пентапласту та йодиду срібла.....	103
<i>Семенов К.И.</i>	
Исследование температуры и заряда частиц меди, получаемых в газоплазменном генераторе. Часть I. Эксперимент.....	110
<i>Маренков В.І., Кучерський А.Ю., Слободенюк О.В.</i>	
Коливні моди макрочастинок конденсованої дисперсної фази в плазмі продуктів згоряння металізованого пального.....	116
<i>Именной указатель</i>	127
<i>Правила для авторов.....</i>	128

УДК 537.61

Шаповалов И.П.

*Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова,
кафедра теоретической физики*

Мелкодисперсные одноосные магнетики с анизотропным биквадратным обменным взаимодействием

Исследовано ферромагнитное упорядочение в мелких частицах одноосного магнетика с анизотропным биквадратным обменным взаимодействием при значении узельного спина равном единице. Получены выражения для двух ветвей спектра спиновых возбуждений в ферромагнитной фазе. Доказано, что при определенных условиях в системе с понижением температуры сначала происходит потеря устойчивости спектра, а затем, при дальнейшем понижении температуры, устойчивость восстанавливается.

Ферромагнитное упорядочение спинов в частицах магнетика, размер которых превышает некоторое критическое значение d_c , вследствие возникновения доменной структуры не является однородным. Величина d_c зависит от вещества частицы и составляет несколько сотен ангстремов [1]. С уменьшением размера частицы d магнитостатическая энергия, пропорциональная d^3 , убывает быстрее, чем энергия границы между доменами, которая пропорциональна d^2 , что при $d < d_c$ приводит к возникновению однодоменного состояния с однородным ферромагнитным упорядочением в пределах всей частицы [2].

Целью данной работы является исследование влияния анизотропного биквадратного обменного взаимодействия (БОВ) на возникновение однородной ферромагнитной фазы (ФМФ) в мелких частицах ($d < d_c$) одноосного магнетика.

Магнитные соединения, в которых константы БОВ того же порядка, что и константы обычного обменного взаимодействия (ОВ), были экспериментально обнаружены еще в 80-е годы прошлого века. Это соединения на основе РЗМ материалов: ReVO, ReAsO, ReSb, ReCd (Re – РЗМ ион) (см. обзор [3]). К сожалению, при теоретическом изучении таких систем почти все авторы ограничились приближением изотропного БОВ [4, 5]. Тем не менее, анизотропия БОВ может существенно влиять на условия возникновения в системе ФМФ [6]. Для исследования спектров спиновых возбуждений в магнитных частицах с анизотропным БОВ в работе [7] был предложен метод, основывающийся на построении динамической матрицы. В настоящей работе с помощью указанного метода изучаются особенности ферромагнитного упорядочения в случае, когда гамильтониан системы является одноосным с осью симметрии Z. При наличии

кристаллического поля D и внешнего магнитного поля h , направленного вдоль оси Z , наиболее общий вид одноосного гамильтониана (см. [7])

$$H = -h \sum_i S_i^Z - \sum_{i,j(i \neq j)} J_{ij} \left[S_i^Z S_j^Z + \xi (S_i^X S_j^X + S_i^Y S_j^Y) \right] + \\ + D \sum_i O_{2i}^0 - \sum_{i,j(i \neq j)} K_{ij} (3O_{2i}^0 O_{2j}^0 - 2\eta O_{2i}^1 O_{2j}^{-1} + 4\zeta O_{2i}^2 O_{2j}^{-2}),$$

где J_{ij} – обменный интеграл, K_{ij} – биквадратный обменный интеграл, x, h, z – отличные от единицы константы, O_l^m ($l=1,2; m=0,\pm 1, \dots, \pm l$) – набор тензорных операторов, образующих алгебру Ли группы $SU(3)$.

Связь операторов O_l^m с операторами проекций спина имеет вид

$$O_1^0 = S^Z; O_1^1 \equiv S^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(S^X - iS^Y); O_1^{-1} \equiv S^- = \frac{-1}{\sqrt{2}}(S^X + iS^Y); \\ O_2^0 = (S^Z)^2 - \frac{2}{3}; O_2^{\pm 1} = -(S^Z S^{\pm} + S^{\pm} S^Z); O_2^{\pm 2} = (S^{\pm})^2.$$

Первая сумма в гамильтониане – это энергия взаимодействия магнитных моментов атомов с внешним магнитным полем (зеemanовская энергия). Вторая сумма – энергия ОВ, которое при $x=1$ становится изотропным. Третья сумма – это энергия взаимодействия магнитных моментов с кристаллическим полем. Четвертая сумма представляет собой энергию БОВ, при этом, отклонение h и z от единицы характеризует степень анизотропии БОВ.

В работе предполагается выполнение условия $J_{ij} > 0$, $K_{ij} > 0$, что исключает возможность антиферромагнитного упорядочения.

Средние значения операторов O_l^m определяют спиновый порядок в системе, т.е. образуют многокомпонентный параметр порядка. В ФМФ отличны от нуля только диагональные средние – $\langle S^Z \rangle$ и $\langle O_2^0 \rangle$. При нулевой температуре все спины направлены вдоль оси z , поэтому

$$\langle S^Z \rangle = 1; \langle O_2^0 \rangle = 1/3.$$

При конечных температурах $\langle S^Z \rangle$ и $\langle O_2^0 \rangle$ определяются системой двух уравнений [7]:

$$\langle S^Z \rangle = \frac{2sh \left((h_z + 2J_0 \langle S^Z \rangle) / \theta \right) \exp \left((6K_0 \langle O_2^0 \rangle - D) / \theta \right)}{1 + 2ch \left((h_z + 2J_0 \langle S^Z \rangle) / \theta \right) \exp \left((6K_0 \langle O_2^0 \rangle - D) / \theta \right)}, \\ \langle O_2^0 \rangle = \frac{1}{3} - \frac{1}{1 + 2ch \left((h_z + 2J_0 \langle S^Z \rangle) / \theta \right) \exp \left((6K_0 \langle O_2^0 \rangle - D) / \theta \right)},$$

где q – температура в энергетических единицах ($q = kT$), J_0 и K_0 определяются выражениями $J_0 \equiv \sum_i J_{ij}$, $K_0 \equiv \sum_i K_{ij}$.

Основным состоянием атома в ФМФ является состояние с $S^Z = 1$. При конечных температурах возникают спиновые возбуждения с $S^Z = 0$ и $S^Z = -1$. Операторами рождения этих возбуждений являются операторы Хаббарда X^{01} и X^{-11} , а операторами уничтожения – X^{10} и X^{1-1} .

Для нахождения ветвей спектра спиновых возбуждений мы использовали предложенный в [7] метод, который основывается на построении динамической матрицы. Применительно к настоящей работе, коротко, метод состоит в следующем. Путем вычисления коммутаторов всех недиагональных операторов Хаббарда с гамильтонианом строится динамическая матрица. Количество собственных значений этой матрицы совпадает с количеством недиагональных операторов Хаббарда, причем каждое собственное значение матрицы соответствует определенному оператору Хаббарда. Выражения для тех собственных значений, которые соответствуют операторам уничтожения X^{10} и X^{1-1} , в k -пространстве совпадают с выражениями для ветвей спектра спиновых возбуждений.

Использование предложенного метода позволяет определить две ветви спектра:

$$\omega_1(k) = h + \langle S^Z \rangle (2J_0 - \xi J_k - \eta K_k) - \left\{ (\langle S^Z \rangle)^2 (\xi J_k - \eta K_k)^2 + \left[D - 6 \langle O_2^0 \rangle (K_0 - \xi J_k) \right] \left[D - 6 \langle O_2^0 \rangle (K_0 - \eta K_k) \right] \right\}^{1/2},$$

$$\omega_2(k) = 2h + 4 \langle S^Z \rangle (J_0 - \zeta K_k).$$

Поскольку J_k и K_k четные функции волнового вектора k , в длинноволновом пределе обе ветви имеют квадратичный закон дисперсии.

В [8] доказано, что в тех случаях, когда в системе реализуется одноподрешеточное упорядочение для всех $k \neq 0$ выполняется неравенство $w(k) > w(0)$.

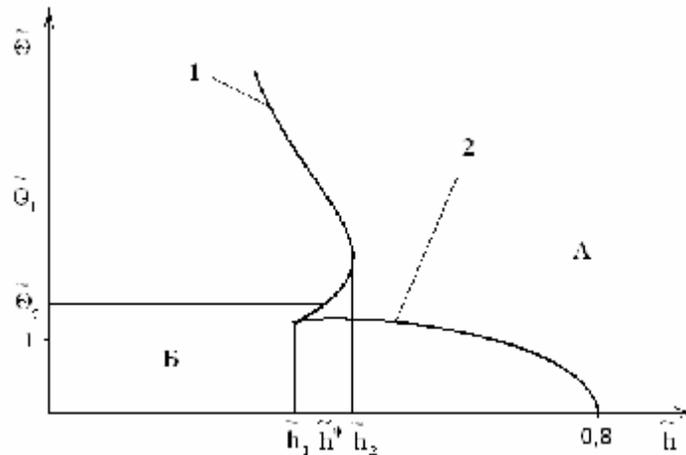


Рис. Диаграмма устойчивости спектра спиновых возбуждений в ФМФ магнетика с анизотропным БОВ. Диаграмма построена при $J_0 = 0,8$; $D = 0,4$; $K_0 = 1$; $V = 1,2$; $h = 0,8$; $x = 1,25$.

Поэтому условие устойчивости ветвей спектра:

$$\omega_1(0) > 0, \quad w_2(0) > 0,$$

и, соответственно, граница устойчивости определяется системой двух уравнений:

$$h + \langle S^Z \rangle (2J_0 - \xi J_0 - \eta K_0) = \left\{ (\langle S^Z \rangle)^2 (\xi J_0 - \eta K_0)^2 + \right. \\ \left. + [D - 6 \langle O_2^0 \rangle (K_0 - \xi J_0)] [D - 6 \langle O_2^0 \rangle K_0 (1 - \eta)] \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

$$h + 2 \langle S^Z \rangle (J_0 - V K_0) = 0. \quad (2)$$

На рисунке приведена диаграмма устойчивости спектра спиновых возбуждений в безразмерных координатах $\tilde{q} - \tilde{h}$, где $\tilde{\theta} = \theta/K_0$, $\tilde{h} = h/K_0$.

Зона **A** является зоной устойчивости спектра, а в зоне **B** устойчивость нарушается. Линии **1** и **2** образуют границу устойчивости спектра. В интервале значений внешнего магнитного поля $\tilde{h}_1 < \tilde{h} < \tilde{h}_2$, например, при $\tilde{\theta} = \tilde{\theta}^*$ с понижением температуры сначала в точке \tilde{q}_1 происходит нарушение устойчивости спектра, а при дальнейшем понижении температуры в точке \tilde{q}_2 устойчивость восстанавливается.

Таким образом, из построенной диаграммы видно, что ФМФ в мелких частицах одноосного магнетика с анизотропным БОВ может проявлять реэнтрантное поведение.

Литература:

1. Петров Ю.И. Физика малых частиц. – М.: Наука, 1982. – 360с.
2. Frenkel J., Dorfman J. Spontaneous and induced magnetization in ferromagnetic bodies // Nature. – 1930. – V.126. – P. 274 – 275.
3. Levi P.M., Morin P., Schmitt D. Large quadrupolar interactions in rare- earth compounds // Physical review letters. – 1979. – V. 42, № 21. – P. 1417 – 1420.
4. Нагаев Э.Л. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. – М.: Наука, 1988. – 232с.
5. Вальков В.В., Федосеев Б.В. Фазовые переходы в анизотропных негејзенберговских магнетиках с тензорным параметром порядка. // Физика твердого тела. – 1990. – Т. 32, №12. – С. 3522 – 3530.
6. Onufrieva F.P., Shapovalov I.P. Peculiarities of spontaneous breaking of continuous symmetry in magnets with tensor interactions // Journal of the Moscow Physical Society. – 1991. – V. 1. – P. 63 – 83.
7. Шаповалов І.П. Квадрупольна фаза магнетика з анізотропною біквадратною обмінною взаємодією // Український фізический журнал – 2008. – Т. 53, №7. – С. 651 – 659.
8. Блинц Р., Жекш Б. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. – М.: Мир, 1975. – 400с.

Шаповалов І.П.

Дрібнодисперсні одновісні магнетики з анізотропною біквадратною обмінною взаємодією

АНОТАЦІЯ

Досліджено ферромагнітне упорядкування в дрібних частинках одновісного магнетика з анізотропною біквадратною обмінною взаємодією при значенні вузельного спіну, яке дорівнює одиниці. Одержано вирази для двох гілок спектра спінових збуджень у ферромагнітній фазі. Доведено, що при певних умовах в системі зі зниженням температури спочатку відбувається порушення стійкості спектра, а далі, з подальшим зниженням температури, стійкість відновлюється.

Shapovalov I.P.

Highly dispersed single-axis magnetics with anisotropic biquadrate exchange

SUMMARY

The ferromagnetic ordering in the fine particles of a uniaxial magnetic with biquadratic exchange has been studied for the case of the unity spin. The expressions for the two branches of spin excitations in the ferromagnetic phase are obtained. It is proved that under certain conditions, the loss of stability of the spectrum occurs as the temperature is decreased. However, with the temperature further decreased, the stability is recovered.

УДК 536.46

Калинчак В.В., Черненко А.С., Рачинский Б.Е.

*Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова
кафедра теплофизики*

Особенности взаимовлияния высокотемпературных процессов окисления и испарения частиц летучих металлов

В рамках модели приведенной пленки с учетом стефановского течения проведен анализ кинетики окисления и испарения частицы летучего металла (в качестве предмета исследования взят магний). Впервые получены аналитические выражения для скоростей испарения и окисления частицы летучего металла, позволяющие провести анализ влияния размера и температуры на скорости испарения и окисления частиц летучих металлов, определить поверхностные концентрации газообразных компонентов и их профили в пределах приведенной пленки. Определена роль диффузионно-кинетического отношения в процессах окисления и испарения.

Описание теплообмена, определяющего воспламенение частиц летучих металлов, базируется на механизме реакции окисления, который чрезвычайно сложен и зависит от испарения и окисления металла. Отличительной чертой летучих металлов является небольшие температуры плавления по срав-

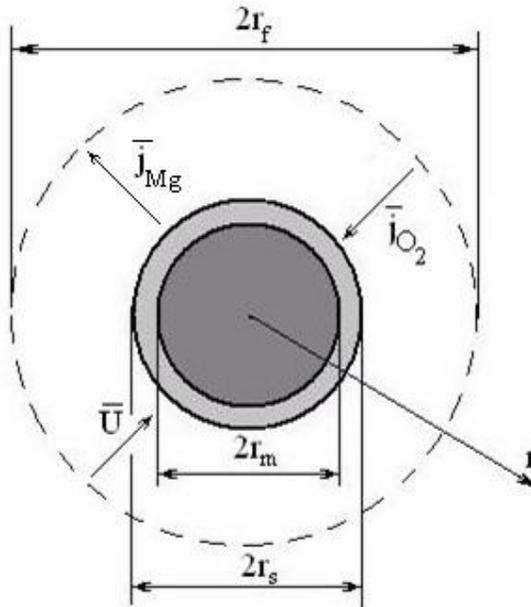


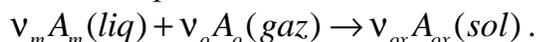
Рис. 1 Металлическая частица, покрытая слоем пористого окисла толщиной h , где $2r_s = 2r_m + 2h$, $2r_s = d$, $2r_m = d_m$.

нению с температурами плавления окислов. Окислы летучих металлов являются пористыми и не способны изолировать поверхность металла от окисления и не препятствовать испарению металла.

Известно значительное количество теоретических и экспериментальных работ [1 – 4], посвященных исследованию воспламенения частиц летучих металлов, в которых предлагался ряд моделей воспламенения, основанных на предположении об определяющей роли гетерогенной поверхностной реакции в обеспечении срыва теплового равновесия без совместного учета стефановского течения, диффузионно-кинетического отношения и испарения летучего металла.

В данной работе, основываясь на этих представлениях, проведем анализ процессов массообмена и скоростей окисления и испарения на примере частицы магния с учетом стефановского течения, возникающего при поверхностных химических и фазовых превращениях вещества, при различных температурах и диаметрах частицы.

Примем, что летучий металл расходуется (рис.1) в экзотермической химической реакции с образованием пористого оксида:



Критерий Пиллинга-Бедворса в этом случае $P_b < 1$. Это означает, что окисел не оказывает диффузионного сопротивления движения кислорода к зоне реакции.

Из уравнения химической реакции следует, что изменение массы исходных компонентов и продуктов реакции связаны:

$$-\frac{1}{v_o M_o} \frac{\partial m_o}{\partial t} = -\frac{1}{v_m M_m} \frac{\partial m_m}{\partial t} = \frac{1}{v_{ox} M_{ox}} \frac{\partial m_{ox}}{\partial t} . \quad (2)$$

Скорость гетерогенной химической реакции по окислителю определим как скорость изменения массы окислителя, рассчитанную на единицу реакционной поверхности частицы. Предположим, что химическая реакция протекает на внутренней поверхности оксидного слоя частицы и скорость химической реакции по окислителю W_{os} прямо пропорциональна концентрации окислителя:

$$W_{os} = -\frac{1}{4\pi r_m^2} \frac{\partial m_o}{\partial t} = k \rho_{gs} C_{os} , \quad (3)$$

$$k = k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad \rho_{gs} = \rho_{g0} \frac{T_0}{T} .$$

Используя (2) и (3) определим скорость химической реакции по металлу W_m и оксиду W_{ox} , соответственно:

$$W_m = -\frac{\rho_m}{4\pi r_m^2} \frac{\partial V_m}{\partial t} = \frac{v_m M_m}{v_o M_o} k \rho_{gs} C_{os} , \quad W_{ox} = \frac{\rho_{ox}}{4\pi r_m^2} \frac{\partial V_{ox}}{\partial t} = \frac{v_{ox} M_{ox}}{v_o M_o} k \rho_{gs} C_{os} , \quad (4)$$

$$V_m = \frac{4}{3} \pi r_m^3 , \quad V_{ox} = \frac{4}{3} \pi \left((r_m + h)^3 - r_m^3 \right) .$$

Из (4) следует, что отношение объема образующегося оксида металла к объему металла, израсходованного на образование оксида, равно известному критерию Пиллинга-Бедвордса:

$$-\frac{\partial V_{ox}}{\partial V_m} = \frac{v_{ox} M_{ox} \rho_m}{v_m M_m \rho_{ox}} = P_b.$$

A_o, A_m, A_{ox} – окислитель, металл и окисел соответственно; v_o, v_m, v_{ox} – стехиометрические коэффициенты; M_o, M_m, M_{ox} – молярные массы окислителя, металла и соединения оксидного слоя, кг/моль; m_m, m_{ox}, m_o – массы металла, оксида, окислителя, ρ_m, ρ_{ox} – плотности металла и оксида, ρ_{gs} – плотность газа (воздуха) на поверхности частицы; h – толщина оксидного слоя; r_m – радиус металлического ядра, r_s – радиус частицы с окислом; C_{os} – относительная массовая концентрация кислорода на поверхности частицы; k – константа химической реакции; E – энергия активации; R – универсальная газовая постоянная; T – температура частицы; T_{gs} – температура газа на поверхности частицы.

Уменьшение радиуса металлического ядра с течением времени, определяется общей скоростью израсходования металла в процессах окисления и испарения. Используя (4), получим дифференциальное уравнение для уменьшения радиуса металлического ядра:

$$\frac{\partial r_m}{\partial t} = - \left(\Omega_m \frac{\rho_{gs}}{\rho_m} k C_{os} + \frac{W_{ev}}{\rho_m} \right), \quad r_m(t=0) = r_{m,b}, \quad (5)$$

$$W_{ev} = - \frac{1}{4\pi r_m^2} \left(\frac{\partial m_m}{\partial t} \right)_{ev}.$$

Здесь величину W_{ev} назовем скоростью испарения, как скорость изменения массы металла за счет испарения с единицы поверхности металлического ядра.

Увеличение толщины оксидного слоя определяется скоростью нарастания оксида в процессе окисления, которая в свою очередь зависит от скорости уменьшения радиуса металлического ядра. Используя (4) и (6), получим:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \Omega_{ox} \frac{\rho_{gs}}{\rho_{ox}} k C_{os} \left(\frac{r_m^2}{(r_m + h)^2} + \frac{1}{P_B} \left(1 - \frac{r_m^2}{(r_m + h)^2} \right) \right) + \frac{W_{ev}}{\rho_m} \left(1 - \frac{r_m^2}{(r_m + h)^2} \right), \quad (6)$$

$$h(t=0) = h_b.$$

$\Omega_m = \frac{v_m M_m}{v_o M_o}$, $\Omega_{ox} = \frac{v_{ox} M_{ox}}{v_o M_o}$ – массовые стехиометрические коэффициенты; r_{mb} ,

h_b – начальные размер металлического ядра частицы и толщина оксида. Для относительно тонких пленок $h \ll r_m$ уравнение (6) значительно упрощается

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \Omega_{ox} \frac{\rho_{gs}}{\rho_{ox}} k C_{os}, \quad h(t=0) = h_b.$$

Влияние естественной и вынужденной конвекции на теплообмен частицы учитывается приведенной пленкой, относительная толщина которой уменьшается с ростом относительной скорости движения газовой фазы

$$\delta = \frac{r_f - r_s}{r_s} = \frac{2}{Nu - 2}. \quad (7)$$

Критерий Нуссельта Nu является функцией от чисел Рейнольдса Re и Прандтля Pr :

$$Nu = 2 + 0.6Re^{1/2} Pr^{1/3},$$

$$Re = \frac{\omega d}{\nu_g} + \sqrt{0.5Gr}, \quad Gr = \frac{gd^3 |T - T_g|}{\nu_g^2 T_0}, \quad \nu_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g} Pr, \quad c_g = c_{g0} + 0.18(T_* - T_0),$$

$$\rho_g = \rho_{g0} \frac{T_0}{T_*}, \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T_*}{T_0} \right)^n, \quad D_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g}, \quad T_* = \frac{T_{gs} + T_{g\infty}}{2},$$

ω – относительная скорость движения, м/с; ν_g – кинематическая вязкость окружающей среды, м²/с, c_g – удельная теплоемкость воздуха, Дж/(кг·К), ρ_g , λ_g , D_g – плотность, коэффициенты теплопроводности газа и диффузии окислителя в газе; T_* – характерная температура, при которой определяются свойства газа.

Сила трения, действующая при движении на частицу со стороны газа, зависит от появления или исчезновения газовых масс на ее поверхности. Если газовые массы появляются на поверхности частицы в результате парообразования, то сила трения уменьшается. В случае же окисления летучих металлов газообразный окислитель, соединяясь с металлом, превращается в пористый твердый оксид, т.е. происходит уменьшение массы газообразного компонента и как следствие возникновение стефановского течения, которое способствует переносу окислителя к поверхности частицы и увеличивает коэффициент лобового сопротивления частицы. При падении расплавленной частицы летучего металла скорость движения относительно газа определяется согласно уравнению:

$$m \frac{d\omega}{dt} = mg - \frac{1}{2} C_D \left(1 + \frac{U_s \rho_{gs}}{\beta \rho_g} \right) \pi (r_m + h)^2 \rho_g \omega^2, \quad \omega(t=0) = \omega_b,$$

$$m = \frac{4}{3} \pi \left[\rho_m r_m^3 + \rho_{ox} \left((r_m + h)^3 - r_m^3 \right) \right], \quad C_D = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{1}{6} Re^{2/3} \right),$$

где U_s – скорость стефановского течения, знак «+» перед которой указывает на ее направление к поверхности частицы.

Для определения скорости стефановского течения необходимо совместно рассмотреть массоперенос всех газообразных компонентов в газе. При высоких температурах за счет испарения металла в окружающем газе содержатся три газообразных компонента: азот, кислород и пары металла, коэффициенты диффузии которых практически равны

$$D_O = D_N = D_m = D_g.$$

Скорость стефановского течения такова, что в любой точке газообразной среды плотность потока инертного компонента равна нулю и общее давление и концентрация остаются постоянными:

$$P = \sum p_i = const \quad \text{и} \quad C_N + C_O + C_m = 1.$$

Плотности массовых потоков газообразных компонентов на поверхности частицы определим из равенства плотностей массовых потоков компонентов и их скоростей потребления или возникновения:

$$j_N = -D_N \rho_g \left. \frac{\partial C_N}{\partial r} \right|_{r_s} - U \rho_g C_N \Big|_{r_s} = 0. \quad (8)$$

$$j_O = +D_O \rho_g \left. \frac{\partial C_O}{\partial r} \right|_{r_s} + U \rho_g C_O \Big|_{r_s} = W_{Os}. \quad (9)$$

$$j_m = -D_m \rho_g \left. \frac{\partial C_m}{\partial r} \right|_{r_s} - U \rho_g C_m \Big|_{r_s} = W_{ev} \quad (10)$$

Используя условия $D_O = D_N = D_m = D_g$ и $C_N + C_O + C_m = 1$, из (8) – (10) получим, что скорость стефановского течения определяется скоростями окисления и испарения магния:

$$j_O - j_m - j_N = U_s \rho_{gs} = W_{Os} - W_{ev} = \frac{W_{ms}}{\Omega_m} - W_{ev}. \quad (11)$$

Для определения концентраций газообразных компонентов на поверхности металлического ядра и скорости испарения и чтобы, таким образом, окончательно определить скорость стефановского течения, уравнения диффузии и неразрывности для газовой фазы представим в виде:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 D \rho_g \frac{\partial C_i}{\partial r} \right) = -r^2 U \rho_g \frac{\partial C_i}{\partial r}, \quad (12)$$

$$C_i(r = r_s) = C_{is}, \quad C_i(r = r_f) = C_{i\infty} \\ r^2 U \rho_g = r_s^2 U_s \rho_{gs}. \quad (13)$$

Профили концентраций газовых компонентов находятся из решения (12) и (13) в виде зависимости безразмерной концентрации i -го компонента газовой смеси от радиальной координаты:

$$\theta = \frac{C_i - C_{is}}{C_{i\infty} - C_{is}} = \frac{\exp\left(\frac{Nu}{2} \xi\right) - \exp\left(\frac{Nu}{2} \xi_s\right)}{\exp\left(\frac{Nu}{2} \xi_f\right) - \exp\left(\frac{Nu}{2} \xi_s\right)}, \quad (14)$$

$$\xi = \frac{U_s \rho_{gs} r_s}{\beta \rho_g r}, \quad \xi_s = \frac{U_s \rho_{gs}}{\beta \rho_g}, \quad \beta = \frac{D_g Nu}{2 r_s}.$$

С учетом (9) и (11) безразмерную скорость стефановского течения представим в виде:

$$\xi_s = \frac{W_{O,s} - W_{ev}}{\beta \rho_g} = Se C_{Os} - \frac{W_{ev}}{\beta \rho_g}, \quad Se = \frac{k \rho_{gs}}{\beta \rho_g}, \quad (15)$$

где Se – число Семенова, или диффузионно-кинетическое отношение.

Подставляя (14) в (8), получим уравнение для определения поверхностной концентрации азота:

$$j_{Ns} = \beta \rho_g \xi_s \frac{C_{Ns} - C_{N\infty} \exp \xi_s}{\exp \xi_s - 1} = 0,$$

решение которого представим в виде

$$C_{Ns} = C_{N\infty} \exp \xi_s. \quad (16)$$

Выражение (16) при выполнении условия постоянства общей концентрации $C_O + C_N + C_m = 1$ и отсутствия паров вдали от частицы сведем к выражению для определения концентрации окислителя (кислорода) на поверхности частицы:

$$C_{Os} = 1 - C_{ms} - (1 - C_{O\infty}) \exp \xi_s. \quad (17)$$

Для определения скорости испарения магния подставим радиальную зависимость концентрации магния (14) в выражения для массового потока (10), что позволит найти выражение для скорости испарения магния с поверхности частицы:

$$W_{ev} = \beta \rho_g C_{ms} \frac{\xi_s}{\exp \xi_s - 1}. \quad (18)$$

Концентрацию паров магния на поверхности частицы определим согласно уравнению Клаузиуса-Клапейрона:

$$C_{ms} = \frac{M_m}{M_g} \exp \left(\frac{L}{R} \left(\frac{1}{T_{boil}} - \frac{1}{T} \right) \right).$$

Система уравнений (15), (17) и (18) позволяет определить скорость стефановского течения ξ_s , концентрацию кислорода на поверхности C_{Os} и скорость испарения W_{ev} , как функции диаметра и температуры частицы, которые входят в Se и C_{ms} .

Рассмотрим определенное приближение для нахождения концентрации кислорода и скорости испарения. Для аналитического получения решения в (18), положим $\exp \xi_s = 1 + \xi_s + \xi_s^2/2$, что справедливо для $\xi_s \ll 1$. В результате, используя (15) и приближение $(1 + \xi_s/2)^{-1} \approx 1 - \xi_s/2$ получим, что

$$W_{ev} = \beta \rho_g C_{ms} \left(1 - \frac{1}{2} Se C_{Os} \right) f_m, \quad (19)$$

где $f_m = 1 + \frac{1}{2} C_{ms}$.

Раскладывая экспоненту в (17) в ряд и ограничиваясь только двумя членами, получим, используя (15):

$$\begin{aligned} C_{Os} &= 1 - C_{ms} - (1 - C_{O\infty}) \left(1 + Se C_{Os} - \frac{W_{ev}}{\beta \rho_g} \right) = \\ &= 1 - C_{ms} - (1 - C_{O\infty}) \left(1 + Se C_{Os} - C_{ms} f_m + \frac{1}{2} C_{ms} f_m Se C_{Os} \right). \end{aligned}$$

Отсюда нетрудно определить концентрацию окислителя на поверхности частицы:

$$C_{Os} = \frac{C_{O\infty}(1 - C_{ms}f_m) - C_{ms}(1 - f_m)}{1 + Se(1 - C_{O\infty})\left(1 + \frac{1}{2}C_{ms}f_m\right)} = \frac{C_{O\infty}(1 - C_{ms} - 0.5C_{ms}^2) + 0.5C_{ms}^2}{1 + Se(1 - C_{O\infty})(1 + 0.5(C_{ms} + 0.5C_{ms}^2))},$$

и, следовательно, скорость окисления металла W_m :

$$W_{ms} = \Omega_m k \rho_{gs} \frac{C_{O\infty}(1 - C_{ms}f_m) - C_{ms}(1 - f_m)}{1 + Se(1 - C_{O\infty})\left(1 + \frac{1}{2}C_{ms}f_m\right)}. \quad (20)$$

В качестве первого приближения, т.к. $0.5C_{ms}^2 \ll 1$, выражение для концентрации кислорода C_{Os} и скорости окисления летучего металла (20) примет вид:

$$C_{Os} = \frac{C_{O\infty}(1 - C_{ms})}{1 + Se(1 - C_{O\infty})}, \quad W_{ms} = \Omega_m k \rho_{gs} \frac{C_{O\infty}(1 - C_{ms})}{1 + Se(1 - C_{O\infty})}.$$

Без учета испарения металла скорость стефановского течения определяется только скоростью окисления металла ($\xi_s = W_{ox}/\beta\rho_g = SeC_{Os}$). В этом случае выражение (17) примет вид

$$1 - C_{Os} = (1 - C_{O\infty}) \exp \xi_s.$$

После разложения экспоненты получим выражения для концентрации кислорода на поверхности и скорости окисления металла без учета испарения летучего металла:

$$C_{Os} = C_{O\infty} \frac{1}{1 + Se(1 - C_{O\infty})}, \quad W_{ms0} = \Omega_m k \rho_{gs} C_{O\infty} \frac{1}{1 + Se(1 - C_{O\infty})}. \quad (21)$$

В случае отсутствия окисления скорость стефановского течения определяется только лишь скоростью испарения летучего металла ($\xi_s = -W_{ev}/\beta\rho_g$). В этом случае решение (17) с учетом (9) в пределах приведенной пленки приведет к классическому выражению для скорости испарения:

$$W_{ev0} = \beta\rho_g \ln\left(\frac{1}{1 - C_{ms}}\right)$$

или при малости концентрации паров металла вблизи поверхности частицы

$$W_{ev0} \approx \beta\rho_g C_{ms} \left(1 + \frac{C_{ms}}{2}\right). \quad (22)$$

В таблицах 1,2 приведены значения скорости окисления и скорости испарения магния, рассчитанные по полученным формулам (19) – (22) при различных диаметрах и температурах частицы. Их анализ свидетельствует о существенном взаимовлиянии процессов испарения и окисления на поверхности расплавленной частицы летучего металла. Присутствие кислорода и паров магния вблизи поверхности частицы уменьшает скорость испарения и скорость химической реакции, соответственно.

Расчет приводился при следующих данных: $v_o = 1$, $v_m = 2$, $E = 189500$ Дж/моль, $L = 132720$ Дж/моль, $k_0 = 0.86 \cdot 10^9$ м/с, $R = 8.31$ Дж/(моль·К), $\rho_{g0} = 1.293$ кг/м³, $c_{g0} = 1005$ Дж/(кг·К), $\lambda_{g0} = 0.024$ Вт/(м·К), $T_0 = 273$ К, $T_{g\infty} = 293$ К, $T_{boil} = 1381$ К, $C_{O\infty} = 0.23$, $Nu = 2$.

Таблица 1. Скорость окисления частицы магния при учете и неучете испарения при $C_{O_{\infty}} = 0.23$.

T, К	d = 30 мкм		d = 300 мкм		d = 3000 мкм	
	$W_{ms}, 10^{-3}$ кг/(м ² с)	$W_{ms0}, 10^{-3}$ кг/(м ² с)	$W_{ms}, 10^{-3}$ кг/(м ² с)	$W_{ms0}, 10^{-3}$ кг/(м ² с)	$W_{ms}, 10^{-3}$ кг/(м ² с)	$W_{ms0}, 10^{-3}$ кг/(м ² с)
923	2.132	2.138	2.100	2.105	1.821	1.827
1023	20.96	21.27	18.27	18.55	7.991	8.144
1123	122.5	129.8	65.30	70.03	11.51	12.50
1223	393.2	466.5	95.07	118.44	11.08	14.00

Таблица 2. Скорость испарения частицы магния при учете и неучете окисления при $C_{O_{\infty}} = 0.23$.

T, К	d = 30 мкм		d = 300 мкм		d = 3000 мкм	
	$W_{ev}, 10^{-3}$ кг/(м ² с)	$W_{ev0}, 10^{-3}$ кг/(м ² с)	$W_{ev}, 10^{-3}$ кг/(м ² с)	$W_{ev0}, 10^{-3}$ кг/(м ² с)	$W_{ev}, 10^{-3}$ кг/(м ² с)	$W_{ev0}, 10^{-3}$ кг/(м ² с)
923	7.391	7.393	0.737	0.739	0.072	0.074
1023	42.37	42.47	4.16	4.25	0.386	0.425
1123	180.2	182.6	16.96	18.26	1.60	1.83
1223	621.4	648.1	58.37	64.81	5.73	6.48

Таблица 3. Скорость стефановского течения и диффузионно-кинетическое отношение при различных температурах и диаметрах частицы и $C_{O_{\infty}} = 0.23$.

T, К	d = 30 мкм		d = 300 мкм		d = 3000 мкм	
	ξ_{sf}	Se	ξ_{sf}	Se	ξ_{sf}	Se
923	$-2.2 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$2.4 \cdot 10^{-3}$	0.022	0.04	0.22
1023	$-9.9 \cdot 10^{-3}$	0.021	0.027	0.215	0.17	2.15
1123	-0.033	0.136	0.088	1.36	0.204	13.6
1223	-0.118	0.63	0.016	6.30	0.056	63.0

Таблица 4. Концентрации кислорода и паров металла на поверхности частицы при различных температурах и диаметрах частицы и $C_{O_{\infty}} = 0.23$.

T, К	d = 30 мкм		d = 300 мкм		d = 3000 мкм	
	$C_{O_s}, \%$	$C_{ms}, \%$	$C_{O_s}, \%$	$C_{ms}, \%$	$C_{O_s}, \%$	$C_{ms}, \%$
923	22.90	0.27	22.55	0.27	19.56	0.27
1023	22.30	1.46	19.43	1.46	8.50	1.46
1123	19.66	5.88	10.48	5.88	1.85	5.88
1223	13.06	18.81	3.16	18.81	0.37	18.81

Для данных температур и диаметров частиц величина $\xi_s \ll 1$ (табл. 3), что позволяет использовать при дальнейшем анализе выражения (19) – (22).

Эффект взаимовлияния процессов окисления и испарения более существенный при значительной величине диффузионно-кинетического отношения, заметно наблюдаемый при высоких температурах для частиц больших размеров (рис. 2а, 2б). Уже при значениях диффузионно-кинетического отношения выше $Se > 0.2$ (табл. 3) значения скоростей испарения и окисления за счет окисления и испарения, соответственно, уменьшаются более чем на 1%. При этом существенно возрастает скорость стефановского течения ($\xi_s > 0.01$) (табл.3). На по-

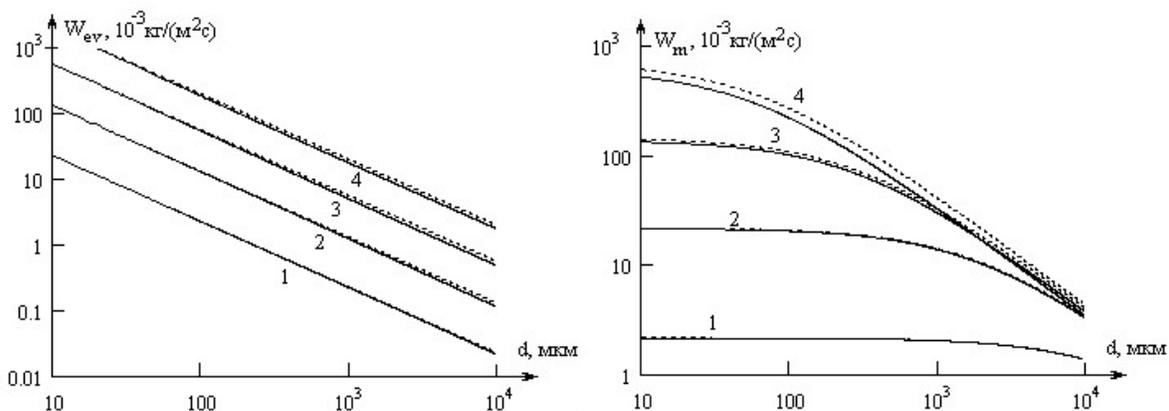


Рис. 2 Зависимости скорости испарения (а) и окисления (б) летучего металла от размера частицы с учетом (сплошная, по (19) и (20)) и без учета (пунктир, по (22) и (21)), соответственно, окисления и испарения при различных температурах частицы.

1) $T = 923 \text{ K}$, 2) $T = 1023 \text{ K}$, 3) $T = 1123 \text{ K}$, 4) $T = 1223 \text{ K}$.

верхности частицы заметно уменьшается концентрация кислорода и становится существенной концентрация паров летучих металлов (табл. 4).

Величина диффузионно-кинетического отношения определяет кинетический или диффузионный режим окисления частицы летучего металла. При низких температурах и малых диаметрах, когда $Se \ll 1$ (кинетический режим), увеличение диаметра частицы в 10 раз (от 10 до 100 мкм) слабо влияет на скорость окисления. По мере увеличения температуры и диаметра режим протекания реакции окисления смещается с кинетической в диффузионную область.

В зависимости от размера частиц стефановское течение направлено по-разному. Для больших частиц (больше 300 мкм) скорость химической реакции по кислороду, протекающая в диффузионной области, превышает скорость испарения магния. Стефановское течение направлено к поверхности частицы, приносит дополнительные массы кислорода и мешает парам магния диффундировать от поверхности. Оно способствует окислению летучего металла и препятствует его испарению.

Для малых частиц (порядка 30 мкм) химическая реакция протекает в кинетической области и ее скорость меньше скорости испарения. В этом случае стефановское течение направлено от поверхности, относит от поверхности газообразные массы, в том числе пары магния и кислород. Поэтому оно и замедляет процесс окисления летучего металла и препятствует его испарению.

Таким образом, основываясь на определяющей роли поверхностной реакции в окислении магния, получены выражения, позволившие проанализировать взаимовлияние процессов окисления и испарения магния. Показано, что при температурах частицы выше температуры плавления магния стефановское течение направлено либо от поверхности для мелких (порядка 30 мкм) либо к поверхности частицы для крупных (выше 300 мкм) частиц.

Литература:

1. Авдеев К.А., Флоров Ф.С., Борисов А.А., Флоров С.М. Модифицированная модель воспламенения магния // Физика горения и взрыва. – 2008. – Т.27. №6. – С. 47-53.
2. Федоров А.В., Шульгин А.В. Сопряженная математическая модель воспламенения образцов магния // Физика горения и взрыва. – 2006. – Т.42, №3. – С.57-63.
3. Гостеев Ю.А., Федоров А.В. Воспламенение частица магния (распределенная модель) // Физика горения и взрыва. – 1996. – Т.32, № 4. – С.5 - 11.
4. Хайкин Б.И., Блошенко В.Н., Мержанов А.Г. О воспламенении частиц металлов // Физика горения и взрыва. – 1970. – Т.6, №4. – С.474– 484.
5. Калинин В.В., Орловская С.Г., Калинин А.И., Дубинский А.В. Влияние стефановского потока на характеристики гетерогенного горения углеродной частицы в воздухе.// Инженерно-физический журнал. – 1997. – Т.70, №1. – С.146-152.

Калинчук В.В., Черненко О.С., Рачинський Б.Є.

Особенности взаимодействия высокотемпературных процессов окисления и испарения частинок летучих металлов

АНОТАЦІЯ

В рамках моделі приведеної плівки з урахуванням стефанівської течії проведений аналіз кінетики окислення і випаровування частинки летючого металу (на прикладі магнію). Вперше отримані аналітичні вирази для швидкостей випаровування і окислення частинки летючого металу, що дозволяють провести аналіз впливу розміру і температури на швидкості випаровування і окислення частинок летючих металів, визначити поверхневі концентрації газоподібних компонентів і їх профілі в межах приведеної плівки. Визначена роль дифузійно-кінетичного відношення в процесах окислення і випаровування.

Kalinchak V.V., Chernenko A.S., Rachinsky B.E.

Volatile metals' particles high temperate oxidation and evaporation processes interaction singularities

SUMMARY

In terms of reduced film model the volatile metal particle (magnesium as a subject of investigation) oxidation kinetics and evaporation analysis was carried out with Stefan flow account. For the first time evaporation and oxidation rates were obtained analytically, this enabled the analysis of size and temperature influence on volatile metal particle evaporation and oxidation rates, evaluation of gaseous components surface concentrations and their profiles along reduced film. Diffusion-kinetic ratio effect on oxidation and evaporation processes was determined.

Орловская С.Г., Каримова Ф.Ф., Шкоробадо М.С., Протас С.К.

Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова

Исследование высокотемпературного теплообмена и окисления проводников из тугоплавких металлов, нагреваемых электрическим током в различных газовых средах

Рассмотрен высокотемпературный теплообмен и окисление молибденовых и вольфрамовых проводников, нагреваемых электрическим током в воздухе, разреженном воздухе и в водяном паре. Установлены особенности формирования оксидного слоя на поверхности проводников при различных стационарных температурах.

Сфера использования вольфрама, молибдена и их соединений постоянно расширяется. Особый интерес представляют оксиды указанных металлов (MoO_3 , WO_3), которые являются хорошими катализаторами, а также проявляют уникальные свойства электрохромизма и газохромизма, что делает их перспективными материалами для солнечной энергетики, микроэлектроники, газовых сенсоров.

В работе приведены результаты экспериментального исследования высокотемпературного теплообмена при окислении вольфрамовых и молибденовых проводников в воздухе (при нормальном и пониженном давлении) и в водяном паре. Диагностика высокотемпературных состояний осуществлялась с помощью электротермографического метода [1] и разработанного нами метода относительной яркостной пирометрии [2,3].

Были определены температуры вольфрамовых и молибденовых проводников в стационарных состояниях при различных значениях силы тока. Определены диапазоны значений силы тока, при которых реализуются стационарные тепловые режимы, то есть температура проводника в процессе окисления практически не меняется. Также найдены критические значения силы тока $I_{\text{кр}}$ (рис. 1), при которых происходит переход к нестационарному высокотемпературному режиму окисления. Температуры проводника, определенные по вольтамперным характеристикам и яркостным пирометром, хорошо согласуются. Методом относительной яркостной пирометрии для фиксированных значений силы тока были получены распределения температуры по длине проводника. На рис. 2 приведены зависимости $T(x)$ для молибденового проводника следующих размеров: $d = 300$ мкм, $L = 0.1$ м, температура воздуха $T_g = 293$ К.

Анализ распределения температуры по длине проводника показал, что даже для значений силы тока, близким к критическим, основная часть проводника характеризуется квазиоднородной температурой. Однако вблизи концов проводника температура резко падает вследствие теплоотдачи к токоподводящим контактам. Небольшие флуктуации температуры свидетельствуют о наличии механических дефектов.

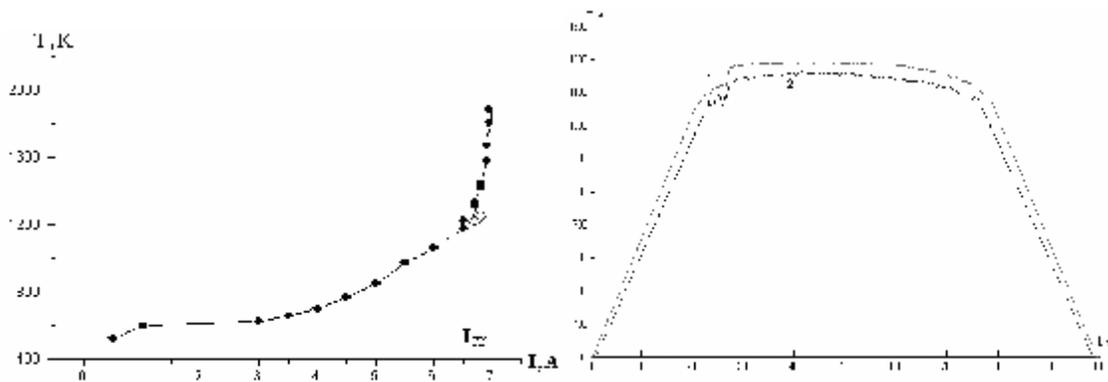


Рис.1. Зависимость стационарной температуры молибденового проводника от силы электрического тока в воздухе при атмосферном давлении и $d = 300$ мкм, $L = 0.1$ м, $T_g = 293$ К, $I_{cr} = 7$ А

●—●—●— электротермографический метод, ○ — яркостная пирометрия.

Рис.2 Распределение температуры $T(x)$ по длине молибденового проводника $d = 300$ мкм, $L = 0.1$ м, $T_g = 293$ К: 1) $I = 6.8$ А; 2) $I = 6.7$ А.

В результате микроскопирования поверхности металлических проводников по мере окисления была установлена следующая последовательность формирования оксидного слоя в различных стационарных состояниях.

В начальный момент времени поверхность проводника покрыта тонкой пленкой оксида. В процессе нагрева на поверхности образуется сплошной оксидный слой без выраженных особенностей. При некотором значении силы тока на поверхности проводника наблюдается появление и рост отдельных игольчатых кристаллов оксида. При более высоких температурах проводника их количество увеличивается, они разрастаются и принимают форму листовидных и кустовидных поликристаллов (рис. 3). В работе [4] описано образование подоб-

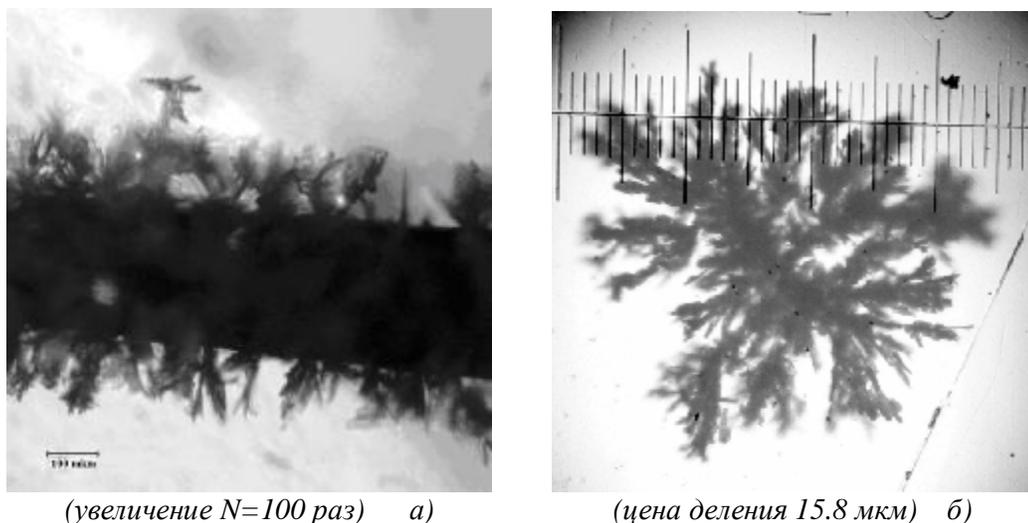


Рис.3. Фотографии оксидных образований на поверхности молибденового проводника.

ных кристаллических структур, но в других условиях, при осаждении оксида молибдена из паровой фазы при температуре 1100 К. По всей видимости, рост кристаллитов MoO_3 при окислении молибденового проводника в воздухе также обусловлен конденсацией паров оксидов из газовой фазы. При более высоких температурах указанные оксидные образования испаряются.

После нагрева проводника при различных значениях силы тока проводилось изучение толщины оксидных слоев, образованных на его поверхности. Для этого процесс окисления прерывался и проводилось измерение внешнего диаметра окисленного проводника d_h . Затем с поверхности проводника механическим путем снимался оксид и измерялся диаметр недоокисленного металлического остатка d_m . Толщина оксида определялась как разность $h = d_h - d_m$. Результаты таких исследований для молибдена представлены на рис.4 для различных значений силы тока и соответственно, стационарной температур проводника. Видно, что с увеличением стационарной температуры на 400 К толщина оксида увеличивается вдвое. При достижении силой тока критического значения (I_{cr}) происходит перегорание проводника в центральной его части, где наблюдается максимальное значение температуры. На рис. 5 показано распределение d_m , d_h , h по длине молибденового проводника после его перегорания.

В результате измерений установлено, что толщина оксидного слоя вблизи области перегорания (АВ) может достигать первоначального диаметра молибденового проводника, а диаметр металлического остатка d_m более чем в 2 раза меньше начального диаметра. Размер области перегорания (АВ) составляет примерно 4% от длины проводника. Это значит, что сопротивление проводника значительно возрастает в результате уменьшения его поперечного сечения. Данный факт необходимо учитывать при расчете теплообмена и определении температуры электротермографическим методом.

Изучены стационарные режимы высокотемпературного окисления вольф-

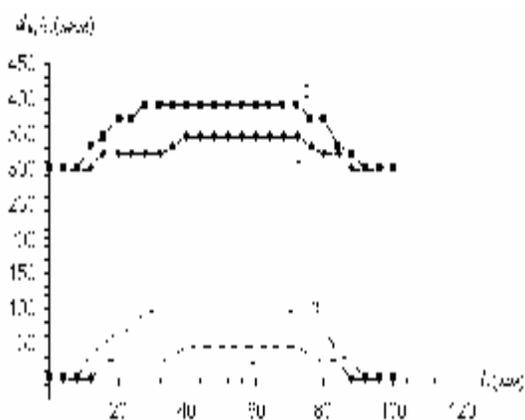


Рис.4 Изменение толщины окисленного молибденового проводника по его длине $d = 300$ мкм, $L = 0.1$ м, $T_g = 293$ К..

1) $I = 6.2$ А ($T = 1060$ К);

2) $I = 6.7$ А ($T = 1452$ К).

●—●— — d_h ; - - - - h .

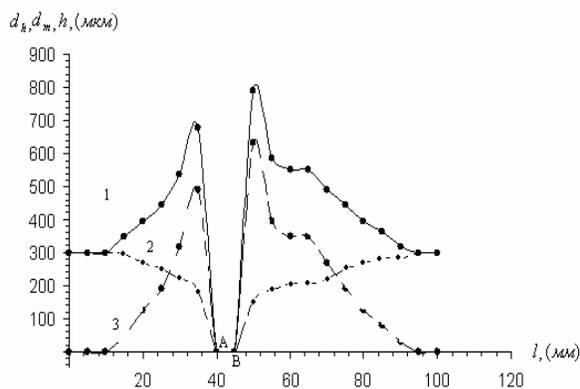


Рис.5 Изменение диаметра окисленного перегоревшего проводника и толщины оксида по длине $d_b = 300$ мкм, $l = 0.1$ м,

$I_{cr} = 6.87$ А.

1) d_h , 2) h , 3) d_m .

рамовых проводников, нагреваемых электрическим током в различных газовых средах: в воздухе при атмосферном давлении, в разреженном воздухе и в водяном паре (рис. 6).

Анализ полученных зависимостей показал, что максимальные стационарные температуры при фиксированных значениях силы достигаются в разреженном воздухе в результате снижения молекулярно-конвективного теплообмена (рис.6, кривая 1). В смеси воздуха с водяным паром теплотери молекулярно-конвективным путем увеличиваются вследствие роста коэффициента теплоотдачи, что приводит к более низким значениям стационарной температуры (рис.6, кривая 3), по сравнению с двумя другими случаями.

Однако с увеличением температуры в тепловом балансе проводника возрастает роль химического тепловыделения. Так как в водяном паре скорость реакции окисления намного выше, чем в воздухе, вследствие образования летучих продуктов (гидратов оксидов металлов), то это приводит к увеличению стационарной температуры, уменьшению I_{cr} и, как следствие, пересечению кривых $T(I)$ при больших значениях силы тока. При окислении в водяном паре на поверхности вольфрамового проводника образуются более разветвленные оксидные структуры, чем в воздухе (рис. 7).

Таким образом, установлено, что при окислении молибденовых и вольфрамовых проводников на поверхности сплошного оксидного слоя образуются игольчатые и листовидные кристаллические образования, размер которых растет при повышении силы тока, и может достигать исходного диаметра проводника. Исследование высокотемпературного окисления проводников тугоплавких металлов в водяном паре показало, что количество и размер оксидных образований на поверхности этих металлов увеличивается, по сравнению с окис-

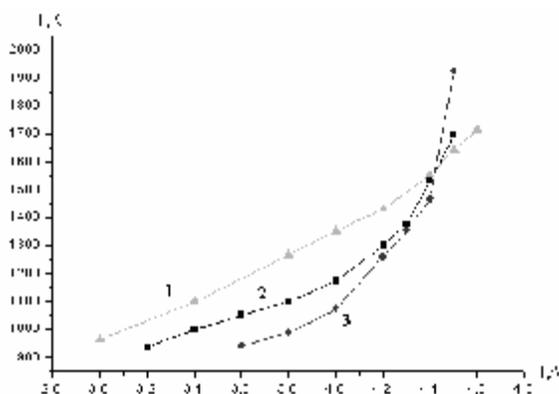


Рис. 6. Зависимость стационарной температуры вольфрамового проводника от силы тока нагрева $d = 210 \text{ мкм}$, $L = 0.1 \text{ м}$, $T_g = 293 \text{ К}$.

- 1) разреженный воздух ($P = 0.2 \text{ атм}$);
- 2) воздух при нормальном давлении;
- 3) водяной пар (влажность $j = 80\%$).

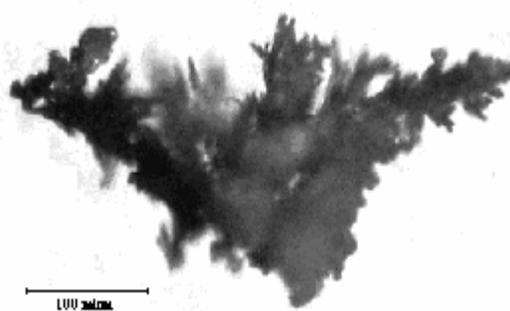


Рис.7. Оксидные образования на поверхности вольфрамового проводника после нагрева в водяном паре (цена деления 15.8 мкм).

лением в воздухе. Особенно этот эффект ярко выражен для вольфрама. Так, например, линейный размер оксидных образований на поверхности вольфрамового проводника в водяном паре более чем в 3 раза, больше размеров таких же образований в воздухе, при равных температурах. При этом заметно снижается критическое значение силы тока, соответствующее перегоранию проводников.

Литература:

1. Орловская С.Г., Грызунова Т.В., Каримова Ф.Ф. Экспериментальное исследование высокотемпературного окисления металлических проводников, нагреваемых электрическим током в воздухе // Физика аэродисперсных систем. – 2006. – Вып.43. – С.34-38.
2. Каримова Ф.Ф., Орловская С.Г., Калинин В.В., Шкороподо М.С. Исследование температурных полей излучающих объектов // Физика аэродисперсных систем. – 2006. – Вып.43. – С.39-45.
3. Каримова Ф.Ф., Орловская С.Г., Шкороподо М.С. Влияние оксидного слоя на излучательные характеристики металлического проводника // VI Минский международный форум по тепло- и массообмену. Минск. – 2008. – Т.1. – С.213-214.
4. Jizhong Zhang. Fractal Growth of MoO₃ Crystals During Vapor-Phase Deposition // Physica status solidi (a). 1990. – Volume 119. – Issue 1. – P.41-46.

Орловська С.Г. , Карімова Ф.Ф. , Шкороподо М.С., Протас С.К.

Дослідження високотемпературного теплообміну та окислення дротиків з тугоплавких металів, що нагріваються електричним струмом у різних газових середовищах.

АНОТАЦІЯ

Досліджено високотемпературний теплообмін і окислення молібденових та вольфрамових дротиків, що нагріваються електричним струмом в повітрі, розрідженому повітрі, у водяній парі. Встановлені особливості формування оксидного шару на поверхні дротиків при різних стаціонарних температурах.

Orlovskaya S.G., Karimova F.F., Shkoropado M.S., Protas S.K.

Experimental study of high temperature heat-transfer during oxidation of refractory metal filaments heated electrically in different gaseous media.

SUMMARY

High temperature heat-transfer during oxidation of tungsten and molybdenum filaments electrically heated in air, rarefied air and water vapor were studied experimentally. Oxide formation peculiarities were observed during metal filaments oxidation at different stationary temperatures.

Дорошенко А.В., Казак И.И.*, Глауберман М.А.**, Андреев В.И.**

**Одесская государственная академия холода, г. Одесса*

***ННВЦ при ОНУ имени И.И. Мечникова, г. Одесса*

Солнечные системы кондиционирования воздуха с прямой регенерацией абсорбента и полимерной теплообменной аппаратурой

В статье приводятся схемные решения солнечных систем кондиционирования воздуха (ССКВ) на основе открытого абсорбционного цикла, с использованием теплообменной аппаратуры из полимерных материалов. Разработанная аппаратура осушительного (абсорбер-осушитель) и охладительного (испарительный охладитель) контуров ССКВ универсальна, основана на пленочном контакте потоков газа и жидкости и обеспечивает совмещение основного и вспомогательного процессов в каждом из аппаратов. Выполнен предварительный анализ возможностей открытого абсорбционного цикла применительно к задачам кондиционирования воздуха.

I. Введение. Использование солнечной энергии для решения задач охлаждения и кондиционирования воздуха позволяет снизить энергопотребление систем и одновременно существенно улучшить их экологические показатели [1 – 4]. Основой солнечных систем кондиционирования воздуха ССКВ и солнечных холодильных систем СХС может служить открытый абсорбционный цикл с использованием жидких сорбентов, требующий сравнительно невысоких температур регенерации абсорбента, что, в принципе, позволяет обеспечить поддержание непрерывности цикла за счет солнечной энергии, либо при значительной доле солнечной энергии.

В работе используются схемные решения ССКВ с прямой (непосредственной) регенерацией абсорбента в специально разработанных полимерных солнечных коллекторах-регенераторах СК-Рег.

II. Схемные решения ССКВ. Сочетание абсорбции с десорбцией делает процесс осушения воздуха непрерывным. При этом абсорбент (поглотитель) не расходуется, не считая случайных и незначительных потерь при его многократной рециркуляции через абсорбер и десорбер (капельный унос). Осушенный воздух может использоваться в испарительном охладителе, обеспечивая термовлажностную обработку воздуха, поступающего в помещение, либо испарительное охлаждение воды.

Новые схемные решения применительно к задачам ССКВ приведены на рис. 1 и 2. Основным продуктом является воздух, прошедший требуемую термовлажностную обработку, или охлажденная вода, подаваемая в обслуживаемое помещение, в систему вентилируемых водо-воздушных теплообменников. На рис. 2В приведен вариант ССКВ с подачей в помещение как охлажденной воды, так и воздушного потока после испарительного охладителя.

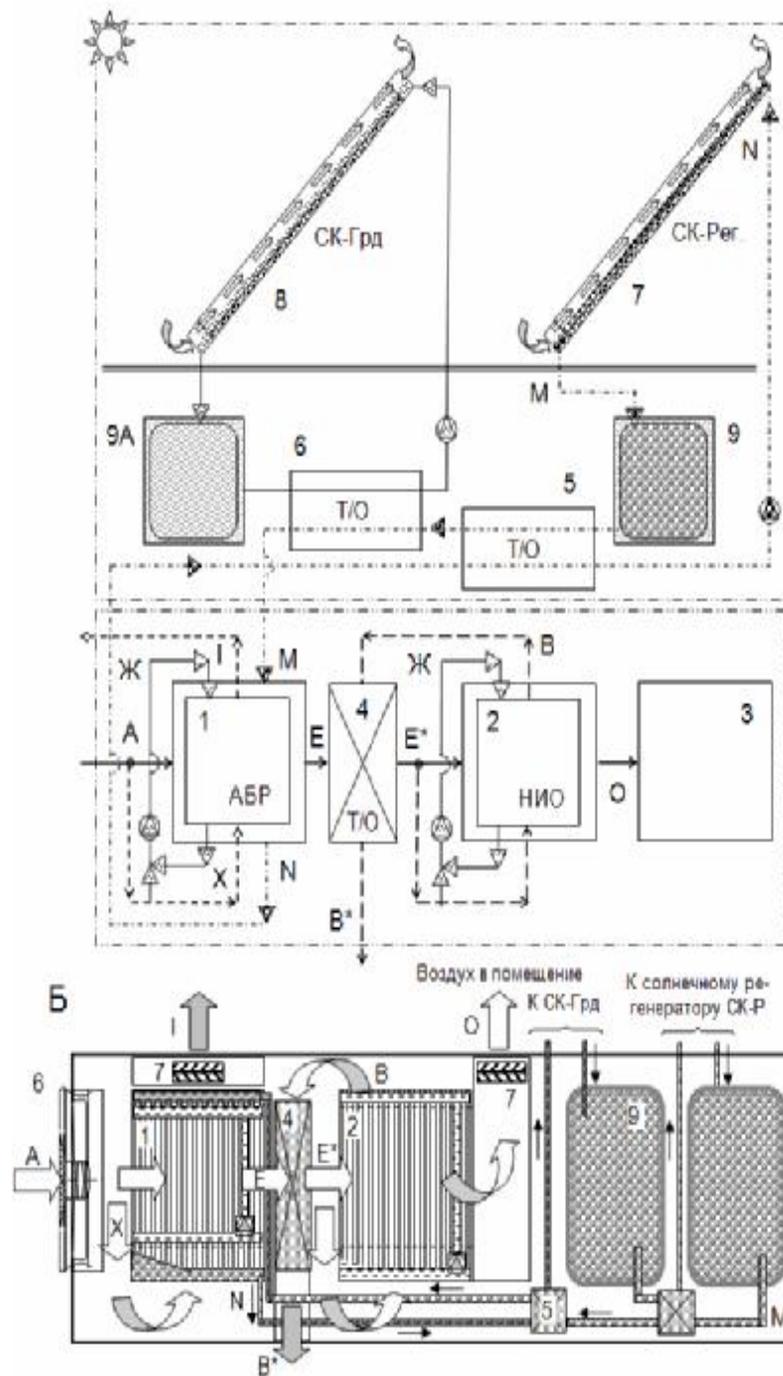


Рис 1. Принципиальная схема солнечной системы кондиционирования воздуха ССКВ (А) и общий вид блока охлаждения (Б).

Следует отметить, что значительный интерес представляют схемные решения с использованием воздушного потока, покидающего кондиционируемое помещение.

Основные идеи работы:

- Используется прямая регенерация абсорбента в солнечном коллекторе-регенераторе, где солнечная энергия одновременно обеспечивает как подвод

тепла для регенерации, так и движение воздушного потока над пленкой абсорбента;

- Число теплообменных аппаратов в схемах ССКВ минимизировано за счет реализации в каждом из аппаратов нескольких процессов одновременно, что уменьшает габариты блока охлаждения и суммарное сопротивление движению воздушных потоков;

- Вся теплообменная аппаратура (СК-Рег., абсорбер-осушитель, испарительные охладители) изготовлена на основе полимерных материалов.

III. Теплообменная аппаратура для ССКВ. ССКВ присущи характерные проблемы:

- значительные габариты теплообменной аппаратуры (ТМА), в связи с малыми движущими силами процессов;

- необходимость обеспечить малые сопротивления движению потоков через насадку ТМА, что, с учетом значительного количества аппаратов, входящих в систему, представляет известные трудности;

- правильный выбор рабочего тела (абсорбента) и греющего источника для регенерации абсорбента и поддержания непрерывности цикла, притом желательно понижение температуры регенерации абсорбента.

Снижение габаритов и сопротивления решалось использованием ТМА пленочного типа с многоканальными насадочными структурами, что обеспечивает и требуемую компактность [8-10].

Переход к ТМА совмещенного типа, когда в пределах одного аппарата одновременно реализуются несколько процессов, основной и вспомогательный, значительно сокращает число ТМА в разработанных схемах. Примером такого рационального совмещения процессов в едином ТМА могут служить все основные аппараты схемы: абсорбер АБР (1) в осушительной части схемы, испарительный охладитель непрямого типа НИО (2) в охладительной части ССКВ, а также двухконтурная градирня (рис. 2, схема В).

Нами разработан абсорбер с внутренним испарительным охлаждением (1), в охладительной части которого, вспомогательный воздушный поток, взаимодействуя с водяной пленкой, обеспечивает отвод теплоты абсорбции от осушительной части аппарата. Абсорбер с внутренним испарительным охлаждением, таким образом, это четырехпоточный аппарат, в нем два воздушных потока, основной и вспомогательный (Е, I), и два жидкостных – рециркулирующая через испарительную часть абсорбера вода (Ж) и раствор абсорбента в осушительной части аппарата (М, N). Внутреннее испарительное охлаждение абсорбера обеспечивает приближение процесса осушения к изотермическому и высокую эффективность процесса абсорбции, позволяя существенно уменьшить расход абсорбента и за счет этого снизить затраты на его регенерацию и повышая общий к.п.д. системы на 30-35% - по данным работы [3].

Сложность конструкции ТМА совмещенного типа порождает дополнительные технологические задачи: необходимость разводки всех потоков и герметизации рабочих полостей аппаратов. Но в целом, все аппараты, входящие в

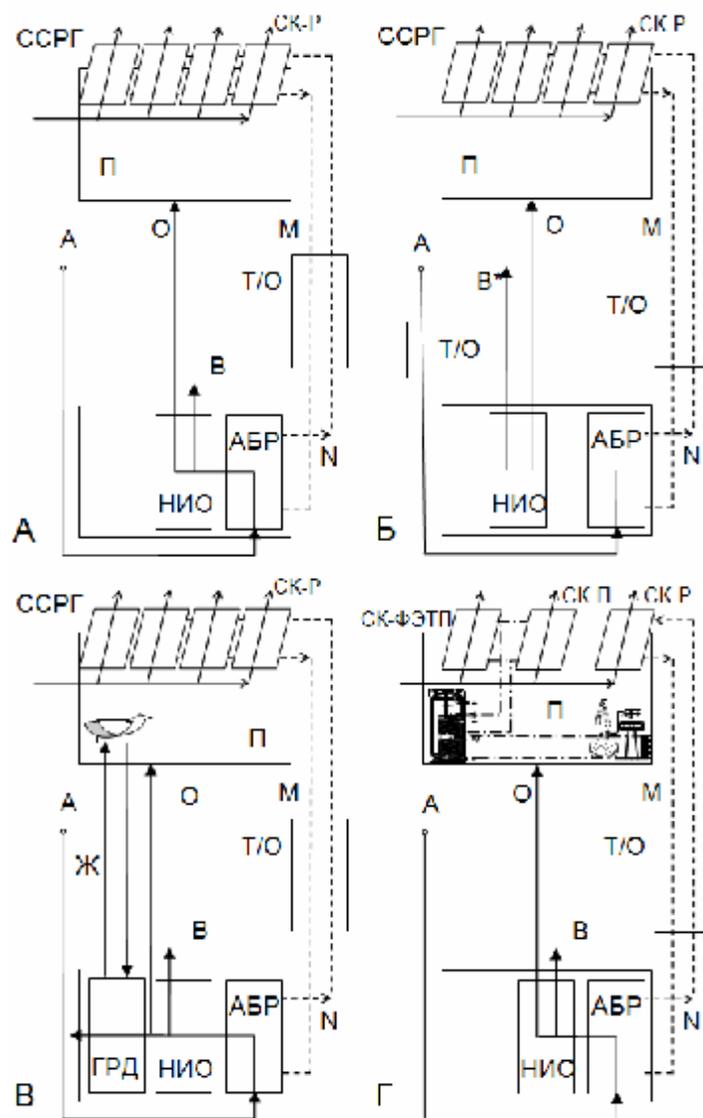


Рис. 2. Принципиальные схемы АСКВ с прямой солнечной регенерацией абсорбента.

Обозначения: АБР, НИО – абсорбер, испарительный охладитель; ГРД – градирня; Т/О – теплообменник; П – помещение; ССРГ – солнечная система регенерации абсорбента; СК-П, СК-Р, СК-ФЭТП – солнечный коллектор, солнечный коллектор-регенератор, солнечный коллектор ФЭТП, соответственно.

А – наружный воздух; О – воздух в помещении; М, N – раствор абсорбента.

состав ССКВ, устроены идентично, что обеспечивает единство технологических операций при их изготовлении.

Аналогичным образом устроен испарительный охладитель непрямого типа (2). В нем два воздушных потока и рециркулирующая через «мокрые» каналы испарительного охладителя непрямого типа НИО вода [8,14,16]. Охлажденная вода отводит тепло от основного воздушного потока, который, таким образом, охлаждается при неизменном влагосодержании, что обеспечивает снижение естественного предела охлаждения сред.

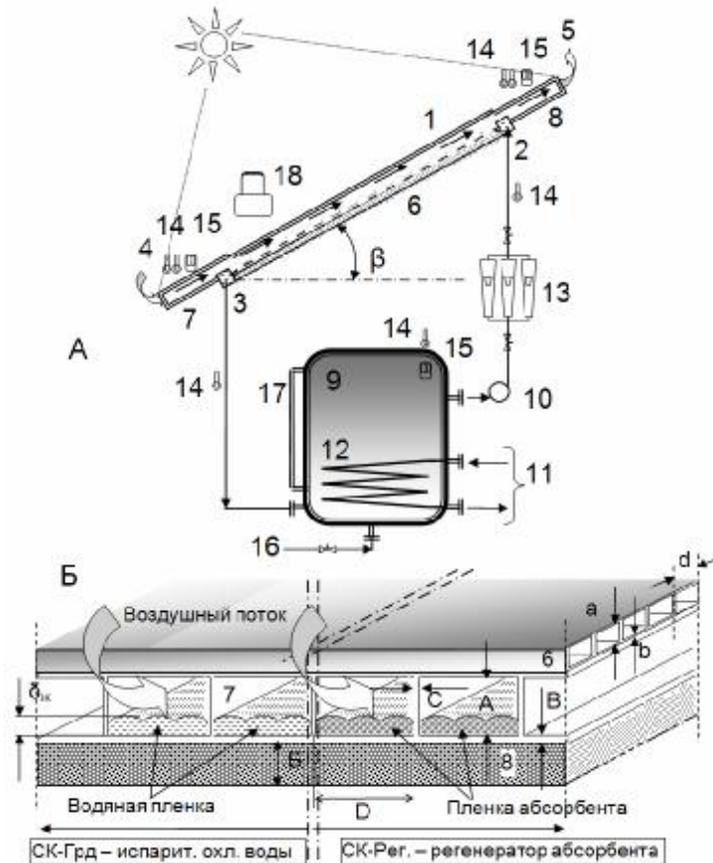


Рис. 3. Экспериментальный стенд (А) для изучения процессов тепломассообмена в «солнечной градирне» и процессов прямой солнечной регенерации абсорбента.

Обозначения: 1 – солнечный коллектор (СК-Грд – СК-Рег); 2, 3 – вход и выход воды или раствора абсорбента; 4, 5 – вход и выход воздушного потока; 6 – измерительный участок; 7, 8 – измерительные воздушные камеры; 9 – водяной бак; 10 – насос; 11, 12 – дополнительный нагреватель; 13 – ротаметр; 14 – термометр; 15 – термометр сопротивления; 16 – подпитка; 17 – измеритель уровня; 18 – пиранометр.

Б – Солнечный коллектор – испарительный охладитель воды (градирня) [солнечный коллектор-регенератор (солнечный десорбер) СК-Рег].

Обозначения: 1 – СК; 6 – прозрачное покрытие; 7 – теплоприемник – каналы для движения раствора жидкости и воздуха; 8 – теплоизоляция; $\delta_{ж}$ – средняя толщина жидкостной пленки.

В качестве материала, для изготовления всех без исключения ТМА, входящих в состав ССКВ, используются многоканальные многослойные плиты из поликарбоната, который обладает требуемой устойчивостью в реагирующих средах и жесткостью конструкции в целом [8,9].

Из таких плит сконструирована и "солнечная градирня" (рисунок 3).

IV. Полученные результаты. На рис. 3 приведена принципиальная схема экспериментальный стенд (А) для изучения процессов тепломассообмена в «солнечной градирне» и процессов прямой солнечной регенерации абсорбента. Стенд включает: водопроводный трубопровод, оснащенный вентилем, который подключен к водяному баку (9) объемом 85 литров; теплоизолированные опу-

ской и подъемный трубопроводы, которые служат соединением баков с исследуемым солнечным коллектором СК-Р. К контрольно-самопишущему прибору КСП 2-023 подключены термометры сопротивления 15. Для измерения интенсивности солнечной радиации был использован пиранометр 18 с вторичным прибором – гальванометром М-80. Для измерения скорости ветра использовался анемометр МС-13. В виду экспериментальной сложности непосредственного изучения процесса регенерации абсорбента, связанной с необходимостью подготовки раствора LiBr^{++} требуемой концентрации и поддержания начальной концентрации этого раствора в процессе исследований, изучение процесса десорбции в солнечном коллекторе-регенераторе было проведено на воде. То есть процесс удаления влаги из разбавленного раствора абсорбента имитировался на основе процесса испарения воды, стекающей по наклонной плоскости внутренней поверхности СК-Р в противотоке с воздушным потоком, движение которого обусловлено только солнечным разогревом. В сравниваемых ситуациях полностью идентичны: характер движения воздушного потока над поверхностью жидкостной пленки, обусловленный солнечным разогревом, угол наклона СК-Р определялся идентично наклону обычного водяного СК; характер течения жидкостной пленки абсорбента достаточно близок к особенностям течения водяной пленки и интерес представляет только равномерность распределения жидкостной пленки по поверхности листа.

Применительно к АСКВ с прямой регенерацией абсорбента, полученные результаты иллюстрируются на рис. 4 в виде зависимости изменения влагосодержания воздуха в абсорбере и соответствующей температурой десорбции (t_d). Линии на графиках 4А и 4Б соответствуют рабочим телам LiBr^+ и LiBr^{++} [2,11]. Величина Δx здесь принята равной изменению влагосодержания воздуха в солнечном коллекторе-регенераторе СК-Р, что справедливо только в случае равенства воздушных потоков, осушаемого в абсорбере и регенерационного в СК-Р, и, в случае отличия расходов этих потоков, величина Δx легко пересчитывается. Приведенная концентрация раствора здесь есть отношение рабочей концентрации к предельно возможной, соответствующей линии кристаллизации раствора.

На рис. 5 даны графики зависимостей эффективности солнечного испарительного охлаждения (в СК-Грд) от расхода охлаждаемой жидкости и интенсивности солнечной радиации (А), влагосодержания наружного воздуха (Б) и температуры воздуха (В). Очевидно, что определяющую роль в эффективности процесса испарительного охлаждения играет, наряду с интенсивностью солнечной радиации, влагосодержание наружного воздуха. Степень испарительного охлаждения воды $E_{\text{ж}}$ может быть существенно повышена при использовании капиллярно-пористых покрытий поверхности СК-Грд.

V. Выводы

1. Разработаны новые схемные решения ССКВ на основе использования открытого абсорбционного цикла и солнечной энергии для обеспечения прямой термической регенерации абсорбента;

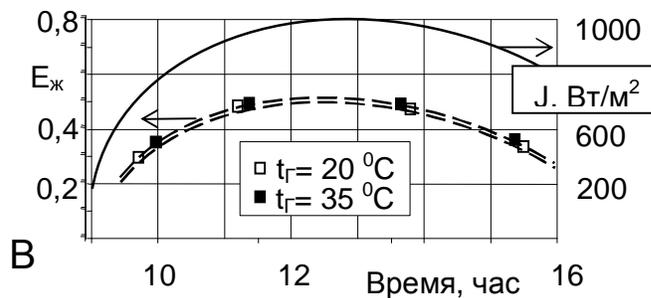
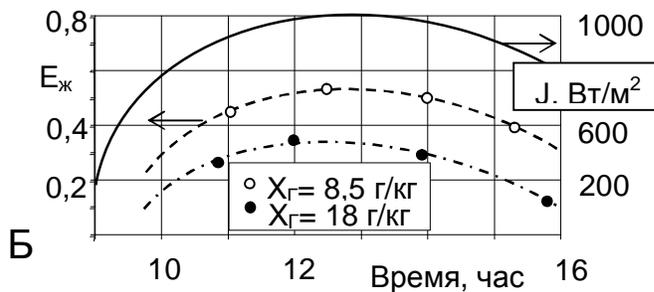
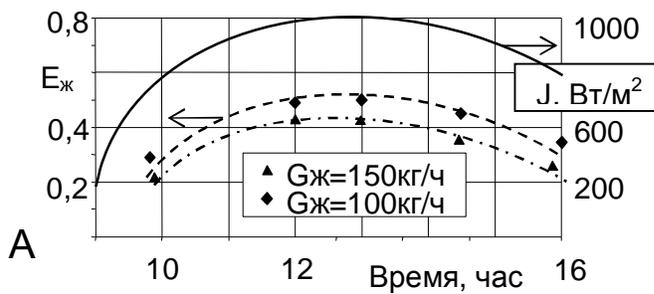
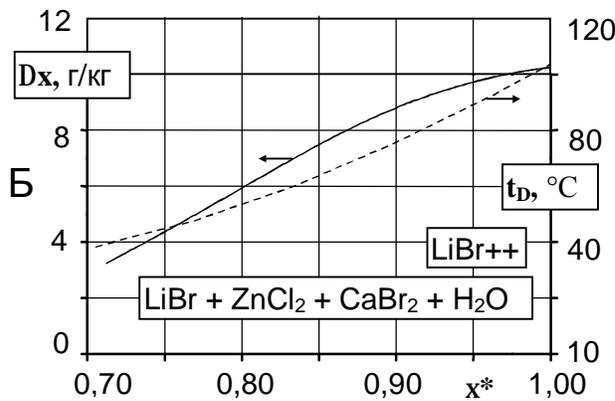
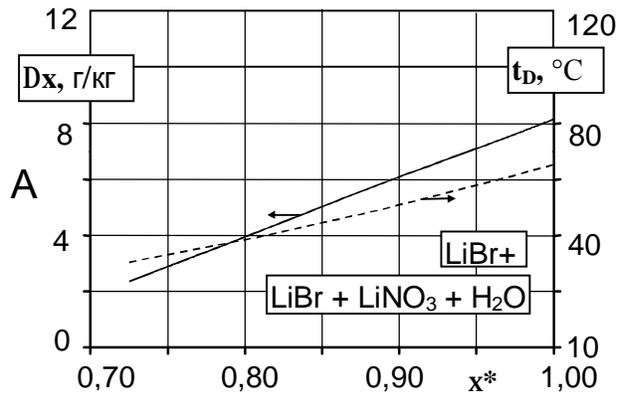


Рис. 4. Зависимость изменения влагосодержания воздуха в абсорбере-осушителе (Dx) и температуры десорбции (t_D) в солнечном коллекторе-регенераторе от приведенной концентрации раствора для ССКВ с прямой регенерацией абсорбента (экспериментальные данные автора). Начальное влагосодержание воздуха $x_2 = 16$ г/кг.

Рис. 5. Эффективность солнечного испарительного охладителя СК-Грд (солнечной градирни). А – влияние расхода охлаждаемой жидкости и интенсивности солнечной радиации; Б – влияние влагосодержания наружного воздуха (температура воздуха в опытах $t_{Г} = 35^{\circ}\text{C}$); В – влияние температуры воздуха (влагосодержание воздуха в опытах $x_{Г} = 8,5$ г/кг).

2. Разработана компактная теплообменная аппаратура для альтернативных систем включая абсорбер с внутренним испарительным охлаждением, солнечный коллектор-регенератор и испарительный охладитель;
3. Определяющую роль в эффективности процесса испарительного охлаждения воды в солнечном испарительном охладителе СК-Грд играет, наряду с интенсивностью солнечной радиации, влагосодержание наружного воздуха.
4. В широком диапазоне начальных параметров воздуха АСКВ обеспечивает получение комфортных параметров воздуха только испарительными методами, не прибегая к парокомпрессионному охлаждению, и может при этом опираться на солнечную энергию, как основной источник, обеспечивающий непрерывность осушительно-испарительного цикла.

Литература:

1. *Горин А.Н., Дорошенко А.В.* Альтернативные холодильные системы и системы кондиционирования воздуха. 2-е переработанное и дополненное издание. – Донецк.: Норд-Пресс, 2007. – 362 с.
2. *Горин А.Н., Дорошенко А.В., Глауберман М.А.* Солнечная энергетика. (Теория, разработка, практика) – Донецк: Норд-Пресс, 2008. – 374 с.
3. *Lowenstein, H. A.* Liquid desiccant air-conditioners: An attractive alternative to vapor-compression systems. Oak-Ridge nat. Lab/Proc. Non-fluorocarbon Refrig. Air-Cond. Technol. Workshop. Breckenridge, CO, US, , 1993, 06.23-25. – P. 133-150.
4. *Grossman G.* Solar-powered systems for cooling, dehumidification and air-conditioning. Faculty of Mechanical Engineering, Technion – Israel Institute of Technology. – 2001.
5. *Дорошенко А., Гликсон А.* Гелиосистемы и тепловые насосы в системах автономного тепло- и хладоснабжения // АВОК (Вентиляция, отопление, кондиционирование воздуха, теплоснабжение и строительная теплофизика). – 2004. – №7. – С. 2–6.
6. *Дорошенко А.В., Казак И.И., Глауберман М.А., Андреев В.И.* Солнечные системы теплохладоснабжения с непрямой регенерацией абсорбента и теплообменной аппаратурой с псевдооживленным слоем // Физика аэродисперсных систем. – 2007. – №44. – С. 67-77.
7. *Дорошенко А.В., Глауберман А.Е., Jamal Kamal Husain, Шестопалов К.А.* Теоретическое и экспериментальное исследование рабочих характеристик солнечных плоских коллекторов // Холодильная техника и технология. – 2008. – № 110. – С. 17 - 21.
8. *Дорошенко А.В., Демьяненко Ю.И., Филипцов С.Н., Горин А.Н.* Испарительные охладители непрямого и комбинированного типов для СКВ // Холодильная техника и технология. – 2005. – № 2. – С.46–52.
9. *Дорошенко А., Горин А.* Альтернативные системы кондиционирования воздуха (солнечные холодильные и кондиционирующие системы на основе открытого абсорбционного цикла) // АВОК (Вентиляция, отопление, кондиционирование воздуха, теплоснабжение и строительная теплофизика). – 2005. – №1. – С. 60-64.

10. *Дорошенко А., Горин А.* Солнечные холодильные и кондиционирующие системы // Отопление, водоснабжение, вентиляция + кондиционеры. – 2005. – №1. – С. 67–72.
11. *Дорошенко А.В., Аль-Гарби Набиль Муса, Горин А.Н.* Солнечные СКВ с прямой регенерацией абсорбента // Холодильная техника и технология. – 2005. – №5 (97). – С. 51-55.
12. *Koltun P., Ramakrishnan S., Doroshenko A., Konsov M.* Life Cycle Assessment of a Conventional and Alternantive Air-Conditioning Systems // 21^h International Congress of Refrigeration IIR/IIF, Washington, D.C, ICR0140. – 2003.
13. Патент на винахід № 19637, «Устройство для непрямого испарительного охлаждения воздуха». – 2005. – *Дорошенко А., Денисов Ю.*
14. Патент на винахід № 73696, «Спосіб непрямого випарного охолодження повітря або води». – 2005. – *Дорошенко О., Дем'яненко Ю., Горін О., Філіпцов С.*
15. Патент на винахід № 73698, «Спосіб сонячного охолодження і кондиціонування повітря», 2005, *Дорошенко, О., Дем'яненко Ю., Горін О., Філіпцов С.*
16. Патент на винахід № 74525, «Испарительный охладитель непрямого типа», 2005, *Горін О., Філіпцов С., Федоров А., Дорошенко, О., Дем'яненко Ю.*
17. Патент на винахід № 74526, «Абсорбер с внутренним испарительным охлаждением», 2005, *Горін О., Філіпцов С., Дорошенко О.*
18. Патент на винахід № 74522, «Полимерный солнечный коллектор», 2005, *Горін О., Філіпцов С., Дорошенко О., Шестопалов К., Сухнатов А.*
19. Патент на винахід № 74521, «Полимерный солнечный коллектор», 2005, *Горін О., Філіпцов С., Дорошенко О., Глауберман М., Гликсон А.*

Дорошенко О.В., Глауберман М.А., Казак І.І., Андреев В.І.

Сонячні системи кондиціонування повітря з прямою регенерацією абсорбенту й полімерною тепломасообмінною апаратурою

АНОТАЦІЯ

У статті наводяться схемні рішення сонячних систем кондиціонування повітря (ССКП) на основі відкритого абсорбційного циклу, з використанням тепломасообмінної апаратури з полімерних матеріалів. Розроблена апаратура осушувального (абсорбер-осушувач) і охолоджувального (випарний охолоджувач) контурів ССКП універсальна, побудована на плівковому контакті потоків газу й рідини та забезпечує суміщення основного й допоміжного процесів у кожному з апаратів. Виконано попередній аналіз можливостей відкритого абсорбційного циклу стосовно до завдань кондиціонування повітря.

Doroshenko A.V., Glauberman M.A., Kazak I.I., Andreev V.I.

**Alternative air-conditioning systems founded on open
absorption cycle and solar energy**

SUMMARY

The schematics solar air conditioning system (SACS) was presented. Designed heat-mass-transfer apparatus dehumidifying (absorber) and evaporative (indirect evaporative cooler) contours SACS was based on a film contact of airflows and water and provided main and auxiliary processes combination in each apparatus unit (for example, process of absorption and internal steam cooling in absorber). The preliminary analysis of open absorption cycle capabilities concerning air conditioning problems was made.

УДК 536.46

Сидоров А.Е., Золотко А.Н., Шевчук В.Г., Муница В.С.

*Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова
Институт горения и нетрадиционных технологий*

Горение угольных пылей

В работе рассматривается кондуктивно-радиационная модель распространения ламинарного пламени в аэровзвеси угля. Делается ряд предположений о механизме горения частиц в волне горения, позволяющих оценить нормальную скорость пламени. Проводится сравнительный анализ роли кондуктивной и радиационной теплопередачи в волне горения для аэровзвесей с различным дисперсным составом.

Введение.

Процессы горения угольных пылей привлекают постоянное внимание исследователей в силу двух обстоятельств. Во-первых, энергетически это наиболее приемлемый способ сжигания широко применяемого горючего, позволяющий добиться высоких скоростей его преобразования из-за большой реакционной поверхности. Во-вторых, по той же причине, мелкодисперсная угольная пыль, как горючий компонент гибридных смесей метан-уголь-воздух, является активным пожаровзрывоопасным участником разрушительных процессов в шахтах.

Большое внимание уделяется анализу скорости ламинарного пламени в угольных пылях. Это обусловлено тем, что нормальная скорость пламени является основным фактором, определяющим турбулентную скорость распространения пламени в запыленных объемах, условие стабилизации пылеугольного факела в промышленных горелках, скорость турбулентного горения в энерго-силовых установках. Вместе с тем приходится констатировать крайне ограниченное число экспериментальных данных по нормальной скорости пламени в аэровзвесах угля при атмосферных условиях.

В работе [1] приводится сводка существующих экспериментальных данных по скоростям горения угольных пылей при одной атмосфере. Обращают на себя внимание два обстоятельства.

Во-первых, все эти данные получены либо с использованием предварительно подогретого воздуха, либо в условиях добавок горючих газов или горячих продуктов их сгорания (использовался также подогрев стенок реакционной трубы или дежурное газовое пламя), либо в переобогащенных кислородом смесях. Авторы делают вывод о невозможности организовать горение распыленного угля при нормальных начальных условиях. Этот вывод мы можем подтвердить собственными экспериментальными исследованиями. Нам не удалось

инициировать распространение пламени в аэрозвесах частиц угля диаметром 7 мкм в полуоткрытой реакционной трубе диаметром 5.6 см и длиной 1 м, ни при зажигании у верхнего открытого конца трубы (с использованием поршневой подачи порошка и несущего воздушного потока, который останавливается в момент зажигания), ни у нижнего открытого конца (с использованием виброситовой подачи порошка). При этом для достижения цели использовались различные воспламенительные устройства – электрическая искра, пламя газовой горелки, различные пиротехнические составы. Аналогично не увенчались успехом и попытки организовать горение в аэрозвесах этого угля в неподвижном облаке постоянного объема $8 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ («бомба постоянного давления»). Облако создавалось пневмоимпульсным способом в тонкостенном резиновом шаре. Поджиг осуществлялся в центре взрывающейся проволокой. При этом формировался начальный очаг горения радиусом около 2 см, однако процесс не получал дальнейшего развития. Очаг горения разваливался (очевидно вследствие естественной конвекции) и быстро затухал. По всей вероятности, причина этих неудач кроется в малых значениях нормальной скорости пламени в угольных пылях в условиях эксперимента, при этом воздействие, например, естественной конвекции не позволяет стабилизировать пламя. Действительно, характерное

время развития конвекции $\sqrt{\frac{R^2}{g}}$ сопоставимо с характерным временем распространения волны горения $\sqrt{\frac{a}{u_n^2}}$.

Второе, важное с нашей точки зрения, обстоятельство связано с тем, что практически во всех экспериментах [1] максимум на зависимости скорости пламени от концентрации угля находится в области значений, намного превышающих стехиометрическое (для угля оно составляет около 110 г/м^3 при расчете на CO_2 как конечный продукт реакции). Этот факт свидетельствует, по всей видимости, о том, что частицы угля в пламени сгорают в диффузионном режиме. Действительно, в случае кинетического режима горения, максимальная температура, а, следовательно, и максимальная скорость горения частиц соответствуют стехиометрическим смесям, как это имеет место для газовых пламен.

Теоретические исследования ламинарного пламени сводятся обычно к численному расчету уравнений одномерной задачи тепло-массопереноса в реагирующих пылях [1]. Причем, основное внимание уделяется выходу летучих продуктов из угольных частиц. Для согласования расчетных значений с экспериментальными данными приходится использовать подгоночные параметры. Например, принимается, что эффективное значение поверхности частицы в 4 раза больше, чем поверхность ее эффективной сферы. Вместе с тем такие центральные вопросы, как режим горения частичек, соотношение кондуктивной и лучистой теплопередачи в волне горения и их зависимость от параметров смеси, детально не обсуждаются.

В настоящей работе развивается упрощенная теоретическая модель ламинарного пламени в угольных пылях, ставящая своей целью получение аналити-

ческих выражений для нормальной скорости пламени, учитывающих основные особенности волны горения в пылях и, также, допускающих инженерные оценки.

Постановка задачи.

Рассмотрим одномерную стационарную волну горения в стандартном подходе – в системе координат, связанной с фронтом пламени, волна разбивается на две зоны: предпламенную зону ($-\infty < x \leq 0$), в которой пренебрегаем химической реакцией и тепловыделением, и зону горения ($0 \leq x < +\infty$), в которой происходит тепловыделение и формируется кондуктивный (а в общем случае и лучистый) поток тепла, за счет которого и происходит нагрев частиц и газа в предпламенной зоне. На границе зон (в т. $X = 0$) «сшивается» поток тепла, выходящий из зоны горения в предпламенную зону, и входящий поток энтальпии исходной взвеси. Граница этих зон определяется условием воспламенения частиц в волне горения, т.е. в переменном (михельсоновском) профиле температуры, формируемом в предпламенной зоне. В [2] показано, что температуры частиц T_* в волне горения в момент воспламенения, близка к таковой в режиме самовоспламенения, т.е. определяется критическим условием воспламенения:

$$\frac{r_0 E q k_0 C_{ok} e^{\frac{-E}{RT_*}}}{RT_*^2 \lambda} = 1, \quad (1)$$

где r_0 – исходный радиус частиц, q – тепловой эффект реакции, λ – коэффициент теплопроводности газа, C_{ok} – концентрация окислителя, k_0 – предэкспонент, E – энергия активации. В (1) принят простейший линейный закон окисления.

Будем использовать однотемпературное приближение, т.е. пренебрегать различием температур частичек и газа в предпламенной зоне. Это справедливо

в том случае, когда характерное время теплообмена частиц с газом $\tau_{oo} = \frac{r_0^2 \rho_s}{3aB}$

(где, ρ_s – плотность вещества частицы, $a = \frac{\lambda}{c_p \rho}$ – коэффициент температуропро-

водности газа, B – массовая концентрация твердой фазы), меньше времени пре-

бывания частицы в предпламенной зоне $\tau_{np} = \frac{a}{v_n^2}$, (где v_n – нормальная ско-

рость пламени). Для характерных условий в волне горения, это условие выполняется для $r_0 \leq 25$ мкм, т.е. для мелкодисперсных пылей. Отметим, что рассмотрение двухтемпературной задачи не составляет принципиальных трудностей [3] и не вносит существенных изменений в физическую сущность полученных результатов, однако значительно загромождает соответствующее выражение для скорости пламени.

Обратимся к упрощающим предположениям, касающихся зоны горения. Особенность горения угля по сравнению с другими твердыми горючими, например металлами, заключается в значительной роли летучих компонентов в составе угля. Применительно к нашей задаче важно выяснить, в какой из зон осуществляется преимущественный выход летучих. Если бы это происходило в

предпламенной зоне, то экспериментально наблюдалось бы двухфронтное горение угольной пыли (по крайней мере для углей с высоким содержанием летучих) – передний газофазный фронт и следующий за ним фронт горения углеродного остатка. Однако, подобное не подтверждается нашими экспериментами. Заметим, что такая двухстадийность возможна для режимов самовоспламенения угольной пыли, когда вначале воспламеняются летучие, а затем твердая фаза. При этом необходимо принимать во внимание то, что времена индукции в режиме самовоспламенения газозвеси намного превосходят времена пребывания частиц в предпламенной зоне (для сравнения характерное время индукции $\sim 10^2$ мс в то время как $\tau_{пр} \leq 10$ мс). Таким образом, будем считать, что преимущественный выход летучих из частиц осуществляется в зоне горения на поверхности частиц. Далее, поскольку тепловые эффекты сгорания метана (основного компонента летучих) и углерода в расчете на единицу массы потребляемого кислорода практически равны, будем рассматривать угольную частичку как сплошную углеродную частицу, относя массу летучих к массе углерода.

Основное приближение развиваемого подхода касается механизма тепловыделения в зоне горения. Для кинетических пламен [4], основное тепловыделение в зоне горения происходит вблизи границы зоны горения и послепламенной зоны, при температуре близкой к температуре горения. Для газозвеси, частицы которой горят в диффузионном режиме, максимальное тепловыделение происходит при размерах частиц близких к исходным, т.е. в начальный момент их горения. Именно здесь, вблизи границы предпламенной зоны и зоны горения, происходит формирование выходящего в предпламенную зону теплового потока, как это имеет место в СВС – системах [5].

Поэтому, в дальнейшем, будем полагать скорость горения частиц постоянной и равной таковой в начальный момент горения частицы, т.е. максимальной:

$$\left. \frac{dm}{dt} \right|_{\max} = 4\pi r_0 D C_{ок} \alpha_{cm}, \quad (2)$$

где $C_{ок} = m_{O_2} \rho_g$ – концентрация окислителя, m_{O_2} – массовая доля кислорода, ρ_g – плотность газа, α_{cm} – стехиометрический коэффициент в реакции окислителя.

Тогда мощность тепловыделения в зоне реакции

$$W = Qn \left. \frac{dm}{dt} \right|_{\max}, \quad (3)$$

здесь Q – тепловой эффект сгорания на единицу массы горючего, $n = \frac{B}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 \rho_s}$ –

численная концентрация частиц, ρ_s – плотность твердой фазы.

Уравнение для стационарной скорости горения в предположении кондуктивного механизма теплопередачи в волне горения ($x \geq 0$)

$$(c_p + c_s B) v_n \frac{dT}{dx} = \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + W, \quad (4)$$

где c – теплоемкость газа, c_s – теплоемкость угля, λ – теплопроводность газовой фазы.

Граничное условие на границе зона горения – послепламенная зона ($x_ч = v_н \tau_2$, где τ_2 – время горения частиц)

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{x=v_н \tau_2} = 0, \quad (5)$$

Из (4) – (5) для величины теплового потока на границе предпламенной зоны и зоны горения ($x = 0$) легко показать

$$q_0 = \frac{\lambda W}{(c_p + c_s B) v_н} \left\{ 1 - e^{-\frac{(c_p + c_s B) v_н^2 \tau_2}{\lambda}} \right\}, \quad (6)$$

Считая, что толщина зоны горения $v_н \tau_2$ много больше толщины предпламенной зоны $\frac{\lambda}{(c_p + c_s B) v_н}$, т.е. $(c_p + c_s B) v_н^2 \tau_2 / \lambda \gg 1$, из (5) – (6) имеем

$$q_0 = \frac{\lambda W}{(c_p + c_s B) v_н} = \frac{Q Da C_{ок} 3 \alpha_{cm} B c_p}{(c_p + c_s B) v_н r_0^2 \rho_s}. \quad (7)$$

Приравнивая этот поток входящему потоку энтальпии

$$q_{вх} = (c_p + c_s B) v_н (T_* - T_0),$$

получаем выражение для нормальной скорости пламени :

$$v_н^2 = \frac{3 Q B \alpha_{cm} Da C_{ок} c_p}{(c_p + c_s B)^2 r_0^2 \rho_s (T_* - T_0)}, \quad (8)$$

Оно задает зависимость скорости от всех физико-химических параметров взвеси.

Обратимся к сопоставлению расчетных значений (8) с экспериментальными данными [6]. При расчетах полагалось $Q = 33 \cdot 10^6$ Дж/кг, $\alpha_{cm} = 12/32$ (для конечного продукта CO_2), а T_* рассчитывалась по (1) со значениями $k_0 = 2 \cdot 10^4$ м/с, $E = 115 \cdot 10^3$ Дж/моль [7]. Таким образом для экспериментов представленных в [6]: $r_0 = 3$ мкм и $m_{O_2} = 0.28$ – $T_* = 1300$ К; $r_0 = 6$ мкм и $m_{O_2} = 0.23$ – $T_* = 1135$ К; для $r_0 = 24$ мкм и $m_{O_2} = 0.23$ – $T_* = 900$ К. Остальные значения выбирались по [8] при $T_0 = 300$ К, поскольку комплекс $Da \rho$ в (8) практически не зависит от температуры. Результаты сопоставления представлены на рис. 1

Они обнаруживают хорошее согласование для мелкодисперсного угля и расхождение более чем в два раза для крупнодисперсного. Поэтому в процессах распространения пламени в пылях, естественным является желание оценить роль лучистого потока, значение которого возрастает с увеличением размера частиц.

Особенностью горения угля по сравнению, например, с горением металлических пылей, является то, что радиационный поток формируется непосредственно гетерогенно горящими частицами угля. В зависимости от толщины зоны горения возможны две различные ситуации:

а) концентрация и размер частиц таковы, что радиационный поток имеет максимальное значение соответствующее сплошной поверхности.

б) Значение потока меньше максимального, и следовательно, определяется размером и концентрацией частиц.

Рассмотрим первый случай.

Значение радиационного потока $q_p^0 = \epsilon_s \sigma T_z^4$, где ϵ_s – степень черноты, σ – коэффициент Стефана-Больцмана, T_z – адиабатическая температура горения. В этом случае исходим из уравнения теплового баланса, в соответствии с которым сумма выходящих из зоны горения кондуктивного и радиационного потоков должны равняться потоку энтальпии, входящему в зону горения

$$q_0 + q_p^0 = (c_p + c_s B)(T_* - T_0). \quad (9)$$

Воспользовавшись выражением (7) для кондуктивного потока тепла, выражение (9) перепишем в следующем виде

$$\frac{3QB\alpha_{cm}DC_{ок}}{\nu_n \rho_s r_0^2} \cdot \frac{c_p}{(c_p + c_s B)} - (c_p + c_s B)\nu_n(T_* - T_0) + \epsilon_s \sigma T_z^4 = 0 \quad (10)$$

Т.е. для нормальной скорости пламени мы имеем квадратное уравнение, определяющее зависимость нормальной скорости от всех параметров системы.

Отметим, что при $q_p^0 = 0$ мы возвращаемся к выражению для чисто кондуктивного механизма (8).

Сопоставляя выражения (8) и (10) можно определить диапазон параметров, в которых радиация незначительна.

Рассмотрим второй случай.

Учтем, что частицы угля в зоне горения меняют свой размер. В этом случае степень черноты зоны горения определяется проекцией частиц находящихся в слое, равном толщине зоны горения, на единицу поверхности, перпендикуляр-

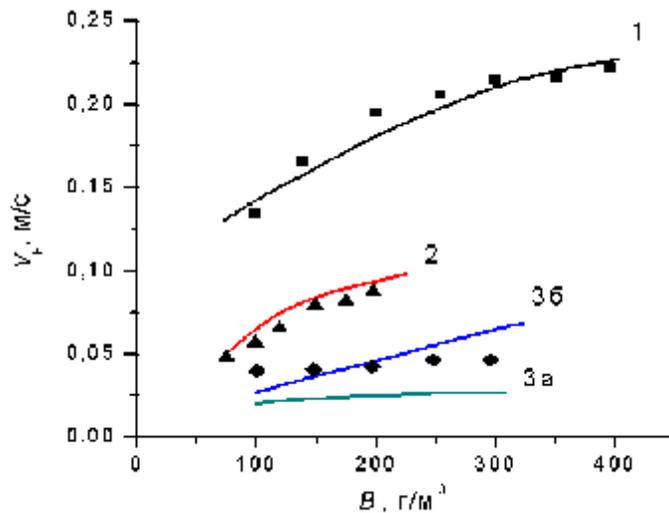


Рис.1. Зависимость нормальной скорости пламени от массовой концентрации угля. Точки – эксперимент [6].

Расчет по (8): 1) $r_0 = 3$ мкм, $m_{O_2} = 0.28$; 2) $r_0 = 6$ мкм, $m_{O_2} = 0.23$; 3а) $r_0 = 24$

мкм, $m_{O_2} = 0.23$;

расчет по (17): 3б) $r_0 = 24$ мкм, $m_{O_2} = 0.23$.

ной оси X. Примем за среднюю по зоне горения проекцию частицы равной половине ее начальной проекции. Для эффективной степени черноты имеем :

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{\varepsilon_s n S_0 l}{2} = \frac{\varepsilon_s n S_0 v_n \tau_z}{2} = \frac{\varepsilon_s 3B v_n \tau_z}{2r_0 \rho_s}. \quad (11)$$

Если учесть, что

$$\tau_z = \frac{\rho_s d_0^2}{8DC_{ok} \alpha_{cm}}, \quad (12)$$

То

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{3B v_n r_0 \varepsilon_s}{4DC_{ok} \alpha_{cm}} \quad (13)$$

Выражение для радиационного потока будет следующим:

$$q_p = \frac{3B v_n r_0 \varepsilon \sigma T_z^4}{4DC_{ok} \alpha_{cm}} \quad (14)$$

Сразу отметим, что этим выражением можно пользоваться, если выполняется условие $\varepsilon_{\text{эф}} < 1$. т.е.

$$\frac{3B v_n r_0 \varepsilon_s}{4DC_{ok} \alpha_{cm}} < 1, \quad (15)$$

в противном случае надо брать значение q_p^0 .

Отметим, что отношение кондуктивного потока к радиационному имеет вид:

$$\frac{q_0}{q_p^0} = \frac{4Q\alpha_{cm}^2 D^2 C_{ok}^2 a}{r_0^3 \rho_s \sigma T_z^4 \varepsilon_s v_n^2}, \quad (16)$$

т.е. роль радиации возрастает с увеличением размера частиц и увеличением скорости пламени.

Используя выражения (14) и (10) и проведя несложные преобразования, получим следующее выражение для скорости пламени:

$$v^2 = \frac{3QB\alpha_{cm} Da C_{ок} c_p}{\left(1 - \frac{3Br_0\sigma T_{ад}^4}{DC_{ок}\alpha_{cm}(T_* - T_0)(c_p + c_s B)}\right) * (c_p + c_s B)^2 * \rho_s r_0^2 (T_* - T_0)}. \quad (17)$$

Использование выражения (17) ограничено условием (15), что снимает вопрос о формальном стремлении v_n к бесконечности при стремлении к нулю стоящего в знаменателе выражения в фигурных скобках.

Таблица.

$B, \frac{z}{m^3}$	A	
	$r_0 = 6 \text{ мкм}$	$r_0 = 24 \text{ мкм}$
100	0.04	0.19
200	0.073	0.36
300	0.1	0.51
400	0.13	0.61

Входящая в (17) величина $A = \frac{3Br_0\sigma T_{ad}^4}{DC_{ок}\alpha_{cm}(T_* - T_0)(c_p + c_s B)}$ характеризует от-

носительную роль лучистой теплопередачи в волне горения угольной пыли. Ее оценки приведены в таблице.

При расчете A полагались следующие значения величин: $a = \frac{\lambda}{c_p} = 0.209 \cdot 10^{-4}$

м²/с, $\varepsilon_s = 1$, $T_2 = 1900\text{K}$ [6]. Эти оценки подтверждают предположение о незначительной роли радиации для мелкодисперсных пылей и ее возрастании с увеличением размеров частиц. Результат сопоставления экспериментальных и рассчитанных по (17) данных для $r_0 = 24$ мкм приведен на рис.1(кривая3б). Более быстрый по сравнению с экспериментом рост скорости от концентрации горючего обусловлен тем, что для оценки взят завышенный радиационный поток, поскольку рассматривается плоский неограниченный фронт пламени. В экспериментах геометрические ограничения приводят к уменьшению радиационного потока по сравнению с его максимальным значением приблизительно $\sim \frac{R}{l}$ раз

(при $\frac{R}{l} \leq 1$), где R – внешний размер фронта пламени (например, радиус устья

горелки), а $l = \frac{4\rho_s r_0}{3B}$ – длина пробега излучения в предпламенной зоне.

Если обратиться к выражению (10), то основную роль (при заданных параметрах системы) будет играть радиационная теплопередача, при этом максимальная температура достигается для стехиометрической смеси, а объемная теплоёмкость возрастает, что и приводит к уменьшению u_i по мере роста концентрации горючего для $V > V_{ст}$.

Сами рассчитанные по (10) значения скорости более чем на порядок превосходят экспериментальные и рассчитанные по (17) значения (поэтому на рисунке не приведены.).

Т.е. в условиях малоразмерных экспериментальных установок роль лучистой теплопередачи в волне горения далека от своего предельного значения.

Выводы.

Разработанная в работе модель распространения пламени позволяет не только качественно, но и количественно объяснить ряд особенностей ламинарного пламени в угольных пылях, в частности, зависимость нормальной скорости от размеров частиц и концентрации твердой фазы. Упрощенные предположения о диффузионном механизме горения частиц в волне горения делают возможным оценить нормальную скорость, пользуясь только табличными значениями физико-химических величин, что удобно для инженерных расчетов. При развиваемом подходе становится понятно существенное превышение концентрации горючего, соответствующей максимальным значениям скорости, над ее стехиометрическим значением. В явном виде описывается роль кондуктивной и

лучистой теплопередачи в волне горения, причем роль последней возрастает по мере увеличения размеров частиц и концентрации горючего.

Естественно, что слабым местом развиваемого подхода является именно предположение о диффузионном горении частиц, в том числе малых размеров. В этой связи, на наш взгляд, принципиальным для дальнейшего исследования является экспериментальное изучение зависимости скорости от концентрации угля в надежно контролируемых экспериментальных условиях. Причем такие опыты целесообразно проводить для мелкодисперсных углей при атмосферном давлении и избыточном, по сравнению с воздухом, содержании кислорода.

Литература:

1. *Bradly D., Lawes M., Ho-Young Park, N.Usta* Modelling of laminar pulverized coal flames with speciated devolatilizations and comparisons with experiments // *Combustion and Flame*. – 2006. – V.144. – P.190-204.
2. *Кондратьев Е.Н., Шевчук В.Г., Полищук Д.И.* Анализ предельных условий распространения пламени в газовзвесьях. // *Физика горения и взрыва*. – 1981. – Т.17, №5. – С.125-127.
3. *Шевчук В.Г., Безродных А.К., Бойчук Л.В.* О механизме ламинарного пламени в аэрозвесьях металлических частиц // *Физика горения и взрыва*. – 1988. – №2. – С.85-89.
4. *Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М.* Математическая теория горения и взрыва. – М.: Наука. – 1980. – 478с.
5. *Мержанов А.Г.* Процессы горения и синтеза материалов. - М.: ИСМАН, – 1998. – 512 с.
6. *Palmer K.N.* Dust Explosions and Fires. – London, Chapman and Hall, – 1973. – 240p.
7. *Крайнов А.Ю.* О самовоспламенении двухкомпонентной газовзвеси // *Физика горения и взрыва*. – 1999. – Т.35, №5. – С.6 - 13.
8. *Таблицы физических величин. Справочник* // Под ред. *И.К. Кикоина*. – М.: Атомиздат. – 1976. – 1008 с.

Сидоров А.Е., Золотко А.Н., Шевчук В.Г., Муница В.С.

Горіння вугільного пилу

АНОТАЦІЯ

У роботі розглядається кондуктивно-радіаційна модель поширення ламінарного полум'я в аерозависі вугілля. Робиться ряд припущень про механізм горіння часток в хвилі горіння, що дозволяють оцінити нормальну швидкість полум'я. Проводиться порівняльний аналіз ролі кондуктивної та радіаційної теплопередачі в хвилі горіння для аерозависів з різним дисперсним складом.

Sidorov A.E., Zolotko A.N., Shevchuk V.G, Munitsa V.S.

Combustion of coal dusts

SUMMARY

In present work the conductive-radiating model of a laminar flame propagation in coal dusts is considered. A number of assumptions of the particles burning mechanism in a wave of the combustion have been made. It allows to estimate normal speed of a flame. The comparative analysis of conductive and radiating heat transfer influence in a wave of combustion for aerosuspensions with various disperse structure is carried out.

Головко В.В., Вовчук Я.И., Идисис Е.А.

*Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова
Институт горения и нетрадиционных технологий*

Волна тления в органическом горючем

Экспериментально исследованы структура и скорости поточного и противоточного тления в образцах табака различной плотности. Выделены четыре характерных области в волне тления. Выявлено качественное различие характера зависимостей скорости и ширины зоны тления от скорости потока окислителя - монотонно растущая для поточного и экстремальная, с максимумом, для противоточного тления. Показано, что при поточном тлении скорость волны лимитируется подводом окислителя, а при противоточном - кинетикой реакций.

Распространение тления по органическим веществам представляет собой сложный физико-химический процесс, который является результатом одновременного протекания газификации горючего и последующего его окисления (т.е. химические процессы), транспорта тепла, а также окислителя и продуктов реакции через пористое вещество - исходное горючее или его продукты окисления (физические процессы). Число параметров, влияющих на скорость и режимы распространения волны тления, существенно больше, чем при горении гомогенных или гетерогенных систем, что усложняет понимание роли физических и химических факторов на отдельные стадии тления. Поэтому экспериментальное изучение структуры волны тления и скорости ее распространения дает возможность получить новые знания о процессе, на основе которых можно ставить и решать задачи по управлению тлением.

Необходимо отметить, что такие данные представляют самостоятельный интерес, так как, тление достаточно часто бывает причиной пожаров, поскольку для его инициирования необходим гораздо более слабый источник, чем для инициирования горения, оно может длительное время протекать скрытно и часто переходит в горение.

Основными параметрами, которые определяют характеристики тления, являются скорость внешнего потока окисляющего газа, содержание окислителя, дисперсность и пористость горючего, а также его физические свойства, плотность образца, его геометрические размеры.

Целью настоящей работы было изучение влияния скорости внешнего потока и плотности образцов на структуру и скорость поточного и противоточного тления. В качестве объекта исследований использовались цилиндрические образцы табака, бронированные папиросной бумагой, длиной 40 мм, диаметром 8 мм. (Такая система по классификации, предложенная в работе [1], называется "закрытой"). Для определения влияния плотности упаковки вещества использовались образцы разной плотности $\rho_z = 0.275 \text{ г/см}^3$ и $\rho_z = 0.92 \text{ г/см}^3$.

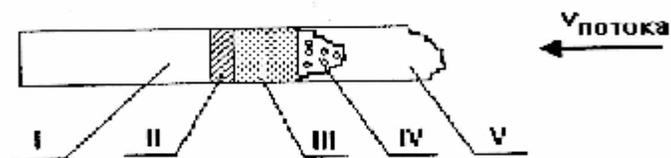


Рис. 1 Схема поточного распространения волны тления.

- I – исходное горючее;
- II – зона газификации горючего;
- III – зона окисления топлива;
- IV – зона окисления углистого остатка;

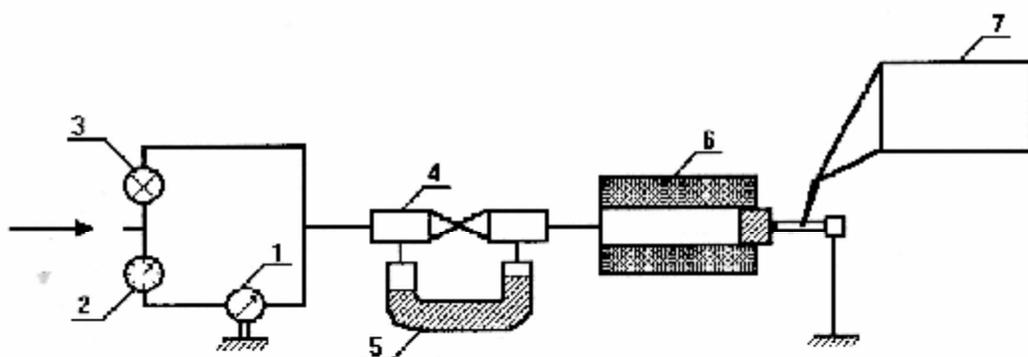


Рис. 2 Блок-схема экспериментальной установки:

- 1 – компрессор, 2 – газовый счётчик, 3 – игольчатый кран, 4 – диафрагма, 5 – дифференциальный манометр, 6 – электронагревательная печь, 7 – двухкоординатный самописец.

В экспериментах исследовалось поточное и противоточное тление. Поточным называется такой вариант тления, когда поток окисляющего газа (в наших опытах - воздуха), сонаправлен движению волны тления, то есть подводится к зоне реагирования через продукты реакции, а противоточным - когда направление подачи газообразного окислителя противоположно направлению распространения волны, т.е. окислитель попадает в зону тления через пористое исходное горючее [2]. Схематически поточное тление изображено на рис. 1.

Исследования проводились на установке, блок-схема которой приведена на рис. 2.

Поток воздуха из компрессора 1 подавался по магистрали в газовый счётчик 2 и через кран 3 поступал в канал электронагревательной печи 6. В канал печи вводилась заглушка с отверстием диаметром 8 мм. Линейная скорость потока определялась по расходу воздуха, определяемого газовым счётчиком 2 и манометром 5, и изменялась в опытах в диапазоне $v_{п} = 0 - 10$ см/с.

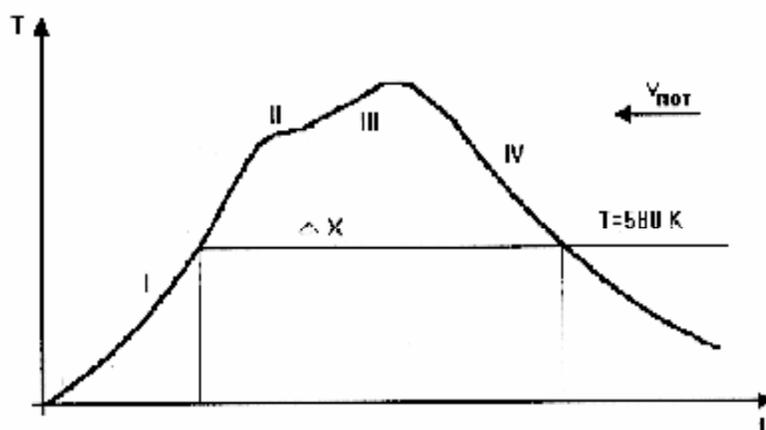


Рис 3 Характерная термограмма изменения температуры в фиксированной точке образца при распространении волны тления.

Образец цилиндрической формы крепился в специальном держателе и устанавливался одним из торцов вплотную к соплу заглушки, чтобы исключить обдувание образца по боковой поверхности. В образец через боковую поверхность вводилась хромель-алюмелевая термопара с диаметром спая порядка 50 мкм, которая помещалась на оси цилиндрического образца. Сигнал с термопары подавался на двухкоординатный самописец 7. При зажигании образца от дежурного пламени возникал фронт тления, который на начальном участке образца имел сложную геометрическую форму. По мере его продвижения по образцу форма фронта стабилизировалась в плоскость. Скорость распространения волны тления и определялась на участке образца, где фронт имел плоскую форму и тление распространялось стационарно. Время прохождения волны тления между двумя метками определялось секундомером. Ширина зоны тления определялась с помощью термограмм.

Согласно [2] в структуре волны тления можно выделить три зоны химических реакций: зона эндотермического пиролиза топлива, зона экзотермического реагирования продуктов пиролиза и гетерогенного окисления твердого горючего и зона экзотермического доокисления углистого остатка. Устойчивое распространение волны тления возможно, если потока тепла из областей, где протекают экзотермические реакции, будет достаточно для реакции пиролиза. В случае поточного тления часть этого тепла возвращается потоком окислителя, который прогревается, проходя через продукты. Кроме того, часть тепла передается из более разогретых областей в зону пиролиза кондукцией. При противоточном тлении передача тепла из зон тепловыделения осуществляется только теплопроводностью. Естественно, что при поточном тлении происходит более полное сгорание топлива, чем при противоточном.

На рис. 3 приведена характерная термограмма процесса распространения волны тления по образцу, которая наблюдалась в наших опытах.

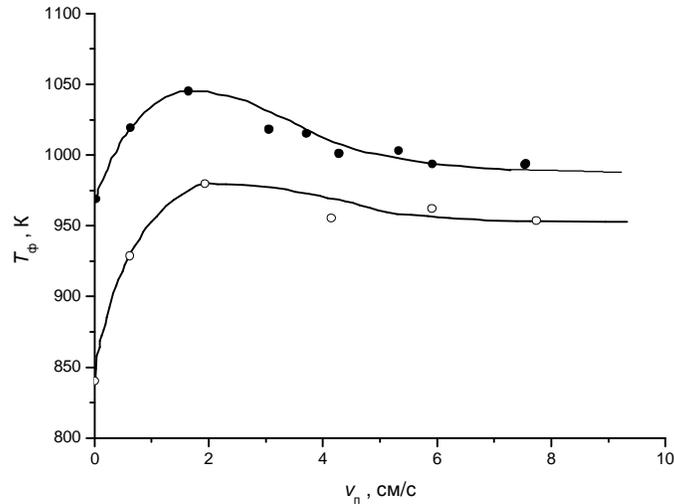


Рис. 4 Зависимость температуры фронта тления от скорости спутного потока.

● – $\rho_z = 0.295$ г/см³; ○ – $\rho_z = 0.92$ г/см³.

Как видим, полученные термограммы позволяют достаточно четко выделить четыре характерных области в волне тления. Область I соответствует прогреву исходного топлива до температуры зажигания $T_3 = 580$ К, которая определялась независимыми опытами в термошкафу при обдуве образцов нагретым потоком воздуха. Излом, который наблюдался на границе между областями I и II на термограмме, отождествлялся нами как начало зоны эндотермической реакции газификации топлива. Область III – область максимальных температур – соответствует протеканию экзотермических реакций окисления топлива. Наконец, область IV – это область нагретых продуктов сгорания, в которой протекает экзотермическая реакция доокисления углистого остатка.

Ниже представлены экспериментальные данные по зависимостям максимальной температуры в зоне тления, которую в дальнейшем будем называть температурой фронта тления T_ϕ , ширины зоны тления Δx (см. рис. 2) и скорости распространения волны тления u от скорости потока окисляющего газа v_n и плотности образца ρ_z для поточного и противоточного тления.

Поточное распространение волны тления. На рис. 4 приведена зависимость температуры фронта тления от скорости потока сонаправленного с волной тления. Такой поток мы в дальнейшем будем, следуя [1], будем называть спутным. Как видим, при увеличении скорости потока температура T_ϕ возрастает, достигая максимального значения $T_\phi = 1040$ К при $v_n \approx 2$ см/с. Дальнейшее увеличение скорости потока приводит к плавному снижению температуры фронта тления. Поэтому можно выделить две области по значениям скорости потока v_n , в которых наблюдается возрастание (область I) и уменьшение (область II) температуры фронта тления T_ϕ . Рост температуры T_ϕ в области I обусловлен интенсификацией теплообмена между твердыми продуктами реагиру-

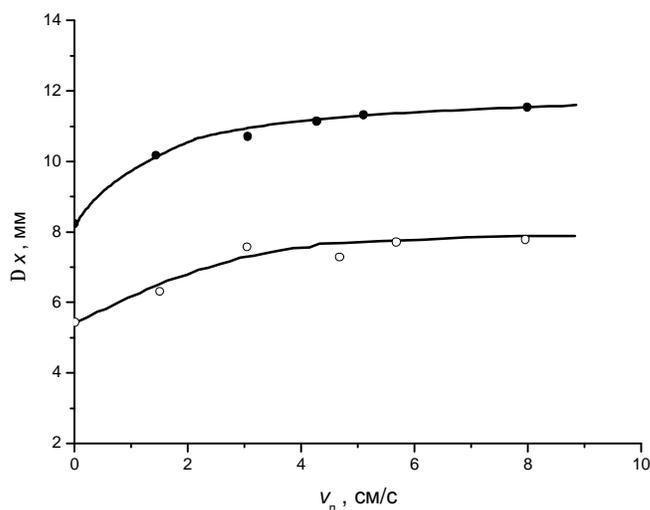


Рис. 5 Зависимость ширины зоны тления от скорости спутного потока.

● – $\rho_z = 0.295$ г/см³; ○ – $\rho_z = 0.92$ г/см³.

вания (углистый остаток) и фильтрующимся через них воздухом по мере увеличения скорости потока до значения v_n^* , отвечающего максимуму T_ϕ . При этом часть тепла, выделившаяся в результате химического реагирования углистого остатка, возвращается вместе с прогретым воздухом в зону основной экзотермической реакции окисления горючего, повышая тем самым температуру во фронте. В этой области, очевидно, скорость тления лимитируется, по-видимому, кинетикой химических реакций. Дальнейшее увеличение скорости потока воздуха приводит к относительно небольшому уменьшению температуры фронта тления. Это может быть следствием "захолаживания" фронта фильтрующимся через образец воздухом.

С ростом скорости спутного потока ширина зоны тления Δx увеличивается относительно слабо (рис. 5) для обоих значений плотности образца, и достигает практически постоянной величины. Тогда как величины линейной скорости тления u (рис. 4, 6) наблюдаемые в опытах наиболее заметно возрастают для плотности упаковки табака равной $\rho_z = 0.295$ г/см³. Причем, как видно из сопоставления данных, приведенных на рис. 4 и 6, рост скорости тления наблюдается и в области значений скорости обдувающего потока, где температура во фронте понижается. Это свидетельствует о том, что скорость тления в области II перестаёт быть кинетически управляемой и очевидно определяется газодинамическими факторами. Поскольку скорость тепловыделения в зоне тления определяется скоростью химических реакций окисления, которые в свою очередь пропорциональны концентрации окислителя, увеличение скорости тления можно объяснить следующим образом. По мере фильтрации воздуха через нагретые продукты реакции происходит не только нагрев воздуха, но и выгорание кислорода за счёт реакции окисления углистого остатка. В этом случае скорость тления определяется не кинетикой химической реакции окисления топлива, а скоростью подвода окислителя, т.е. скоростью внешнего потока воздуха. Поэтому,

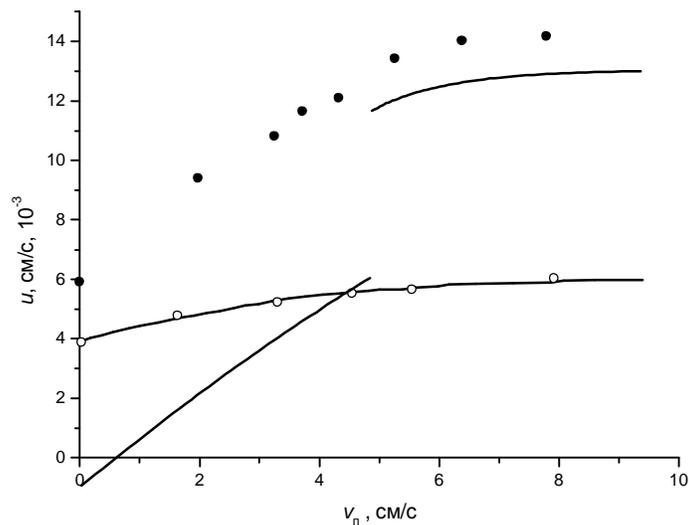


Рис. 6 Зависимость скорости тления от скорости спутного потока. ● – $\rho_z = 0.295$ г/см³; ○ – $\rho_z = 0.92$ г/см³.

несмотря на уменьшение температуры фронта тления с увеличением скорости внешнего потока воздуха, скорость тления возрастает.

Линейная скорость тления для плотных образцов ($\rho_z = 0.92$ г/см³) почти в 3 раза ниже скорости тления нормальных ($\rho_z = 0.295$ г/см³). Увеличение плотности образца приводит к увеличению гидродинамического сопротивления и, следовательно, уменьшению скорости фильтрации. Вместе с тем, уменьшение диаметра пор увеличивает объёмный коэффициент теплопереноса [2], т.е. улучшает теплообмен твёрдой фазы с фильтрующимся газом. В таких условиях реакция доокисления углистого остатка может существенно понизить концентрацию кислорода в фильтрующемся газе, что понижает скорость основной экзотермической реакции окисления топлива. В области более полного потребления окислителя низкая скорость фильтрации газа обуславливает и слабую зависимость скорости тления от скорости внешнего потока, поскольку в данной области скорость тления лимитируется скоростью подвода окислителя в зону тления. Обратим внимание на то, что ширина зоны реакций в плотных образцах ниже, чем у нормальных. Это также объясняется низкой скоростью фильтрации газа и локализацией зоны высокой температуры в узкой зоне образца. Увеличение плотности образца приводит к увеличению его теплопроводности, что при кондуктивном механизме распространения волны тления должно было бы увеличить скорость тления, однако, этот фактор не оказывает влияния на скорость тления, что подтверждает гипотезу о том, что проточное тление лимитируется скоростью подвода окислителя.

Противоточное распространение волны тления. Когда кислород подводится к зоне реакции от внешней поверхности слоя топлива через исходное органическое топливо, он перемещается против направления распространения волны тления. Такой случай характеризуется тем, что в прогретом слое волны тления имеются оба необходимых для реакции реагента. Для устойчивого тления необходимо, чтобы скорость теплопотерь не превышала скорость теп-

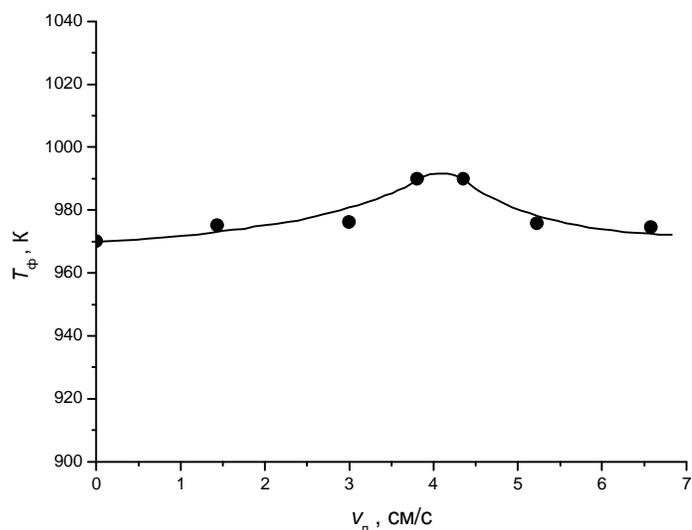


Рис. 7 Зависимость температуры фронта тления от скорости противотока. ● — $\rho_z = 0.295 \text{ г/см}^3$.

ловыделения. Поэтому тот же самый фактор (вынужденный поток воздуха), который повышает скорость поставки кислорода в зону реакции, а значит и скорость тепловыделения, также увеличивает и скорость теплопотерь. При противоточном тлении тепло безвозвратно теряется в окружающую среду, тогда как в случае поточного тления часть тепла, выделившегося в результате экзотермической реакции окисления, внешним потоком воздуха через нагретые продукты реакции возвращается в зону химической реакции.

На рис. 7 приведена зависимость температуры фронта тления от скорости внешнего противотока. Как видно из рис. 7, с увеличением скорости обдувающего образец потока температура фронта тления увеличивается и достигает максимального значения при скорости потока $v_n \approx 4 \text{ см/с}$. Дальнейшее увеличение скорости потока приводит к уменьшению температуры фронта. (Отметим, что при противоточном тлении уровень температур фронта тления ниже, чем наблюдалось в условиях поточного тления). Подобный ход зависимости температуры фронта тления от скорости внешнего потока можно объяснить следующим образом. При повышении скорости потока вплоть до $v_n \approx 4 \text{ см/с}$ увеличивается скорость подвода окислителя, а поскольку скорость химической реакции пропорциональна концентрации кислорода, то увеличивается скорость химической реакции. Растёт скорость тепловыделений, а значит и температура фронта тления. Продукты реакции являются хорошим теплоизолятором [3] и отвод тепла фильтрующимся через зону реакции газом в данном диапазоне скоростей внешнего потока незначителен. Однако, при дальнейшем повышении скорости обдувающего потока начинают сказываться теплопотери, связанные с отводом тепла фильтрующимся газом в результате теплообмена между частицами продукта и газа. Соответственно, температура фронта тления уменьшается. При малом газодинамическом сопротивлении, т.е. при свободном доступе окислителя к горючему, когда скорость тления лимитируется кинетикой химических

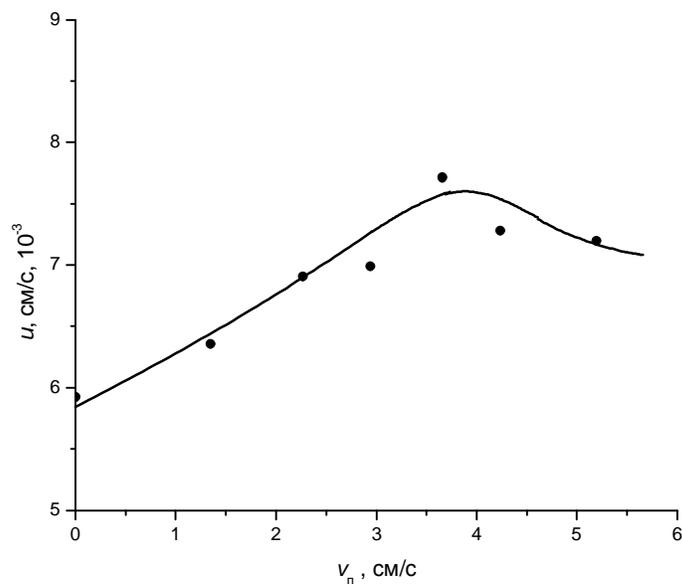


Рис. 8 Зависимость скорости тления от скорости противотока. ● – $\rho_z = 0.295 \text{ г/см}^3$.

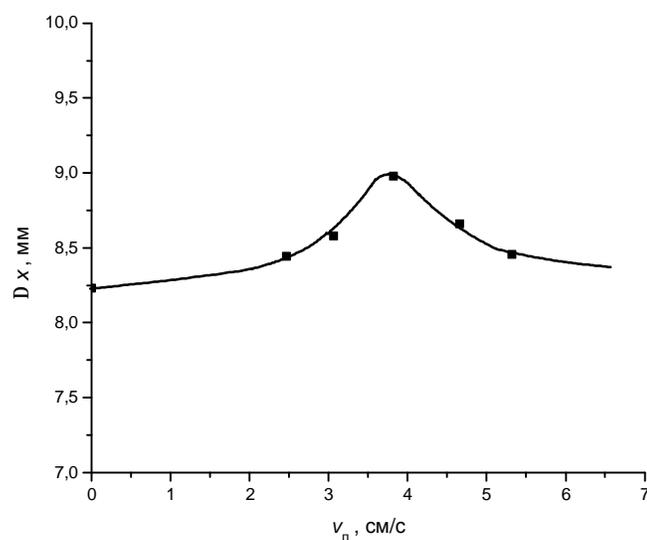


Рис 9 Зависимость ширины зоны тления от скорости противотока. ● – $\rho_z = 0.295 \text{ г/см}^3$.

реакций, как было показано в работе [4], квадрат величины скорости тления экспоненциально зависит от температуры фронта. В таком случае следует ожидать, что зависимость скорости тления от скорости внешнего потока должна иметь экстремум. Действительно, как видно из рис. 8, именно такой характер зависимости скорости тления наблюдается в опытах. Поэтому, хотя максимум температуры фронта выражен достаточно слабо, экстремальные зависимости скорости волны и ширины зоны тления от скорости внешнего потока (рис. 9)

проявляються помітно сильніше. Це також свідчить про визначальну роль кінетики хімічних реакцій в процесі поширення хвилі тління в умовах протитоку окислюючого газу. Аналогічний, з екстремумом, характер залежності спостерігався і в [5] для протиточного тління деревних опилок.

Таким чином, при проточному тлінні тютюну можна виділити дві предельні області процесу - кінетичну, коли швидкість хвилі тління обмежується кінетикою хімічних реакцій і фільтраційну, коли визначальною є швидкість підводу окислюючого газу. При протиточному тлінні в досліджуваному діапазоні швидкостей зовнішнього потоку швидкість і структура хвилі тління визначаються кінетикою хімічних реакцій.

Література:

1. Бахман Н.Н. Закономерності поширення хвилі тління. Закономерності поширення хвилі тління // Фізика горіння і вибуху. – 1993. – Т.29, №1 – С.16-25.
2. Leach S.V., Rein G., Torero J.L. et al. Kinetic and Fuel Property Effects on Forward Smoldering Combustion. // Combustion and flame. – 1999. – №120. – Р.346-358.
3. Ohlemiller T.J. Smoldering Combustion. // Combustion and flame. – 1990. – №2. Р.171-179.
4. Головка В.В., Конейка К.М., Золотко А.Н. Поширення хвилі тління по натуральним горючим. // Труды XIX конференції країн СНГ "Дисперсні системи". – Одеса. – 2000. – С.48.
5. Бахман Н.Н., Кузнецов Г.П., Пучков В.М. Вплив напрямку і швидкості потоку повітря на характеристики хвиль тління в пористих шарах горючого. // Фізика горіння і вибуху. – 2002. – Т. 39, №5. – С.33-40.

Головка В.В., Вовчук Я.І, Ідич Е.О.

Хвиля тління в органічному паливі

АНОТАЦІЯ

Експериментально досліджені структура і швидкість потокового і протиточного тління в зразках тютюну різної густини. Виділені чотири характерні області в хвилі тління. Виявлено якісна відмінність характеру залежностей швидкості та ширини зони тління від швидкості потоку окислювача - монотонно зростаюча для потокового та екстремальна, з максимумом, для протиточного тління. Показано, що при потоковому тлінні швидкість хвилі лімітується підводом окислювача, тоді як при протиточному - кінетикою реакції.

Golovko V.V., Vovchuk J.I., Isidis E.A.

Smoldering of organic fuel

SUMMARY

A structure and speeds of coflowed and counterflow smoldering of tobacco of different density were experimentally investigated. Four characteristic areas in the wave of smoldering were marked out. Quality distinction of character of dependences of speed and width of smoldering zone from speed of stream of oxidant is exposed - steadily growing for coflowed smoldering and extreme, with a maximum, for a counterflow smoldering. It was shown that at a coflowed smoldering speed of wave is limited with oxidant admission, and at counterflow - with kinetics of reactions.

УДК 531.745

Кузнецов А.А.

*Владимирский государственный университет, Россия
600000, г. Владимир, ул. Горького 87*

Экспериментальное исследование динамической структуры вертикального факела пламени при работе метеотрона III

При работе установки метеотрон III в факельном режиме непрерывного генератора вертикальной нагретой струи при разогретой спирали теплообменника в свободной атмосфере создается мощный факел пламени объемом до 250 м³ и струя нагретых продуктов сгорания с расчетной положительной плавучестью до 450 м в стандартной атмосфере. Рассмотрены функциональные возможности установки. По визуальным наблюдениям и компьютерным версиям фотографий проанализированы вихревые структуры в факелах пламени и предложены механизмы их возбуждения, организации и эволюции.

Существенные изменения в понимании природы турбулентности в слоях смешения, струях и следах обусловлены обнаружением в таких течениях крупномасштабных периодических вихревых образований в форме когерентных структур [1 – 8]. В настоящее время не ясна роль физических процессов, обеспечивающих организацию вихревых структур в открытом пламени. Не известно влияние спонтанной вихревой структуры на скорость, полноту сгорания, устойчивость горения и интенсивность тепло- и массообмена. Малочисленность экспериментальных исследований вихревых течений и измерений параметров потока сдерживает возможности понимания и построения физических механизмов самопроизвольного формирования вихревых структур в пламени.

Целью данной работы является экспериментальное исследование формирования и эволюции динамической структуры вертикального факела пламени в приземном слое свободной атмосферы при работе метеотрона III в факельном режиме непрерывного генератора распыленного перегретого топлива.

Установка метеотрон III [9 – 11] может работать в «холодном» режиме непрерывного и импульсного аэрозольного генератора топливовоздушной смеси и в факельном режиме непрерывного, переменного и импульсного генератора нагретой струи, пламенных шароидов (ПШ) и вихревых колец (ВК) в свободной атмосфере. Работа в режиме импульсного генератора в обоих случаях может производиться на холодном или перегретом топливе. Агрегатное состояние топлива задается временем предварительного прогрева теплообменника при работе в факельном режиме непрерывного генератора нагретой струи. Состав,

Таблица 1. Расчетные выходные параметры форсуночного узла метеотрона III

Параметры	d , мм	n	C_d	ϕ	Δp , атм	v , м/с	Q , л/с	2α , град	$We \cdot 10^{-4}$	$Re \cdot 10^{-5}$
Форсунка 1	3.0	2	0.227	0.607	100	62.0	0.26	146	0.8	3.4
Форсунка 2	11.0	2	0.224	0.610	100	61.0	3.40	146	3.0	12.4
Форсунка 3	14.5	2	0.228	0.606	100	62.4	6.04	146	4.0	16.8

динамическую структуру, размеры, задымленность факела можно варьировать в широких пределах изменением характеристик форсуночного узла [12]. В этом смысле, установка метеотрон III является имитатором большого спектра пожароопасных ситуаций. При работе в непрерывном режиме с регулируемой производительностью установка определяется как имитатор крупных пожаров на нефтяных и газовых скважинах; при работе в импульсном (переменном) режиме аэрозольного генератора [13] – как имитатор импульсных аварийных выбросов в формах ПШ и ВК [9, 14].

Выходные параметры форсуночного узла рассчитаны по известному алгоритму [11, 15] для трех гидронасосов с разной производительностью (Q) (табл. 1).

$$\text{Скорость истечения } v = \sqrt{\frac{2\Delta p}{(1018,5 - 0,79T)}} \cdot \varepsilon \text{ рассчитывалась с учетом ко-}$$

эффициента изменения скорости струи $\varepsilon = C_d / \phi$ и зависимости $\rho(T)$ плотности керосина от температуры:

$$\rho(T) = \rho_{293} + \beta(293 - T),$$

где $\beta = (1.831 - 1.323 \cdot 10^{-3} \rho_{293}) = 0.79 \text{ K}^{-1}$ (рис. 1). Здесь C_d и ϕ – коэффициенты расхода и сжатия; n – число каналов шнека (табл. 1); температура топлива $T = 370 \text{ K}$ (рис. 2).

При определении зависимости температуры t °C топлива на входе в форсунку от давления подачи топлива (p , атм) использовалась термопара хромель-алюмель (ХА) с рабочими интервалами по температуре и термо-ЭДС: $\Delta t = (0 -$

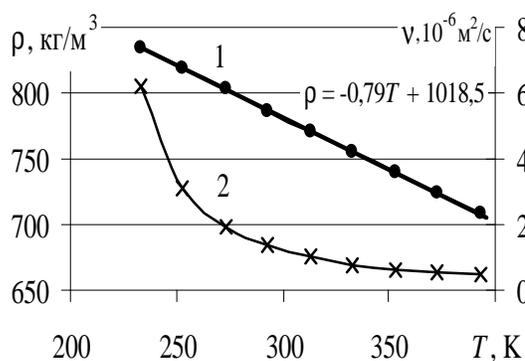


Рис. 1. Функции $\rho(T)$ (1) и $v(T)$ (2) для топлива сорта ТС-1 [16, 17]

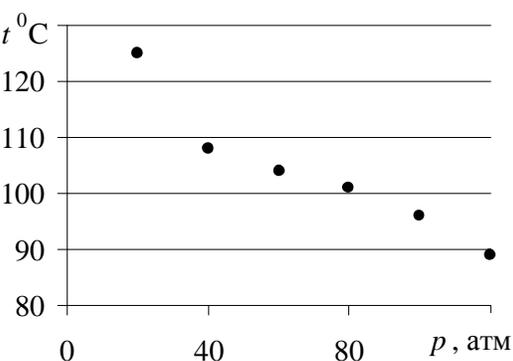


Рис. 2. График изменения температуры керосина ТС-1 на входе в форсунку 1 при изменении режима (см. табл. 1)

600)°С; $\Delta \varepsilon_T = (0 - 24.91)$ мВ. Температура топлива нелинейно падает (рис. 2) при росте давления топлива в подводящей магистрали. Это объясняется наличием спирального участка топливной магистрали, выполняющего функции теплообменника и стабилизатора пламени [9 – 12]. При малых значениях p факел находится внутри спирали теплообменника, а с ростом p выходит из него.

Значения коэффициентов Рейнольдса определялись с учетом зависимостей $\rho(T)$ и $\nu(T)$ по формуле $Re = \nu \cdot d_\phi / \nu(T)$, где d_ϕ - диаметр сопла форсунки.

При расчете чисел Вебера для струи

$$We = \sigma^{-1} \rho_\infty \nu^2 d_\phi = 2\varepsilon^2 \phi^{1/2} \frac{\rho_\infty d_\phi \Delta p}{\rho(T) \sigma(T)}$$

учитывалось изменение поверхностного натяжения топлива. Поверхностное натяжение топлив плотностью от 0.60 до 0.92 находится в линейной зависимости от плотности [16, 17]: $\sigma = (5 \cdot 10^{-3} \cdot \rho_4^{20} - 1.5) \cdot 0.01$ мН/м. В интервале температур от –30 до 100°С поверхностное натяжение находится в линейной зависимости от температуры [16, 17]: $\sigma = \sigma_0 - \alpha t$, где $\alpha \approx 10^{-4}$ Н/(м·°С). Величина σ равна 26 мН/м, 24 мН/м и 16.3 мН/м для температур 0°С, 20°С и 97°С, соответственно.

Тепловая мощность установки, рассчитывалась по низшей теплоте сгорания топлива ТС-1 ($H = 42915$ кДж/кг) [16] по формуле: $P_T = Q \cdot \rho_\infty \cdot H$. Для указанных (табл. 1) режимов работы форсуночных узлов она составляет 8.6 МВт, 114.8 МВт и 203.3 МВт. Эксперименты проводились в полевых условиях. Топливная смесь поджигалась при выходе из форсунки асбестовым факелом, питанным керосином ТС-1.

При подаче давления (80 – 100 атм) на форсунку внутрь магистрали высокого давления отходит волна разрежения, реализующая автоколебательный режим течения топлива по топливной магистрали [2, 18] и «ударный» тепловой режим кипения [13, 19], сопровождающийся интенсивным гомогенным образованием термофлуктуационных зародышей паровой фазы. Гетерогенное зародышеобразование реализуется из-за неизбежного наличия микропримесей в составе топлива [16] и шероховатостей стенок выпускного сопла форсунки.

Тепловые и гидродинамические процессы, происходящие в истекающей струе, приводят к сильному развитию поверхности раздела «жидкость – пар» непосредственно на выходе из форсунки. Вскипающее топливо растягивается пузырьками пара в тонкие пленки и нити [20], которые, разрушаясь, образуют аэрозольное облако с большим количеством мелких капель с корзинообразной неустойчивостью [20]. Непрерывный процесс дробления перегретой струи на капли обусловлен кавитацией, турбулентными пульсациями и аэродинамическим взаимодействием со средой. При наличии в топливе воды капли топливоводяной эмульсии переходят на пульсационный режим испарения капли [21] с каскадным механизмом микровзрывов капель при воспламенении [22]. Таким образом, что зону испарения дестабилизируют коротковолновые возмущения.

Эффект закрутки топливной струи на выходе из форсунки определяется интенсивностью G , характеризуемой отношением средней линейной скорости

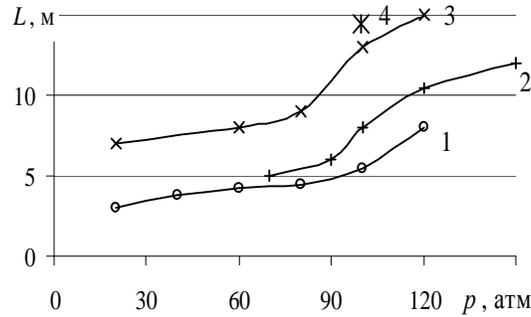


Рис. 3. Зависимости $L = L(p)$ при Q равном: 0.25 л/с (1); 2.5 л/с (2); 3.4 л/с (3); 6.02 л/с (4)

вращения и осевой скорости частицы газа в потоке [3]. Центробежная форсунка со шнеком производительностью 3.4 л/с при перепаде давления в диапазоне 20 – 80 атм обеспечивает тангенциальную составляющую скорости на выходе к огневому потоку. Шнек содержит два канала [11] с углом наклона 45° , поэтому параметр закрутки [3] на выходе из форсунки $S = \frac{G/2}{1-(G/2)} = 1.0$. Здесь $G = \omega/u$

= 1 и определяется отношением горизонтальной (окружной) и вертикальной (осевой) составляющих скорости течения топлива по каналу шнека. При малых величинах давления подачи топлива (20 – 60 атм) структура топливной струи на выходе имеет форму спирального вихря, а факел в своем начальном сечении приобретает интенсивную закрутку [3]. Угол раскрытия струи при выходе из сопла форсунки составляет 120° , т.е. близок к расчетной величине (табл. 1, 2). При росте давления топлива его температура падает, вязкость топлива в форсуночном диффузоре растет, тангенциальная составляющая импульса уменьшается, угол раскрытия струи падает до $(45 - 60)^\circ$ (при 120 атм), а S приближается к значению 0.3. Закрутка струи практически исчезает и отличия в способе подачи топлива сглаживаются. Роль механизма взаимодействия топлива с кромкой сопла в общем процессе диспергирования уменьшается. Распределение капель по размерам смещается в сторону их укрупнения по оси струи. Результирующее увеличение аксиальной составляющей импульса топлива и размера капель приводит к росту областей подготовки и горения. Общая длина факела резко растет, а его диаметр уменьшается (см. далее).

Начальная температура топлива с ростом давления нелинейно падает (см. рис. 2), а плотность топлива с падением температуры растет линейно (см. рис.1). Поэтому плотность топлива с ростом давления медленно нелинейно растет с задержкой изменения в диапазоне 80 – 100 атм. При этом вязкость топлива растет быстрее, но с задержкой в том же диапазоне, определенной функцией $t(p)$ (см. рис. 2). С ростом давления скорость истечения топлива слабо растет, а число Рейнольдса существенно падает. При падении температуры нижней части факела скорость реагирования топливовоздушной смеси также падает. Очевидно, что высота факела должна расти, даже при неизбежном падении скорости потока воспламененной топливовоздушной смеси. Перегиб графика (рис. 3)

объясняется наличием у форсуночной горелки теплообменника [10], обеспечивающим форму функции $t(p)$. При росте Q точка перегиба функции $L(p)$ ожидается смещается в сторону меньших значений давлений (рис. 3).

При запуске импульсной газовой «холодной» струи с осевой симметрией формируются три вида тороидальных вихрей с разными причинами образования. Общепринятый механизм образования на кромке сопла первичного массового вихревого кольца, подобного по своей природе кольцевым вихрям Вуда, определен Прандтлем в форме взаимодействия импульсного потока с кромкой выходного отверстия [8]. Этот механизм дополняется торможением и расширением лобовой части струи, порождающим поперечные течения [23]. Рождение первичного ВК сопровождают мелкомасштабные вихри, возникающие вследствие неустойчивости сдвигового слоя, образованного взаимодействием расширяющегося потока газа и средой, возбужденной первичной ударной волной. Третий вихрь образуется сворачиванием турбулентного сдвигового слоя вдоль боковой границы струи [24].

Известно, что если один из наложенных потоков движется быстрее друго-

Таблица 2. Геометрические и структурные оценки параметров факела пламени

Рис. №	L , м	α , град	h_i	n	N	R_i	t_i	$k=t_i/R_i$		Вихревая структура	
Рис. 5, а	12	~ 45	2.6	3	1	1.72	2.4	1.4	$k_{ср}$	Вихревая пара	
			4.9			3.0	2.3	1.0			
			6.8			3.9	4.7	2.5			1.6
			12.0			4.2	5.6	1.3			Вихревая структура Вихревое кольцо
Рис. 5, б	10,5	~ 60	2.5	4	-	1.7	3.0	1.8	$k_{ср}$	Вихревая структура Вихревая структура Вихревая структура Вихревая структура	
			4.8			2.4	2.8	1.2			
			7.6			2.3	2.9	1.3			1.3
			10.4			4.0	3.0	0.75			
Рис. 5, в	9	~ 120	1.0	3	1	2.0	1.0	0.50	$k_{ср}$	Винтовой вихрь Вихревая структура Вихревое кольцо	
			4,2			3,7	2,0	0,54			
			10,5			5,7	5,5	0,96			0,7
Рис. 4, а	8	~ 80	2.5	3	1	1.5	1.9	1.3	$k_{ср}$	Вихревая структура Вихревая структура Вихревое кольцо	
			3.8			2.7	3.0	1.1			
			9.0			4.5	5.5	1.2			1.2
Рис. 4, б	6	~ 100	2.4	2	1	1.9	2.0	1.1	$k_{ср}$	Вихревая структура Вихревое кольцо	
			5.2			2.5	3.0	1.2			1.2
Рис. 4, в	5	~130	0.8	4	2	1.0	0.4	0.4	$k_{ср}$	Тороидальный вихрь Вихревая структура Вихревое кольцо Вихревое кольцо	
			2.0			1.6	2.0	1.3			
			4.8			3.2	3.0	0.9			0.9
			8.5			4.7	4.0	0.9			

Обозначения. L – длина факела (видимая светящаяся часть), м; α – угол раскрытия факела при выходе из форсунки, град; h_i – расстояние от выходного сечения форсунки до нижней кромки i – той вихревой макроструктуры в факеле, м; n – количество вихревых макроструктур в факеле; N – количество сформированных конечных ВК; R_i – максимальный радиус вихревой структуры, м; t_i – шаг вихревых структур по длине факела, м. Шаг определялся от нижней кромки светящегося факела и как расстояние между сечениями вихревых структур с R_i .

го, то неизбежно проявляется неустойчивость Кельвина – Гельмгольца. Более быстрый поток получает синусоидальные возмущения с наиболее неустойчивой частотой. Образуются межповерхностные структуры типа «кошачий глаз» или их последовательности в форме валов (бигуди) [20, 25]. Большое количество подсасываемого атмосферного воздуха пропорционально количеству движения газа (эффект Коанда) и является результатом безотрывного потока по поверхности существенной кривизны и обусловленного этим падением давления [26]. Основной вклад в неустойчивость фронта пламени вносит его перемещение в сторону увеличения объема. Поэтому длинноволновые возмущения дестабилизируют области подготовки и горения [27].

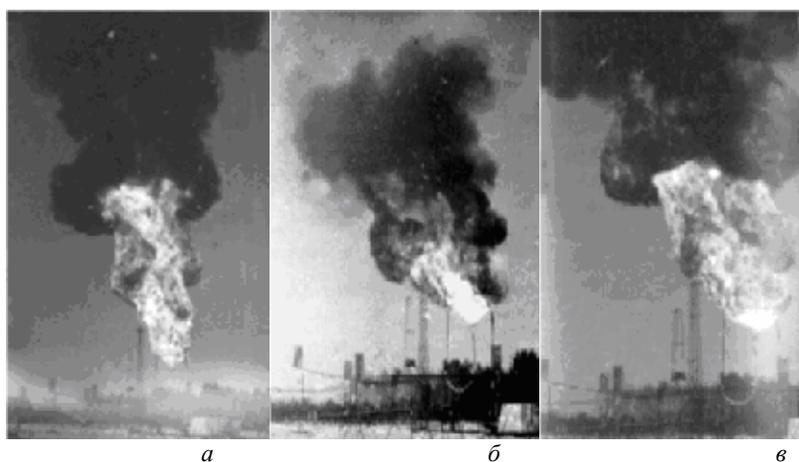


Рис. 4. Компьютерная версия первого (а) и двух последних (б) и (в) фотоснимков серии при непрерывной работе метеотрона III. Эксперимент № 1 (15.12.1978 г). Продолжительность съемки 15 мин. Производительность гидронасоса 3,4 л/с.

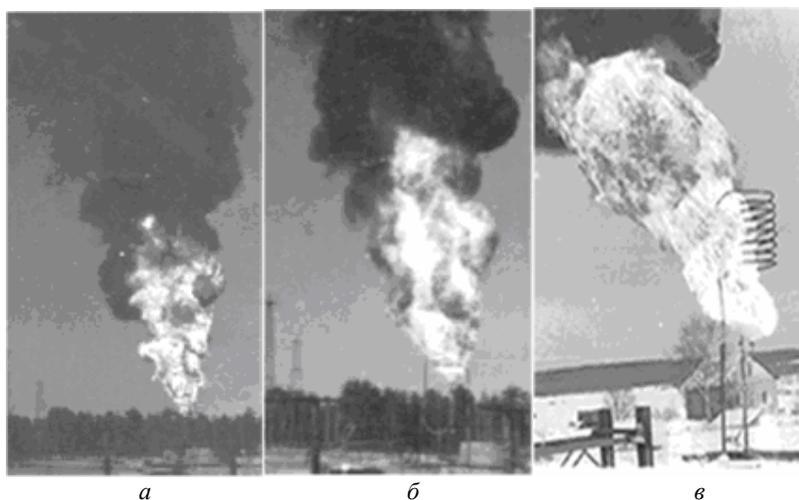


Рис. 5. Компьютерная версия двух последовательных (а) и (б) фотоснимков при непрерывной работе метеотрона III [1]. Эксперимент № 2 (15.12.1978). Продолжительность работы 10 мин. Эксперимент 1.03.79 (в). Производительность гидронасоса 3,4 л/с в обоих экспериментах.

Из систематизированных данных (рис. 4, 5, табл. 2.) видно, что при увеличении давления подачи топлива угол раскрытия факела падает, длина факела увеличивается, уровень организации нижней вихревой структуры растет с изменением качества (от винтового вихря - до вихревой пары). При этом очевидна тенденция на убывание числа крупномасштабных вихревых структур в факеле пламени. Для количественной оценки гидродинамической гомохронности факела используется соотношение шага t_i вихревых структур по длине факела к максимальному радиусу R_i вихревой структуры [28].

Коэффициент k аналогичен обратному числу Струхала (St) и характеризует меру отношения ускорения в данной точке к переносному (конвективному) ускорению. В указанном направлении анализа значение k_{cp} возрастает (см. табл. 2), а число St падает. Для заданной конструкции форсуночной горелки и при постоянных метеоусловиях по величине k_{cp} можно интегрально оценивать динамическую структуру факела пламени. При этом по текущей величине k по длине факела можно оценивать форму вихревой макроструктуры.

Лабораторные исследования с вихревыми кольцами малого диаметра [28] показали, что одинаковые вихревые кольца «нанизанные на одну ось» могут дать устойчивую вихревую структуру в форме винтового вихря при соотношении шага винта к общему радиусу, превышающем $k = 0,3$. При параметре закрутки $S > 0,6$ и $k = 0,5$ очевидно стремление факела к закрутке непосредственно на выходе из форсунки с организацией устойчивого винтового вихря (рис. 4 в, 5 в). Известный эффект утолщения факела при начальной закрутке [3] с уменьшением длины факела препятствует в случае (рис. 4, в) развитию структуры винтового вихря. При значениях k более 1,2 появляются возмущения [28], выраженные в периодических отклонениях от круговой формы (рис. 5, а, рис. 4, табл. 2). Так винтовой вихрь при росте величины k вверх по потоку естественно переходит в качественно новую конвективную структуру, сходную со сферическим вихрем Хилла (рис. 4, в). Все вихревые структуры в области горения факела имеют «манжетную» форму с одинаковой во всех опытах северо-западной ориентацией в пространстве (см. рис. 4, 5). Ветровой поток по «розе ветров» объясняет и кажущиеся «массивными» области вихрей с подветренной стороны. Далее и вверх по потоку величина k меняется нелинейно, и любая вихревая макроструктура трансформируется в вихревое кольцо.

Во всех опытах прослеживается непрерывное стремление факела к построению динамической ярусной вихревой структуры в форме эффекта «пыления» (табл. 2, рис. 4, 5). Геометрические параметры высоты над форсункой h_i и шага t_i вихревых структур по длине факела L повторяются, поэтому вихревые структуры можно назвать когерентными.

На рис. 5, а отчетливо видна начальная генерация индуцированного вихря с обратной закруткой. Согласованное чередование вихрей с разной закруткой не позволяет соседним вихрям организовывать «чехарду» или объединяться при поперечном сдвиге. Можно сказать, что по длине факела они структурно выявляют волновой процесс продольных периодических пульсаций, генерируемых конструкцией установки. При этом каждый второй вихрь является индуцированным (с обратной циркуляцией). При сильном поперечном сдвиге

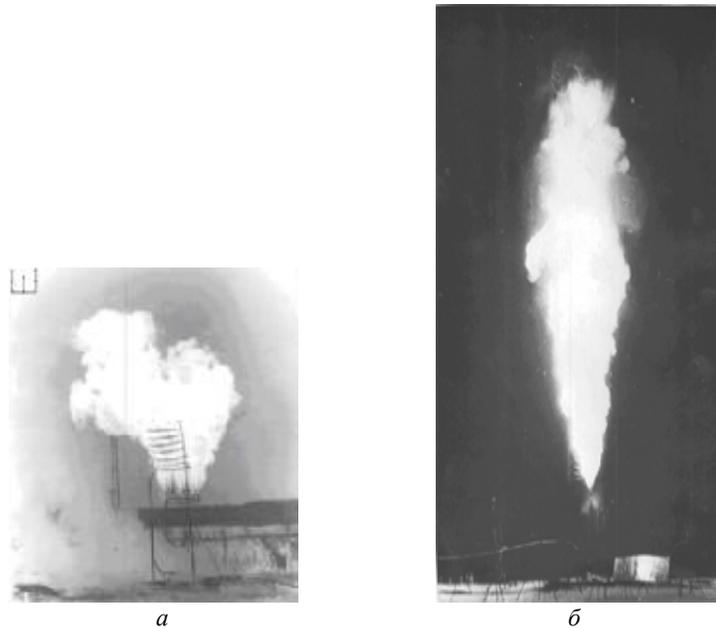


Рис. 6. Факелы пламени при работе метеотрона III в режиме 100 атм с модификацией 4 (а) и 4 (б) форсуночных узлов. Производительность гидронасоса 6.04 л/с

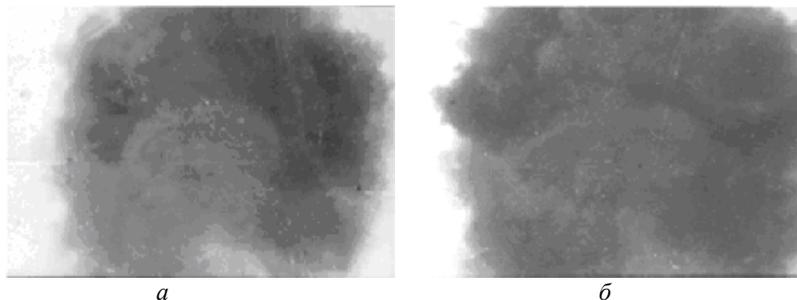


Рис. 7. Компьютерные версии фотоснимков начального участка струи

нижняя вихревая структура и индуцированная вихревая структура с обратной циркуляцией организуют общую закрутку струи (винтовой вихрь). Таким образом, создавая необходимые ускорения потока и, являясь звеном обратной связи между возмущениями параметров среды и скоростью тепловыделения, пламя управляет вихревым движением [6, 8].

При изменении способа подачи топлива с тангенциального на аксиальный, с применением струйной форсунки, закрутка струи в интервале режимов исследования исчезает практически полностью.

При замене центробежной форсунки со шнеком на струйную форсунку или систему струйных форсунок вихреобразование смещается в сторону уменьшения размеров динамических структур (рис. 6). Для системы струйных форсунок в коллекторе (рис. 6, а, сверху) характерно взаимодействие факелов форсуночных пламен с интенсификацией перемешивания и мелкомасштабной турбулентности. Вертикальные составные факела притягиваются вовлечением возду-

ха из промежуточных областей. Это приводит к потере их осевой симметрии, сильной горизонтальной неустойчивости, уменьшению длины и увеличению ширины общего факела. При увеличении ширины факела начинает проявляться тангенциальная составляющая скорости ветра в форме организации приземной смерчевой структуры. Одна струйная форсунка в качестве источника организует вертикальный факел длиной 13 – 15 м с осевой симметрией. Структура области подготовки длиной до 3 м сформирована в границах от нижней кромки приподнятого пламени до симметричного валообразного утолщения импульсом, исходящего из форсунки топлива. Структура области горения длиной до 6 м формируется импульсом горячей топливно-воздушной смеси. Ее верхняя граница очерчена контуром головки факела. Организация вихревого кольца в области головки факела заметна по наличию протуберанца [25] (рис. 6, б). Третья область догорания высотой до 4 м характеризуется большим количеством разномасштабных вихревых структур. Эта область является начальным участком вертикальной задымленной нагретой струи. На этом участке с наветренной стороны снизу в направлении наклона струи «по ветру» от факела пламени хорошо различима структура нагретых вихревых колец на более темном фоне «холодных» клубов струи (рис. 7).

Снизу на рис. 7, а видна верхушка факела и вихревые кольца постоянного диаметра, генерируемые по оси факела. Генерация вихревых колец, соосных с факелом пламени, определяется собственными продольными пульсациями факела. На рис. 7, б представлена характерная ситуация выше по струе. Здесь вихревые кольца на определенном ярусе отходят от осевого перемещения, обретая автономную динамику с качественно иным взаимодействием [29, 30].

Выводы:

1. Турбулентный вертикальный факел пламени с предварительной закруткой генерирует вихревые структуры в форме вихревых пар в нижней части факела.
2. Вихревые пары реорганизуются в устойчивые динамические вихревые макроструктуры «манжетной» формы или объединяются в винтовой вихрь.
3. Сферический вихрь Хилла организуется в форме вырождения винтового вихря. Вихревое кольцо организуется в форме вырождения вихревой макроструктуры.
4. Собственные осевые пульсации пламени являются независимыми источниками генерации вихревых колец.

Литература:

1. *Бызова Н.Л.* Самовозбуждающиеся колебания в потоках тепловой конвекции // Доклады АН СССР, сер. Геофизика. – 1950. – Т. 72, № 4. – С. 675-678.
2. *Власов Е.В., Гиневский А.С.* Когерентные структуры в турбулентных струях и следах // Итоги науки и техники. – М.: ВИНТИ. Механика жидкости и газа. – 1986. – Т. 20. – С. 3-84.

3. *Гупта А., Лилли Д., Сайред Н.* Закрученные потоки – М.: Мир, 1987. – 588с.
4. *Борисов А.Г., Кузнецов В.Р., Шедогузов Ю.М.* Влияние линейных и нелинейных эффектов на крупномасштабную структуру турбулентности в течениях струйного типа // *Механика жидкости и газа.* – 1989. – № 4. – С. 45-54
5. *Березин Ю.А., Трофимов В.М.* Генерация крупномасштабных вихрей под действием неравновесной турбулентности// *Механика жидкости и газа.* – 1996. – № 1. – С. 47-55.
6. *Самсонов В.П.* Самопроизвольные вихревые структуры в пламени. – Томск: Изд-во Том. ун-та. – 2003. 124 с.
7. *Ахметов Д.Г., Никулин В.В., Петров В.М.* Экспериментальное исследование автоколебаний, возникающих при истечении закрученной струи // *Механика жидкости и газа.* – 2004. – №3. – С.60-68.
8. *Самсонов В.П.* Самопроизвольные вихревые структуры в пламени при малых числах Рейнольдса // Автореферат дис. докт. физ.- мат. наук по спец. 01.02.05. Механика жидкости, газа и плазмы. – СГУ, Сургут. – 2004. – 33 с
9. *Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г.* Установка для получения вихревых колец в свободной атмосфере// *Прикладные проблемы механики жидкости и газа.* – СГТУ, Севастополь, 2001. – С.122-125.
10. *Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г.* Форсуночные горелки метеотронов II и III// *Современные промышленные технологии.* – НГТУ, Н. Новгород. – 2005. С.11
11. *Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г.* Форсунки метеотронов II и III // *Современные промышленные технологии.* – НГТУ, Н. Новгород. – 2005. – С. 12
12. *Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г.* Модификации горелок метеотрона III // *Современные промышленные технологии.* – НГТУ, Н. Новгород. – 2005. – С.13.
13. *Копыт Н.Х., Стручаев А.И., Краснощеков Ю.И., Рогов Н.К., Шамшев К.Н.* Горение больших объемов диспергированных топлив и эволюция их продуктов в свободной атмосфере // *Физика горения и взрыва.* – 1989. – № 3. – С. 21-28.
14. *Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г.* Производство кольцевых вихревых колец продуктов сгорания в свободной атмосфере // *Дисперсные системы.* – ОНУ, Одесса. 2002. – С. 163-164
15. *Баррер М., Жомотт А., Вебек Б.Ф., Ванденкеркхове Ж.* Ракетные двигатели. – М.: Оборонгиз. 1962. – 176 с.
16. *Нефтепродукты (Справочник).* // Под ред. *Лосикова Б. В.* М.: – Химия. 1966. – 776 с.
17. *Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания* // Под ред. *Н. Ф. Дубовкина.* – М.: Гостехиздат. 1962. – 288 с.
18. *Стрелков С.П., Бендриков Г.А., Смирнов Н.А.* Пульсации в аэродинамических трубах и способы демпфирования их. – Тр. ЦАГИ. 1946. – № 593. – 56с.
19. *Скрипов В. П.* Метастабильная жидкость. – М.: Наука. 1972. – 270 с.

20. Альбом течений жидкости и газа // Сост. и авт. текст *М. Ван-Дайка*: Пер. с англ. *Л.В. Соколовской* // Под ред. *Г.И. Баренблатта* и *В.П. Шидловского*. – М.: Мир. – 1986. – 180 с.
21. *Кондратьев Е.Н., Опятюк В.В., Семенов К. И.* Пульсационный режим испарения капли водно-топливной эмульсии // *Физика аэродисперсных систем*. 2003. – №. 40. – ОНУ, Одесса. – С. 71.
22. *Кондратьев Е.Н., Опятюк В.В.* Каскадный механизм микровзрывов капли водно-топливной эмульсии // *Дисперсные системы*. – Украина, ОНУ, Одесса, 2006. – С. 42-43.
23. *Петров П.А.* Механизм образования вихревых колец // *Механика жидкости и газа*. – 1973. – № 2. – С. 19-26.
24. *Голуб В.В., Шмельмейстер А.М.* Стартовые ударные волны и вихревые структуры, возникающие при формировании струй // *Механика жидкости и газа*. – 1988. – № 5. – С.146-150.
25. *Скорер Р.* Аэрогидродинамика окружающей среды: Пер. с англ.// Под ред. А.Я. Прессмана. – М.: Мир. – 1980. – 549 с
26. Образование и разложение загрязняющих веществ в пламени: Пер. с англ.// Под ред. *Н.А. Чигир*. – М.: Машиностроение. 1981. – 407 с.
27. *Гришин А.М., Зеленский Е.Е.* Аперидическая неустойчивость фронта верхового лесного пожара// *Физика горения и взрыва*. – 1998. – Т.34, №5. – С.23-28.
28. *Лэмб Г.* Гидродинамика: пер. с англ. А.В. Гермогенова и В.А. Кудрявцева // Под ред. *Н.А. Слезкина*. – М.-Л.: ОГИЗ, Гостехиздат, 1947. – 929 с.
29. *Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г.* Исследование взаимодействия крупномасштабных вихревых колец в свободной атмосфере // *Дисперсные системы*. ОНУ, Одесса. 2004. – С.184-185.
30. *Кузнецов А.А., Конопасов Н.Г.* Экспериментальные исследования кольцевых вихрей продуктов сгорания в свободной атмосфере // *Физика аэродисперсных систем*. – № 43. – 2006. – С. 100-106.

Кузнецов А.А.

Експериментальне дослідження динамічної структури вертикального факела полум'я при роботі метеотрона III

Анотація

При роботі установки метеотрон III у смолоскиповому режимі безперервного генератора вертикального нагрітого струменя при розігрятій спіралі теплообмінника у вільній атмосфері створюється могутній факел полум'я обсягом до 250 м³ і струмінь нагрітих продуктів згорання з розрахунковою додатньою плавучістю до 450 м у стандартній атмосфері. Розглянуті функціональні можливості установки. За візуальними спостереженнями й комп'ютерним версіям фотографій проаналізовані вихрові структури в факелах полум'я й запропоновані механізми їх порушення, організації й еволюції.

Kuznetsov A.A.

**Experimental research of the flame vertical torch dynamic structure
at meteotron III work**

Summary

At work of the meteotron III installation in a torch mode of the continuous generator of the vertical hot jet at heated spirals of a heat-exchanger in free atmosphere was created a powerful torch of a flame (volume up to 250 m³) and hot combustion products jet with calculated positive buoyancy up to 450 m in the standard atmosphere. Functionalities of meteotron III installation were considered. By visual observation and digital images vertex structures in torches of a flame were analyzed and mechanisms of their excitation, the organization and evolution were offered.

Асланов С.К.

*Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова,
кафедра теоретической механики*

К теории неустойчивости фронта газовой детонации

Раскрывается принципиальная некорректность получения широко известного критерия неустойчивости детонационных волн. Соответствующий математический анализ позволяет получить правильный результат.

Теоретическое объяснение экспериментально наблюдаемой внутренней пространственно-временной структуры детонационного процесса, распространяющегося в газовых смесях, было дано в [1,2]. С этой целью исследовалась устойчивость стационарной плоской детонационной волны по отношению к искривляющим ее возмущениям. В качестве модели процесса детонации использовался стационарный двухфронтный комплекс, состоящий из ударной волны и следующей за ней на фиксированном расстоянии l_1 плоскости мгновенного воспламенения. Зона индукции химреакции, разделяющая эти два фронта, характеризуется временем задержки, которое в данном случае идентично времени реакции. Его величина t , будучи, вообще говоря, обратно пропорциональной скорости реакции, в рамках закона Аррениуса представляется выражением

$$\tau(T) = K \exp(E_a / RT), \quad (1)$$

если ограничиться главной температурной зависимостью. Здесь E_a – энергия активации химической реакции, R – газовая постоянная, T – местная температура.

В рассматриваемой простейшей стационарной модели исходная горючая смесь, сжатая в ударном фронте до давления p_1 и нагретая до температуры T_1 , не реагирует при этих значениях, то есть на протяжении всей зоны индукции. Затем по истечении периода задержки $\tau_1 = \tau(T_1) = K \exp(E_a / RT_1)$ она во фронте сгорания (скачке разрежения) мгновенно преобразуется в конечные продукты с параметрами $p_2 < p_1$ и $T_2 > T_1$, отвечающими самоподдерживающемуся режиму детонации Жугэ. Таким образом, используемая модель базируется на предположении

$$E_a / (RT_1) \gg 1, \quad (2)$$

делающем скорость химической реакции во всем промежутке индукции исчезающе малой за счет большой энергии активации: $\exp(-E_a / RT_1) \ll 1$. При этом период задержки воспламенения $\tau_1 = K \exp(E_a / RT_1)$ играет роль основного модельного масштаба детонационного процесса, определяя протяженность зоны индукции $l_1 = V_1 \tau_1$, где V_1 – скорость движения ударно-сжатой исходной смеси.

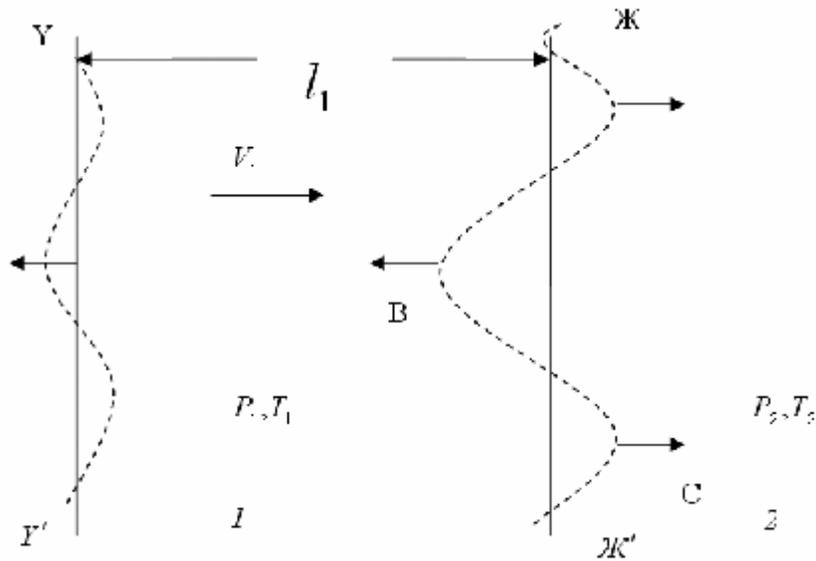


Рис. 1 Схема модели процесса

Период индукции воспламенения согласно (1) будет испытывать соответствующее изменение $\Delta\tau$ относительно своего стационарного значения τ_1 , если температура ударно-сжатой смеси «1» получает по отношению к T_1 некоторое возмущение ΔT (в частности, за счет неоднородности ее состава) в направлении, поперечном к распространению детонационной волны (D).

В результате фронт сгорания $ЖЖ'$, представляющий ее заднюю границу, приобретает извилистую форму ABC (рис. 1, пунктир).

Под действием разности давлений $(p_1 - p_2) > 0$ исходная смесь «1», попавшая во впадины $A(C)$, будет адиабатически расширяться в сторону окружающих продуктов «2», охлаждаясь при этом. Напротив, продукты «2», попавшие в выступ B , будут адиабатически сжиматься и нагреваться, подвергаясь обжатию со стороны окружающего ударно-сжатого газа «1» под действием того же перепада давления.

Такое приращение (снижение) температуры газа в выступах (впадинах) влечет за собой соответственно уменьшение (увеличение) задержки воспламенения τ , а значит, протяженности зоны индукции l_1 . Это, в свою очередь, приводит к росту амплитуды волнообразования ABC на фронте сгорания $ЖЖ'$, ускоряя (замедляя) соответствующие участки переднего ударного фронта YY' . Наибольшей величины адиабатическое охлаждение газа во впадинах $A(C)$ будет достигать в предельном случае, когда перепад давления $(p_1 - p_2)$ полностью разгрузится. Тогда, пользуясь адиабатой Пуассона и уравнением Клапейрона, получим

$$\Delta T_{\max} = T_a - T_1 = -T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \right], \quad (3)$$

где T_a – температура адиабатического расширения, γ – отношение теплоемкостей

Тем самым детонационная волна в целом оказывается покрытой прогрессивно нарастающими со временем волнообразными искажениями первоначально плоской стационарной формы. В качестве требования, достаточного для обеспечения такой неустойчивости, было предложено следующее условие:

$$\Delta\tau \geq \tau_1, \quad (4)$$

Однако дальнейший вывод количественного критерия существенно базируется на принципиальной математической некорректности, что ставит под сомнение окончательный результат. Ниже удастся устранить вскрытую ошибку, и с помощью правильного математического анализа, исправить известный критерий Щелкина для неустойчивости детонации.

Разложение в ряд Тейлора левой части (4) содержит лишь главный линейный член [1,2]

$$\Delta\tau = \left. \frac{d\tau}{dT} \right|_{T=T_1} (T - T_1), \quad (5)$$

что отождествляет $\Delta\tau$ с дифференциалом $d\tau$ функции $\tau(T)$ в точке $T = T_1$, который является бесконечно малой величиной. Последняя, по определению, есть переменная величина, которая при $T \rightarrow T_1$ имеет пределом нуль [3], а следовательно, никак не может быть ограничена снизу. В таком случае условие (4) лишается всякого смысла, ибо справа стоит конечная фиксированная величина – основной масштаб процесса (задачи) τ_1 .

Поэтому требование (4) может быть использовано лишь для конечной величины приращения $\Delta\tau$. А это, в свою очередь, требует удержания бесконечно большого числа членов в степенном разложении $\Delta\tau$ в ряд Тейлора:

$$\Delta\tau = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \left(\left. \frac{d^n \tau}{dT^n} \right|_{T=T_1} \right) (T - T_1)^n \quad (6)$$

Покажем, что все отброшенные [1, 2] слагаемые имеют тот же порядок, что и сохраненный в (5) первый член (6). Выполняя дифференцирование (1), находим

$$\left. \frac{1}{\tau_1} \frac{d\tau}{dT} \right|_{T=T_1} = -\frac{E_a}{RT_1^2}, \quad \left. \frac{1}{\tau_1} \frac{d^2\tau}{dT^2} \right|_{T=T_1} = \left(-\frac{E_a}{RT_1^2} \right)^2 \left(1 + \frac{RT_1}{E_a} \right)$$

Последнее слагаемое в скобке исчезает в связи с модельным предположением (2). Аналогично продолжая дифференцирование, в общем случае будем иметь

$$\left. \frac{1}{\tau_1} \frac{d^n \tau}{dT^n} \right|_{T=T_1} = \left(-\frac{E_a}{RT_1^2} \right)^n$$

Подстановка этого в (6) приводит к степенному ряду

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_1} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{u^n}{n!}, \quad u = \frac{E_a}{RT_1} \left(1 - \frac{T}{T_1} \right), \quad (7)$$

который строго суммируется, поскольку относится к представлению известной функции [3]

$$\exp u = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{u^n}{n!} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{u^n}{n!}, \quad (8)$$

Таким образом, окончательно получаем для (7)

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_1} = e^u - 1$$

откуда по условию (4), т.е. $(\Delta\tau/\tau_1) \geq 1$, можно найти логарифмированием $u \geq \ln 2 = 0.693$, или

$$\frac{E_a}{RT_1} \left(1 - \frac{T}{T_1} \right) \geq \ln 2, \quad (9)$$

Поскольку диапазон сходимости ряда (8) является неограниченным [3], в нем может использоваться любая (конечная по (9)) величина u . В качестве приращения температуры $\Delta T = T - T_1$ можно принять, следуя [1, 2] его максимальное значение (3), отвечающее полной разгрузке возмущения давления. Тогда условие (9) приобретает смысл достаточного критерия неустойчивости детонационной волны

$$\frac{E_a}{RT_1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1-\frac{1}{\gamma}} \right) \geq \ln 2, \quad (10)$$

К его достоинствам следует прежде всего отнести то, что он выведен для возмущений конечной амплитуды, т.е. возмущений нелинейного типа.

С позиции теории малых (линеаризованных) возмущений, путем строгого математического подхода к решению задачи нами [4] был получен необходимый и достаточный критерий неустойчивости детонационной волны в рассматриваемой модели. В рамках зависимости (1) он представляется следующим образом:

$$(\gamma_1 - 1) \frac{E_a}{RT_1} \frac{(\delta - 1)M_1^2}{A} > 1, \quad A = (1 + M_1) \frac{\gamma_2(\delta - 1) + 1}{\gamma_2(\delta - 1) + 1 + \delta} \quad (11)$$

где $\delta = \rho_1/\rho_2$, M – число Маха, ρ – плотность, γ – отношение теплоемкостей; индексы соответствуют номерам областей ударно-сжатого исходного газа (“1”) и продуктов детонации (“2”).

Сравнение этого критерия (11) с таковым (10) произведем на примере [1,2] реального случая детонации, распространяющейся со скоростью $D = 1.7$ км/с ($M_0 = 5$) в газе при $T_0 = 290$ К, $T_1 = 1650$ К, $R = 1.987$ кал/(моль·К), $E_a = 40000$ кал/моль считая $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma = 1.4$. В результате будем иметь $\delta = 3$, $M_1^2 = 0.17$;

$(E_a / RT_1) > B_0$; $B_{(10)} = 3.85$; $B_{(11)} = 5.73$ при $(E_a / RT_1) = 12.2$, что действительно согласуется с модельным требованием (2).

Как и следовало ожидать, диапазон неустойчивости относительно возмущений конечной амплитуды (10) оказывается шире, нежели для бесконечно малых (линейных) возмущений, поскольку первые могут обеспечивать более интенсивную положительную обратную связь в области химической реакции (задержки “1”)

В заключение следует заметить, что вскрытая выше некорректность математического характера при выводе критерия [1,2], а именно

$$\frac{E_a}{RT_1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{1-\gamma} \right] \geq 1$$

целиком повторена в [5].

Литература:

1. Щелкин К.И. Два случая неустойчивого горения // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1959 – Т. 36. № 2. – С. 600-606.
2. Щелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения М.: Наука – 1963. – 255 с.
3. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. – М.: ГИТТЛ. – 1953 – 608с.
4. Асланов С.К. Критерий неустойчивости детонации Чепмена – Жуге в газе. // Доклады АН СССР. – 1965 – Т. 163, №3. – С 667-670.
5. Щетинков Е.С. Физика горения газов. – М.: Наука. – 1965. – 739с.

Асланов С.К.

До теорії нестійкості фронту газової детонації

АНОТАЦІЯ

Розкривається принципова некоректність отримання широко відомого критерію нестійкості детонаційних хвиль. Відповідний математичний аналіз дозволяє отримати правильний результат.

Aslanov S.K.

About the instability theory of gaseous detonation front

SUMMARY

The fundamental incorrectness of well-known detonation wave instability criterion derivation was shown. By the appropriate mathematical analysis this error was eliminated. As a result the correct criterion was obtained.

Кириян С.В., Алтоиз Б.А.

*Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова
svkiriyan@mail.ru, altba@mail.ru*

Эпитропные жидкокристаллические слои синтетических масел и их влияние на сдвиговое течение

Экспериментально в модельной триаде трения установлена повышенная вязкость микронных прослоек синтетического масла по сравнению с его вязкостью в «объеме». Наблюдаемое отличие связывается с организацией структурированных гомеотропно ориентированных приповерхностных слоев жидкости на подложках, ограничивающих прослойку. С ростом скорости сдвигового течения эффективная вязкость прослоек уменьшается, что объясняется «срезанием» структурированного слоя.

Как правило, физические показатели смазочных материалов (вязкость, плотность, температура вспышки и застывания) и эксплуатационные показатели (смазочные свойства, индекс вязкости, термодеструкция, стабильность к окислению и др.), устанавливаются для препаратов в «объеме». Это область препарата, настолько удаленная от подложки, что твердые поверхности (ограничивающие исследуемые образцы) измерительных ячеек приборов (например, капилляров вискозиметра Оствальда миллиметровых диаметров) не сказываются на свойствах жидкости. Однако, в триаде трения смазки «работают» обычно в тонких – микронных прослойках между твердыми подложками. Так как в малых объемах жидкости (в полимолекулярных слоях у фазовой границы с твердой подложкой) ее структура может быть значительно изменена, очевидно, что необходимо знание соответствующих показателей смазочных жидкостей именно в этих, измененных действием приповерхностных сил подложек, областях.

Ярким примером такого изменения являются мезогены, в мезофазе которых подложки навязывают тип ориентационной упорядоченности и определяют монодоменность образца в объеме ЖК ячейки. Однако и в немезогенных жидкостях с анизометричными молекулами - ароматиках и алифатиках (последние являются основами смазочных масел) в протяженной (до нескольких микрон на металлической лиофильной подложке) приповерхностной области могут образовываться ориентационно упорядоченные слои, в частности, эпитропно - жидкокристаллические (ЭЖК) [1].

Их наличие находит свое отражение при объяснении противоизносных свойств минеральных масел [2, 3]. Проблемы смазывания, связанные с эксплуатацией триботехнических систем в экстремальных условиях, решаются разработкой и внедрением смазочных материалов на синтетической основе. Они отличаются от минеральных масел более широким температурным диапазоном работы, увеличивая надежность холодного пуска, обладая повышенной устой-

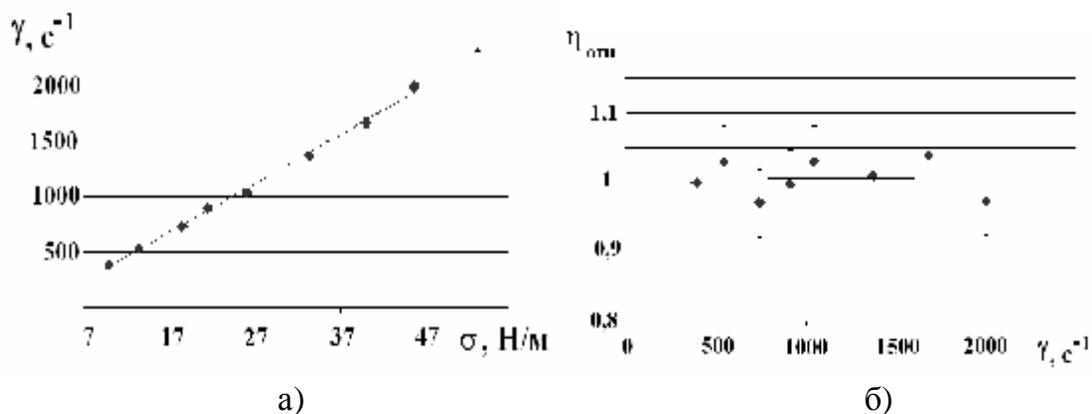


Рис.1 Экспериментальные реологические зависимости прослойки ($D = 5$ мкм) «чистого» вазелинового масла в модельной триаде трения. а) скорость деформации g (c^{-1}) от напряжения сдвига S (H/m^2); б) безразмерный относительный коэффициент эффективной вязкости прослойки $\eta_{отн}$ от g ; $T = 302$ К.

чивостью к испарению и окислению, сниженным расходом, невысокой токсичностью по сравнению с маслами минеральными. История создания таких высококачественных смазочных материалов насчитывает уже более полувека. Однако ввиду того, что фирмы – производители постоянно совершенствуют свои технологии и ищут пути повышения качества своей продукции, к которым можно отнести поиск новых основ и эффективных многофункциональных присадок, актуальность изучения физико-химических свойств синтетических масел, тем более, в свете вышесказанного, в тонких микронных прослойках очевидна.

Для жидкостей (ароматических, алифатических [4 – 6], минеральных [3] и синтетических масел [7]) наличие и структурные характеристики ЭЖК слоев в таких прослойках были установлены в «статических» триадах: между диэлектрическими [4 – 6] и стальными подложками [3, 7]- при отсутствии относительного их перемещения, и, соответственно, течения жидкой прослойки в триаде. Для минерального масла эти характеристики были изучены и в модельных «динамических» триадах: жидкости при напорном течении микронных прослоек в плоском капиллярном вискозиметре [8] и при сдвиговом течении – в вискозиметре ротационном [9]. С использованием последнего в настоящей работе изучались реологические особенности при сдвиговом течении микронных прослоек синтетического масла Mobil 5W40.

Определение характеристик ориентационно - упорядоченных приповерхностных слоев (толщины и типа структуры) в таких прослойках и влияние на эти характеристики интенсивности их течения проводились по методике, подробно описанной в [9]. Как и в [9], моделью триады являлась система из исследуемой прослойки (толщиной D от ~ 2 до ~ 40 мкм) жидкости и ограничивающими ее подложками - стальными поверхностями коаксиальных цилиндров ротационной пары реометра. В куэтовском течении структурно неоднородной прослойки устанавливалась ее «эффективная» вязкость $\eta_{эфф}$, т.е. вязкость такой однородной прослойки жидкости, в которой таким же сдвиговым напряжениям σ отвечают те же скорости деформации $\dot{\gamma}$. Отличие измеряемой вязкости $\eta_{эфф}$ от

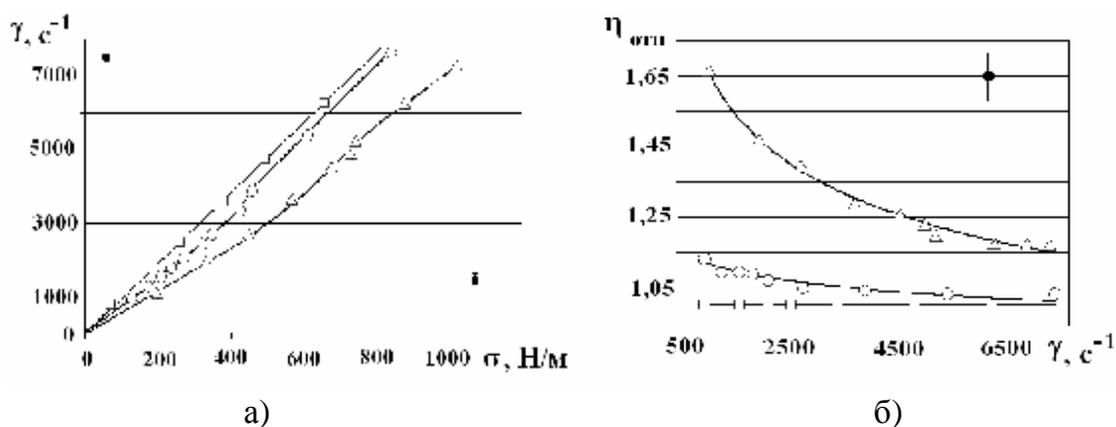


Рис.2. Экспериментальные реологические зависимости прослоек масла Mobil 5W40 в модельной триаде трения. а) скорость деформации g (c^{-1}) от напряжения сдвига S ($H/м$); б) относительный коэффициент эффективной вязкости прослойки $\eta_{отн}$ от g (c^{-1}). Толщина D прослоек Δ - 2 мкм, \circ - 5 мкм, \square - 40 мкм. $T = 300 K$.

«объемной» вязкости жидкости η_0 (получаемой в капиллярных $\varnothing = 2.62; 1.31$ и 0.99 мм вискозиметрах), и зависимость $\eta_{эфф}$ от γ позволяло судить о появлении в ней структуры.

Ранее было установлено [8, 10] отсутствие структурированных приповерхностных слоев в прослойках тщательно очищенного (не легированного ПАВ) вазелинового масла - неспособного к образованию ЭЖК слоев на твердой подложке. Это подтвердилось и в наших контрольных вискозиметрических опытах с таким маслом. На рис.1а представлена экспериментальная, традиционная для реологии зависимость $\gamma = f(\sigma)$: скорость деформации – $\gamma(c^{-1})$ в прослойке «чистого» вазелинового масла ($D = 5$ мкм) от напряжения сдвига – σ ($H/м^2$) в ней.

Отсутствие каких - либо эффектов, связанных со структурированием в прослойке подтверждает линейность графика этой зависимости. Более наглядно иллюстрирует этот вывод поведение относительной вязкости $\eta_{отн}$ микронных прослоек жидкости (по отношению к ее вязкости в «объеме», $\eta_{отн} = \eta_{эфф}/\eta_0$) при различных скоростях сдвиговой деформации γ в ней. Приведенный на рис.1 б соответствующий график зависимости безразмерного коэффициента $\eta_{отн}$ от γ , свидетельствует о независимости коэффициента вязкости масляной прослойки от скорости течения жидкости, т.е. о ее ньютоновском характере. В свою очередь, результат $\eta_{отн} = 1$ указывает на то, что если в такой 5-ти микронной прослойке структурированные пристенные слои на подложках, ограничивающих прослойку, и существуют, то их толщина d_s настолько мала ($d_s < 2,5$ мкм), что они не сказываются на реологии прослойки вазелинового масла.

Результаты для синтетического масла Mobil 5W40 - исследования вязкости его микронных прослоек существенно иные. Реологические зависимости в модельной триаде трения для этих прослоек ($D = 2; 5$ мкм и, для сравнения, в «толстой» прослойке – $D = 40$ мкм) представлены на рис.2.

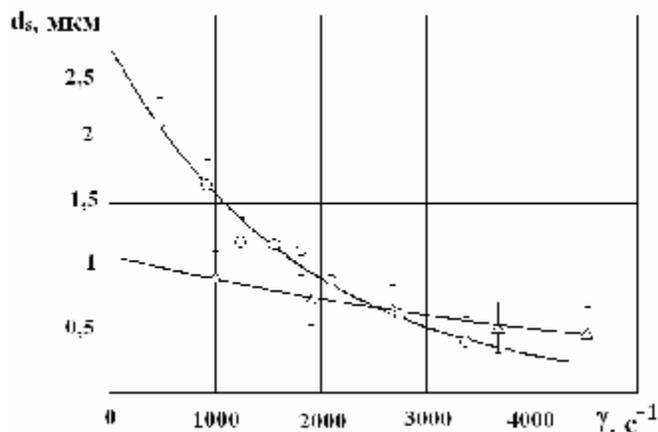


Рис.3 Расчетная зависимость толщины d_s (мкм) ЭЖК слоя (в его модели «срезаемого и постоянной вязкости») масла Mobil 5W40 от скорости деформации g (c^{-1}). Прослойки D (мкм): \circ - 5 мкм и Δ - 2 мкм.

Реологические кривые течения (рис.2 а) для прослоек препарата Mobil 5W40 толщиной $D = 2$ и 5 мкм имеют S – образный вид (для последней - менее выраженный), что свидетельствует уже о неньютоновском характере течения жидкости, обусловленном, очевидно, структурными особенностями ее микронных прослоек. С уменьшением толщины прослойки реологическая кривая при тех же скоростях деформации γ смещается в сторону более высоких сдвиговых напряжений σ , что связано с возрастанием коэффициента эффективной вязкости в более тонких прослойках (как это видно из рис.2 б). С ростом скорости деформации γ эффективная вязкость прослойки уменьшается, но остается (для прослойки $D = 2$ мкм) и при значительных скоростях выше «объемной» ($\eta_{\text{эфф}} > 1$). Вязкость прослойки $D = 5$ мкм также с ростом γ уменьшается, но при $\gamma \geq 3000 \text{ c}^{-1}$ становится равной вязкости жидкости в «объеме». Для прослойки толщиной $D = 40$ мкм эффективная вязкость не зависит от скорости деформации и численно равна вязкости «объемной» жидкости.

Установленные закономерности объясняет наличие на каждой из поверхностей подложек, ограничивающих прослойку, структурированного слоя с иной вязкостью, большей, чем вязкость препарата в «объеме»¹. Относительный вклад этих слоев в «эффективную» вязкость прослойки в более тонких прослойках выше, что указывает на пространственную ограниченность слоя - его конечную толщину.

Изменение вязкости тонких прослоек с ростом интенсивности течения $\eta_{\text{эфф}}=f(\gamma)$ связано со снижением роли этого вклада, обусловленным изменением

¹ Повышенное значение вязкости, очевидно, обусловлено преимущественно гомеотропной ориентацией молекул в пристенных слоях. В ЖК (и ЭЖК) этот вид ориентации, которой способствует также дополнительное введение ПАВ, обычно реализуется на гладких поверхностях. Таковыми являются поверхности ротационной пары реометра (параметр шероховатости $R_a = 25$ нм, 12-й класс обработки). Однако как было показано в [2, 7], модифицирование поверхности нанесением гребнеобразного микрорельефа приводит к переориентации молекул ЭЖК фазы в преимущественно планарную текстуру, снижая коэффициент трения, но уменьшая, однако, прочность таких слоев в нормальном направлении.

течением структуры слоев и (или) уменьшением их толщины. Независимость $\eta_{\text{эфф}}$ от скорости деформации γ в «толстой» - толщиной 40 мкм прослойке, начиная уже с малых скоростей ($\gamma \geq 100 \text{ с}^{-1}$), и совпадение $\eta_{\text{эфф}}$ с коэффициентом «объемной» вязкости η_0 , свидетельствует, как и в случае с вазелиновым маслом (но в более тонких его прослойках) о незначительности влияния структурированных слоев в такой прослойке на ее вязкость.

Такие структурно неоднородные прослойки в первом приближении можно рассматривать как двухфазные, состоящие из «объемной» (изотропной) жидкости в их центральной части и ЭЖК слоев на периферии. Поэтому данные об эффективной вязкости прослоек различной толщины и изменения этой вязкости с течением использовать для оценки реологических свойств собственно ЭЖК слоя можно лишь в рамках определенной его реологической модели. Пренебрегая, как и в [7] пространственной структурной неоднородностью этого слоя, в [9] для описания его свойства использовалась простая модель «срезаемого» течением слоя однородного и постоянной (не зависящей ни от координат, ни от скорости течения) вязкости. В такой его модели из экспериментальных зависимостей $\eta_{\text{эфф}} = f(\gamma)$ можно определить толщину d_{0s} структурированного слоя в отсутствии течения и установить характер «срезания» слоя течением – зависимость его толщины d_s от скорости деформации $d_s = f(\gamma)$.

Рассчитанные по простым соотношениям [9] результаты приведены на рис.3. На нем представлены расчетные зависимости толщины «срезаемого» течением ЭЖК слоя d_s (мкм) в прослойках 2 и 5 мкм от скорости деформации γ .

Как следует из рис.3, в отсутствии течения в прослойках таких толщин находится только структурированная жидкость ($2d_{0s} \approx D$). Как и в [9], производилась оценка «гидродинамической прочности» такого модельного слоя - скорости деформации γ^* (с^{-1}), при которой его «начальная» толщина d_{0s} уменьшается в e раз. Эта величина γ^* для прослоек 2 и 5 мкм составляет $\sim 5200 \text{ с}^{-1}$ и $\sim 1800 \text{ с}^{-1}$ соответственно. Заметим, что «прочность» приповерхностного структурированного слоя (толщиной $d_{0s} \sim 4$ мкм, по оценке [9]) минерального масла (в его прослойках 12 – 30 мкм) значительно меньше: $\gamma^* \sim 500 \text{ с}^{-1}$. То, что с увеличением толщины прослойки величина γ^* становится меньше, может свидетельствовать о структурной неоднородности слоя. По-видимому, связанная с «прочностью» структурная упорядоченность, средняя по области слоя на расстоянии от подложки в 1 мкм, выше, чем по его области в 2,5 мкм.

Таким образом, экспериментально установлено отличие вязкости микронных прослоек синтетического масла (Mobil 5W40) от его вязкости в «объеме». Структурированные приповерхностные слои этой жидкости, существующие на металлических подложках, ограничивающих прослойку, вследствие гомеотропной ориентации молекул повышают ее эффективную вязкость. Эти слои структурно неоднородны – по мере удаления от поверхности подложки локальная упорядоченность в слое уменьшается. С ростом скорости сдвигового течения уменьшается и эффективная вязкость прослоек, что в простой реологической модели структурированного вязкого слоя объясняется его «срезанием».

Литература:

1. Дерягин Б.В., Поповский Ю.М., Алтоиз Б.А. Открытие СССР “Явление образования гомогенной граничной жидкокристаллической фазы немезогенной жидкости”. Диплом N388. // Открытия и изобретения. – 1991. – №12. – С.1.
2. Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М. Физика приповерхностных слоев жидкости. – Одесса: Астропринт, 1996. – 153 с.
3. Поповский Ю.М., Сагин С.В., Гребенюк М.Н., Влияние ориентационной упорядоченности в граничных смазочных слоях на триботехнические характеристики узлов трения. // Судовые энергетические установки: науч. - техн. сб. – 1998. – № 1. – С.102 - 104.
4. Дерягин Б.В., Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М. Ориентационно упорядоченные пристенные слои предельных углеводородов и их производных на поверхности кварца. // Доклады АН СССР. – 1991. – Т.317, №1. – С.130 – 134.
5. Derjaguin B. V., Altoiz B. A., Popovski B.A. Orientationally Ordered Layers of Saturated Hydrocarbons and Thin Derivates on Quartz Surface. // J. Coll. Interface Sc. – 1992. – V. 146., №1. – P. 56 - 62.
6. Поповский Ю.М., Алтоиз Б.А. Исследование структурной упорядоченности полимолекулярных граничных слоев нитробензола, образованных на лиофилизированной твердой подложке. // Коллоидный журнал. – 1981. – Т.43., № 6. – С. 1177 - 1779.
7. Алтоиз Б.А., Кириян С.В., Поповский А.Ю. Структурированные приповерхностные слои жидких смазочных масел на подложке с профилированным микрорельефом. // Физика аэродисперсных систем. – 2007. – №. 44. – С. 58-66.
8. Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М. Капиллярный вискозиметр для исследования тонких неоднородных жидких прослоек // Вісник Одеського національного університету. Фіз. - мат. науки. – 2001. – Т.6., № 3. – С.191 - 198.
9. Алтоиз Б.А., Асланов С. К., Бутенко А.Ф. Ротационный вискозиметр для исследования микронных прослоек. // Физика аэродисперсных систем. – 2005. – №. 42. – С. 53 - 65.
10. Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М. Поверхностные силы. – М.: Наука, 1985. – 398 с.

Кириян С.В., Алтоіз Б.А.

Епітропні рідкокристалічні шари синтетичних мастил та їх вплив на зсувну течію

АНОТАЦІЯ

Експериментально встановлена підвищена в'язкість мікронних прошарків у модельній тріаді тертя синтетичного мастила в порівнянні з його в'язкістю в "об'ємі". Спостережувана відмінність зв'язується з організацією структурованих гомеотропно орієнтованих приповерхневих шарів рідини на підкладах, обмежуючих прошарок. З ростом швидкості зсувної течії ефективна в'язкість прошарків зменшується, що пояснюється "зрізанням" структурованого шару.

Kiriyana S.V., Altoiz B.A.

Epitropic liquid-crystal synthetic oil interlayers and their shear flow influence

SUMMARY

Synthetic oil micron interlayer higher viscosity in model friction triad in comparison with its "volume" viscosity is experimentally set. The observed difference is related with structural homeotropic oriented wall-adjacent liquid layer organization on bounding substrate. Increase in flow velocity leads to effective viscosity reducing, which is explained with structural layer "shearing".

Драгуновский Н.Н., Царенко А.П.

Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова

Особенности течения жидкости переменной вязкости в круглой трубе

Подробно исследовано течение жидкости в круглой трубе с учетом вязкой диссипации и экспоненциальной зависимости вязкости от температуры. Получены предельные значения параметров задачи и установлена их зависимость от условий теплообмена потока жидкости с внешней средой. Рассмотрены качественные и количественные отличия от случая течения жидкости с постоянной вязкостью. Указаны перспективные направления дальнейших исследований по данной проблеме.

Существует класс течений, а именно устойчивые согласно линейной теории течения, для которых неизвестен общепринятый механизм неустойчивости. Примерами течений такого рода являются плоское течение Куэтта и течение Хагена-Пуазейля в трубе круглого сечения [1].

С другой стороны, из экспериментов известно [1], что в потоках ньютоновских жидкостей в круглой трубе турбулентность уже может возникнуть при числах Рейнольдса, близких всего лишь к 2000.

Основным допущением при моделировании указанных течений являются: бесконечная удаленность границ от рассматриваемого участка (например, торцов трубопровода) и неизменность теплофизических характеристик самой жидкости. Учет конечности границ делает математическую задачу практически неразрешимой, поэтому приблизиться к решению данной проблемы можно с позиций модели жидкости с переменной вязкостью.

Учет переменной теплопроводности жидкости или ее плотности не представляется существенным ввиду их слабой зависимости в обычных условиях от изменений температуры.

Качественный анализ течений с постоянной и переменной вязкостью в стационарной постановке позволит выяснить главные направления в дальнейших исследованиях этих течений на их гидродинамическую устойчивость.

В настоящей работе рассматривается стационарное напорное течение ньютоновской жидкости в неподвижной круглой трубе с учетом зависимости вязкости от температуры, теплоты вязкого трения и теплообмена с внешней средой. Исследование проводится без учета температурных изменений плотности и теплопроводности жидкости, а также влияния концов трубопровода на установившееся течение вдали от них. При условиях, обеспечивающих отсутствие градиента температур вдоль оси трубопровода, и, пренебрегая действием сил тяготения, считаем поток жидкости в круглой трубе ламинарным и симметричным относительно ее оси.

Математическая постановка данной задачи [2] записывается в цилиндрической системе координат (r, ε, z) , ось Oz которой совпадает с осью трубопровода и направлена по потоку жидкости. Из уравнения неразрывности для несжимаемой жидкости и принятых допущений следует, что вектор скорости \vec{V} будет представлен лишь осевой составляющей V_z , которая, равно как температура и вязкость, будет функцией только радиальной координаты r .

Таким образом, искомые стационарные профили скорости и температуры являются решениями следующей нелинейной системы обыкновенных дифференциальных уравнений движения и теплопроводности:

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \mu \frac{dV_z}{dr} \right) = \frac{dP}{dz}, \\ \frac{\lambda_0}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) + \mu \left(\frac{dV_z}{dr} \right)^2 = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где $V_z(r)$, $\mu(r)$, $T(r)$, $P(z)$ – соответственно скорость, динамическая вязкость, абсолютная температура и давление в движущейся жидкости, λ_0 – постоянный коэффициент теплопроводности.

Из уравнения движения следует, что градиент давления dP/dz постоянен вдоль оси трубопровода Oz , а поскольку данное течение жидкости полностью им обусловлено, то в дальнейшем величину градиента dP/dz считаем известной и заданной в качестве исходного параметра задачи.

Из физических соображений следует, что скорость и температура жидкости достигают на оси своих максимальных, но в то же время, конечных значений. Поэтому мы можем потребовать выполнения следующих условий на оси трубопровода:

$$\frac{dV_z}{dr} = 0, \quad \frac{dT}{dr} = 0 \quad \text{при } r = 0. \quad (2)$$

Стационарный теплообмен с внешней средой, имеющей температуру T_0 , будем моделировать граничным условием третьего рода [3], предполагая теплопроводность материала трубопровода весьма большой по сравнению с такой для жидкости и внешней среды, и предполагая стенки трубопровода тонкими по сравнению с внутренним радиусом R :

$$R \frac{dT}{dr} = -Bi \cdot (T - T_0), \quad \text{при } r = R, \quad (3)$$

где R – радиус трубопровода, $Bi = \alpha_0 R / \lambda_0$ – критерий Био [3], характеризующий интенсивность теплообмена на поверхности трубы, α_0 – коэффициент теплоотдачи во внешнюю среду.

Прилипание вязкой жидкости к внутренней поверхности трубопровода дает условие

$$V_z(R) = 0. \quad (4)$$

Краевая задача (1)–(4) должна замыкаться какой-либо теоретической зависимостью вязкости жидкости от ее температуры:

$$\mu = \mu(T). \quad (5)$$

Прежде чем приступить к непосредственному поиску решений краевой задачи (1)–(5), запишем ее постановку в безразмерной форме. Введем новые безразмерные координату $\xi = r/R$ и функции:

$$U(\xi) = \frac{R\rho_0}{\mu_0} V_z, \quad \theta(\xi) = \frac{T-T_0}{T_0}, \quad M(\xi) = \frac{\mu(\theta)}{\mu_0}, \quad (6)$$

где ρ_0, μ_0, λ_0 – плотность, вязкость и теплопроводность жидкости при температуре внешней среды T_0 .

В силу постоянства перепада давления dP/dz первое уравнение системы (1) можно один раз проинтегрировать с граничным условием (2) и записать краевую задачу в безразмерной постановке в следующем виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dU}{d\xi} = b_0 \cdot \frac{\xi}{M(\xi)}, \quad U|_{\xi=1} = 0; \\ \xi \frac{d}{d\xi} \left(\xi \frac{d\theta}{d\xi} \right) + a_0 \cdot \frac{\xi^4}{M(\xi)} = 0, \quad \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \quad \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=1} = -\text{Bi} \cdot \theta|_{\xi=1}; \end{array} \right. \quad (7)$$

где $b_0 = \frac{\rho_0 R^3}{2\mu_0^2} \frac{dP}{dz}$, $a_0 = \frac{R^4}{4\mu_0 \lambda_0 T_0} \left(\frac{dP}{dz} \right)^2$ – безразмерные комбинации из входных параметров задачи.

Для интегрирования полученной системы уравнений нам необходимо выбрать конкретный вид зависимости (5) вязкости от температуры, т.е. задать физическую кинетику процесса диссипации механической энергии в тепловую.

Важность этой кинетики раскрывается уже непосредственно из первого уравнения системы (7). Именно в этом уравнении содержится факт возможного наличия точки перегиба на профиле скорости для жидкости, движущейся в круглой трубе под действием перепада давления.

Очевидно, что для случая течения Хагена-Пуазейля [2], когда вязкость жидкости принимается постоянной, т.е. $M(\xi) \equiv 1$, профиль скорости $U(\xi)$ точкой перегиба не обладает.

В рассматриваемом случае, когда мы учитываем зависимость вязкости от температуры, координата точки перегиба ξ_U будет корнем уравнения

$$M(\xi_U) - \xi_U \cdot M'(\xi_U) = 0. \quad (8)$$

Влияние точки перегиба на характер устойчивости вязких течений показано в [4,5], поэтому сам факт присутствия такой точки в представленной математической модели вязкого течения свидетельствует в пользу целесообразности его дальнейшего изучения.

Использующиеся в литературе [6–8] зависимости вязкости от температуры можно условно разделить на: эмпирические (построенные на основе таблиц для

конкретных жидкостей) и теоретические, являющиеся, как правило, асимптотиками известного [9] закона

$$\mu(T) = A \cdot \exp(E/T). \quad (9)$$

Поскольку данное исследование носит теоретический характер, остановимся именно на законе (9) и его некоторых асимптотиках.

В безразмерной форме закон (9) имеет вид:

$$M(\xi) = \frac{\mu}{\mu_0} = \exp\left(\frac{-\delta_0 \theta}{1+\theta}\right), \quad \mu_0 = A \cdot \exp(\delta_0), \quad \delta_0 = \frac{E}{T_0}. \quad (10)$$

Физический смысл параметра δ_0 следует из следующего выражения:

$$\delta_0 = -\frac{d[\ln(\mu)]}{d[\ln(T)]} \quad \text{при } T = T_0.$$

Таким образом, величина δ_0 для данной жидкости характеризует интенсивность изменения вязкости при изменении ее температуры.

Необходимо отметить, что δ_0 является ключевым параметром краевой задачи (7),(10). Параметр δ_0 обеспечивает обратную связь между термодинамическим состоянием движущейся жидкости и ее динамическими характеристиками, при этом математическая постановка требует совокупного интегрирования уравнений движения и баланса тепла.

Постановка задачи, в которой вязкость жидкости предполагается постоянной, т.е. $\delta_0 = 0$, лишена упомянутой обратной связи. В результате динамика такого течения не зависит как от теплового состояния движущейся жидкости, которое формируется благодаря вязкой диссипации, так и от условий теплообмена с внешней средой.

Учет (10) приводит задачу (7) к следующей форме:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dU}{d\xi} = b_0 \xi \cdot \exp\left(\frac{\delta_0 \theta}{1+\theta}\right), \quad U|_{\xi=1} = 0; \\ \xi \frac{d}{d\xi} \left(\xi \frac{d\theta}{d\xi} \right) + a_0 \xi^4 \cdot \exp\left(\frac{\delta_0 \theta}{1+\theta}\right) = 0, \quad \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \quad \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=1} = -\text{Bi} \cdot \theta|_{\xi=1}. \end{array} \right. \quad (11)$$

Интегрирование полученной системы (11) представляет определенные математические трудности, поэтому ограничимся в дальнейшем изучением стационарных режимов течения с малым диссипативным разогревом жидкости ($\theta \ll 1$), что позволит, сохранив экспоненциальный характер зависимости (10), упростить его функциональный вид:

$$M(\xi) = \exp(-\delta_0 \theta). \quad (12)$$

Тогда для безразмерного профиля температур $\theta(\xi)$ можно записать следующую краевую задачу:

$$\begin{cases} \xi \frac{d}{d\xi} \left(\xi \frac{d(\delta_0 \theta)}{d\xi} \right) + 8a\xi^4 \exp(\delta_0 \theta) = 0, \\ \left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_{\xi=0} = 0, \quad \left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_{\xi=1} = -\text{Bi} \cdot \theta|_{\xi=1}, \end{cases} \quad (13)$$

где $a = \delta_0 a_0 / 8$ – безразмерный параметр задачи.

Замена [6] вида $x = \ln(a\xi^4)$, $y(x) = x + \delta_0 \theta$ приводит (13) к простому дифференциальному уравнению $2y'' + \exp(y) = 0$ с первым интегралом $(y')^2 = c_1 - \exp(y)$.

Значение постоянной $c_1 = 1$ определяется из условия регулярности температурного профиля на оси трубопровода. Таким образом, дифференциальное уравнение для $y(x)$ принимает вид $\frac{dy}{dx} = \pm \sqrt{1 - \exp(y)}$.

Очевидно, что приемлемо только $\exp(y) \leq 1$ или, что то же $y \leq 0$, откуда вытекает $\delta_0 \theta \leq -\ln(a\xi^4)$. Поскольку левая часть всегда неотрицательна, то необходимо потребовать, чтобы $a\xi^4 \leq 1$.

Безразмерная пространственная переменная $\xi \in [0,1]$, следовательно, неотрицательность подкоренного выражения $1 - \exp(y)$ возможна при $a \leq 1$.

Следовательно, при значениях параметра $a > 1$ отсутствует решение задачи (13), а с ним и решение задачи о стационарном напорном неизотермическом течении ньютоновской жидкости в круглой трубе, когда ее вязкость изменяется по закону (12).

Распределение температур вдоль радиуса трубы найдено [6] в виде:

$$\theta(\xi) = \frac{1}{\delta_0} \ln \left[\frac{4c}{a} \cdot (1 + c\xi^4)^{-2} \right], \quad (14)$$

где c – константа интегрирования, определяемая из уравнения

$$\frac{8c}{1+c} = \text{Bi} \cdot \ln \left(\frac{4c}{a \cdot (1+c)^2} \right), \quad (15)$$

получаемого из граничного условия (3) теплообмена с внешней средой.

Интегрирование уравнения $\frac{dU}{d\xi} = b_0 \frac{4c}{a} \frac{\xi}{(1+c\xi^4)^2}$ с условием $U(1) = 0$ дает

$$U(\xi) = b_0 \frac{c}{a} \left(\frac{\xi^2}{1+c\xi^4} - \frac{1}{1+c} + \frac{\arctan(\sqrt{c}\xi^2) - \arctan(\sqrt{c})}{\sqrt{c}} \right). \quad (16)$$

Профиль вязкости жидкости получаем подстановкой решения (14) в (12):

$$M(\xi) = \frac{a}{4c} (1 + c\xi^4)^2. \quad (17)$$

По известному распределению скоростей (16) можно подсчитать секундный объемный расход жидкости через трубопровод и найти среднюю по площади сечения скорость потока:

$$U_{cp} = -b_0 \cdot \frac{c}{(1+c) \cdot a}. \quad (18)$$

Если вернуться к (6) и вспомнить, что $U(\xi) = \frac{R\rho_0}{\mu_0} V_z$, то становится очевидным физический смысл (18). Величину U_{cp} можно трактовать как Re – число Рейнольдса [2] для данного стационарного течения жидкости переменной вязкости.

Формулу (16) с учетом (18) можно переписать в виде

$$U(\xi) = U_{cp} \left(1 - \frac{(1+c)\xi^2}{1+c\xi^4} + \frac{\arctan(\sqrt{c}) - \arctan(\sqrt{c}\xi^2)}{\sqrt{c}} (1+c) \right). \quad (19)$$

Из физических соображений следует, что найденные распределения $M(\xi)$, $U(\xi)$, $\theta(\xi)$ имеют экстремумы на оси трубопровода ($\xi = 0$), где вязкость достигает минимального, а скорость и температура жидкости – максимальных значений:

$$M_{\min} = \frac{a}{4c}, \quad U_{\max} = -b_0 \frac{c}{a} \left(\frac{1}{1+c} + \frac{\arctan(\sqrt{c})}{\sqrt{c}} \right), \quad \theta_{\max} = \frac{1}{\delta_0} \ln \left(\frac{4c}{a} \right). \quad (20)$$

Полученное решение (14)–(17) о стационарном напорном течении жидкости переменной вязкости в круглой трубе однозначно определяется набором из четырех независимых безразмерных параметров δ_0 , Bi , a , b_0 .

Отмеченный выше факт ограничения $0 < a \leq 1$ допустимого значения параметра a указывает на необходимость более детального исследования пределов существования рассматриваемого решения (14)–(17).

Преобразуем соотношение (15) к виду

$$a = \frac{4c}{(1+c)^2} \exp \left(-\frac{8c}{Bi \cdot (1+c)} \right). \quad (21)$$

Исследуем поведение функции $a = a(c, Bi)$ при фиксированном значении критерия Bi (т.е. при заданных условиях теплообмена с внешней средой).

Из физических соображений вытекает, что функция (21) является непрерывной и неотрицательной, поскольку постоянная $c \geq 0$. Анализ следующих формул

$$\frac{d[\ln(a)]}{d[\ln(c)]} = \frac{1 - \frac{8}{Bi}c - c^2}{(1+c)^2}, \quad \frac{d^2[\ln(a)]}{d[\ln(c)]^2} = \frac{c}{(1+c)^3} \left(\frac{8}{Bi} (c-1) - 2(1+c) \right),$$

позволяет сделать вывод о том, что функция $a(c)$ ограничена и достигает своего максимума

$$a_* = \frac{4c_*}{(1+c_*)^2} \exp \left(-\frac{8c_*}{Bi \cdot (1+c_*)} \right) \quad \text{при} \quad c_* = \sqrt{1 + \frac{16}{Bi^2}} - \frac{4}{Bi}. \quad (22)$$

Кроме того, при $c \rightarrow 0$ и $c \rightarrow \infty$ имеет место $a \rightarrow 0$.

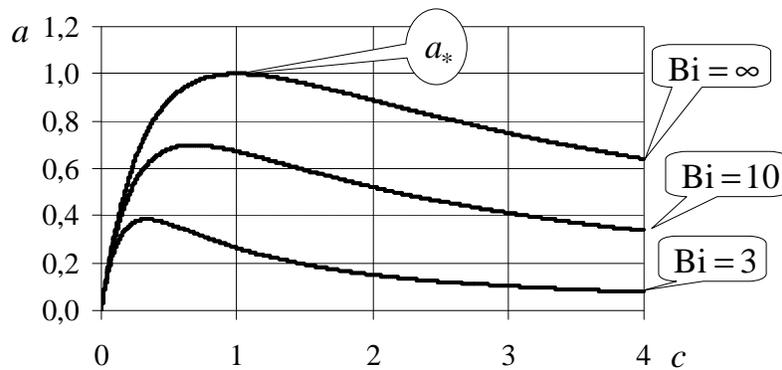


Рис 1. Зависимость $a = a(c)$ при различных значениях критерия Bi .

Следовательно, любому значению параметра a из интервала $[0, a_*[$ соответствуют два возможных значения константы интегрирования c , причем одно из них $c' \in [0, c_*[$, а другое $c'' \in]c_*, \infty[$, т.е. $a(c') = a(c'')$.

Таким образом, имеются две ветви решения (14), которые определяются константами c' и c'' . Указанные ветви “сливаются” в точке экстремума c_* , где решение уже носит предельный характер (см. Рис. 1.)

Поясним сказанное следующим образом – предельное значение параметра a_* является, равно как и c_* , функцией критерия Био, т.е. полностью определяется интенсивностью процесса теплообмена движущейся жидкости с внешней средой.

Поскольку $a = \frac{\delta_0 R^4}{32\lambda_0 T_0 \mu_0} \left(\frac{dP}{dz} \right)^2$, то при фиксированных характеристиках

жидкости и выбранных условиях теплообмена, предельность значения параметра a_* следует понимать как максимально возможный перепад давления $(dP/dz)_*$ вдоль оси трубы (максимальный расход жидкости) при котором еще справедливо стационарное решение задачи (14)–(17).

Задание перепада давления, превышающего $(dP/dz)_*$ приведет, благодаря вязкой диссипации, к возникновению добавочного теплового потока вдоль радиуса трубопровода.

Выделенное тепло, в силу принятых условий теплообмена, уже не будет отводиться во внешнюю среду и приведет, в конечном итоге, к гидродинамическому тепловому взрыву [10].

Из (22) следует, что наибольшие значения предельных параметров $a_* = 1$ и $c_* = 1$ достигаются при $Bi = \infty$ (см. Рис.1), т.е. при наличии беспрепятственного отвода диссипируемого тепла во внешнюю среду.

Увеличение же теплоизолированности потока жидкости (уменьшение числа Bi) влечет уменьшение как a_* , так и c_* , а с ними и предельно допустимого значения для перепада давления $(dP/dz)_*$ вдоль оси трубы.

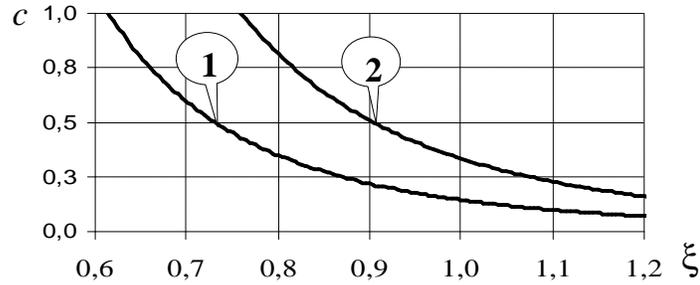


Рис. 2 Координаты точек ξ_U –(1) и ξ_E –(2) как функции константы c .

При полной теплоизоляции, когда $Bi=0$, будем иметь $c_* = 0$, $a_* = 0$, $(dP/dz)|_* = 0$, т.е. стационарный режим течения жидкости переменной вязкости в принципе не может быть реализован.

Как было отмечено выше, решения c' и c'' уравнения (21) определяют два возможных режима стационарного течения жидкости переменной вязкости в круглом трубопроводе.

Значение c_* является общим и предельным для обоих режимов, будучи для c' –ветви наибольшим, а для c'' – наименьшим.

Если преобразовать соотношение (21) к виду

$$\frac{c}{a} = \frac{(1+c)^2}{4} \exp\left(\frac{8c}{Bi \cdot (1+c)}\right)$$

и подставить его в формулы (18) и (20), то окажется, что увеличение параметра a (т.е. dP/dz) для c'' – ветви вызовет уменьшение расхода жидкости и диссипации механической энергии, а с ними соответствующих значений скорости и температуры на оси трубы.

Последнее противоречит известным физическим наблюдениям и позволяет нам утверждать, что c'' – ветвь имеет чисто математическую природу.

Необходимо здесь же отметить, что предельный переход к решению Хагена-Пуазейля ($\delta_0 \rightarrow 0$) возможен только для c' – ветви. Поэтому в дальнейшем значение c' будем отождествлять с константой интегрирования c .

Еще одной особенностью исследуемого течения и его качественным отличием от случая постоянной вязкости [6] служит наличие точки перегиба ξ_U на профиле скорости и существование точки максимума энергии диссипации ξ_E , координаты которых равны соответственно: $\xi_U = \sqrt[4]{1/7c}$, $\xi_E = \sqrt[4]{1/3c}$, причем $\xi_U < \xi_E$. Точка перегиба профиля скорости попадает в область течения ($0 \leq \xi \leq 1$) только при условии $c \geq 1/7$ (см. рис. 2).

Анализ полученного решения (14)–(17) можно завершить сопоставлением характеристик стационарного потока, полученных с учетом переменности вязкости и когда ею пренебрегают ($\delta_0 = 0$).

Безразмерные профили скорости и температуры для течения в круглой трубе жидкости с постоянной вязкостью с учетом масштабов (6), можно записать в виде

$$U^0(\xi) = -b_0 \frac{1-\xi^2}{2}, \quad \theta^0(\xi) = \frac{a_0}{16} \left(\frac{4+Bi}{Bi} - \xi^4 \right),$$

где сохранены ранее выбранные масштабы основных характеристик жидкости и задачи в целом.

Распределение скоростей $U^0(\xi)$ не зависит от термодинамического состояния движущейся жидкости и в точности совпадает с классическим профилем Хагена–Пуазейля [2]. Очевидно, что средняя по площади сечения трубопровода скорость будет равна $U_{cp}^0 = -b_0/4$.

Возьмем отношение средних скоростей

$$\frac{U_{cp}}{U_{cp}^0} = (1+c) \cdot \exp \left[\frac{8c}{Bi \cdot (1+c)} \right]$$

и максимальных температур

$$\frac{\theta_{\max}}{\theta_{\max}^0} = \frac{Bi}{4+Bi} \cdot \frac{(1+c)^2}{c} \cdot \left[\frac{4c}{Bi \cdot (1+c)} + \ln(1+c) \right] \cdot \exp \left[\frac{8c}{Bi \cdot (1+c)} \right].$$

Последние формулы при $Bi = \infty$ на пределе решения с переменной вязкостью дают соответственно: $U_{cp}/U_{cp}^0 = 2$ и $\theta_{\max}/\theta_{\max}^0 = 4 \ln(2)$.

Для произвольных чисел Bi подобный сравнительный анализ проводился численным путем.

Полученные результаты продемонстрировали наличие ряда качественных и количественных отличий течения жидкости с переменной вязкостью от случая течения с постоянной вязкостью. Это указывает на целесообразность проведения исследования на гидродинамическую устойчивость распределений (14)–(17), полученных для зависимости (12), и сравнения его результатов с таковыми для течения с постоянной вязкостью.

Кроме того, следует разработать методику численного решения краевой задачи (11) с целью выяснения особенностей такого течения по отношению к решению, рассмотренному в настоящей работе.

Литература:

1. Ди Прима Р., Стюарт Дж. Гидродинамическая устойчивость // Успехи прикладной механики: Сб. статей. 1983–84 гг. – М.: Мир, 1986. – 284 с.
2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1987. – 840 с.
3. Лыков А.В. Теплообмен. – М.: Энергия, 1971. – 560 с.
4. Линь Цзя-Цзяо. Теория гидродинамической устойчивости. – М.: Изд. иностр. лит., 1958. – 194 с.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974. – 711 с.

6. *Асланов С.К.* Течение жидкости переменной вязкости в круглом трубопроводе // Известия высших учебных заведений. Нефть и газ. – 1961. – №12. – С.83-88.
7. *Асланов С.К.* О границах стационарного режима и устойчивости ламинарного течения жидкости в круглой трубе с учетом температурной зависимости вязкости и теплообмена // Известия высших учебных заведений. Нефть и газ. – 1963. – №1. – С.77-80.
8. *Каганов С.А., Яблонский В.С.* О профиле скоростей ламинарного потока вязкой жидкости с учетом теплоты трения и изменения коэффициента вязкости от температуры // Известия высших учебных заведений. Нефть и газ. – 1960. – №1. – С.85-92
9. *Френкель Я.И.* Кинетическая теория жидкостей. – Л.: Наука, 1975. – 592 с.
10. *Бостанджиян С.А., Мержанов А.Г., Худяев С.И.* О гидродинамическом тепловом взрыве // Доклады АН СССР. – 1965 – Т.163, №1. – С.133-136.

Драгуновський М.М., Царенко О.П.

Особенности течения рідини із змінною в'язкістю у круглому трубопроводі

АНОТАЦІЯ

Детально досліджено течію рідини у круглому трубопроводі із врахуванням в'язкої дисипації та експоненціальної залежності в'язкості від температури. Отримані граничні значення параметрів задачі та встановлено їх залежність від умов теплообміну потоку рідини із зовнішнім середовищем. Розглянуті якісні та кількісні відмінності від випадку течії рідини із незмінною в'язкістю. Вказані перспективні напрямки подальших досліджень за даною проблемою.

Dragunovsky N.N., Tsarenko A.P.

Peculiarities of a variable viscosity fluid flow in circular pipe

SUMMARY

Fluid flow in the circular pipe was studied with account of viscous dissipation and viscosity exponential temperature dependence. The problem parameters limit values were obtained and their dependence on the fluid flow heat exchange with environment was established. The qualitative and quantitative distinctions between variable and constant viscosity fluid flows were considered. The perspective directions of further investigations on this problem were indicated.

Поповский А.Ю., Михайленко В.И., Шакун К.С.

Одесская национальная морская академия

Поведение жидкости вблизи поверхности твердого тела

В рамках теории Майера-Заупе рассмотрено влияние поверхностных сил твёрдой подложки на ориентационную упорядоченность прилегающих к ней тонких слоёв жидкости. Предполагается, что твёрдая подложка индуцирует ориентационную упорядоченность в сверхтонкой прослойке жидкости (порядка нескольких молекулярных слоёв), а далее параметр порядка переносится вглубь жидкости „эстафетным путем”, обусловленным межмолекулярным взаимодействием. Найдены критерии, которые позволяют отнести жидкость к одному из классов: изотропная жидкость, нематический жидкий кристалл или эпитропный жидкий кристалл.

Введение. Все жидкости можно условно разделить на три класса: 1) жидкие кристаллы (ЖК), для которых характерна упорядоченность во всём объёме жидкости, 2) изотропные жидкости и 3) эпитропные жидкие кристаллы (ЭЖК), молекулы которых недостаточно мезогенны, однако под влиянием поля твёрдой подложки способны образовывать ориентационно упорядоченный пристенный слой (ОУПС), простирающийся вглубь жидкости на расстояние нескольких сотен молекулярных слоёв и отделённый от изотропной жидкой фазы резкой границей раздела.

К настоящему времени известны несколько моделей, объясняющих свойства ЭЖК – двухкомпонентная статистическая модель, допускающая возможность образования димеров в тонком пристенном слое [1 – 3], модель Изинга [4 – 7], модель Ландау де Жена [8 – 11], модель Майера-Заупе [12]. В этих работах путём анализа свободной энергии как функции температуры и расстояния для подложки показана возможность возникновения ЭЖК фазы вблизи твёрдой подложки. В настоящей работе предпринята попытка найти количественные критерии, которые позволяют отнести определённую жидкость к тому или иному классу, упомянутому выше.

1. Поведение жидкости на малых расстояниях от подложки. Сначала рассмотрим очень узкий слой толщиной z_0 вблизи подложки (буквально в несколько молекулярных размеров), дальше которого взаимодействие молекулы с поверхностью подложки становится пренебрежимо малым. Как известно, самое дальнедействующее из некулоновских межмолекулярных взаимодействий – диполь-дипольное – спадает как $1/r^3$. Тем самым, даже оно уменьшается в 10 раз на расстоянии трёх молекулярных размеров. Все остальные взаимодействия (в том числе и дисперсионное) спадают ещё быстрее. Будем считать, что параметр порядка меняется слабо на таких масштабах. Действительно, мы наблюдаем слои с ненулевым параметром порядка на толщинах в сотни молекулярных

слоёв. Т.е. мы имеем дело с типичным переносом параметра порядка вглубь среды. Причём молекулы, взаимодействуя друг с другом, «переносят» параметр порядка «очень хорошо». Поэтому в нулевом приближении будем считать его постоянным в пределах слоя z_0 и запишем свободную энергию единицы площади этого слоя в следующем виде:

$$F_0 = \rho k_B T z_0 \int d^2 \mathbf{a}_1 f(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}) \ln f(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}) - \frac{1}{2} \rho^2 z_0 \int d^2 \mathbf{a}_1 \int d^2 \mathbf{a}_2 f(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}) f(\mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{n}) \int d^3 \mathbf{r}_{12} V_{12}(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{r}_{12}) - \rho \int d^2 \mathbf{a}_1 f(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}) \int_0^{z_0} dz V_s(\mathbf{a}_1, \mathbf{z}) \quad , \quad (1)$$

где \mathbf{n} – вектор директора; \mathbf{a} – единичный вектор, указывающий направление длинной оси молекулы; \mathbf{r}_{12} – межмолекулярный вектор; $f(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n})$ – функция распределения частиц по направлению.

Первое слагаемое в (1) есть ориентационная энтропия, второе слагаемое описывает взаимодействие молекул друг с другом, а третье слагаемое описывает взаимодействие молекул с поверхностью. Разложим эффективное взаимодействие молекул друг с другом и с поверхностью подложки в ряд по полиномам Лежандра:

$$\rho \int d^3 \mathbf{r}_{12} V_{12}(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{r}_{12}) = J_{12}^{(0)} + J_{12}^{(2)} P_2(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2) + \dots \quad , \quad (2)$$

$$\frac{1}{z_0} \int_0^{z_0} dz V_s(\mathbf{a}_1, \mathbf{z}) = J_s^{(0)} - J_s^{(2)} P_2(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{k}) + \dots \quad , \quad (3)$$

где \mathbf{k} – единичный вектор, перпендикулярный к поверхности подложки. В формулах (2) и (3) все коэффициенты положительны. Предположим, что молекулы притягиваются всеми своими «частями» к подложке. Тогда энергия взаимодействия молекул с подложкой будет минимальной, если все молекулы расположить в плоскости, параллельной поверхности подложки. Поэтому в формуле (3) стоит знак «минус». Обратный случай (когда перед вторым слагаемым в формуле (3) стоит знак «плюс») возможно, только если молекулы обладают особым типом взаимодействия с подложкой, например, притягиванием к ней молекулярных «хвостов» и сильным отталкиванием молекулярных «ядер». Итак, выбираем знак «минус». Подставляя разложения (2) в формулу (1), получим следующее выражение для свободной энергии:

$$F_0 / (\rho_0 z_0) = k_B T \int d^2 \mathbf{a}_1 f(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}) \ln [f(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n})] - \frac{1}{2} J_{12}^{(2)} S_0^2 + J_2^{(2)} S_0 P_2(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}) \quad , \quad (4)$$

где

$$S_0 = \int d^2 \mathbf{a} P_2(\mathbf{a} \cdot \mathbf{n}) f(\mathbf{a} \cdot \mathbf{n}) \quad . \quad (5)$$

– параметр нематического порядка в слое z_0 .

Из формулы (4) немедленно следует, что если $S_0 \neq 0$, то $\mathbf{\hat{n}} \perp \mathbf{\hat{k}}$. Другими словами, директор нематического порядка параллелен плоскости подложки. В этом случае свободная энергия минимальна и может быть переписана в следующем виде:

$$F_0 / (\rho_0 z_0) = k_B T \int d^2 \mathbf{\hat{a}}_1 f(\mathbf{\hat{a}}_1 \cdot \mathbf{\hat{n}}) \ln [f(\mathbf{\hat{a}}_1 \cdot \mathbf{\hat{n}})] - \frac{1}{2} J_{12}^{(2)} S_0^2 - \frac{1}{2} J_s^{(2)} S_0 - \frac{1}{2} J_{12}^{(0)} - J_s^{(0)} \quad (6)$$

Минимизируя функционал (6) по отношению к функции распределения $f(\mathbf{\hat{a}} \cdot \mathbf{\hat{n}})$ с учетом нормировки, получаем следующее рекуррентное соотношение для параметра порядка S_0 :

$$S_0 = \frac{1}{I} \int dt P_2(t) \exp \left\{ \left[\mathcal{J}_{12}^{(2)} S_0 + \frac{1}{2} \mathcal{J}_s^{(2)} \right] P_2(t) \right\}, \quad (7)$$

где

$$I = \int dt \exp \left\{ \left[\mathcal{J}_{12}^{(2)} S_0 + \frac{1}{2} \mathcal{J}_s^{(2)} \right] P_2(t) \right\} \quad (8)$$

и

$$\mathcal{J}_{12}^{(2)} = J_{12}^{(2)} / k_B T, \quad \mathcal{J}_s^{(2)} = J_s^{(2)} / k_B T. \quad (9)$$

Наконец, с учётом выражений (7) и (8) свободная энергия (6) может быть переписана следующим образом:

$$F_0 / (\rho z_0) = \frac{1}{2} \mathcal{J}_{12}^{(2)} S_0^2 - \ln I \quad (10).$$

В случае отсутствия взаимодействия молекул с подложкой ($\mathcal{J}_s^{(2)} = 0$) выражение (7) представляет собой обычное уравнение Майера-Заупе. Как известно, оно имеет два решения, удовлетворяющих минимуму свободной энергии (10). Одно из решений $S_0 = 0$ соответствует изотропной жидкости и реализуется при

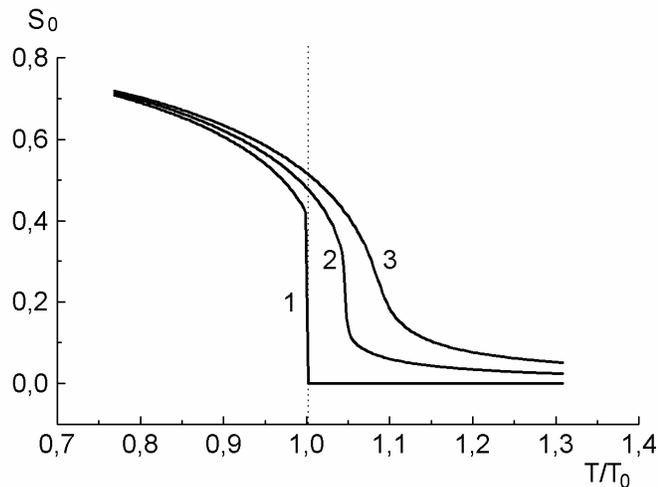


Рис.1. Параметр порядка как функция температуры:

$$(1) \mathcal{J}_s^{(2)} = 0, \quad (2) \mathcal{J}_s^{(2)} / \mathcal{J}_{12}^{(2)} = 0.02 \quad (3) \mathcal{J}_s^{(2)} / \mathcal{J}_{12}^{(2)} = 0.04$$

$\mathcal{Y}_{12}^{(2)} \leq 4.54$. В противном случае реализуется нематическая фаза с параметром порядка $S_0 \geq 4.2$ (см. кривую 1 на рис. 1). По всей видимости мы имеем дело с молекулами, которые недостаточно мезогенны ($\mathcal{Y}_{12}^{(2)} \leq 4.54$) в нормальных условиях. Поэтому вдали от подложки вещество представляет собой изотропную жидкость. Однако взаимодействие молекул вещества с подложкой меняет картину в непосредственной близости от подложки. Действительно, при $\mathcal{Y}_s^{(2)} \neq 0$ уравнение (7) имеет одно единственное решение $S_0 > 0.5$ (см. кривые 2 и 3 на рис. 1). Тем самым, анизотропное притяжение молекул вещества к подложке однозначно индуцирует нематическую фазу в недостаточно мезогенном веществе в непосредственной близости от подложки. Следующий параграф будет посвящен тому, как меняется параметр порядка S с удалением от границы с подложкой. Будет показано, что в зависимости от типа молекул существует три класса решений уравнения для неоднородного распределения параметра порядка в пространстве, одно из которых действительно соответствует появлению мезогенного “слоя” вблизи подложки.

2. Поведение жидкости на больших расстояниях от подложки. Теперь рассмотрим обратную ситуацию, когда молекулы вещества находятся достаточно далеко от подложки ($z \geq z_0$). Напомним, что z_0 может быть всего порядка трех молекулярных размеров. В этом случае взаимодействием молекул вещества с подложкой можно пренебречь. Свободную энергию единицы площади оставшейся части прослойки можно записать в следующем виде:

$$F = \rho k_B T \int d^2 \mathbf{a}_1 \int dz_1 f(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}) \ln [f(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}, z_1)] - \frac{1}{2} \rho^2 \int d^2 \mathbf{a}_1 \int d^2 \mathbf{a}_2 \int dz_1 \int d^2 \mathbf{r}_{12} f(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}, z_1) f(\mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{n}, z_2) V_{12}(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{r}_{12}) \quad (11)$$

Минимизируя функционал F по функции распределения $f((\mathbf{a} \cdot \mathbf{n}), z)$ с учетом условия нормировки, получаем следующее соотношение:

$$f((\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}), z_1) = \frac{1}{I} \exp \left\{ \frac{\rho}{k_B T} \int d^2 \mathbf{a}_2 \int d^3 \mathbf{r}_{12} f((\mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{n}), \mathbf{r}_{12}) V_{12}(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{r}_{12}) \right\}, \quad (12)$$

где

$$I = \int d^2 \mathbf{a}_1 \exp \left\{ \frac{\rho}{k_B T} \int d^2 \mathbf{a}_2 \int d^3 \mathbf{r}_{12} f((\mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{n}), z_2) V_{12}(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{r}_{12}) \right\}. \quad (13)$$

Поскольку функция распределения $f((\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{n}), z)$ слабо меняется с расстоянием между молекулами \mathbf{r}_{12} по сравнению с потенциалом межмолекулярного взаимодействия $V_{12}(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{r}_{12})$, то для оценки интеграла по межмолекулярному вектору \mathbf{r}_{12} можно воспользоваться методом перевала, разложив функцию $f((\mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{n}), z_2)$ в ряд Тейлора по z в точке z_1 :

$$\begin{aligned} & \int d^3 \mathbf{r}_{12} f((\mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{n}), z_2) V(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{r}_{12}) = \\ & = V_0(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2) f((\mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{n}), z_1) + V_2(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2) \frac{\partial^2}{\partial z^2} f((\mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{n}), z_1) + \dots, \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$V_i(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2) = \int d^3 \mathbf{r}_{12} z_{12}^i V_{12}(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{r}_{12}), \quad i = 0, 2 \quad (15)$$

Заметим, что в ряде (14) не будет слагаемых с нечетными индексами i . Разложим величины $V_i(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2)$ в ряд по полиномам Лежандра:

$$V_i(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2) = J_i^{(0)} + J_i^{(2)} P_2(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2) + \dots \quad i = 0, 2 \quad (16)$$

Подставляя формулу (16) в (15), (15) – в (14), (14) – в (12) и (13), вводя параметр порядка S по формуле (4), и учитывая только те слагаемые в формуле (14), которые выписаны (т.е. до первого изменяющегося с расстоянием z до подложки), получаем следующие уравнения:

$$S(z) = \frac{1}{I(z)} \int dt P_2(t) \exp \left\{ \left[\mathcal{J}_0^{(2)} S(z) + \mathcal{J}_2^{(2)} S''(z) \right] P_2(t) \right\}, \quad (17)$$

где

$$I(z) = \int_{-1}^1 dt \exp \left\{ \left[\mathcal{J}_0^{(2)} S(z) + \mathcal{J}_2^{(2)} S''(z) \right] P_2(t) \right\}, \quad (18)$$

и

$$\mathcal{J}_0^{(2)} = r J_0^{(2)} / (k_B T), \quad \mathcal{J}_2^{(2)} = r J_2^{(2)} / (k_B T). \quad (19)$$

Система дифференциальных уравнений (17) и (18) второго порядка по S с граничными условиями

$$S(0) = S_0, \quad S(\infty) = S_\infty, \quad (20)$$

где S_0 определяется уравнением (7), а S_∞ определяется тем же уравнением, но с коэффициентом $\mathcal{J}_s^{(2)} = 0$, описывает изменение параметра порядка S с удалением z от подложки. Учитывая, что величина $\mathcal{J}_2^{(2)} S''(z)$ очень мала, экспоненту в уравнениях (17) и (18) можно разложить по ней в ряд и ограничиться первым слагаемым зависящим от S'' . Тогда вместо системы (17) – (18) будем иметь следующее уравнение:

$$S'' = -\frac{1}{\mathcal{J}_2^{(2)}} \cdot \frac{S I_0(S) - I_1(S)}{S I_1(S) - I_2(S)}. \quad (21)$$

где интегралы $I_k(S)$ определяются следующим образом:

$$I_k(S) = \int_{-1}^1 dt P_2^k(t) \exp \left\{ \mathcal{J}_0^{(2)} S P_2(t) \right\} \quad (22)$$

Для того чтобы численно решить уравнение (21) с граничными условиями (20), проще переписать его в виде:

$$S' = -\sqrt{\frac{2}{\mathcal{J}_2^{(2)}} \int_S^{S_\infty} dS \frac{S I_0(S) - I_1(S)}{S I_1(S) - I_2(S)}} \quad (23)$$

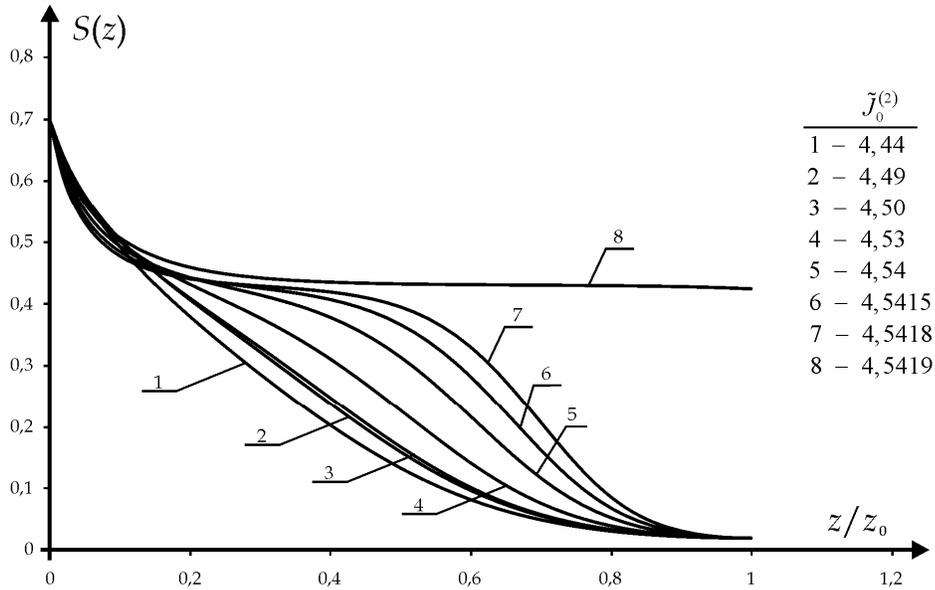


Рис.2. Параметр порядка как функция расстояния до подложки: при различных значениях параметра $J_0^{(2)}$.

с одним граничным условием $S(0) = S_0$. Однако, аналитически удобно исследовать уравнение (21). Найдём точки перегиба на кривой $S(z)$. Из уравнения (21) следует, что в этих точках

$$S = I_1(S) / I_0(S). \quad (24)$$

Уравнение (24) есть обычное уравнение Майера-Заупе. Как известно, существует два особых значения переменной J_0^* , при которых изменяется количество решений уравнения (24). Первое (J_N^*) называется точкой потери устойчивости нематической фазы, второе (J_I^*) – точкой потери устойчивости изотропной фазы. При $J_0^* < J_N^*$ (если молекулы исследуемого вещества «сильно» немезогенны) уравнение (24) имеет единственное решение, соответствующее изотропной фазе ($S = 0$) – кривая 1, рис.2. В этом случае никакое расстояние z от подложки не выделяется на фоне остальных. Таким образом, молекулы, для которых $J_0^* < J_N^*$, не образуют никаких выделенных "слоев".

При $J_0^* > J_N^*$ (если молекулы исследуемого вещества "сильно" мезогенны) уравнение (21) имеет единственное решение, соответствующее нематической фазе ($S > 0$) – кривая 8, рис.2.

И, наконец, допустим, что молекулы удовлетворяют условию

$$J_N^* < J_0^{(2)} < J_I^* \quad (25)$$

в лабораторных условиях. (Заметим, что переменная $J_0^{(2)}$ содержит в себе температуру и плотность.) В этом случае уравнение Майера-Заупе (24) имеет три решения, два из которых соответствуют минимумам свободной энергии, а

третье – максимуму. Допустим также, что главный минимум свободной энергии соответствует изотропной фазе (вещество недостаточно «мезогенно», но все же удовлетворяет условию (25)). Тогда вблизи подложек жидкость является структурно упорядоченной с некоторым параметром порядка $S > 0$ (кривые 2 – 7, рис.2). Таким образом, при выполнении условия (25) возможно образование ЭЖК–фазы. Что касается толщины этой фазы, то в случае уравнения (21), линейного по S'' , она целиком определяется коэффициентом $\mathcal{J}_0^{(2)}$, который также содержит в себе плотность и температуру.

Заключение. Особый тип поведения параметра порядка вблизи границы вещества с подложкой объясняется наличием побочного минимума у свободной энергии. Такое состояние реализуется, если вещество недостаточно мезогенно, но находится очень близко к переходу в нематическую фазу. В этом случае достаточно небольшого анизотропного притяжения молекул вещества к подложке, чтобы "метастабильное" нематическое состояние "проявилось" на некотором расстоянии z^* от подложки. При этом вовсе не обязательно, чтобы непосредственное взаимодействие молекул с подложкой простиралось на глубину z^* . Более того, предполагается, что глубина проникновения взаимодействия с подложкой z_0 много меньше z^* . Тем не менее, метастабильное нематическое состояние переносится далеко вглубь вещества взаимодействием его молекул друг с другом.

Литература:

1. Кузнецова А.А., Михайленко В.И., Поповский А.Ю. Ориентационная упорядоченность приповерхностных слоёв нитробензола // ЖПС. – 2004. – Т.71, №5. – С. 596-600.
2. Popovskii A.Yu., Kuznetsova A.A., Mikhailenko V.I. Two component model of orientationally ordered wall adjacent liquid layers // Advance in Colloid and Interface Science – 2003.–V.104. – P.285-292.
3. Popovskii A.Yu., Kuznetsova A.A., Mikhailenko V.I. Orientational ordering and effect dimerization in wall adjacent liquid layers // Journal of molecular liquids. – 2005. – V.120. – P.127-130.
4. Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М. Физика приповерхностных слоев. – Одесса: Астропринт, 1995.– 153 с.
5. Алтоиз Б.А., Поповский Ю.М., Ляхова Е.С. Модель Изинга эпитропной жидкокристаллической фазы // Коллоидный журнал. – 2000. – Т.62. №3. – С.299-302.
6. Lyakhova E. Ising model of Epitropic liquid crystalline phase // Journal of Molecular Liquids. – 2001. – № 93. – P. 203-206.
7. Алтоиз Б.А., Даданова Е.Ю, Недялков Д.Д., Макуха Е.В. Свойства Изинговой модели эпитропной мезофазы в симметрично ограниченной прослойке // Межд. период. сб-к "Обработка дисперсных материалов и сред", Одесса: НПО "Вотум". – 2003. – № 13. – С.42-48.
8. Sheng P. Phase transition in surface aligned nematic films // Physical review letters. 1976.– V.16, №16. – P.1059-1062.

9. Поповский А.Ю. Феноменологическая теория граничной фазы на основе представлений о её жидкокристалличности. // Вопросы физики формообразования и фазовых превращений. Калинин. – 1983 – С.97-104.

10. Горюк А.А., Поповский А.Ю. Исследование структурной составляющей расклинивающего давления в смачивающих плёнках // Вопросы физики формообразования и фазовых превращений. Калинин. – 1986/ – С.51-58.

11. Allender D.W., Henderson G.L., Johnson D.L. Landau theory of wall-induced phase nucleation and pretransitional birefringence // Physical Review A. – 1980. – V.24, №2. – P.1086-109.

12. Сугаков В.И., Шияновский С.В. Фазовые превращения в ограниченных жидких кристаллах // Украинский физический журнал. – 1977 – Т.25, № 9.– С.1441-1449.

Поповский А.Ю. , Михайленко В.И., Шакун К.С.

Поводження рідини поблизу поверхні твердого тіла

АНОТАЦІЯ

В рамках теорії Майєра-Заупе розглянуто вплив поверхневих сил твердої підкладки на орієнтаційну впорядкованість прилягаючих до неї тонких шарів рідини. Вважається, що тверда підкладка індукує орієнтаційну впорядкованість в надтонкому прошарку рідини (порядку декількох молекулярних шарів), а далі параметр порядку переноситься вглиб рідини „естафетним шляхом”, спричиненим міжмолекулярною взаємодією. Знайдені критерії, які дозволяють віднести рідину до одного з класів: ізотропна рідина, нематичний рідкий кристал або епітропний рідкий кристал.

Popovskii A.Yu. , Mikhailenko K.S., Shakun K.S.

Behavior of liquid near solid substrate surface

SUMMARY

The influence of the surface forces field on the orientational ordering in thin wall adjacent liquid layers was considered in the framework of Mayer - Saupe theory. It was assumed that orientational ordering in ultrathin liquid interlayers (thickness about some molecular lengths) was induced by solid substrate. Further the go-ahead mechanism, which was caused by intermolecular interaction, transferred the order parameter into the bulk liquid. Criteria allowing liquid matter studied characterization (isotropic substance, orientationally arranged nematic liquid crystal or epitropic liquid crystal) were found.

Терлецкая Л.Л., Копыт Н.Х., Калиниченко Л.Ф., Голубцов В.В.

*Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова,
Проблемная научно-исследовательская лаборатория №1*

Динамические процессы в гетерогенных дисперсных системах в магнитных полях

Изучено влияние магнитных полей на динамические процессы в монокристаллах арсенида галлия с легкоплавкими неоднородностями элемента матрицы. Установлена интенсификация скорости электродиффузионной очистки кристаллов и параметров Холла в магнитном поле с оптимальными характеристиками. Показана возможность эффективного управления процессами переноса в реальных гетерогенных системах.

Аномально высокая подвижность легкоплавких неоднородностей в гетерогенных системах (ГС) на основе сложных соединений A^3B^5 даже при температурах, близких к комнатной, оказывает существенное влияние не только на исходные параметры систем, но и на эксплуатационную надежность приборных структур [1]. Поэтому заинтересованность физиков и материаловедов в решении проблемы возможности управления электрофизическими и другими свойствами сложных систем с неоднородностями в виде высокодисперсных частиц собственного компонента не ослабевает и в настоящее время.

В результате исследования влияния температурных и электрических полей на динамические процессы в ГС были установлены закономерности движения проводящих неоднородностей в них и созданы соответствующие физические модели, что позволило разработать некоторые рекомендации по улучшению электрофизических свойств сложных систем [2,3].

В данной работе рассмотрены особенности процессов переноса с участием неоднородностей в виде легкоплавких включений собственного компонента ГС на примере монокристаллического арсенида галлия в условиях магнитных полей. Наличие в объеме полупроводника таких сильнопроводящих некогерентных неоднородностей приводит к тому, что измеренная эффективная подвижность носителей заряда μ' не соответствует действительной подвижности μ , характерной для однородного кристалла.

Проведен расчет зависимостей μ'/μ от объемной концентрации неоднородностей P для предельных случаев слабых ($\beta \approx 1$) и сильных ($\beta \gg 1$) (β – параметр Холла) магнитных полей. Такая зависимость представлена графически на рис. 1.

Для $GaAs$ с $\mu \approx 8 \cdot 10^3$ см²/В·с ($T = 300$ К) в магнитном поле напряженностью $H = 12$ кЭ (соответствует $\beta \approx 1$) фактически получено $\mu' \approx 10^4$ см²/В·с для образцов, у которых объемная доля неоднородностей $P = 1 \div 2\%$. Измерения полевых зависимостей коэффициента Холла в образцах нелегированного $GaAs$,

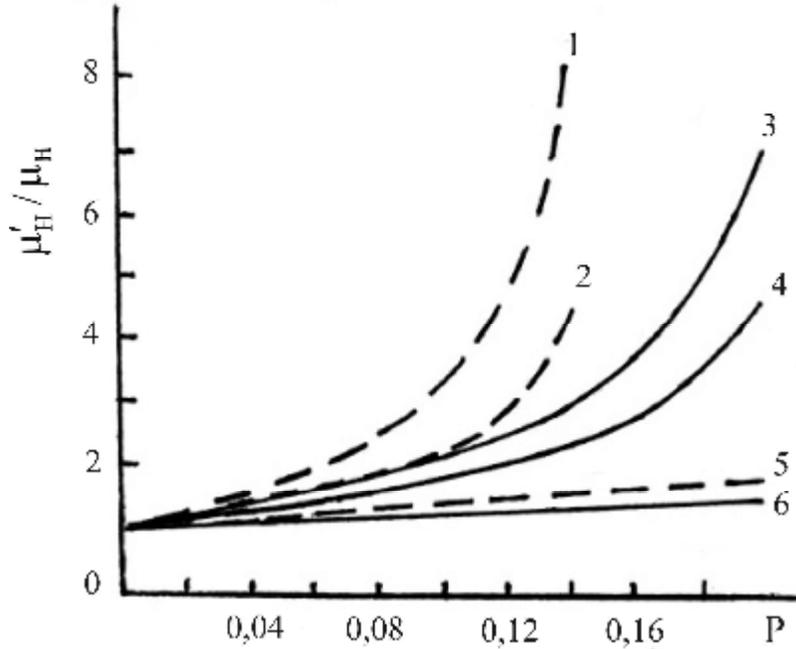


Рис. 1. Зависимость отношений μ'_H/μ_H от объемной концентрации неоднородностей. Сплошные и пунктирные линии обозначают зависимости для цилиндрических и сферических неоднородностей соответственно:

$$1, 3 - \beta_1 \gg 1; \quad 2, 4 - \beta_1 \approx 1; \quad 5, 6 - \beta_1 = 1$$

выращенного низкотемпературным методом, с концентрацией электронов $n = 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\mu > 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ($T = 77 \text{ К}$) показала аномальную зависимость коэффициента Холла R_H от величины магнитного поля (величина R_H увеличивается с ростом значения H).

В результате расчетов, проведенных исходя из теории эффективной среды, получено выражение для отношения измеренного экспериментально коэффициента Холла R_{H_e} к коэффициенту Холла матрицы R_{H_i}

$$\frac{R_{H_e} \left(\left| \vec{H} \right| \neq 0 \right)}{R_{H_i}} = 1 - \frac{2P}{n^{(x)} (1 + \beta_1^2)} \quad (1)$$

На рис. 2 представлены зависимости R_{H_e} от H при различных концентрациях идеально проводящих сферических микровключений.

Сравнение теоретических и экспериментальных данных, как видно из рисунка, показало их достаточно хорошее совпадение.

Из формулы (1) получаем уравнение зависимости эффективного Холл-фактора r_{H_e} от напряженности магнитного поля:

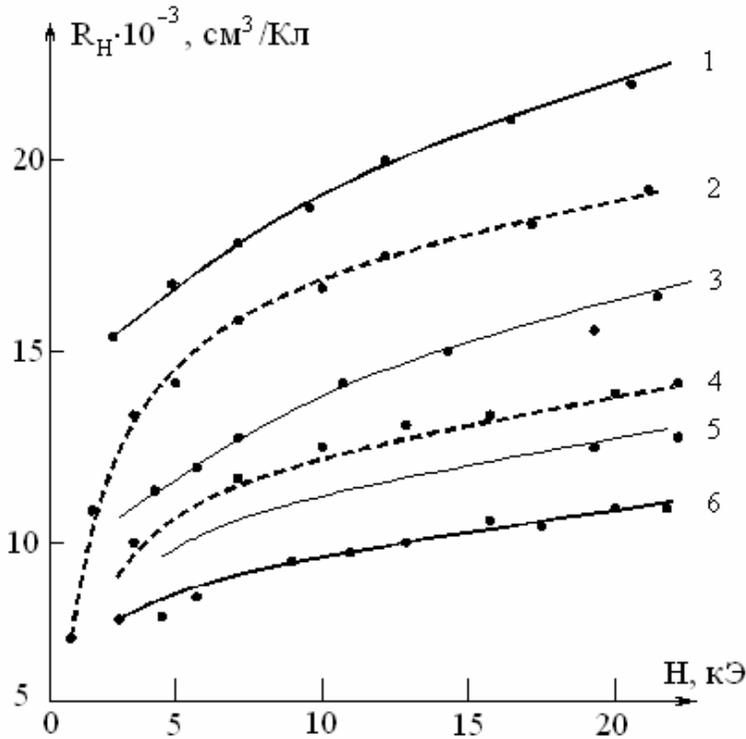


Рис. 2. Зависимость коэффициента Холла от напряженности магнитного поля в образцах с различной холловской подвижностью. Сплошные линии – 300 К; пунктирные линии – 77 К; m ($\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$):
 1 – $1.2 \cdot 10^4$; 2 – $1.2 \cdot 10^5$; 3 – $6.3 \cdot 10^3$; 4 – $1.2 \cdot 10^4$; 5 – $8 \cdot 10^3$; 6 – $7.1 \cdot 10^3$.

$$r_{H_e}(H) = r_{H_1} \left\{ 1 - \frac{2P}{n^{(x)}(1 + \beta_1^2)} \right\}, \quad (2)$$

где r_{H_1} и β_1 – Холл-фактор и параметр Холла основной фазы соответственно.

Характер теоретически рассчитанной зависимости эффективного Холл-фактора от величины магнитного поля соответствует экспериментально полученной зависимости, описанной в работе [4].

Интересно отметить, что в области концентраций проводящих неоднородностей : 2÷3% по объему даже при малой величине H в неоднородном слое ГС значение r_{H_e} приблизительно равно единице, что соответствует Холл-фактору однородного полупроводника [5] в условиях сильного магнитного поля.

Такая закономерность показана на рисунке 3, где представлена зависимость r_{H_e} от объемной концентрации проводящих микровключений для магнитных полей 5 ÷ 50 кЭ.

Исследовались зависимости поперечного и продольного магнетосопротивлений от величины H для образцов с содержанием исследуемых неоднородностей от 0.01% до 0.1%. В случае слабого магнитного поля ($\beta = 1$) выражение для поперечного магнетосопротивления имеет вид:

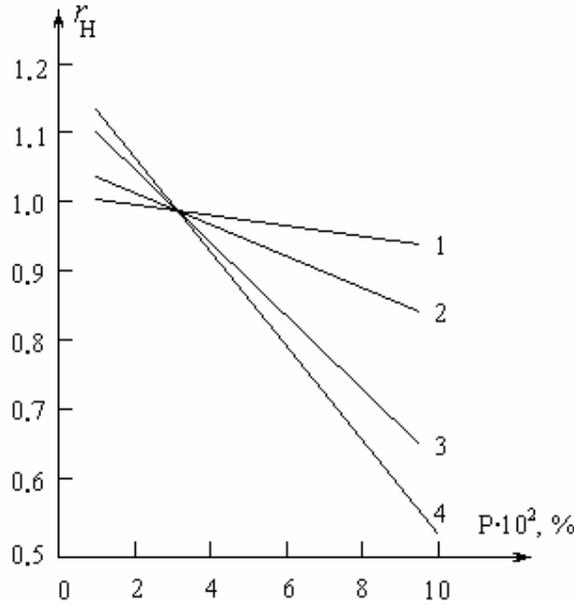


Рис. 3. Зависимость Холл-фактора от объёмной доли неоднородностей в слое для магнитных полей с различной напряжённостью: 1 – 5 кЭ; 2 – 10 кЭ; 3 – 25 кЭ; 4 – 50 кЭ.

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp e} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp l} - 0.6P\beta_1^2 \left[\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp l} + 1 \right], \quad (3)$$

из которого следует, что при выполнении условия

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp l} < 0.6P\beta_1^2,$$

в очень слабых полях велика вероятность появления отрицательного поперечного магнетосопротивления.

Для сильного магнитного поля ($\beta_1 \gg 1$) выражение представляется в виде

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp e} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp l} + \frac{4}{\pi}P\beta_1^2 \left[\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp l} + 1 \right]. \quad (4)$$

Как видно из уравнения (4), в неоднородных полупроводниках эффективное поперечное магнетосопротивление линейно изменяется с изменением величины H , не выходя на насыщение, что и наблюдалось в процессе экспериментальных исследований.

Дифференцируя (4) по β_1 , получим уравнение

$$\frac{\partial \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp e}}{\partial \beta_1} \approx \left[1 + \frac{\partial \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp l}}{\partial \beta_1} \right] \frac{4P}{\pi}, \quad (5)$$

т.е. тангенс угла наклона функции $\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\perp e}(H)$ пропорционален объемной концентрации P .

Следует отметить, что уравнения (3) ÷ (5) связаны со строгим выполнением условий $P = 1$ при $\beta = 1$ и $\beta = 1$ при $\beta_1 \neq 1$. Фактически, как показал сравнительный анализ теоретических и экспериментальных данных по $R_H(H)$ для исследуемых структур, эти условия можно упростить и заменить следующими:

$$P = 0.2 \div 0.3 \text{ при } \beta_1 \leq 1; \quad P\beta \leq 0.2 \div 0.3 \text{ при } \beta_1 > 1.$$

Эффективное продольное магнетосопротивление имеет иной характер зависимости от H в слабомагнитном поле по сравнению с поперечным магнетосопротивлением, так как его величина всегда в этом случае положительна. В сильно магнитном поле эффективное продольное магнетосопротивление выходит на насыщение по β_1 . В промежуточной же области H ($\beta \approx 1$) зависимость этого фактора от концентрации описывается выражением $\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\parallel} \approx 0.7P$.

Установлено, что одновременное воздействие электрическим и магнитным полями, векторы которых направлены по отношению к образцу по осям x и z соответственно, эффективно сказывается на электродиффузионном переносе некогерентных неоднородностей, проводимость которых близка к проводимости матрицы.

Проведены некоторые оценки, иллюстрирующие влияние магнитного поля на интенсификацию скорости электродиффузионной очистки структур арсенида галлия, холловская подвижность которых равна $7.6 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 300 \text{ К}$ и $10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 77 \text{ К}$. Для этих значений подвижности электронов в магнитном поле $H = 50 \text{ кЭ}$ получены следующие значения параметра Холла: $\beta_1 \approx 3.8$ при комнатной температуре и $\beta_1 \approx 50$ при $T = 77 \text{ К}$. При таких температурах скорость миграции идеально проводящих включений в направлении оси x , перпендикулярном вектору магнитного поля \dot{H} , возрастает в 5.6 раза при $T = 300 \text{ К}$ и почти 23 раза при температуре жидкого азота по сравнению со случаем нулевого магнитного поля. Для непроводящих и слабопроводящих включений скорость вдоль оси x при $T = 300 \text{ К}$ соответствует скорости миграции в нулевом магнитном поле, однако при $T = 77 \text{ К}$ скорость их движения увеличивается приблизительно в 12 раз.

Следует отметить, что при наложении полей $\dot{H} = (0, 0, H)$ и $E_I(\infty) = (E_{Ix(\infty)}, 0, 0)$ непроводящие высокодисперсные включения мигрируют в направлении оси y , что вносит существенный вклад в суммарную скорость дрейфа и, соответственно, в увеличение скорости их выведения из объема гетерогенной системы на поверхность для эффективной очистки кристаллов

Литература:

1. Мильвидский М.Г., Освенский В.Б. Структурные дефекты в монокристаллах полуполупроводников. – М.: Металлургия, 1984. – 256с.
2. Терлецкая Л.Л., Копыт Н.Х., Голубцов В.В. Влияние температурных полей на поведение некогерентных неоднородностей в монокристаллах арсенида галлия // Физика аэродисперсных систем. – 2003. – № 40. – С. 293-297.
3. Терлецкая Л.Л., Копыт Н.Х., Чернова Е.А., Голубцов В.В. Влияние электрического поля на динамические процессы в гетерогенных системах с проводящими неоднородностями // Физика аэродисперсных систем. – 2006. – №. 43. – С. 137-140.
4. Ryden D.I. The effect of isolated inclusions upon the transport properties of semiconductors // J. Phys. C.: Sol. State Phys. – 1974. – V.45, № 10. – P.4370-4372.
5. Wolf C.M., Stilman C.E., Hill D.E. Anomalously high mobility in GaAs // J. Appl. Phys. – 1973. – V. 44, №2. – P.732-734.

Терлецка Л.Л., Копит М.Х., Калініченко Л.Ф., Голубцов В.В.

Динамічні процеси в гетерогенних дисперсних системах в магнітних полях

АНОТАЦІЯ

Вивчено вплив магнітних полів на динамічні процеси в монокристалах GaAs з легкоплавкими неоднорідностями елемента матриці. Встановлено інтенсифікацію швидкості електродифузійного очищення кристалів та параметрів Холла в магнітному полі з оптимальними параметрами. Показано можливість ефективного керування процесами переносу в реальних гетерогенних системах.

Terletskaia L.L., Kopyt N.Kh., Kalinichenko L.F., Golubtsov V.V.

Dynamical processes in heterogeneous systems in the magnetic fields

SUMMARY

The influence of magnetic field on dynamical processes in monocrystals GaAs with fusible inhomogeneities of the matrix element was investigated. Crystal electrodiffusion cleaning intensification and Hall-parameters in magnetic field with optimal characteristics was established. The possibility of effective controlling the process of the transfer in the real heterogeneous systems is shown.

УДК 537.2.6

Рокицький М.О., Шут М.І.*, Левандовський В.В.*, Мазуренко Р.В.***

**Національний педагогічний університет імені М.П. Драгоманова, м. Київ*

***Інститут хімії поверхні НАН України*

Електрофізичні властивості матрично-дисперсної системи на основі пентапласту та йодиду срібла

Проведено експериментальні дослідження впливу теплових полів на електрофізичні властивості полімерних композитів матрично-дисперсної системи (МДС) пентапласт – йодид срібла (AgI) з вмістом дисперсного наповнювача $0 \leq \varphi \leq 100$ % (об.) в діапазоні частот 0,1 – 10 кГц в температурному інтервалі 293 – 453 К. Отримані дані свідчать про значне зростання питомої електропровідності σ композитів пентапласт – AgI (більше трьох порядків величини) при $T > 420$ К. Результати обговорюються в рамках каркасної структурної моделі.

Незважаючи на досягнення в області синтезу полімерів із власною провідністю, проблема одержання електропровідних композиційних матеріалів не втрачає своєї актуальності, оскільки невисокі показники їх механічної міцності та хімічної стабільності обмежують можливість практичного використання.

В цьому аспекті перспективними можуть бути дисперснонаповнені композити на основі полімерів та речовин з фазовими переходами, зокрема діелектрик – суперіонік [1], в яких керування параметрами фазових переходів можливе за допомогою зовнішніх фізичних полів. Окрім того, властивості активних компонентів можуть істотно відрізнятись від аналогічних характеристик відповідних матеріалів, що може бути пов'язано, зокрема, з станом поверхні розділу фаз, проявом низькорозмірних явищ, взаємодією компонентів. Тому проведення досліджень у вказаному напрямі є актуальним, як з точки зору одержання нових фундаментальних знань, так і розробки перспективних матеріалів і технологій для потреб електроніки, надвисокочастотної техніки, приладобудування.

Метою роботи є вивчення особливостей електропровідності (σ) МДС пентапласт (3,3-біс(хлорметил)оксациклобутан) – AgI (суперіонний провідник з температурою фазового переходу 420 К) в частотному діапазоні 0,1 – 10 кГц в інтервалі температур 293 – 453 К при вмісті наповнювача (φ) від 0 до 100 %.

Електричні властивості пентапласту близькі до властивостей поліетилен-терефталату. Його електропровідність значно залежить від ступеня кристалічності. При кристалізації питомий електричний опір, розрахований за значенням залишкового струму, збільшується у 10 – 1000 разів [2]. Діелектричні

властивості пентапласту зберігаються при високих температурах і в умовах підвищеної вологості.

Для виготовлення зразків використано порошкоподібний пентапласт промислового виробництва марки БП. Після диспергування та фракціонування з використанням сит марки УКС-СЛ-200 з діаметром комірок 50 та 40 мкм одержували механічні суміші порошоків полімеру та наповнювача AgI марки "Ч". Дослідженнями методом оптичної мікроскопії показано, що дисперсний AgI переважно характеризувався розмірами частинок 2 – 8 мкм із формою, подібною до прямокутного паралелепіпеда, із співвідношенням сторін 1:1:3 та 1:1:2. Оскільки дисперсний AgI проявляв певну здатність до агрегації з утворенням близьких до сферичних об'єднань (діаметр 40 – 60 мкм), безпосередньо перед виготовленням зразків його додатково диспергували. Для видалення легких низькомолекулярних домішок порошок пентапласту перед змішуванням витримували в розрідженому повітрі протягом 24 год за температури 323 К. Зразки системи пентапласт – AgI готували в $p - T - t$ режимі (тиск – температура – час): нагрівання зі швидкістю 3.5 К/хв., витримка при $T = 483$ К протягом 15 хв за тиску 20 МПа; охолодження з розплаву зі швидкістю 0.5 К/хв, що відповідає технологічним умовам переробки композиту з урахуванням властивостей як наповнювача, так і полімерної матриці.

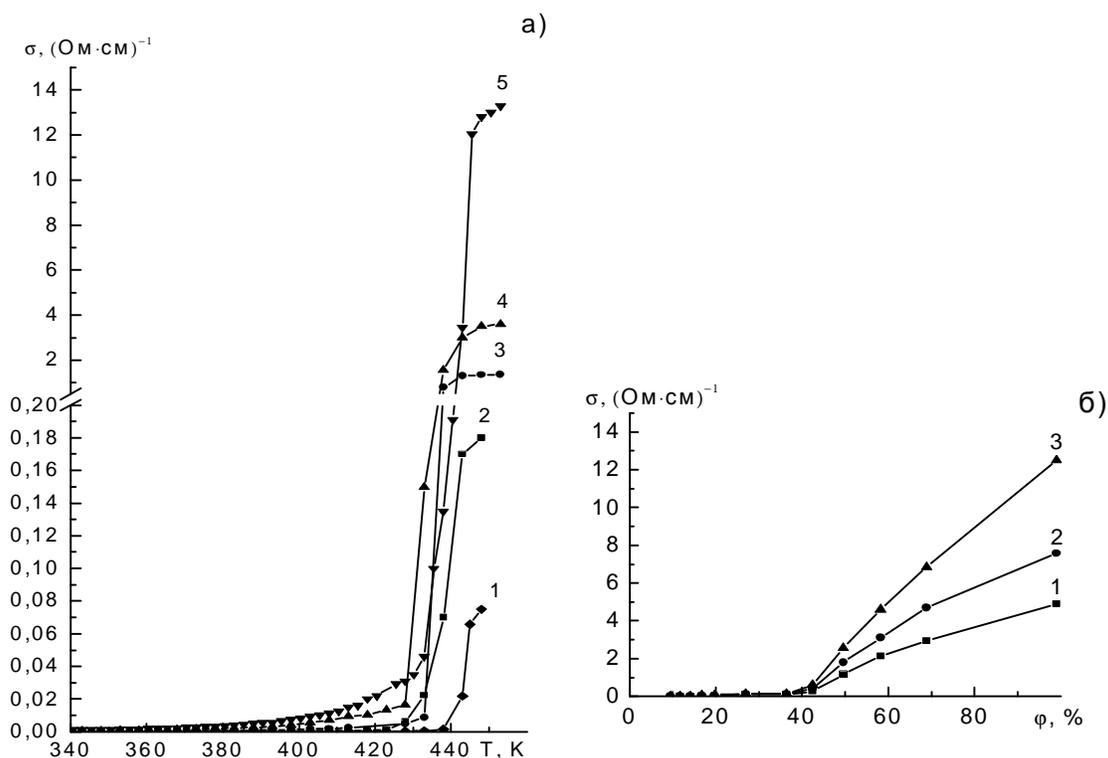


Рис.1. Температурні (а) та концентраційні (б) залежності питомої електропровідності σ композитів пентапласт – AgI.

(а) - концентрація AgI, %: 1 – 36; 2 – 42; 3 – 50; 4 – 69; 5 – 100;
 (б) Температура, К – 443; частота, кГц: 1 – 0,1; 2 – 1; 3 – 10.

Температурні та концентраційні залежності електропровідності представлені на рис. 1, (а, б). Результати досліджень температурної залежності питомої електропровідності композитів пентапласт – AgI на частотах 0,1, 1 та 10 кГц (рис.1, а) свідчать про різке зростання величини σ (більше трьох порядків величини) для AgI при $T > 420$ К, що пов'язано із стрибкоподібним збільшенням рухливості іонів срібла Ag^+ внаслідок фазового $\beta \rightarrow \alpha$ переходу AgI з діелектричного в суперіонний стан. На концентраційній залежності електропровідності (рис. 1, б) має місце стрімке збільшення величини σ ($T > 420$ К) для композитів, що містять $\phi > 42$ % наповнювача. Таке зростання пояснюється перколяційним переходом внаслідок утворення суцільного кластеру з частинок йодиду срібла в полімерній матриці. Про утворення такого кластеру в зазначеній області концентрацій наповнювача свідчать також результати досліджень концентраційних залежностей густини і пористості [3].

Слід відмітити, що характер концентраційних залежностей електропровідності від частоти для системи пентапласт – AgI якісно співпадає. Однак для композитів із вмістом наповнювача $\phi > 42$ % на частоті 10 кГц значення σ в 2 рази перевищують відповідні значення для частоти 0,1 кГц.

В області концентрацій AgI $0 < \phi < 42$ % при $T > 420$ К також спостерігалось явище незначного зростання електропровідності композитів пентапласт – AgI (рис. 1, (а, б)).

Явище зростання електропровідності σ композитів за вмісту наповнювача $\phi > 42$ % з підвищенням частоти пояснюється на основі модельних уявлень адсорбційної релаксації подвійного шару та RC-ланцюга [4]. Згідно з запропонованою моделлю на межі поверхні розділу діелектрик/суперіонік (пентапласт/AgI) під впливом адсорбційної взаємодії відбувається зміна структури суперіонного провідника, обумовлена додатковим розупорядкуванням жорсткої підґратки. За умов утворення неперервного перколяційного кластеру з частинок наповнювача внаслідок взаємодії з полімером виникає матриця поверхневого шару з суперіоніка, що має підвищену здатність до електропереносу, внаслідок чого зростає його внесок в утворення подвійного шару та прискорюється розряд катіонів (Ag^+) [5]. Окрім того, електропровідність у змінних полях є сумою двох складових – наскрізної σ' , (що, як правило, співпадає з електропровідністю на постійному струмі) та релаксаційної складової (σ_{rel}): $\sigma = \sigma' + \sigma_{rel}$. В свою чергу, релаксаційна складова електропровідності визначається сукупністю релаксаційних процесів у полімері, наповнювачі та на міжфазній границі [6].

Згідно з моделлю RC-ланцюга, частинки провідного наповнювача інтерпретуються як резистори, а опір контакту між двома частинками (який складається з опору міжфазної границі та опору полімерного прошарку) – як паралельно підключені ємність та резистор. Композит, таким чином, моделюється схемою, що містить велику кількість RC-ланцюгів, або один RC-ланцюг з узагальненими параметрами. З підвищенням частоти електропровідні шляхи, що являють собою нескінченний кластер, включають у себе прошарки між частинками, що призводить до їх спрямлення і зміни провідності системи [7].

Зростання електропровідності композитів в області концентрацій AgI $0 < \varphi < 42$ % при $T > 420$ К подібне до явища, виявленого в системі поліхлортрифторетилен (ПХТФЕ) – AgI [8]. На нашу думку, таке зростання електропровідності композитів може пояснюватись наступними причинами:

– утворенням в матриці пентапласту випадкових “слабких” перколяційних містків із частинок AgI, які, як зазначалося вище, мають схильність до агрегації внаслідок їх фізико-хімічної взаємодії. У системах із провідними частинками дещо продовгуватої форми, якими є частинки AgI, та у системах, наповнених провідними волокноподібними матеріалами, ймовірність виникнення подібних містків значно підвищується. Слід відзначити, що при зменшенні об’ємного вмісту провідних частинок в таких композитах електричні контакти між ними можуть зберігатися навіть за малого вмісту наповнювача;

– дрейфом іонів Ag^+ в матриці пентапласту під дією електричного поля. У цьому випадку взаємодія дисперсних частинок наповнювача з полімерною матрицею створює умови для подолання рухливими іонами Ag^+ поверхневого бар’єру на межі розділу фаз AgI/пентапласт, внаслідок чого в композиті реалізується іонна провідність, як у рідині з великою в’язкістю. Враховуючи, що характерною особливістю іонів срібла в полімерних композиційних матеріалах є схильність до міграції в умовах проходження струму [8], а також те, що у системі пентапласт – AgI при $T > 420$ К полімерна матриця перебуває у високоеластичному стані (температура склування пентапласту 277 К), внаслідок чого рухливість іонів Ag^+ значна, можна зробити висновок про високу імовірність електроміграції іонів срібла в середовищі полімерної матриці під впливом зовнішнього електричного поля;

– модульованим температурно-активаційними флуктуаціями тунелюванням заряду через полімерний прошарок товщиною $\sim 10^{-9} - 10^{-8}$ м за відсутності прямих контактів між провідними частинками. Допущення базується на результатах досліджень електропровідності вуглецево- та металонаповнених ПКМ [9];

– стимульованою інжекцією іонів Ag^+ у матрицю пентапласту, внаслідок виникнення значних радіальних напруг взаємного стиснення на межі розділу полімер/суперіонік за умов значної різниці коефіцієнтів теплового розширення матриці та наповнювача з аномальною дилатометричною поведінкою [10].

Однак, поряд із цим, значення порогу перколяції для досліджуваної системи ($\varphi_c \sim 42$ %) на 11 % нижче, ніж для системи ПХТФЕ – AgI [11], для якої поріг перколяції виявляється за вмісту 53 % наповнювача, за однакового розміру частинок AgI і різного розміру – полімера: 45 та 0.2 мкм відповідно.

Цей факт може бути пояснено на основі каркасної моделі (рис. 2), в рамках якої вже було показано [12], що при збільшенні розмірів частинок полімеру (за незмінного розміру частинок наповнювача) необхідна для формування неперервного перколяційного кластеру концентрація зменшується.

Слід зазначити, що згідно з отриманими у роботі [13] температурними та концентраційними залежностями електропровідності σ композитів системи пентапласт – AgI на частоті 10 ГГц, розрахованими із співвідношення $\sigma = 2\pi f \epsilon_0 \epsilon''$, де f – частота, ϵ_0 – електрична стала, значення питомої електропровідності σ композитів системи пентапласт – AgI при $\varphi = 50$ % так само як і

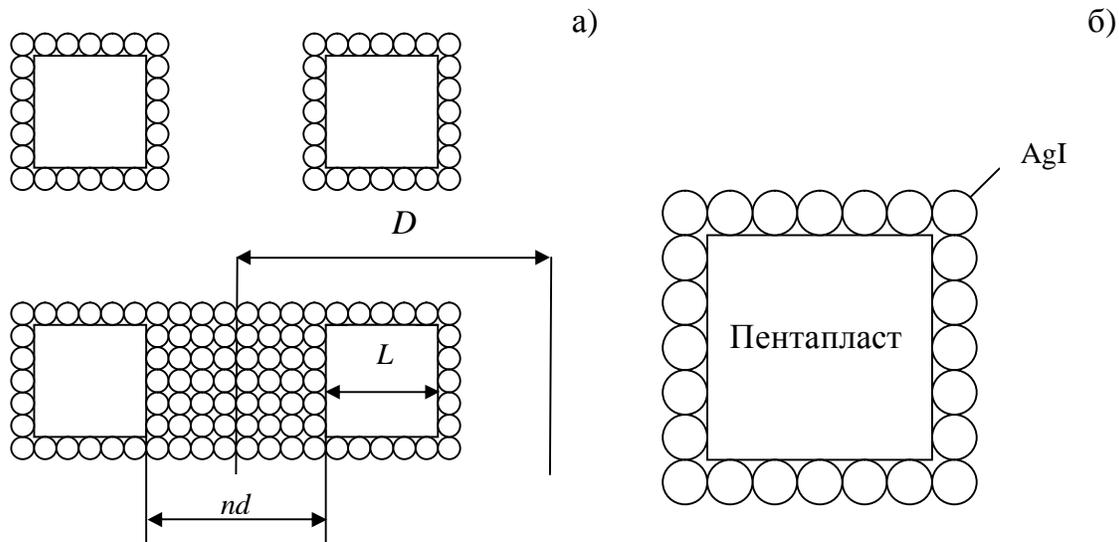


Рис.2. Каркасна модель системи пентапласт – AgI. D – період макронеоднорідності, L – лінійний розмір частинки пентапласта, nd – товщина стінки каркасу, n – кількість шарів наповнювача в стінці каркасу, d – лінійний розмір частинки AgI.

значення дійсної (ϵ') та уявної (ϵ'') складових комплексної діелектричної проникності в 2 рази перевищують відповідні показники суперіонного провідника (AgI). З концентраційної залежності питомої електропровідності σ (рис.3 (б)) видно, що із збільшенням вмісту наповнювача σ зростає. Найбільше значення σ спостерігається при φ , що становить 50 % AgI. При подальшому зростанні концентрації йодиду срібла провідність композитів зменшується. Останнє явище є нетривіальним, оскільки збільшення об'ємної долі провідного компоненту призводить до зменшення електричної провідності композиту в цілому.

Одержаний експериментально нелінійний характер залежності $s = f(j)$ можна пояснити тим, що в НВЧ діапазоні в провідності беруть участь не лише іони Ag^+ наповнювача, але й полімерний компонент [3, 10, 13, 14].

Таким чином експериментальні дослідження виявили значні зміни електрофізичних властивостей ПКМ в залежності від зміни температури, вмісту компонентів, їх структури та утворенню внаслідок активної взаємодії міжфазних шарів з особливою структурою і властивостями. Вони проявляються для полімерного компоненту:

- в утворенні навколо частинок наповнювача перехідних та пристінного шарів полімера з структурою і властивостями, що відрізняються від властивостей полімеру в об'ємі;
- в поступовій зміні НМС та властивостей при збільшенні вмісту наповнювача від три-, дво- до однокомпонентного складу з максимальною аморфізацією в околі 16 % AgI;
- в реалізації структурного перколяційного переходу “неперервні – ізольовані кластери” при зменшенні вмісту полімера.

Для дисперсного наповнювача:

- в реалізації структурного перколяційного переходу “ізолювані - неперервні кластери” при збільшенні вмісту наповнювача;
- перколяційний перехід для системи пентапласт - дисперсний йодид срібла спостерігається за вмісту 42 % AgI (з вимірювань у низькочастотному діапазоні) та 30 % AgI - (з вимірювань у НВЧ діапазоні [3, 13]). Екстремальний максимум в околі значень $\phi = 50$ % пов'язаний з максимальною поверхнею розділу між компонентами в суперіонному стані йодиду срібла.

Література:

1. Левандовський В.В., Горбик П.П., Янчевський Л.К., Комащенко О.В., Дубровін І.В., Бакунцева М.В., Шут М.І., Собецька О.М. Особливості електричної провідності системи поліхлортрифторетилен – дисперсний йодид срібла // Фізика конденсованих високомолекулярних систем. Наукові записки Рівненського педінституту. – Рівне: РДПУ – 1997. – № 3. – С.47-49.
2. Мулин Ю.А., Ярцев І.К. Пентапласт. – Л.: Химия, 1975. – 120 с.
3. Рокицький М.О., Шут М.І., Махно С.М., Левандовський В.В., Горбик П.П. Тепло- та електропровідність композитів системи пентапласт – дисперсний суперіонний провідник (AgI) // Тезиси докладов ХХІІ науочної конференції стран СНГ “Дисперсні системи”. – Одеса: Астропринт. – 2006. – С. 285-286.
4. Carbon Black – Polymer Composites: The Physics of Electrically Conducting Composites // Ed. by Sichel E.R. New York, Basel: Marcel Dekker. – 1982.
5. Букун Н.Г., Вакуленко А.М., Укше А.Е. Проводимость гетерогенных структур твёрдый электролит – полимер // Электрохимия. – 1981. – Т.19, № 6. – С.834-838.
6. Тимофеева В.А., Соловьёва А.Б., Ерина Н.А. Влияние шунгитового наполнителя на структуру и свойства полипропилена // Геология и полезные ископаемые Карелии. – Петрозаводск: КарНЦРАН. – 2006. №. 9. – С.146-154.
7. Чмутин І.А., Рывкина Н.Г., Пономаренко А.Т., Шевченко В.Г. Концентрационная зависимость электропроводности композитов в области высоких частот // Высокомолекулярные соединения. Серия А. – 1996. – Т.38, № 2. – С.291-296.
8. Бакунцева М.В., Горбик П.П., Комащенко О.В., Левандовський В.В., Махно С.М., Гаркуша О.М., Чуйко О.О. Дослідження електропровідності системи поліхлортрифторетилен – дисперсний йодид срібла // Доповіді НАН України. – 1998. – № 3. – С.78-81.
9. Чмутин І.А., Лотягин С.В., Шевченко В.Г., Пономаренко А.Т. Электропроводящие полимерные композиты: структура, контактные явления, анизотропия (обзор) // Высокомолекулярные соединения. – 1994. – Т.36, № 4. – С.699-713.
10. Гаркуша О.М., Горбик П.П., Левандовський В.В., Мазуренко Р.В., Рокицький М.О., Янчевський Л.К., Чуйко О.О. Термічно стимульовані коливання розмірів у системі поліхлортрифторетилен – дисперсний йодид срібла. // Доповіді НАН України. – 2004. – №5. – С.143-146.

11. *Мазуренко Р.В.* Властивості систем з розвиненою поверхнею на основі поліхлортрифторетилену, йодиду срібла та діоксиду кремнію: Автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.18 // Інститут хімії поверхні НАН України. – К., 2005. – 18 с.
12. *Мамуня Е.П.* Структура и свойства полимерных композиций с электропроводящими наполнителями: Диссертация доктора физ.-мат. наук: 01.04.19 // Інститут хімії високомолекулярних соединений – К., 2003. – 330 с.
13. *Rokits'kyi M.A., Gorbyk P.P., Levandovs'kyi V.V., Makhno S.M., Kondratenko O.V., Shut N.I.* Electrophysical properties of polymer composites penton – silver iodide system in SF-region // *Functional Materials*. – 2007. – №1. – P.1-5.
14. *Семко Л.С., Черныш И.Г., Вовченко Л.Л., Мацуй Л.Ю.* Электрофизические свойства композиционных материалов на основе полиэтилена и терморасширенного графита // *Пластические массы*. – 1991. – № 8. – С.20-23.

Рокицкий М.А., Шут Н.И., Левандовский В.В., Мазуренко Р.В.

Электрофизические свойства матрично-дисперсной системы на основе пентапласта и йодистого серебра

АНОТАЦИЯ

Проведено експериментальні дослідження впливу теплових полів на електрофізичні властивості полімерних композитів матрично-дисперсної системи (МДС) пентапласт – йодид срібла (AgI) з вмістом дисперсного наповнювача $0 \leq \varphi \leq 100$ % (об.) в діапазоні частот 0.1 – 10 кГц в температурному інтервалі 293 – 453 К. Отримані дані свідчать про значне зростання питомої електропровідності σ композитів пентапласт – AgI (більше трьох порядків величини) при $T > 420$ К. Результати обговорюються в рамках каркасної структурної моделі.

Rokitskiy M.A., Shut N.I., Levandovskiy V.V., Mazurenko R.V.

Electrophysical properties of penton – silver iodide matrix-disperse system

SUMMARY

Experimental researches of heat fields influence on electrophysical properties of polymer composites of penton – silver iodide (AgI) matrix-disperse system (MDS) with volume filling φ from 0 to 100 % in 0.1 – 10 KHz frequency range from 293 to 453 K have been carried out. Received data indicates considerable increase of specific electroconductivity σ of penton – AgI composites (more than three orders of magnitude) at $T > 420$ K. Results discussed in frame structure model limits.

Семенов К.И.

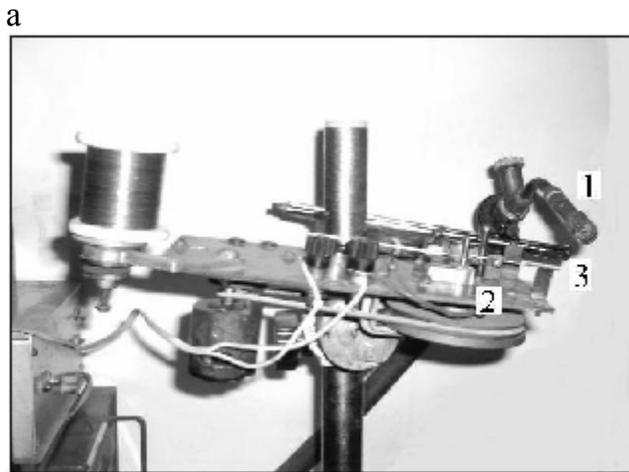
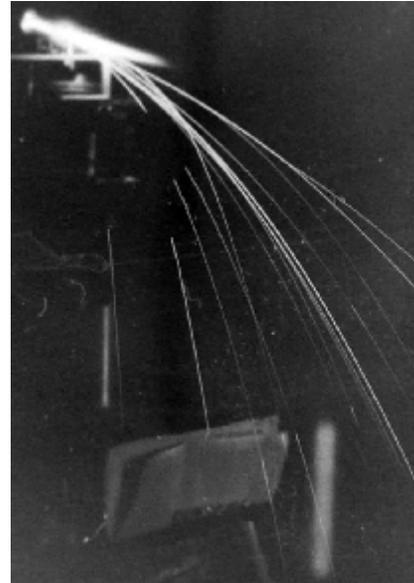
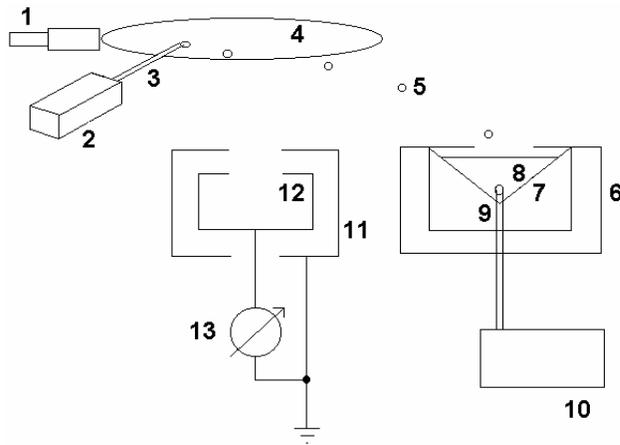
*Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова,
Проблемная научно-исследовательская лаборатория №1*

Исследование температуры и заряда частиц меди, получаемых в газоплазменном генераторе. Часть I. Эксперимент.

Экспериментально исследованы температура и заряд частиц меди, получаемых в газоплазменном генераторе: приведены описание экспериментальной установки, методов расчёта температуры и заряда, а также результаты измерений. Дан предварительный анализ полученных результатов.

Проблемы горения дисперсных топлив (в том числе, металлизированных), химическое реагирование в дисперсных системах и др. технологии тесно связаны с процессами электрообмена, которые активно изучаются уже длительное время как отечественными учёными [1], так и зарубежными [2]. Тем не менее, многие, в частности, экспериментальные, аспекты проблемы остаются не исследованными, например, наличие (величина и знак) заряда на нагретых частицах металла, исследование которого и было целью данной работы. Измерялась температура и заряд нагретых до температуры плавления частиц меди. Предварительные результаты были опубликованы в [3], где, например, при измерении температуры не была учтена теплоёмкость микрокалориметра [3, стр. 201], и сделана ошибка в знаке заряда, более корректные данные приведены в [4].

Нагретые частицы меди получались в газоплазменном генераторе [5], позволяющем получать частицы с большой частотой, до 100 в секунду, и начальной температурой до 1400К. Генератор состоял (см. рис. 1) из горелки (или плазматрона) 1, устройства подачи 2 диспергируемого материала 3. При непрерывной подаче стержневого материала в зону газоплазменного факела 4 происходит плавление разогретой части стержня и его диспергирование на отдельные частицы 5 в результате действия аэродинамической силы и силы тяжести. Температура получаемых частиц вычислялась, а также измерялась при помощи микрокалориметра, состоящего из наружного теплоизолирующего корпуса 6, внутреннего, выполненного из тонкой медной фольги, конуса 7, куда заливалось минеральное масло 8, и вставлялась термопара 9, присоединяемая к измерительному прибору 10. Заряд измерялся по стекающему через образцовое сопротивление току, при этом использовались цилиндр Фарадея, состоящий из внешнего 11 и внутреннего 12 проводящих оболочек, и измеритель малых токов (В2-16) 13. Поскольку микрокалориметр невозможно было поднести близко к пламени с целью измерения температуры частицы сразу после выхода их из пламени (это привело бы к большой ошибке из-за нагрева микрокалориметра вблизи пламени), то указанная температура вычислялась следующим образом. Оторвавшаяся капля металла (после отрыва уже - частица), массой m и тепло-



а

б

в

г

Рис. 1. а - схема установки по определению температуры и заряда ММЧ, получаемых в газоплазменном генераторе; б, в, г – фотографии работающего генератора и треков частиц, генератора и микрошлифа частицы соответственно.

ёмкостью c , имеет температуру $T_{\text{ч}}$, которая сразу после отрыва практически равна температуре плавления. После отрыва частица движется ещё некоторое время в зоне факела, температура которого $T=1350^{\circ}\text{C}$. Профиль температур и скоростей факела считался П-образным. При этом радиационный поток тепла от факела к частице, с площадью поверхности S и температурой $T_{\text{ч}}$, можно считать несущественным, что справедливо для прозрачного пламени (использовалось слабо светящееся пламя пропана в кислороде). Излучение dQ_c/dt частицы на стенки оценим на основании закона Стефана-Больцмана:

$$\frac{dQ_c}{dt} = \epsilon_{\text{пр}} S \sigma (T_{\text{ч}}^4 - T_{\text{см}}^4), \quad (1)$$

где $\epsilon_{\text{пр}}$ – приведенный коэффициент лучеиспускания, здесь равный коэффициенту излучательной способности частицы $\epsilon_{\text{ч}}$.

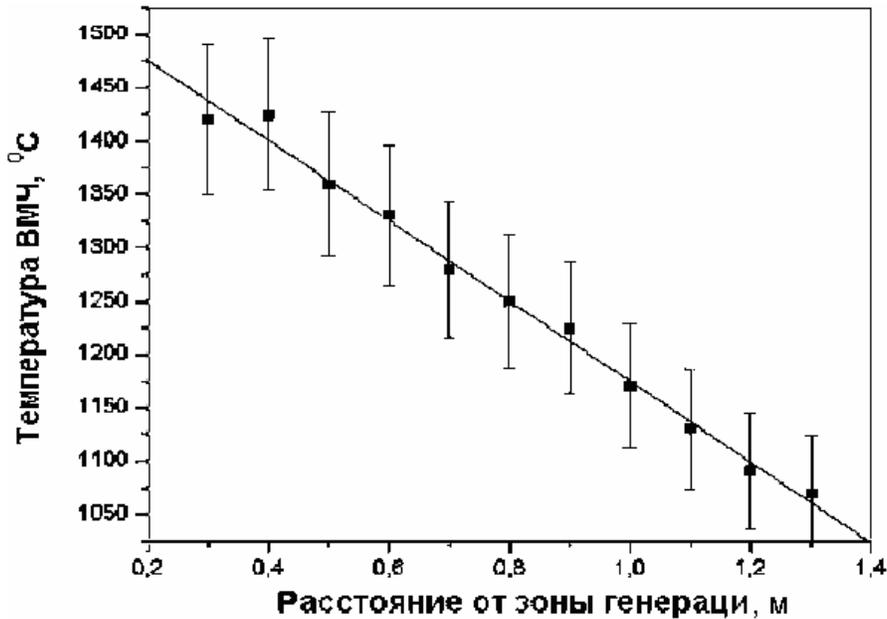


Рис.2. Зависимость температуры ВМЧ из меди со средним диаметром 200 мкм, полученные в горизонтальном пропано-воздушном факеле.

Конвективный тепловой поток $\frac{dQ_k}{dt}$ определим в предположении изотропности температуры пламени на основании закона Ньютона

$$\frac{dQ_2}{dt} = \alpha S (T - T_q) \quad (2)$$

где α – коэффициент теплопередачи, который найдем, используя критерий Nu , $\alpha = \frac{\lambda \cdot Nu}{d}$ (λ и d – теплопроводность пламени и диаметр частицы, соответственно). $Nu = 2 + 0.6Re^{1/2} Pr^{1/3} \approx 2$. Учитывая (1) и (2) запишем уравнение, описывающее изменение температуры частицы со временем

$$mc \frac{dT_q}{dt} = \alpha S (T - T_q) - \epsilon_q \sigma S (T_q^4 - T_{cm}^4). \quad (3)$$

Для решения уравнение (3) дополнялось его начальными условиями $T(t=0)=T_0$. Для медных частиц диаметром 250-350 мкм расчётная температура при выходе из используемого факела, смеси пропана и воздуха, составила 1200°C. Решения уравнения (3) использовались при построении зависимости заряда частиц от их температуры.

Средняя температура получаемых частиц при дальнейшем их движении в воздухе измерялась экспериментально при их накоплении в микрокалориметре по изменению температуры масла. Расчёт производился на основании уравнения теплового баланса

$$m_m c_m (T_{m2} - T_{m1}) + C_k (T_{m2} - T_{m1}) = m_q c_c (T_q - T_{m2}), \quad (4)$$

где m_m – масса масла, используемого в калориметре; c_m – теплоёмкость масла; T_{m1} и T_{m2} – температура масла до и после сбора частиц соответственно; T_q –

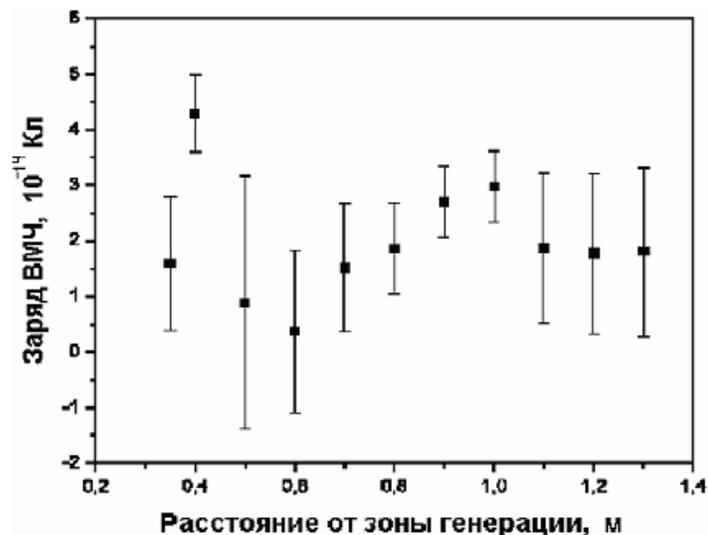


Рис. 3. Экспериментальная зависимость заряда ВМЧ из меди со средним диаметром 200 мкм от расстояния до зоны генерации.

средняя температура частиц перед попаданием в калориметр; C_k – теплоёмкость микрокалориметра (определялась опытным путём); $m_{\text{ч}}$ – масса частиц, остывших в калориметре; $c_{\text{ч}}$ – теплоёмкость частиц.

Так как ВМЧ имели высокую начальную температуру, то использование легкокипящей жидкости в качестве калориметрической за счёт испарения её части привело бы к повышению ошибки определения температуры. Микрокалориметр, как уже было сказано, был изготовлен из тонкой медной фольги, образующей конус, который наполнялся маслом, и помещался в корпус из пенопласта. Теплоёмкость калориметра составляла 8.7% от теплоёмкости масла, поэтому при расчёте учитывались обе теплоёмкости.

После измерений температуры частицы промывались в растворителе, взвешивались, затем проводился дисперсный анализ.

Заряд частиц определялся при помощи цилиндра Фарадея, состоящего из собирающей и экранирующей ёмкостей 11 и 12 рис. 1, с использованием электрометрического вольтметра постоянного тока ВК2-16. Погрешность прибора при измерении заряда составляла $6 \cdot 10^{-15}$ Кл.

Результаты измерения температуры частиц приведены на рис.2.

На рис. 3 и рис. 4 приведены результаты измерений заряда частиц от расстояния до зоны генерации и температуры. Таким образом, эксперимент показал, что частицы меди имеют положительный заряд, который слабо изменяется в процессе движения вне факела.

Очевидно, что электрообмен между поверхностью частицы (на рис. 1г приведена фотография микрошлифа, видно, что поверхность окисленная и неровная), эмитирующей электроны, и нагретым газом, происходит уже в пламени, содержащем радикалы. В холодном пламени пропана в начале горения обнаружены [6] соединения CH_2O , CH_3CHO , H_2O_2 , органические пероксиды CH_3OH ,

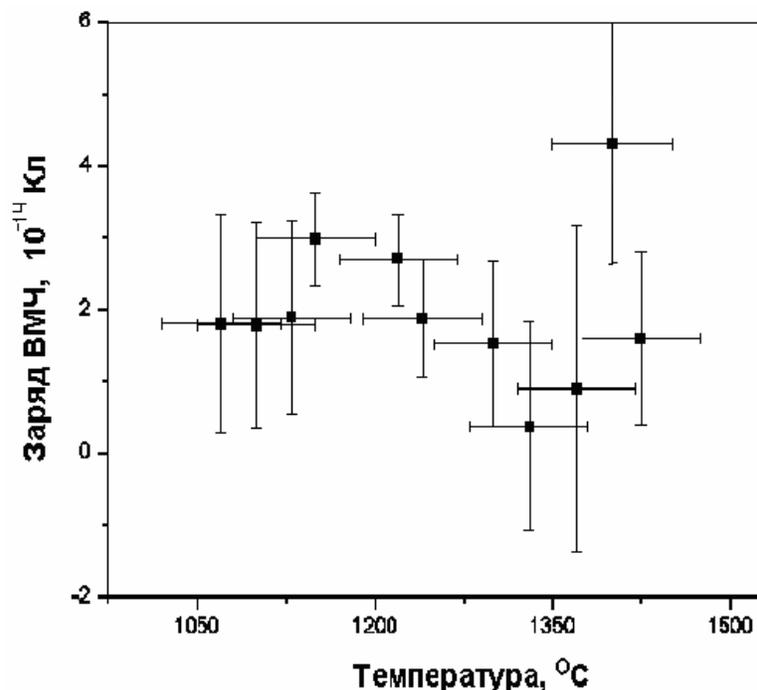


Рис. 4. Зависимость заряда от температуры для ВМЧ из меди со средним диаметром 200 мкм, после генерации в воздушно-пропановом пламени.

C_3H_6 , C_2H_4 , H_2 , CO и HO_2 , а на дальнейших этапах окисления концентрация альдегидов растёт, а пероксидов падает. Процесс идёт при 550 К с накоплением в продуктах реакции CO_2 и CO . В горячем пламени происходит следующая цепочка реакций $C_3H_8 - C_3H_7 - (C_3H_6 + H) + C_2H_4 + CH_3 - CH_2O - HCO + CO$. Но, этот материал не даёт надёжного представления о всех звеньях превращений пропана, т.к. в нём отсутствуют данные о концентрации атомов и радикалов. Приведенная схема описывает лишь последовательность превращений молекулы с тремя атомами углерода, при этом практически не затрагиваются реакции с участием кислорода. Концентрация молекул водорода в пламени доходит до 3%, и очень большой является концентрация паров воды. Таким образом, рассмотрение зарядки частиц в пламени наталкивается на трудности, связанные со сложными физико-химическими процессами, происходящими в нём. После выхода из пламени происходит электрообмен в холодном воздухе, расчёт которого в случае более горячих частиц приведен в [7], и который в применении к исследованным частицам будет применён в следующей части статьи.

Литература:

1. Флорко А.В. Оптические и электрические аспекты процесса горения дисперсных систем: Дис. ... д-ра. физ.-мат. наук: Одесса. – 1994. – 359 с.
2. Лаутон Дж., Вайнберг Ф. Электрические аспекты горения: Пер. с англ. – М.: Энергия, 1976. – 296 с.

3. Суслов А.В. Тепло-электрофизические аспекты монодиспергирования металлов повышенной тугоплавкости: Дис. ... д-ра. физ.-мат.наук: Одесса. – 1998. – 322 с.
4. Семенов К.И. Тепло-электрофизические факторы эволюции высокотемпературных частиц в газе: Дис. ... к-та. физ.-мат.наук: Одесса. – 2005. – 149 с.
5. Суслов А.В., Лялин Л.А., Семенов К.И. Газоплазменное монодиспергирование металлов умеренной и повышенной тугоплавкости // Инженерно-физический журнал. – 1991. – Т.60., №4. – С.571-576.
6. Свойства неорганических соединений. Справочник // Ефимов А.И. и др. – Л.: Химия, 1983. – 392 с.
7. Semenov K.I., Lyalin L.A., Kalinchak V.V., Kopyt N.Kh., Chernenko A.S. Experimental research of thermoemission charging of metal particles// Ukrainian journal of physics. – 2008. – №11. – С. 1075-1079.

Семенов К.И.

Дослідження температури та заряду часток міді, що отримувалися в газоплазменому генераторі. Частина I. Експеримент.

АНОТАЦІЯ

Експериментально досліджено температуру та заряд часток міді, що отримані в газоплазменом генераторі: приведено опис експериментальної установці, методів розрахунку температури та заряду, а також результати вимірювань. Дано попередній аналіз отриманих результатів.

Semenov K.I.

Research of temperature and charge of particles of the copper received in gas-plasmas the generator. Part I. Experiment.

SUMMARY

The temperature and charge of particles of the copper received in gas-plasmas generator are experimentally investigated: the description of experimental installation, methods of calculation of temperature and a charge as well as results of measurements are resulted. The preliminary analysis of the received results is given.

Маренков В.І., Кучерський А.Ю., Слободенюк О.В.

*Одеський національний університет імені І.І. Мечникова,
кафедра теплофізики,
maren0@ukr.net*

Коливні моди макрочастинок конденсованої дисперсної фази в плазмі продуктів згоряння металізованого пального

Багаточастинкова проблема визначення коливних мод заряджених макрочастинок в гетерогенному плазмовому середовищі (ГПС) приведена до ефективної одночастинкової задачі дослідження коливого руху виділеної макрочастинки у збуреному самоузгодженому полі статистичної чарунки електронейтральності ГПС. В рамках модельної теорії одержано аналітичний вираз для амплітудно-частотної функції коливних мод макрочастинок в гетерогенній плазмі. Досліджено її температурну концентраційну та іонізаційну (від степеню іонізації плазми) залежності. Показано, що межа коливних нестійкостей макрочастинок в гетерогенній плазмі продуктів згоряння лежить в області 16-120 кГц, що добре узгоджується з наявними експериментами.

У сучасних високотемпературних технологіях, таких як напилення електронних схем, фулерен-технології, креація наночастинок в плазмохімічних реакторах, тощо – контроль мікрофізичних параметрів несучого або реакційного гетерогенного плазмового середовища набуває першочергового значення. Причому найбільш важливою вимогою, в плані функціонування технологічної плазмової установки, є усталеність локальних термодинамічних параметрів ГП в її робочому об'ємі [1]. Гетерогенна плазма (ГП) продуктів згоряння металізованих паливних використовується в ряді технологій як робоче середовище для отримання субмікронних частинок оксидів вузьких монодисперсних фракцій за рахунок паро-газової конденсації в факелі. Турбулентні пульсації, інші небажані впливи контролюються при цьому ретельною підготовкою суміші реагентів, зокрема при горінні диспергованих металів використовують ламінарне пилове полум'я, що утворюється при горінні попередньо змішаної зависі металевого порошку в несучому газі, до складу компонентів якого входить окислюючий газ [2].

В той же час, дія далекосяжних кулонових сил на тлі неконтрольованих зовнішніх параметрів і спричинених ними флуктуацій температури, тиску, заряду макрочастинок і електромагнітних полів ГП призводять до виникнення в плазмовому об'ємі колективних коливних процесів (плазмових хвиль) зумовлених взаємодією вільних зарядів із самоузгодженим електростатичним полем системи. При достатньо великих амплітудах коливань це спричинює розвиток плазмових нестійкостей робочого середовища та порушує стабільний режим функціонування установки [3, 6-8].

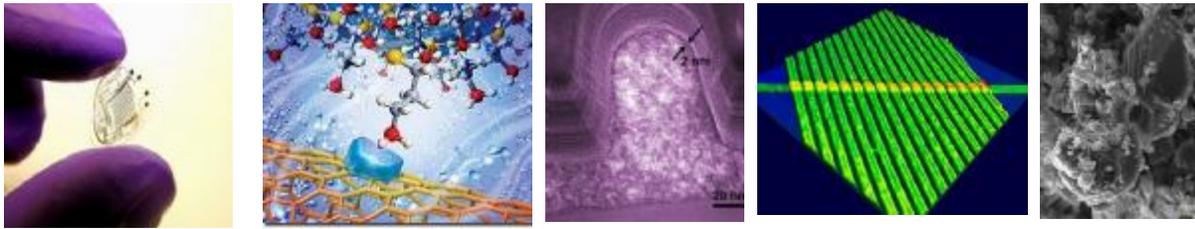


Рис. 1.: а) - мікрочіп; б) –схема окремого елемента; в), з) - електронномікроскопічні фотографії нано-елементів сіну; д) агломерат частинок конденсованої фази з некондиційного сіну.

Так, у випадку плазмового наплення електронних схем, наявність коливних нестійкостей заряджених конденсованих макрочастинок (МЧ) у газовій фазі плазми супроводжується їх агломерацією (рис. 1.а) - 1.д), що унеможливає створення мікрочіпу [3].

В теоретичному плані проблема виникнення та еволюції коливань МЧ в ГП є слабодослідженою та потребує детального опрацювання щодо досліджень механізму виникнення коливань макрочастинок конденсованої фази (КФ) та залежностей характеристик коливних процесів від визначальних термодинамічних параметрів плазми: температури, злічених концентрацій компонентів, діелектричних та електронних властивостей речовини МЧ.

Найбільш актуальний аспект проблеми – розбудова фізичної моделі коливних процесів в підсистемі заряджених конденсованих макрочастинок, які разом з іонізованим газом утворюють гетерогенне плазмове середовище – визначає мету та окреслює коло задач, вирішених в роботі .

1. Електростатична взаємодія індивідуальних макрочастинок і мікрополів гетерогенної плазми. Проявом далекосяжної кулонової взаємодії в слабоіонізованій ГП є випадкові блукання індивідуальних МЧ в «просторі зарядів», які згідно з уявленнями статистичної моделі квазінейтральних чарунок плазми [4,6-8] є спряженими із локалізацією макрочастинок кожного моменту часу в певній миттєвій чарунці електронейтральності Ω_{ξ} . В стані рівноваги, який ми покладемо в подальшому реалізованим, ці блукання здійснюються випадково і мають стохастичний характер. Але кожне флуктуаційне зміщення МЧ в області локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР) внаслідок протилежної полярності електричних зарядів МЧ та її електрон-іонної атмосфери в чарунці призводить до виникнення миттєвої локальної «деформації» електричного поля чарунки і, в кінцевому підсумку, породжує низку релаксаційних плазмових процесів, що відновлюють квазінейтральність плазми. При статистичному осередненні за ансамблем реалізацій системи, підмножина чарунок зі «зміщеними» відносно рівноважного положеннями в електронейтральних чарунках МЧ, дає свій статистичний внесок у загальну картину розподілу локального електростатичного поля в ефективній електронейтральній чарунці, який компенсується протилежними внесками («протилежними», в лабораторній системі відліку, зміщенням МЧ»), що загалом в ізотропній ГП дає середньо сферичний розподіл об'ємного заряду в осередненій квазінейтральній чарунці Ω_{ξ}^Z . В той

же час, наявність в статистичному ансамблі збурених електронейтральних чарунок зі зміщеними макрочастинками дає можливість визначити осереднене електростатичне поле, що діє на макрочастинку, яка змістилась відносно електричного центру чарунки.

Згідно з пропонованою моделлю, сила, що діє в чарунці електронейтральності на «зміщену» МЧ, визначається векторною сумою незбуреного самоузгодженого електростатичного поля плазми і електричного поля «фіктивного заряду» МЧ протилежної полярності («фіктивна МЧ», яка займає місце дійсної МЧ у незбуреній чарунці електронейтральності, див. рис. 2). Електричний заряд виділеної МЧ і самоузгоджене незбурене електростатичне поле в її околі визначаються в рамках «статистичної моделі квазінейтральних чарунок ГП» [5]. Колівні моди індивідуальних МЧ в рівноважній плазмі знайдено шляхом дослідження еволюції флуктуаційного зміщення макрочаряду з положення рівноваги в статистичній чарунці електронейтральності Ω_{ξ}^Z . «Повертаюча сила», що діє на зміщену МЧ, в слабкоіонізованій плазмі визначається в лінійному наближенні за потенціалом для «моделі чарунок» [5] з рівнянь Пуасона-Больцмана і Пуасона-Фермі, відповідно для розподілів самоузгодженого потенціалу зовні та всередині власного об'єму виділеної макрочастинки

$$\begin{aligned} \mathbf{f} = & -\frac{z^2 \cdot e^2 \cdot \delta}{\epsilon_G \cdot \delta^3} + \frac{\alpha \cdot z \cdot e \cdot \delta}{\epsilon_G \cdot \kappa \cdot \delta^3} \cdot \left\{ \kappa \cdot (r_C - \delta) \cdot \cosh[\kappa \cdot (r_C - \delta)] - \right. \\ & \left. - (1 - \kappa^2 \cdot r_C \cdot \delta \cdot \sinh[\kappa \cdot (r_C - \delta)]) \right\} \end{aligned} \quad (1)$$

Тут: $z, e, \epsilon_G, \kappa, r_C$ - відповідно зарядове число МЧ, заряд протона, діелектрична проникність буферного газу, обернена дебаєва довжина вільних електронів та іонів ГП, радіус чарунки електронейтральності; α - параметр, що його визначено співвідношенням злічених концентрацій вільних електронів та іонів ГП на межі чарунки та температурою плазми $\alpha = \frac{kT}{e} \cdot \frac{n_{e0} - n_{i0}}{n_{e0} + n_{i0}}$, k - константа

Больцмана.

Рівняння руху макрочастинки, що пов'язує модуль зміщення МЧ δ і повертаючу силу f , та враховує тільки дальнодіючі електростатичні сили, має вид

$$\begin{aligned} \mathcal{G} = & \frac{z^2 e^2}{\epsilon_G \delta^2 m_p} \cdot \left\{ \frac{kT}{z \cdot \kappa \cdot e^2} \cdot [\kappa \cdot (r_C - \delta) \cdot \cosh[\kappa \cdot (r_C - \delta)] - \right. \\ & \left. - (1 - \kappa^2 \cdot r_C \cdot \delta \cdot \sinh[\kappa \cdot (r_C - \delta)])] - 1 \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

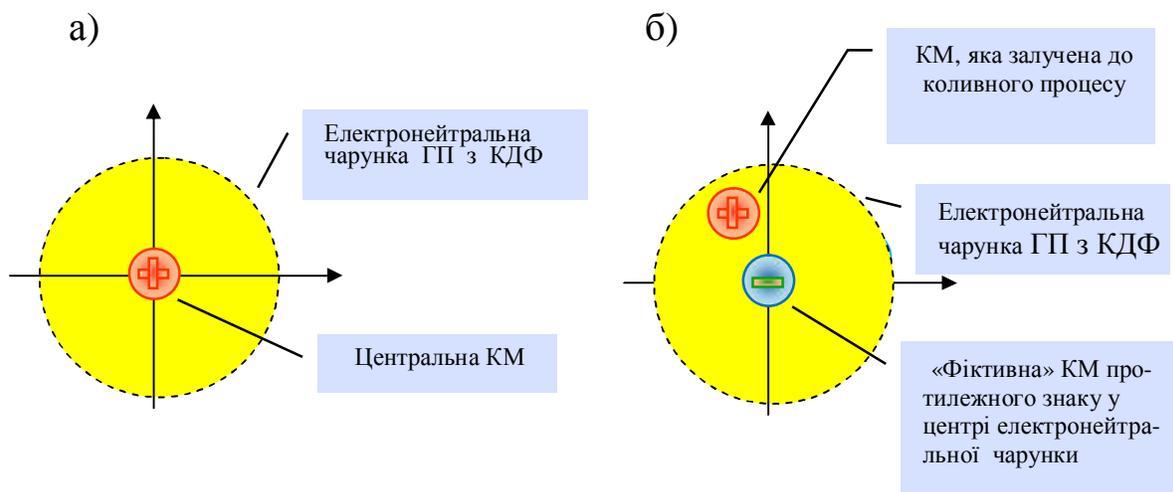


Рис. 2. Флуктуаційне зміщення індивідуальної макрочастинки відносно рівноважного положення в статистичній чарунці електронейтральності: а) незбурена чарунка з позитивною МЧ у центрі; б) модель чарунки зі зміщеним центральним макрочарядом.

розв'язок (2) для $\delta \ll r_c$ (r_c – радіус чарунки) фактично є розв'язком диференціального рівняння для руху макрочаряду в ефективному полі чарунки, що його складають незбурене самоузгоджене поле системи та поле дипольного моменту, утвореного «зміщеним» та фіктивним зарядами. Амплітудах коливань МЧ, що порівнюються або перевищують розміри чарунки електронейтральності r_c ($\delta \geq r_c$) відповідають стани плазмових нестійкостей зумовлені колективною взаємодією підсистеми макрочарядів ГП з її самоузгодженим електростатичним полем. Таким чином, співвідношення між амплітудними значеннями зміщень макрочастинки та розмірами осереднених чарунок електронейтральності ГП встановлює обмеження на активовані зовнішні впливи на робочий об'єм плазми в області частот, які відповідають незатухаючим модам коливних процесів підсистеми МЧ. На основі одержаних рівнянь модельної теорії створено комплекс підпрограм комп'ютерної симуляції коливних процесів в частинковій підсистемі ГП "KUARYU.M", який має налаштування на інтерактивні режими роботи в середовищі MATLAB'у. результати комп'ютерного експерименту з визначення залежностей амплітудно-частотної характеристики стохастичних коливань підсистеми субмікронних частинок оксиду алюмінію в ламінарному полум'ї газозависі частинок алюмінію в азотно-кисневій суміші наведено в розділі 2. Результати порівняно з даними натурного експерименту [2], щодо аналізу за допомогою АЦП частот спорадичних коливних мод факелу продуктів згоряння газозависі в полі плоского конденсатора.

2. Комп'ютерна симуляція і порівняльний аналіз з даними експерименту. При проведенні розрахунків для плазми продуктів згоряння використані дані експериментів, що проводились в лабораторії Інституту Горіння та Нетрадиційних Технологій ОНУ, що їх описано в статті [2]. Головним моментом при

проведенні плазмового розрахунку в моделі чарунок на основі програм "KUARYU.M" є визначення рівня Фермі електронної підсистеми ГП.

Для широкого діапазону геометричного розміру і концентрацій частинок оксиду алюмінію та для заданої температури $T = 3150$ К факелі продуктів згоряння визначено 2-D залежності для електрохімічного потенціалу електронного компоненту, потенціалу поверхні та зарядових чисел макрочастинок, осередненого рівня іонізації ГП в площині визначальних параметрів (концентрація – n_p , розмір МЧ – r_p), що змінюються в логарифмічному масштабі та належать відрізка $n_p \in [10^5, 10^{12}] \text{ см}^{-3}$; $r_p \in [5 \cdot 10^{-7}, 5 \cdot 10^{-5}] \text{ см}$ (рис. 3 – 8). Значення відповідних параметрів "впродовж" вісей незалежних змінних у дискретних точках масштабної сітки визначаються за формулами

$$\begin{aligned} r_p^i &= \exp(\ln r_p^1 + (\ln r_p^N - \ln r_p^1) / 20 \times (i - 1)); \\ n_p^j &= \exp(\ln n_p^1 + (\ln n_p^N - \ln n_p^1) / 20 \times (j - 1)); \end{aligned} \quad (3)$$

$i, j \in [1, 21]$.

де верхнім індексом позначено порядок вузлів сіток на вісях

Порівняння з даними натурального експерименту. Висновки запропонованої теорії та залежності параметрів коливних мод макрочастинок у плазмі продуктів згоряння конденсованого пального перевірено з використанням даних натурних експериментів, проведених під керівництвом професора Золотко А.Н. (Флоко О.В., Полетаєв М.І. та інші) в лабораторії Інституту горіння та нетрадиційних проблем ОНУ, заснованих на аналізі коливань діелектричної проникності факелу продуктів згоряння зависі диспергованого алюмінію в киснево-азотній суміші попередньо підготованій таким чином, щоби її склад задовольняв вимогам стехіометрії для екзотермічної реакції окислення алюмінію до оксиду Al_2O_3 . Принципову схему експерименту (рис. 9) з виміру коливань струмів витоку з конденсатора з постійною напругою на обкладках та виокремленим, ізольованим від пластин прошарком нейтрального буферного газу, факелом продуктів згоряння між ними, наведено в [2]. Горіння попередньо підготованої суміші диспергованого алюмінію з середнім радіусом частинок 3-5 мк відбувається згідно з даними [2] в реакційній зоні факелу з утворенням парогазової фази, воб'ємі якої конденсується продукт реакції - оксиди алюмінію - у виді субмікронних частинок сфероїдальної форми. Форма та розміри субмікронних частинок алюмінію подібні до тих, що спостерігаються в плазмі продуктів згоряння твердих палив на основі алюмінію [3, 4], і забезпечується, згідно міркувань, наведених в [4, 5], паро-фазними умовами здійснення реакції поблизу поверхні частинок металевого алюмінію, реакція відбувається у вузькій зоні, і частинки конденсату характеризуються вузькими фракціями розподілу за геометричним розміром з малою дисперсією відносно моди [2-5]. При досягненні певної постійної напруги на пластинах конденсатора, в ланцюжку пластина-земля (див. рис. 9 з роботи [2]) з'являються спорадичні "спалахи" струмів витоку, що випадково повторюються у часі і швидко затухають.

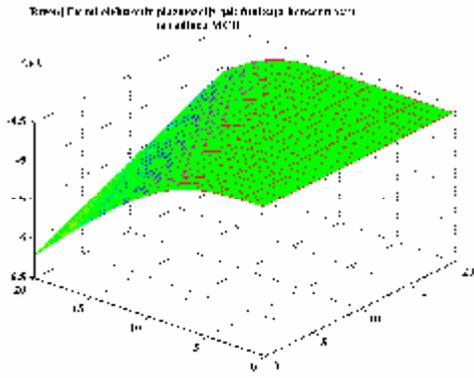


Рис. 3 рівень Фермі електронів плазми продуктів згоряння, eV .

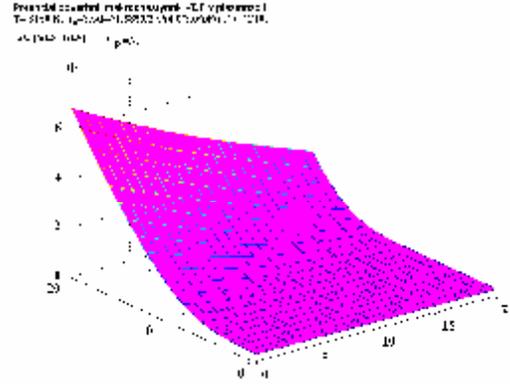


Рис.4. Електростатичний потенціал поверхні МЧ, нормований на kT.

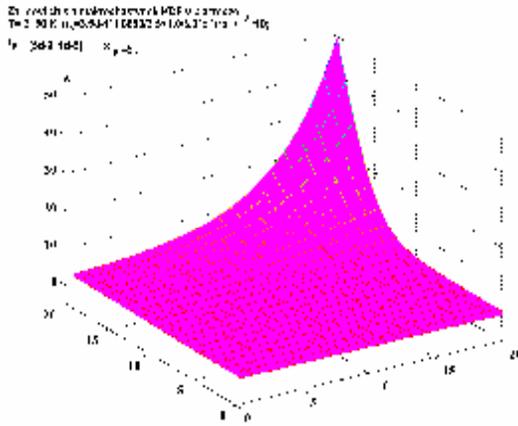


Рис.5. Зарядові числа плазмозла частинок оксиду алюмінію в факелі плазми продуктів згоряння.

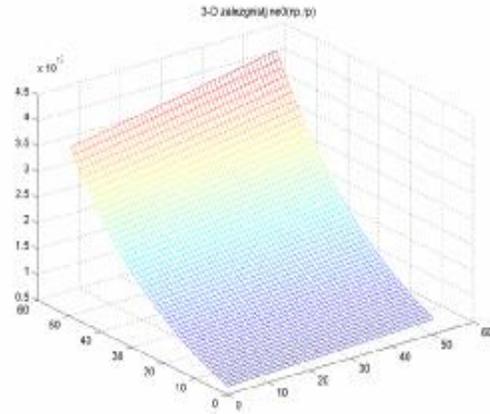


Рис.6. Залежність електронної густини від зліченної концентрації та геометричного розміру макрочастинок.

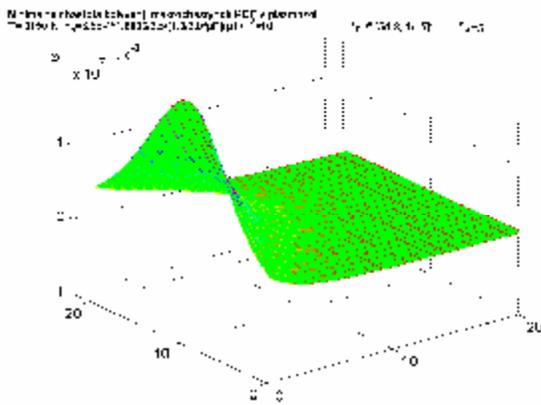


Рис. 7. Мінімальна частота коли-них мод макрочастинок Al_2O_3 в ламінарному факелі продуктів згоряння диспергованого алюмінію.

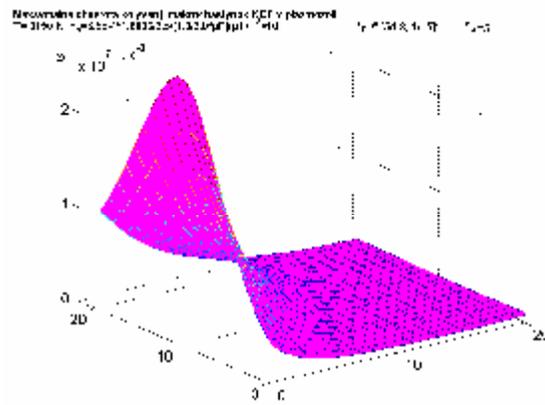


Рис. 8. Максимальна частота коли-них мод макрочастинок Al_2O_3 в ламінарному факелі продуктів згоряння диспергованого алюмінію .

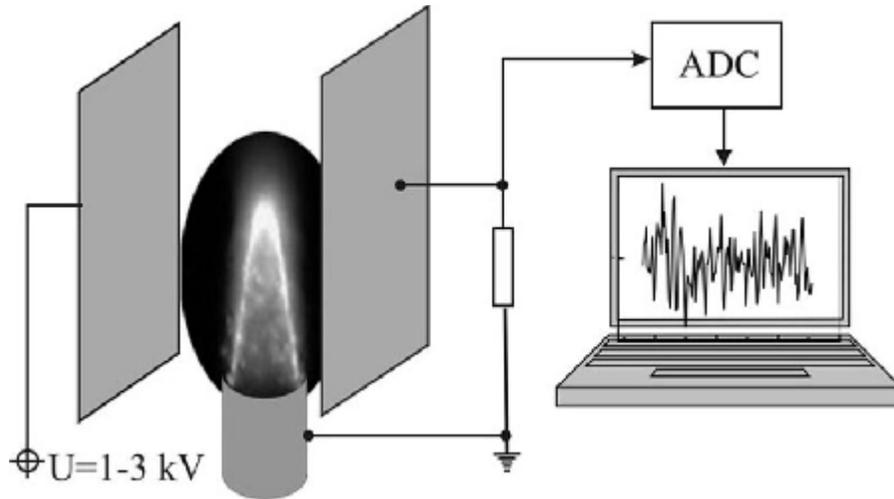


Рис. 9. Експериментальна схема для спостереження та визначення частот коливань заповненої плазми (рисунок з роботи [2]).

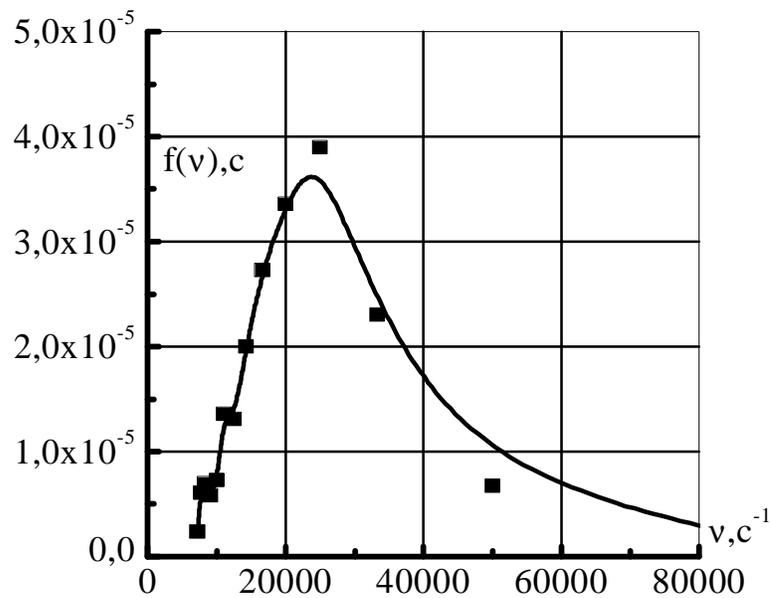


Рис. 10. Спектр електричних осциляцій в полум'ї [2].

На основі фур'є-аналізу сигналу, поданого на АЦП авторами [2] визначено спектральний склад сигналу та найбільш ймовірна ("модальна") частота для заданих умов експерименту $\nu^{\text{exp.}} \cong 24.5 \text{ кГц}$ (рис. 10).

Порівняння незалежних розрахунків амплітудно-частотної функції коливань "частинкової" компоненти факелу, виконаних на основі пропонуємої моделі в комп'ютерному експерименті без використання підгоночних параметрів, а тільки ґрунтуючись на визначальних параметрах продуктів згоряння, з даними вимірів [2] в умовах натурального експерименту, свідчить про адекватне якісне та

Таблиця 1

Модельні розрахунки електрофізичних та коливних характеристик плазми продуктів згоряння зависі диспергованого алюмінію в окислюючому газі, що їх проведено для умов експерименту [2]

№ п / п	Температура МЧ $T = 3150$ К; робота виходу речовини МЧ $W^0 = -F^0 = 4.7$ eV.				
	Зліченна концентрація та розмір макрочастинок КДФ в полум'ї				
	$n_p \cdot 10^{-9}, \text{см}^{-3} \Rightarrow$	8.809	8.809	10.00	10.00
$r_p \cdot 10^{-5}, \text{см} \Rightarrow$	0.800	1.000	0.800	1.000	
Параметри ГП, одержані в рамках комп'ютерної симуляції					
1.	F, eV	-5.716	-5.661	-5.225	-5.178
2.	$n_{e0} \cdot 10^{-11}, \text{см}^{-3}$	6.107	7.463	37.296	44.331
3.	z	71.901	88.563	38.944	46.637
4.	$\kappa^{-1} \cdot 10^{+3}, \text{см}$	4.953	4.480	2.004	1.838
5.	$\nu^{\text{mod}} \cdot 10^{-4}, \text{с}^{-1}$	2.205	1.913	3.172	2.641

кількісне відтворення модельною теорією реальних динамічних процесів, що спричиняють колективні коливні збудження в гетерогенній плазмі. В таблиці 1 наведено дані з масивів комп'ютерної симуляції коливань макрочастинок в полум'ї продуктів згоряння попередньо змішаної суміші окислюючого газу та порошку алюмінію в ламінарному режимі горіння з температурою в області продуктів згоряння $T=3150$ К. В першому рядку таблиці (ненумерованому) представлено визначальні параметри плазми: зліченну концентрацію $-n_p$, та радіус $-r_p$ частинок оксиду алюмінію; в другому (№1) – розраховані на основі пропонуємої фізичної моделі значення рівня Фермі електронного компоненту ГП; в третьому та четвертому (№№ 2-3) подані – концентрація електронів в газовій фазі $-n_{e0}$ та зарядові числа МЧ $-z, i$, в п'ятому (№4) – довжина Дебая електронного компоненту; в останній строчці (№5) для вихідного набору визначальних параметрів наведені значення найбільш ймовірної частоти коливних мод МЧ в ансамблі КДФ в означених плазмових умовах. Видно, що найбільш

ймовірна частота коливань МЧ $\nu^{\text{mod}} = \frac{\omega}{2 \cdot \pi} = 2.2054$ кГц (остання ячійка пер-

шого стовбця таблиці), що її визначено в рамках пропонуємої моделі добре апроксимує експериментальне значення [2], визначене з експерименту $\nu^{\text{exp.}} = 24.5$ кГц.

Дещо зменшене порівняно з експериментальним значення модальної частоти коливних мод КЧ пояснюється відсутністю в модельній теорії врахування пондеромоторних сил, що діють на кожен із зміщених МЧ у плазмі і завжди направлені в сторону зростання його неоднорідності, тобто до центру чарунок у рівноважній ГП. Таким чином, при їх врахуванні модуль "повертаючої сили" буде зростати, що призведе також і до зростання частот коливань МЧ. Вплив

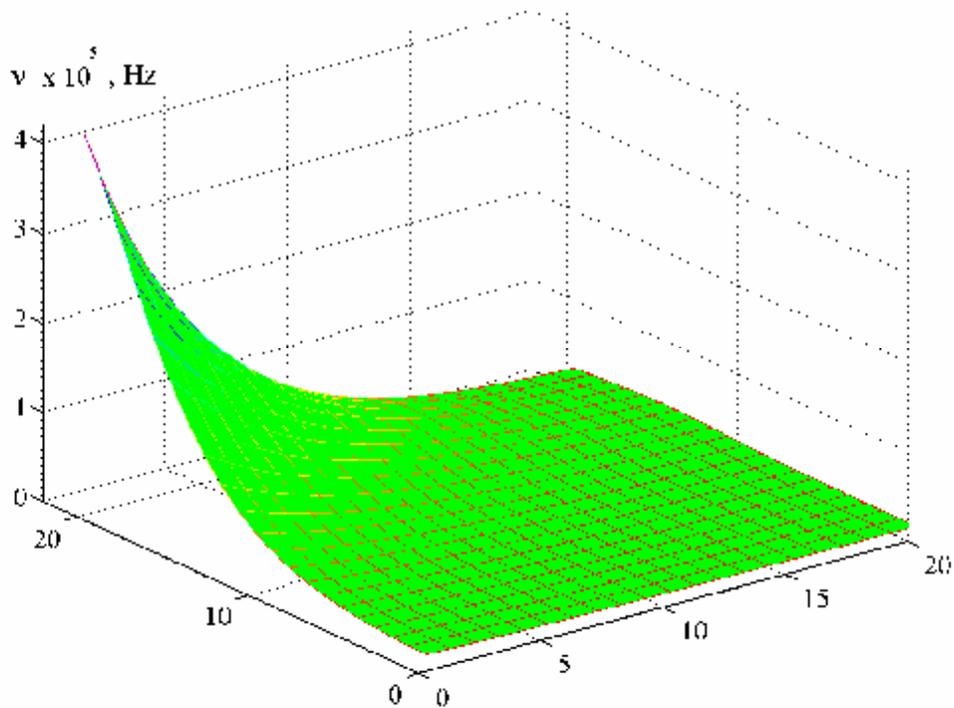


Рис. 11. Залежність найбільш імовірної частоти коливань макрочастинок Al_2O_3 в плазмі продуктів згоряння диспергованого алюмінію в окислюючому газі $n_p \in [10^5, 10^{12}] \text{ см}^{-3}$; $r_p \in [5 \cdot 10^{-7}, 5 \cdot 10^{-5}] \text{ см}$.

зліченної концентрації МЧ та їх радіусу пояснюється як зміною електрофізичних параметрів ГП (зростають або зменшуються заряди МЧ та локальне електростатичне поле в їх околі), так і зміною інеційних властивостей макрочастинок – при однаковому утриманні пального та подуктів реакції в факелі, в залежності від радіусу частинок конденсату Al_2O_3 змінюється не тільки розмір індивідуальних МЧ, але і їх концентрація в об'ємі. Тому сумарний вплив комплексу визначальних параметрів факелу на амплітудно-частотну функцію коливних мод ГП носить складний багатопараметричний характер, і загалом в координатах (r_p, n_p) простору визначальних параметрів має вид, що його демонструє рис.11. У випадку «полідисперсної» іонізації макрочастинок, функціональні залежності характеристик коливних мод МЧ можуть бути отримані шляхом узагальнення одержаних модельних співвідношень на випадок полідисперсного спектру розмірів КДФ з використанням теорії іонізаційних процесів гетерогенної плазми [7-8].

Висновки:

1. Багаточастинкову проблему, щодо визначення коливних мод заряджених макрочастинок в ГП зведено до ефективної одностинкової задачі – дослідження коливного руху виділеної макрочастинки у збуреному самоуз-

годженому полі статистичної чарунки електронейтральності. В залежності від визначальних параметрів, отримано спектр рівноважних коливних мод заряджених частинок конденсованої дисперсної фази в слабкоіонізованій гетерогенній плазмі.

2. В просторі термодинамічних параметрів досліджено область виникнення нестійкостей ГП, зумовлених частиковою компонентою. Показано, що існує область частот, у якій виникнення плазмових коливних процесів супроводжується неконтрольованими локальними змінами густини частинок КФ, що спричинює їх агломерацію.
3. В обчислювальному експерименті отримано значення модальних частот амплітудно-частотної та залежності граничних параметрів коливних мод, які охоплюють множину актуальних для впроваджень параметрів плазми і виокремлюють область виникнення коливних нестійкостей в її об'ємі.

Отримані результати є актуальними для контролю, аналізу та діагностики коливних процесів в гетерогенних плазмових системах, які використовуються у сучасних технологіях в якості робочого середовища.

Література:

1. Yaroshenko V.V., Vladimirov S.V., Morfill G.E. Vibrations of a pair microparticles suspended in a plasma sheath // *New J. Phys.* – 2006. – V. 8. – P. 201.
2. Poletaev N.I., Florko A.V., Doroshenko Yu. A., Polishchuk D.D. On a Possibility of the Existence of Dusty Plasma Oscillations in the Front on an Aluminium Particle Flame // *Український фізичний журнал.* – 2008. – Т.53, № 11. – С. 1066–1073.
3. Маренков В.І., Кучерський А.Ю. Розмірні та поляризаційні ефекти і самоорганізація наночастинок в процесах плазмового напилення мікросхем. // *НАНСИС 2007, Київ 21–23 листопада 2007 // Тези доповідей.* – С. 61.
4. Маренков В.І., Чесноков М.Н. Физические модели плазмы с конденсированной дисперсной фазой. – Киев: УМК ВО. –1989. – 188 с.
5. Золотко А.Н., Вовчук Я.И. Полетаев Н.И., Флорко А.В., Альтман И.С. Синтез наноксидов в двухфазных ламинарных пламенах//*Физика горения и взрыва.* – 1996. – Т.32. – №3. – С. 24-33.
6. Marenkov V.I. Physical modelling of ionization processes in dense high-temperature plasmasol // *Journal of Molecular Liquids.* –2003. –V. 105, № 2. – P. 299-305.
7. Маренков В.І. «Полідисперсна» іонізація макрочастинок в гетерогенних плазмових системах // *Физика аэродисперсных систем.* – 2002. – №. 39. – С. 270–280.
8. Marenkov V.I. Conceptual aspects of the electrophysical heterogeneous plasma properties theory // icpp2006.kiev.ua/CD/E/E038p.pdf.

Маренков В.И., Кучерский А.Ю., Слободенюк А.В.

**Колебательные моды макрочастиц конденсированной дисперсной фазы
в плазме продуктов сгорания металлизированного топлива**

АННОТАЦИЯ

Многочастичная проблема определения колебательных мод заряженных макрочастиц в гетерогенной плазменной среде (ГПС) приведена к эффективной одночастичной задаче исследования колебательного движения выделенной макрочастицы в возмущенном самосогласованном поле статистической ячейки электронейтральности ГПС. В рамках модельной теории получено аналитическое выражение для амплитудно-частотной функции колебательных мод макровключений в гетерогенной плазме. Исследованы ее температурная, концентрационная и ионизационная (от степени ионизации плазмы) зависимости. Показано, что граница развития колебательных неустойчивостей макрочастиц в гетерогенной плазме продуктов сгорания лежит в области 16-120 кГц, что хорошо согласуется с имеющимися экспериментами.

Marenkov V.I., Kuchersky A.Y., Slobodenuk A.V.

**Vibration modes of condensed dispersed phase macroparticles in
metallized fuels combustion products plasma**

SUMMARY

Multiparticle problem of determining the vibrational modes of charged particles in a heterogeneous plasma media (HPM) is reduced to an effective single particle problem of investigating the vibrational motion of the selected particulate matter in the perturbed self-consistent field of statistical cell electroneutrality. In model theory, an analytical expression for the amplitude-frequency vibrational modes macroinclusions function in a heterogeneous plasma. Investigate its temperature, concentration and ionization (the degree of ionization of the plasma) dependence. It is shown that the boundary of oscillatory instability of heterogeneous plasma particles in the combustion products lies in the 16-120 kHz, which agrees well with the available experiments.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Алтоиз Б.А. 72
Андреев В.И. 25
Асланов С. К. 67

В

Вовчук Я.И. 45

Г

Глауберман М.А. 25
Головко В.В. 45
Голубцов В.В. 97

Д

Дорошенко А.В. 25
Драгуновский Н. Н. 79

З

Золотко А.Н. 35

И

Идисис Е.А. 45

К

Казак И.И. 25
Калиниченко Л.Ф. 97
Калинчак В.В. 10
Каримова Ф.Ф. 20
Кириян С.В. 72
Копыт Н.Х. 97
Кузнецов А.А. 55
Кучерський А.Ю. 116

Л

Левандовський В.В. 103

М

Мазуренко Р.В. 103
Маренков В.И. 116
Михайленко В.И. 89
Муница В.С. 35

О

Орловская С.Г. 20

П

Поповский А.Ю. 89
Протас С.К. 20

Р

Рачинский Б.Е. 10
Рокицкий М.А. 103

С

Семенов К.И. 110
Сидоров А.Е. 35
Слободенюк А.В. 116

Т

Терлецкая Л.Л. 97

Ц

Царенко А.П. 79

Ч

Черненко А.С. 10

Ш

Шакун К.С. 89
Шаповалов И.П. 5
Шевчук В.Г. 35
Шкоропадо М.С. 20
Шут М.И. 103

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ СТАТЕЙ

1. В сборнике публикуются статьи с оригинальными результатами научных исследований по тематике:

- испарение, конденсация, коагуляция и электрическая зарядка аэрозолей, механизмы их образования и переноса;
- горение аэродисперсных систем;
- тепломассообмен и газодинамические явления в дисперсных системах при фазовых и химических превращениях;
- низкотемпературная плазма с конденсированной дисперсной фазой.

2. Статьи с результатами исследований, выполненными в организациях, подаются с разрешением этой организации на публикацию и сопроводительным письмом. Рукопись подписывается авторами (автором). На отдельном листе необходимо указать фамилию, имя, отчество, место работы, должность, контактные телефоны и адреса (электронный и почтовый).

3. Текст статей представляется в двух экземплярах на украинском, русском или английском языке с двумя аннотациями на двух (из трех указанных) языках, отличных от языка оригинала статьи и электронным файлом на дискете. Файл создается в Word и должен содержать текст статьи, аннотацию и рисунки. Название файла образуется от фамилии первого автора.

4. Статьи проходят научное рецензирование. В случае отрицательной рецензии статья или присылается на доработку или отклоняется.

Оформление статьи

Материал статьи должен быть изложен в следующей последовательности:

- 1) номер УДК;
- 2) инициалы и фамилии авторов;
- 3) название организации (й), представляющей (их) статью (если организаций больше, чем одна, после фамилии каждого автора ставится знак сноски (*), а ниже указываются все организации, названия городов;
- 4) название статьи;
- 5) аннотация;
- 6) текст статьи;
- 7) литература;
- 8) аннотации на 2-х упомянутых выше языках, отличных от языка оригинала статьи, с фамилиями и инициалами авторов и названием статьи.

Объем статьи, включая рисунки, литературу, аннотации, не должен превышать 10 страниц текста, напечатанного на компьютере через 1 интервал (с размером букв 14 pt). Поля: левое – 20 мм, правое 20 мм, вверху 20 мм, внизу 20 мм. Название статьи, фамилии авторов и название организаций печатаются буквами, размером 14 pt с межстрочным расстоянием между УДК, названием статьи и фамилиями авторов 1.5 интервала.

Таблицы. Таблицы нумеруют только в том случае, если их больше одной. Отступ до таблицы и после нее - 2 интервала. При необходимости таблицы могут иметь заголовки и примечание.

Иллюстрации. Иллюстрации выполняются по ходу изложения текста статьи по мере их упоминания в тексте в РСХ – формате или другом распространенном формате. Под рисунком печатается соответствующая подпись. Надписи, загромождающие рисунок, заменяются цифровыми или буквенными обозначениями и переносятся в текст статьи или в подписи под рисунком. Все обозначения на рисунке должны соответствовать обозначениям в тексте. Нумерацию кривых на рисунке вести сверху вниз, слева направо. Размер рисунка должен быть не менее 50 × 50 мм и не более 100 × 100 мм.

Литература. После текста статьи через 2 интервала печатается список литературных источников, используемых в статье, на языке оригинала по образцу:

Книги:

1. Бабий В.И., Куваев Ю.Ф. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 206с.
2. Основы практической теории горения: учебное пособие для вузов // В.В. Померанцев, К.М. Арефьев, Д.Б. Ахметов и др. // под ред. Померанцева. – Л.: Энергоатом издат, 1986. – 312с.

Статьи:

- a. Асланов С.К., Копейка П.И. Об особенностях моделей детонационного спина в различных горючих средах. // Физика аэродисперсных систем. – 1971. – Вып. 5. – С.92-100.
- b. Флорко А.В., Золотко А.Н., Каминская Н.В., Шевчук В.Г. Спектральные исследования горения частицы магния // Физика горения и взрыва. – 1982. – Т.18, №1. – С.17-22.
- c. Калинчук В.В. Теплообмен и кинетика химических реакций углеродной частицы с газами // Вісник Одеськ. держ. ун-ту. Сер.: фіз.-мат. науки. – 1999. – Т.4, вип..4. – С.12-16.
- d. Zatorovsky A.V., Zvelindovsky A.V. Hydrodynamic fluctuations of a liquid with anisotropic molecules // Physica A. – 2001. – V.298. – P. 237-254.

Тезисы:

1. Стручаев А.И., Стручаев Н.И. Оценка среднего размера жировых шариков гомогенизированного молока // Дисперсные системы. XX научная конференция стран СНГ, 23-27 сент. 2002 г., Одесса, Украина / Тез. докл. – Одесса: Астропринт, 2002. – С.252-253.
2. Suslov A.V., Semenov K.I. Interaction of high-temperature monodispersed metal particles with gases // Abstr. Of 14th Annual meeting of the American Association for aerosol research. – Pittsburgh, USA. – 1995. – P.37.

Аннотация, предшествующая тексту статьи, пишется на языке статьи одним абзацем, размером букв 12 pt, объемом 6-10 строк. **Аннотации** на других языках к тексту статьи печатаются после списка литературы. Аннотациям предшествуют фамилии и инициалы авторов и название статьи. После слова “АННОТАЦІЯ” или “SUMMARY” с абзаца печатается текст аннотации.

